

# THÈSE

présentée à

**L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I**  
ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES DU VIVANT, GEOSCIENCES, SCIENCES DE  
L'ENVIRONNEMENT

pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR**

**SPÉCIALITÉ : GÉOLOGIE MARINE**

par **M. SALLES Tristan**

---

**MODÉLISATION NUMÉRIQUE DU REMPLISSAGE SÉDIMENTAIRE DES  
CANYONS ET CHENAUX SOUS-MARINS PAR APPROCHE GÉNÉTIQUE.**

---

*Soutenance publique le 20 novembre 2006*

*Après avis de :*

MM.	<b>De Marsily G.</b>	Rapporteur
	<b>Griffiths C.</b>	Rapporteur

*Devant la commission d'examen composée de :*

MM.	<b>Bertrand P.</b>	Président
	<b>De Marsily G.</b>	Rapporteur
	<b>Griffiths C.</b>	Rapporteur
	<b>Peakall J.</b>	Examineur
	<b>Mulder T.</b>	Directeur de thèse
	<b>Cacas M.C.</b>	Promoteur IFP
	<b>Lopez S.</b>	Invité



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>La sédimentation gravitaire et les systèmes turbiditiques en milieu marin profond</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Présentation</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Processus de sédimentation en milieu marin profond</b>	<b>9</b>
	Résumé . . . . .	9
3.1	Processus de resédimentation . . . . .	11
3.2	Ecoulements issus des apports fluviaux . . . . .	12
3.2.1	Les écoulements aux embouchures des fleuves . . . . .	12
3.2.2	Le cas des courants hyperpycnaux . . . . .	12
3.2.3	Analyse de l'occurrence des écoulements hyperpycnaux . . . . .	13
3.2.3.1	Les types de transport . . . . .	13
3.2.3.2	Relation entre concentration en sédiment et débit des fleuves . . . . .	14
3.2.3.3	Les fleuves produisant des courants hyperpycnaux . . . . .	14
3.2.4	Les phénomènes de reconcentration . . . . .	14
3.2.4.1	La floculation . . . . .	14
3.2.4.2	La sédimentation par double diffusion (double diffusive sedimentation) . . . . .	14
3.2.4.3	La sédimentation convective (settling convection) . . . . .	15
3.3	Les écoulements turbulents . . . . .	16
3.3.1	La source de l'écoulement . . . . .	16
3.3.2	Le profil de l'écoulement . . . . .	17
3.3.3	La vitesse de l'écoulement . . . . .	17
3.3.4	Les dimensions caractéristiques . . . . .	17
	Conclusion . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Les systèmes turbiditiques sur les marges des bassins profonds</b>	<b>19</b>
	Résumé . . . . .	19
4.1	A la découverte de ces systèmes . . . . .	20
4.2	La classification des systèmes turbiditiques . . . . .	20
4.3	Les éléments architecturaux . . . . .	22
4.3.1	Les vallées incisées sur le plateau et les prismes de rebords de plateau . . . . .	22
4.3.2	Les canyons sous-marins . . . . .	22
4.3.3	Les complexes chenal-levées . . . . .	23
4.3.4	Les lobes . . . . .	23
4.4	Contrôle des processus de dépôt . . . . .	24
4.4.1	L'apport et le type de sédiments . . . . .	25
4.4.2	L'eustatisme et le changement local du niveau de la mer . . . . .	25
4.4.3	La tectonique des plaques et le tectono-eustatisme . . . . .	25
4.4.4	La taille et la géométrie du bassin . . . . .	26
4.5	La méandrisation des chenaux sous-marins . . . . .	26
4.5.1	L'évolution des chenaux . . . . .	26
4.5.2	Les recoupements de méandres . . . . .	27
4.5.3	La topographie des éventails sous-marins . . . . .	28
4.5.4	Mode de migration du <i>thalweg</i> pour le développement des méandres . . . . .	29
4.5.5	Impact des paramètres de l'écoulement . . . . .	30
4.5.5.1	Accommodation . . . . .	30

4.5.5.2	Les différents chenaux . . . . .	30
4.5.5.3	Les changements de propriétés des écoulements . . . . .	32
Conclusion	. . . . .	33
<b>II La modélisation numérique</b>		<b>35</b>
<b>5</b>	<b>Présentation</b>	<b>37</b>
<b>6</b>	<b>Les modèles de courants gravitaires sub-aquatiques</b>	<b>39</b>
Résumé	. . . . .	39
6.1	Les modèles de départ . . . . .	40
6.1.1	Modélisation stationnaire, uniforme de la vitesse en une dimension . . . . .	40
6.1.2	Frottement interfacial . . . . .	41
6.1.3	Vitesse du front de l'écoulement . . . . .	42
6.1.4	Conclusion sur ces approches . . . . .	42
6.2	L'approche énergétique . . . . .	43
6.2.1	L'auto-suspension . . . . .	43
6.2.2	Le critère de Bagnold . . . . .	43
6.2.3	Equation de Chézy-Kuenen . . . . .	44
6.2.4	Conclusions sur ces modèles . . . . .	44
6.3	L'écoulement turbulent : un fluide newtonien . . . . .	45
6.3.1	Traitement avec deux phases dissociées (modèle bi-fluides) . . . . .	45
6.3.1.1	Conservation de la masse . . . . .	45
6.3.1.2	Conservation de la quantité de mouvement . . . . .	46
6.3.2	Le fluide composite . . . . .	46
6.3.2.1	Grandeurs moyennes du mélange . . . . .	46
6.3.2.2	Conservation de la masse . . . . .	46
6.3.2.3	Modélisation de la vitesse de la phase solide . . . . .	47
6.3.2.4	Modélisation de la conservation de la fraction volumique . . . . .	47
6.3.2.5	Modélisation de la quantité de mouvement du fluide composite . . . . .	47
6.3.3	La turbulence ou les limites du modèle newtonien . . . . .	48
6.3.4	L'écoulement turbulent, un écoulement à surface libre . . . . .	48
6.3.5	Conclusions sur ces modèles . . . . .	49
Conclusion	. . . . .	49
Annexe du chapitre	. . . . .	51
A-	Les équations de l'hydrodynamique . . . . .	51
B-	Les équations de Navier-Stokes . . . . .	53
C-	La turbulence . . . . .	55
<b>7</b>	<b>Un nouveau paradigme : l'automate cellulaire</b>	<b>57</b>
Résumé	. . . . .	57
7.1	Les automates cellulaires dans l'histoire . . . . .	58
7.1.1	L'idée de départ de <i>von Neumann</i> et d' <i>Ulam</i> . . . . .	58
7.1.2	Le problème de l'auto-reproduction . . . . .	59
7.2	Un nouvel axe de recherche : le Jeu de la Vie . . . . .	61
7.2.1	Un univers à explorer . . . . .	61
7.2.2	Recherche scientifique ou simple passion ? . . . . .	61
7.2.3	La calculabilité et la constructibilité universelle dans le Jeu de la Vie . . . . .	62
7.3	L'exploration de l'espace des automates cellulaires . . . . .	63
7.3.1	Les recherches se dirigent vers la physique . . . . .	63
7.3.2	Les généralisations du Jeu de la Vie . . . . .	63
7.3.3	Le renouveau . . . . .	64
7.4	Modélisations d'écoulements par les automates cellulaires . . . . .	64
7.4.1	L'automate cellulaire homogène . . . . .	65
7.4.1.1	Transformations internes et interactions locales . . . . .	65
7.4.1.2	Transformations internes . . . . .	65
7.4.1.3	Interactions locales . . . . .	65
7.4.1.4	Validation des règles d'évolution cellulaire . . . . .	66
7.4.2	L'algorithme de minimisation des différences . . . . .	66
7.4.2.1	Description de l'algorithme de minimisation . . . . .	66
7.4.2.2	Le théorème de minimisation des différences . . . . .	66

7.4.3	Un modèle associé à ce type d'automate cellulaire : SCIDDICA . . . . .	67
7.4.3.1	Le modèle SCIDDICA . . . . .	67
7.4.3.2	Les principales caractéristiques de $\sigma$ . . . . .	67
7.4.3.3	Les paramètres du modèle . . . . .	68
Conclusion	. . . . .	68
<b>III</b>	<b>Les modèles d'automates cellulaires réalisés</b>	<b>71</b>
<b>8</b>	<b>Présentation</b>	<b>73</b>
<b>9</b>	<b>Description dynamique d'écoulements unitaires</b>	<b>75</b>
Résumé	. . . . .	75
9.1	Considérations physiques . . . . .	76
9.1.1	Concepts énergétiques . . . . .	76
9.1.1.1	Hauteurs de run-up . . . . .	76
9.1.1.2	Energie potentielle . . . . .	76
9.1.1.3	Energie totale de l'écoulement . . . . .	77
9.1.2	Formules d'entraînement du fluide ambiant . . . . .	77
9.1.3	Loi de dépôt . . . . .	78
9.1.4	Loi d'érosion . . . . .	78
9.1.5	Evolution du fond . . . . .	78
9.1.6	Vitesses de chute des sédiments . . . . .	79
9.1.7	Algorithme de distribution . . . . .	80
9.2	Description dynamique des modèles de courants turbulents . . . . .	80
9.3	Application à la bouffée turbide de Décembre 1999 . . . . .	98
9.3.1	Le canyon de Capbreton . . . . .	98
9.3.2	Données disponibles . . . . .	98
9.3.3	Simulation de l'évènement de Décembre 1999 . . . . .	98
Conclusion	. . . . .	112
<b>10</b>	<b>Description stationnaire d'une succession d'évènements</b>	<b>119</b>
Résumé	. . . . .	119
10.1	Position du problème . . . . .	120
10.1.1	Energie potentielle . . . . .	120
10.1.2	Energie cinétique . . . . .	120
10.1.3	Hauteur de "run-up" . . . . .	121
10.1.3.1	Expression en fonction de l'énergie totale . . . . .	121
10.1.3.2	Expression en fonction de la hauteur et de l'énergie cinétique . . . . .	121
10.2	Coût de transfert et schéma de distribution . . . . .	122
10.2.1	Le coût énergétique . . . . .	122
10.2.2	Critères de choix . . . . .	124
10.2.2.1	Première méthode : égalité du coût marginal . . . . .	125
10.2.2.2	Temps de relaxation . . . . .	125
10.2.2.3	Seconde méthode : minimisation du coût total effectif . . . . .	126
10.2.2.4	Remarques . . . . .	126
10.2.3	Introduction de la dissipation dans le schéma de distribution . . . . .	128
10.2.3.1	Valeur de la dissipation . . . . .	128
10.2.3.2	Mise en place dans le modèle . . . . .	128
10.2.4	Distribution de la matière . . . . .	129
10.3	Erosion - Dépôt . . . . .	130
10.3.1	Initialisation . . . . .	130
10.3.2	Transport des sédiments . . . . .	130
10.3.2.1	Généralités . . . . .	130
10.3.2.2	Transport en suspension . . . . .	131
10.3.2.3	Transport par charriage . . . . .	133
10.3.2.4	Taux d'érosion total : charriage et suspension . . . . .	133
10.3.2.5	Entraînement du fluide ambiant . . . . .	134
10.3.3	Prise en compte du temps de l'évènement . . . . .	134
10.3.4	Mise en place dans le schéma de distribution . . . . .	135
10.4	Obtention à l'échelle réservoir d'un modèle géologique . . . . .	135
10.5	Impact des contrôles externes sur l'architecture des dépôts . . . . .	161

Conclusion . . . . .	183
<b>11 Conclusions générales</b>	<b>189</b>
<b>IV Annexe</b>	<b>193</b>
<b>12 Vérifications comportementales des modèles d'automates cellulaires</b>	<b>195</b>
Résumé . . . . .	195
12.1 Premier modèle - approche transitoire . . . . .	195
12.1.1 Test d'isotropie . . . . .	195
12.1.2 Influence de la taille des cellules . . . . .	196
12.1.3 Comportement de l'écoulement en fonction de la pente . . . . .	196
12.2 Second modèle - approche quasi-stationnaire . . . . .	197
12.2.1 Test de stabilité . . . . .	197
12.2.2 Test d'isotropie et influence de la géométrie du maillage . . . . .	197
12.2.3 Ressaut hydraulique . . . . .	198
12.3 Autres vérifications envisageables . . . . .	200
12.3.1 Expériences analogiques IPG . . . . .	200
12.3.2 Comparaisons avec d'autres modèles numériques . . . . .	203
<b>Bibliographie</b>	<b>205</b>

# Table des figures

3.1	Les 3 groupes de processus opérant en milieu marin profond (d'après <i>Stow</i> (1986)). . . . .	10
3.2	Les différents types de courants de densité (Bates, 1953 ; Mulder et Alexander, 2001). . . . .	13
3.3	Résumé schématique des processus de sédimentations par reconcentration. . . . .	15
3.4	Coupe longitudinale simplifiée d'un écoulement turbulent (Pickering et al., 1989). . . . .	16
4.1	Classification ds différents types d'éventails détritiques sous-marins (Reading et Richards, 1994) . . . . .	21
4.2	Relation entre le niveau relatif de la mer et le développement des courants turbulent (Shanmugan et al. 1985) . . . . .	24
4.3	Débordement d'un écoulement chenalisé (Piper et Normark, 1983). . . . .	27
4.4	Illustration d'une topographie en crêtes et creux. . . . .	28
4.5	Modèle illustrant l'évolution comparée des chenaux sous-marins et subaériens (Peakall et al., 2000). . . . .	29
4.6	(A) Notion de profil d'équilibre. (B) Schéma d'un profil de chenal neutre (Kneller, 2003). . . . .	31
4.7	(C) Schéma d'un chenal aggradant. (D) Schéma d'un chenal érosif (Kneller, 2003). . . . .	32
7.1	Ulam, Feynman et Von Neumann au Bandalier National Monument. . . . .	58
7.2	Figures stables du Jeu de la Vie. . . . .	60
7.3	Glissement de terrain de Tessina en Avril 1992 (Avolio et al., 2000) . . . . .	69
7.4	Simulation SCIDDICA pour le glissement de terrain de Tessina (Avolio et al., 2000) . . . . .	69
9.1	Mise en place du modèle d'érosion-dépôt dans l'algorithme de distribution. . . . .	79
9.2	The neighborhood adopted in the models. . . . .	84
9.3	Potential energy in the CA context. . . . .	84
9.4	Transition step explanation. . . . .	84
9.5	Rupert inlet tailing deposit bathymetry during the meandering channel phase (from Hay, 1987). . . . .	89
9.6	Acoustic image of the channelized discharge plume (from Hay, 1987). . . . .	89
9.7	Bathymetry at different time steps for TURBCA first conceptual case. . . . .	89
9.8	Color scale of the sections at different time steps for the first conceptual case. . . . .	91
9.9	Cross sections at different time steps for the straight part of the channel. . . . .	91
9.10	Cross sections at different time steps for the transition zone. . . . .	91
9.11	Cross sections at different time steps for the sinuous part of the channel. . . . .	91
9.12	Erosion deposition maps for TURBCA first conceptual case. . . . .	92
9.13	Initial bathymetry of the second conceptual case. . . . .	93
9.14	Erosion deposition maps for TURBCA second conceptual case. . . . .	94
9.15	Color scale of the sections at different time steps for the second conceptual case. . . . .	95
9.16	Cross sections at different time steps for the sinuous zone. . . . .	95
9.17	Long sections at different time steps for the non-channelized zone. . . . .	95
9.18	Cross sections at different time steps for the non-channelized zone. . . . .	95
9.19	Deposited sediment distribution using TURBCA model. . . . .	96
9.20	Capbreton Canyon erosion deposition maps (scale $-1m \rightarrow 1m$ ) at $3h$ and $11h$ . . . . .	97
9.21	The bathymorphology of the Capbreton Canyon. . . . .	99
9.22	Maps showing Capbreton Canyon erosion and deposition during the 1999 turbulent surge. . . . .	105
9.23	Cross sections location along Capbreton Canyon. . . . .	107
9.24	Model results of erosion and deposition for the described cross sections. . . . .	107
9.25	Cores corresponding to transect 1 localisation along canyon profile. . . . .	108
9.26	Sedimentology and stratigraphy results of 3 cores located in Capbreton Canyon. . . . .	111
10.1	Conservation de la concentration de l'écoulement. . . . .	121
10.2	Echanges d'énergie entre automates et coûts associés : description de la condition initiale. . . . .	123
10.3	Première étape de la répartition : transfert de la matière vers les cellules voisines. . . . .	124

10.4	Seconde étape : répartition de la quantité transférée sur les cellules et obtention des nouveaux états. . . . .	124
10.5	Calcul des proportions distribuées à l'aide de la méthode du coût marginal. . . . .	127
10.6	Caractéristique du transport des sédiments cohésifs et non-cohésifs dans un écoulement de hauteur $h$ . . . . .	131
10.7	Variations de la contrainte critique d'érosion en fonction de la fraction volumique en sédiments cohésifs. . . . .	132
10.8	Mise en place du modèle d'entraînement du fluide ambiant dans l'algorithme de distribution. . . . .	135
10.9	Mise en place du modèle d'érosion-dépôt dans l'algorithme de distribution. . . . .	136
10.10	Discretization domains, rules applied to each cell and substratum description. . . . .	138
10.11	Diagram showing the used process to reach automata stationary state for a given geological event. . . . .	140
10.12	Matter and energy distribution between neighbors. . . . .	140
10.13	Definition of the total eroded thickness and of the last eroded brick thickness. . . . .	144
10.14	Diagram showing the used process to simulate successive geological events. . . . .	145
10.15	The Pab Formation in the Pab Range (Eschard et al., 2003). . . . .	146
10.16	Stacked channels of a channel complex in the mid-fan setting (Eschard et al., 2003). . . . .	148
10.17	Genetic model for channel complex formation in the proximal Pab fan setting (Eschard et al., 2003). . . . .	149
10.18	First phase : channel incision and levees construction. . . . .	151
10.19	Second phase : channel fill by several concentrated density currents. . . . .	152
10.20	Distribution of sand in the channel complex turbiditic system. . . . .	152
10.21	Bathymetry of the Gulf of Guinea (Kolla et al., 2001); section of the Angolan margin (Raisson and Temple, 2004). . . . .	155
10.22	Sedimentological model of lateral offset stacked channels in Girassol (Raisson and Temple, 2004). . . . .	156
10.23	First elementary channel incision and abandonment after clay plug filling. . . . .	157
10.24	Model construction of lateral offset stacked channels. . . . .	158
10.25	Simulation result of the lateral stacked channel. . . . .	158
10.26	Discretization domain and rules applied to each cell. . . . .	162
10.27	Matter and energy exchange between neighbors. . . . .	166
10.28	Run-up definition. . . . .	167
10.29	A,B- Zaire fan seismic profiles (Babonneau et al., 2002). C- Model downstream deposits evolution. . . . .	169
10.30	Evolution of an elementary channel from its incision to its abandonment after clay plug filling. . . . .	173
10.31	Evolution of an elementary channel from its incision to its filling with coarse materials. . . . .	173
10.32	Impact of a sinuous topography on turbidity flow dynamic and resulting deposits. . . . .	177
10.33	Impact of helical flow on deposit architecture in meandering channel-levee system. . . . .	178
10.34	Deposits architecture resulting from several successive erosion and deposition cycles. . . . .	180
10.35	Genetic model for Channel Complex formation. . . . .	181
12.1	Effondrement d'une colonne d'eau sous son propre poids. . . . .	196
12.2	Influence de la taille du maillage. . . . .	197
12.3	Influence de la pente sur la géométrie des dépôts. . . . .	198
12.4	Modèle initial utilisé dans le cadre du test de stabilité. . . . .	198
12.5	Evolution du remplissage d'un bassin fermé. . . . .	199
12.6	Variations de la hauteur de l'écoulement au cours de la simulation. . . . .	200
12.7	Etalement d'une colonne d'écoulement pour différentes formes de maillages. . . . .	200
12.8	Visualisation de la propagation du front de l'écoulement. . . . .	201
12.9	Résultat numérique du franchissement d'un obstacle par l'écoulement. . . . .	201
12.10	Mise en évidence d'un ressaut hydraulique. . . . .	201
12.11	Expérience analogique avec modélisation d'un bassin perché en collaboration avec l'Institut de Physique du Globe de Paris. . . . .	202



# Liste des tableaux

- 9.1 Substates. . . . . 83
- 9.2 Global parameters. . . . . 83
- 9.3 Model particles parameters . . . . . 103
- 9.4 Model flow parameters . . . . . 103
- 9.5 Model bed parameters . . . . . 103
  
- 10.1 Substratum sedimentary parameters. . . . . 150
- 10.2 Sediment class and ambient fluid parameters. . . . . 150
- 10.3 Parameters definition for simulation of Pab channel complex formation. . . . . 150
- 10.4 Parameters definition for simulation of a channel incision and infill. . . . . 150
- 10.5 Model notations. . . . . 165
- 10.6 Sediment class characteristics. . . . . 165



# Chapitre 1

## Introduction

### Objectif

Le but de ce travail est de développer et tester une méthode de modélisation génétique de la sédimentologie des canyons et des complexes chenal-levées observés dans les systèmes turbiditiques profonds. La technique de modélisation à mettre au point doit mimer numériquement les effets des différents processus sédimentaires mis en jeu, afin de produire différents types de scénarios permettant la formation de ce type d'environnement. Les processus sont modélisés par des règles de comportement du fluide et du sédiment, établies à partir des connaissances actuelles dans les domaines de la sédimentologie, l'océanographie et l'hydrodynamique.

Parmi les principaux intérêts de ce travail, nous pouvons citer tout d'abord les intérêts fondamentaux :

- améliorer la compréhension de l'agencement géologique des dépôts turbiditiques,
- caractériser l'impact des paramètres externes (morphologie du bassin, nature et quantité des apports en sédiments).

Mais aussi des intérêts appliqués :

- caractériser l'hétérogénéité et la géométrie des réservoirs profonds,
- identifier les conditions initiales et paramètres physiques des courants turbulents sous-marins permettant la formation d'architecture de dépôts complexes.

### Contexte général

La nature des hétérogénéités et les processus sédimentaires dans les dépôts turbiditiques sous-marins sont mal connus, notamment en raison des difficultés de mesure et d'observation *in-situ*. Le mécanisme de construction de ces systèmes semble essentiellement contrôlé par des écoulements plus ou moins concentrés en sédiment, localisés dans des canyons et des chenaux organisés en réseaux. Ces écoulements résultent soit de la prolongation des cours d'eau sub-aériens dans le domaine marin (courants hyperpycniaux), soit de la déstabilisation des sédiments déposés sur les pentes sous-marines. On identifie assez mal le contrôle exercé par l'eustatisme, le climat ou le contexte tectonique sur la dynamique de construction de ces systèmes et les hétérogénéités sédimentaires qui en résultent.

Compte tenu des difficultés techniques inhérentes à l'observation directe en milieu marin profond, d'autres méthodes d'investigation doivent être mises en oeuvre. Ainsi, la recherche dans ce domaine fait appel :

- à l'étude d'analogues fossiles,
- à la modélisation analogique,
- à la modélisation numérique.

Concernant ce dernier point, la complexité des phénomènes mis en jeu et les différentes échelles d'espace et de temps à considérer excluent la résolution complète des équations de l'hydrodynamique. Des modélisations simplifiées doivent être envisagées.

Des méthodes de modélisation génétique ont été récemment proposées en milieu sub-aérien, pour modéliser la construction de plaines alluviales alimentées par un réseau fluvial méandriforme (*Telles*, [204]; *Lopez*, [106]). Ces techniques de modélisation reproduisent numériquement les processus de base dont on sait qu'ils contrôlent l'évolution des systèmes :

- le cycle érosion-dépôt des berges du fleuve créé par le champ de vitesse dans l'écoulement, celui-ci est responsable de l'évolution temporelle du tracé du fleuve et de la ségrégation granulométrique des sédiments déposés dans son lit ;
- les crues qui assurent les transferts des sédiments vers la plaine d'inondation ;
- les ruptures des levées qui initient des modifications brutales de tracé du cours d'eau.

Les processus sont simulés à l'aide de règles de comportement des écoulements et du sédiment établies empiriquement à partir de l'observation ou par simplification des lois physiques. Les paramètres qui ne peuvent être obtenus de manière prédictive (comme l'instant de rupture d'une levée ou le déclenchement et l'intensité des crues) sont issus de processus aléatoires. Ces techniques de simulation fournissent des modèles très réalistes de l'hétérogénéité sédimentaire de ces milieux, ce qui valide en quelque sorte l'approche utilisée.

Les résultats obtenus encourageant à étendre le domaine d'application des modèles génétiques au contexte sous-marin. En effet, cette technique de modélisation semble une voie privilégiée, d'une part pour étudier la dynamique de croissance des systèmes de dépôt et sa sensibilité à des contraintes géologiques externes, d'autre part pour modéliser l'hétérogénéité sédimentaire de ces systèmes.

## Architectures sous-marines

Les canyons et les chenaux sous-marins sont considérés comme des zones privilégiées de transit sédimentaire depuis le continent émergé ou la plate-forme continentale vers les grands systèmes terrigènes édifiés au-delà du glacis continental. Les canyons sont des zones de transit et/ou d'érosion. Ils entaillent la plate-forme continentale et certains remontent jusqu'à la proximité immédiate du littoral. Les chenaux sont le siège à la fois de processus d'érosion et de dépôt qui se traduisent notamment par la construction de levées. Ces deux objets représentent un intérêt évident dans la compréhension des processus de dépôt sur les marges continentales, et donc dans l'estimation de l'extension et des hétérogénéités des réservoirs pétroliers en milieu sous-marin profond.

Les données bathymétriques récentes montrent que de nombreux chenaux et canyons sous-marins présentent une morphologie sinueuse ou méandrique d'apparence convergente avec les systèmes fluviaux subaériens. Dans ces méandres existent des terrasses qui peuvent correspondre à des effondrements gravitaires des parois du chenal ou du canyon, à des levées confinées ou encore à des méandres abandonnés.

Actuellement, quatre modèles conceptuels de formation et d'évolution des canyons sous-marins sont proposés :

1. en milieu aérien, de manière similaire aux canyons fluviaux.
2. Par une suite de glissements en masse sous-marins générant une érosion régressive sur la pente continentale.
3. Par érosion continue (progressive) due à des processus gravitaires entretenus, par exemple les courants hyperpycnaux générés à l'embouchure des fleuves.
4. Par accumulation sédimentaire "négative". Les canyons seraient alors considérés comme des zones moins progredientes d'une marge qui finalement deviendraient des conduits sédimentaires préférentiels.

Les systèmes chenal-levées semblent un peu mieux compris. Ils se forment en raison de l'érosion par les processus gravitaires (chenal) et par débordement progressif de la partie supérieure, fine, des écoulements turbulents (levées).

Néanmoins, plusieurs points sont encore inexplicables :

- les mécanismes de formation des canyons, entre autres le contrôle tectonique et l'importance de ces processus gravitaires ;
- l'origine et l'évolution de la sinuosité ;
- les processus de transit sédimentaire et de dépôt au sein du système et leur évolution en fonction des cycles climato-eustatiques.

## Technique de simulation

### Mise en oeuvre

L'ensemble sédimentaire est représenté par un domaine tridimensionnel maillé. Le modèle se construit par un enchaînement d'événements unitaires d'érosion et/ou de sédimentation. Ce type d'approche a été mis en oeuvre pour les milieux fluviaux méandriques (*Telles*, [204] ; *Lopez*, [106]). Pour l'adapter au milieu sous-marin, les événements unitaires à

considérer sont les écoulements turbulents d'une suspension de sédiments qui résultent essentiellement de l'incorporation d'eau dans des écoulements à forte concentration en sédiments ou simplement du prolongement dans le domaine marin d'un écoulement sub-aérien fortement chargé en sédiment (écoulement hyperpycnal). Ces types d'écoulements gravitaires sont actuellement reconnus comme étant les facteurs essentiels de la construction de ces structures sédimentaires en milieu profond.

Les écoulements unitaires ne sont pas simulés à l'aide d'une résolution complète des équations de l'hydrodynamique. On s'attache plutôt à représenter correctement les effets de ces écoulements unitaires sur l'érosion et la sédimentation, en appliquant des règles de comportement de volumes élémentaires de sédiment. Dans la mesure du possible, ces règles sont issues de simulations hydrodynamiques simplifiées (*Hugot*, [81] ; *Granjeon*, [66]). Sinon, elles sont déterminées empiriquement à partir de l'observation des systèmes réels ou des modèles analogiques.

### Les paramètres du modèle

Les règles régissant le comportement des écoulements sédimentaires font intervenir plusieurs paramètres tels que la granulométrie de la suspension et sa concentration initiale, le profil topographique et l'érodabilité du substratum. Certains de ces paramètres et leur évolution dans le temps ne peuvent pas être estimés suivant une approche déterministe. Il s'agit par exemple de l'instant de déclenchement, ou du volume de sédiment incorporé dans un écoulement unitaire. Dans ce cas, l'utilisateur les détermine en respectant certaines contraintes imposées par la physique ou la géologie, comme la stabilité des pentes ou le volume des apports de sédiment à l'amont du système.

Les contraintes géologiques externes comme l'eustatisme ou les mouvements tectoniques sont également prises en compte, de manière indirecte. L'eustatisme joue un rôle sur l'extension du domaine de plate-forme, et donc sur le profil topographique du fond marin. L'évolution climatologique est prise en compte par le contrôle qu'elle exerce sur le taux d'érosion, et donc sur les apports sédimentaires aux limites du modèle.

## Axes d'étude

Cette thèse propose deux axes de travail :

1. développer des méthodes numériques de simulation adaptées à la simulation de l'évolution des canyons et systèmes chenal-levée en se basant sur une approche génétique.
2. caler et valider cette méthode de simulation sur des données réelles et quantifier l'impact des paramètres externes, tels que la morphologie du bassin, la nature et la quantité des apports de sédiments sur l'architecture et l'hétérogénéité des dépôts.

Le mémoire comporte trois volets.

La première partie volet présente une synthèse bibliographique de la sédimentation gravitaire en milieu marin profond

et une description des principales caractéristiques des systèmes turbiditiques profonds. L'étude des processus s'apparentant aux courants turbulents est tout d'abord décrite. On s'intéresse tout particulièrement aux processus de resédimentation et aux écoulements issus d'apports fluviaux (en particulier aux écoulements turbulents). Cette partie témoigne de la complexité et de la grande variabilité des phénomènes mis en jeu. Dans un second temps, l'évolution des classifications et des objets élémentaires composant les systèmes turbiditiques est présentée. Les principaux facteurs de contrôle des processus de dépôt sont ensuite décrits. Enfin, une comparaison de la méandrisation des chenaux entre le milieu aérien et sous-marin est proposée.

La seconde partie présente un état de l'art des différentes méthodes numériques développées dans l'histoire et permettant l'étude d'écoulements gravitaires. Au cours du temps, les modélisations numériques se sont enrichies et complexifiées, depuis les approches les plus rustiques (stationnaire à une dimension) jusqu'aux derniers développements rendus possibles par la puissance des nouvelles machines. En parallèle aux développements de ces approches dites "classiques", d'autres méthodes ont vu le jour. Une de ces méthodes, les automates cellulaires, d'abord utilisée par les mathématiciens, connaît des applications récentes en physique. Les méthodes numé-

riques de simulation proposée dans cette thèse sont issues de ce nouveau paradigme et l'apparition ainsi que l'évolution de cette approche, durant la seconde moitié du 20<sup>ième</sup> siècle, est décrite.

La troisième partie présente les deux modèles d'automates cellulaires réalisés au cours de cette thèse pour représenter l'architecture et l'hétérogénéité des dépôts dans les systèmes turbiditiques profonds. Le premier modèle permet une description dynamique de l'évolution du fond au passage d'écoulements turbulents. Un unique événement est considéré par simulation et les variations de la morphologie et de la constitution du substrat sont recalculées à chaque itération. Le modèle est testé et validé sur un cas réel : la bouffée turbide de 1999 dans le canyon de Capbreton. Le second modèle propose de simuler l'architecture des dépôts pour une succession d'événements gravitaires. Pour ce faire, le modèle moyenne les processus physiques en considérant les événements successifs comme des états quasi-stationnaires pour lesquels le transport sédimentaire prend des valeurs permanentes. Les résultats obtenus avec cette dernière version améliorent la compréhension de l'impact des paramètres externes sur la dynamique des courants gravitaires et l'organisation des séquences de dépôt qui en résultent.



## Première partie

# La sédimentation gravitaire et les systèmes turbiditiques en milieu marin profond





## Chapitre 2

# Présentation

Les exemples de mouvements induits par la gravité sont nombreux et se rencontrent dans des phénomènes naturels aussi variés que les avalanches de neige, les nuées ardentes et les écoulements gravitaires sous-marins.

En bordure des plates-formes continentales, les accumulations de sédiments de grand volume peuvent être déstabilisées sur une période de temps très courte. L'excès de masse, dû à la présence des sédiments, constitue la force motrice du mouvement. Ce mouvement se décompose en trois phases :

1. Une phase d'initiation et d'accélération de l'écoulement. Elle est caractérisée par un taux de sédiments érodés supérieur à celui de sédiments déposés.
2. Une phase de *by-pass* durant laquelle les taux d'érosion et de dépôt sont équilibrés. L'écoulement se dilue et les particules sont maintenus en suspension par la turbulence.
3. Une phase de décélération. La sédimentation domine l'érosion. Lorsque l'écoulement atteint les plaines sous-marines, son arrêt est dû à la fois : à la perte d'excès en masse par incorporation de fluide ambiant et par sédimentation, à son étalement et à la dissipation d'énergie par turbulence.

Ces phénomènes aboutissent donc à l'accumulation, sur les plaines sous-marines, de plusieurs couches de sédiments appelées *turbidites*. Ces dépôts sont à l'origine de nombreux réservoirs pétroliers. C'est pourquoi l'étude des processus régissant leur mise en place suscite actuellement un intérêt grandissant.

Cette première partie comporte deux chapitres :

- Le premier chapitre présente les processus de sédimentation en eaux profondes s'apparentant aux courants turbulents. On s'intéresse à la description des phénomènes de resédimentation et des écoulements turbulents (en particulier ceux issus d'apports fluviaux). Ce chapitre témoigne de la complexité et de la grande variabilité des phénomènes mis en jeu.
- Le second chapitre traite de l'évolution des classifications des systèmes turbiditiques et des objets élémentaires qui les composent. De plus, les principaux facteurs de contrôle des processus de dépôt sont présentés. Enfin, une dernière section est consacrée à la méandrisation des chenaux sous-marins. Une comparaison avec les systèmes fluviaux est réalisée. Cette comparaison s'appuie sur plusieurs articles issus de la bibliographie et cas d'études. Elle permet de caractériser les différences entre ces deux milieux de sédimentation.



# Chapitre 3

## Processus de sédimentation en milieu marin profond

### Résumé

*Nous proposons dans ce chapitre de présenter les processus responsables de la sédimentation marine en milieu profond. Il existe une grande variabilité de phénomènes permettant le transport de sédiments vers les bassins marins. L'ensemble de ces phénomènes gravitaires est présenté sous le nom de processus de resédimentation. Leur classification permet notamment de mieux comprendre le lien entre les processus gravitaires et les dépôts qui en résultent. Cependant, la réalité des phénomènes montre que l'évolution d'un écoulement gravitaire va être une succession de différents processus de resédimentation impliquant plusieurs types d'écoulements définis dans la classification. Dans le cadre de ce chapitre, une partie des phénomènes responsables de l'initialisation des écoulements turbulents est décrite. Un intérêt tout particulier est porté à l'étude des courants hyperpycnaux. Ils permettent, en effet, le transport vers le milieu profond des sédiments en suspension apportés aux embouchures des fleuves. Les phénomènes de reconcentration peuvent eux-aussi induire, de manière conséquente, la formation de courants turbulents en favorisant le transfert des sédiments de la surface des océans vers le milieu profond. Les différents types de phénomènes de reconcentration sont la floculation, la sédimentation par double diffusion et la sédimentation convective. Les courants turbulents ainsi formés ont un profil caractéristique avec principalement une tête lobée et fortement érosive, un corps surmonté d'une suspension turbulente composée de sédiments fins et une queue. Le corps et la queue sont les parties où s'effectue préférentiellement la sédimentation. Ces courants ont des vitesses relativement importantes pouvant atteindre dans certains cas exceptionnels des valeurs de 20 à 25 m.s<sup>-1</sup>. Le matériel est alors transporté sur des distances de plusieurs centaines de kilomètres. Les hauteurs et largeurs de l'écoulement varient suivant que l'écoulement soit chenalisé ou non. L'étude des dépôts renseigne sur les caractéristiques géométriques de l'écoulement. Les dimensions maximales des courants dans les systèmes chenalisés sont de plusieurs centaines de mètres de hauteur et plusieurs kilomètres en largeur.*

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>9</b>
<b>3.1 Processus de resédimentation</b> . . . . .	<b>11</b>
<b>3.2 Ecoulements issus des apports fluviaux</b> . . . . .	<b>12</b>
3.2.1 Les écoulements aux embouchures des fleuves . . . . .	12
3.2.2 Le cas des courants hyperpycnaux . . . . .	12
3.2.3 Analyse de l'occurrence des écoulements hyperpycnaux . . . . .	13
3.2.4 Les phénomènes de reconcentration . . . . .	14
<b>3.3 Les écoulements turbulents</b> . . . . .	<b>16</b>
3.3.1 La source de l'écoulement . . . . .	16
3.3.2 Le profil de l'écoulement . . . . .	17
3.3.3 La vitesse de l'écoulement . . . . .	17
3.3.4 Les dimensions caractéristiques . . . . .	17
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>17</b>

---

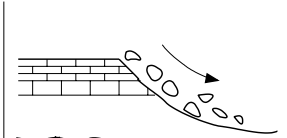
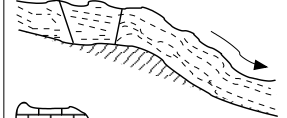
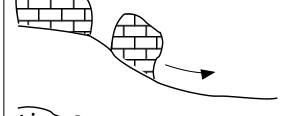


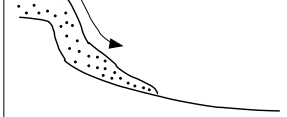


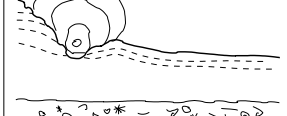
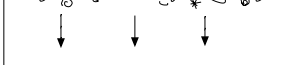
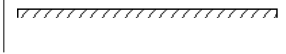
PROCESSUS	CARACTÉRISTIQUES	DÉPÔTS
<i>Resédimentation</i>		
Avalanche		Olistolithe
Reptation		Fluage
Glissement transitionnel		Dépôts de glissements transitionnels
Glissement rotationnel		Dépôts de glissements rotationnels
Coulées de débris		Débrite
Écoulement granulaire Écoulement fluidisé Écoulement liquéfié		Dépôts d'écoulement 1. granulaire 2. fluidisé 3. liquéfié
Courant turbulent		Turbidite (grossière, moyenne, fine)
<i>Marées</i> <i>ondes internes</i>		
Courant de contour		Dépôts de courants normaux
Courant de fond		Contourite
<i>Courants de surface et sédimentation pélagique</i>		
Flocculation		Pélagite
Précipitation		Hémipélagite

FIG. 3.1 – Les 3 groupes de processus opérant en milieu marin profond (d'après *Stow* (1986)).

On distingue différents types de mouvement de masse issus de combinaisons entre les matériaux et les écoulements. On constate, à travers les diverses publications, qu'il existe une grande variété de classifications des processus et des dépôts associés.

A partir des résultats proposés par *Stow* [196], il est possible de classer en trois grands groupes les phénomènes capables d'éroder, de transporter et de déposer des sédiments en eaux profondes :

- Les processus de resédimentation ;
- Les courants de fond semi-permanents ;
- Les courants superficiels avec décantation pélagique (*cf. fig. 3.1*).

Cette classification est basée sur le comportement mécanique des matériaux de l'écoulement (variant d'élastique pour les chutes de pierres, à plastique dans le cas des écoulements de débris et à visqueux s'il s'agit d'un courant turbulent). Cependant, les phénomènes réels sont hautement plus complexes et les processus présentés dans la figure 3.1, n'en constituent qu'une définition simplifiée. Dans la réalité, les différents processus de transport et de dépôt peuvent opérer individuellement, successivement ou simultanément comme l'ont montré expérimentalement *Middleton* [121] et *Ravenne et Beghin* [168].

Ainsi, un changement de l'état physique de la masse des sédiments par rupture de la cohésion des grains et par une importante incorporation d'eau, entraînera la transition d'un écoulement par glissements (*slides*) à un processus de courants gravitaires. Le passage de l'état "écoulement à débris" (*debris-flow*) à l'état "écoulement liquéfié" ou "fluidifié" et "turbidulent" se fait par plusieurs transformations et dilutions du courant. Enfin pour de très faibles concentrations et de très faibles vitesses, un courant turbulent circulant aux moyennes et hautes latitudes peut être dévié de sa trajectoire par la force de Coriolis. C'est le cas, en particulier, des courants géostrophiques ou courants de contour qui sont plutôt gouvernés par la circulation thermohaline des eaux marines profondes que par les effets gravitaires de leur charge de sédiments en suspension [176].

### 3.1 Processus de resédimentation

Dans l'appellation processus de resédimentation, on inclut tous les processus qui déplacent des sédiments d'une eau peu profonde vers une eau plus profonde par l'action des forces gravitationnelles.

Parmi ces processus, la plupart présentent des analogies avec des processus subaériens de pente sur le continent, du type avalanches de neige (*Hermann et al.* [73], *Naaïm* [137]), écoulements pyroclastiques (*Delinger* [38], *Valentine et Wohletz* [214]). Ces derniers ont été abondamment étudiés par les géomorphologues, les vulcanologues, ainsi que par les sédimentologues. On notera toutefois qu'à la différence des courants océaniques et flu-

vieux où le transport des particules est assuré par l'eau, dans les écoulements sédimentaires gravitaires, c'est l'excès de charge dû aux particules en suspension qui engendre l'écoulement sous l'influence de la pesanteur. L'eau est dans ce cas un élément passif dans le mélange.

Les processus de resédimentation ont été étudiés en utilisant différentes méthodes : expériences en laboratoire, observations in situ, simulations numériques et analyses des dépôts naturels. Il est évident que dans la nature, les processus de resédimentation sont extrêmement complexes et difficiles à modéliser mathématiquement. Cependant quelques éléments fondamentaux se dégagent :

\* **Le comportement mécanique** : les mouvements de masse (*mass-flows*) comme les avalanches de roches ou les glissements de terrain, sont caractérisés par un comportement élastique. Les coulées de débris (*debris-flows*) se comportent de manière plastique. Les écoulements gravitaires, incluant les écoulements granulaires (*grain-flows*), les écoulements liquéfiés (*liquefied-flows*), les écoulements fluidisés (*fluidized-flows*) et les écoulements turbulents (*turbidity currents*) relèvent d'un comportement proche du fluide visqueux avec toutefois des viscosités très variables.

\* **La cohésion ou non-cohésion des matériaux impliqués** : dans la nature, les matériaux impliqués dans ces phénomènes sont granulaires, non cohésifs (*ex.* sable, gravier) ou à dominante cohésive (*ex.* argile, boue). Cela influence le type de mouvement et de comportement du système étudié. Les sédiments fins ont une tendance au glissement plutôt qu'à l'éboulement. En ce qui concerne les phénomènes non cohésifs, comme par exemple les écoulements granulaires, deux paramètres supplémentaires interviennent dans le support des particules : les forces de frottement et les collisions entre les grains. Ils s'écouleront donc moins loin que les coulées de débris, qui elles sont constituées de matériaux généralement cohésifs. La plupart des écoulements naturels ont un comportement mixte : granulaire/cohésif.

\* **Les mécanismes de support des particules** : l'écoulement d'un mélange eau/sédiments persiste tant que la contrainte de cisaillement générée par le mouvement est supérieure à la résistance de frottement de l'écoulement et tant que la chute des grains ou des clastes est empêchée par un des mécanismes de support (*Pickering, Hiscott et Hein* [156]). Ces mécanismes sont :

1. la turbulence du fluide, à fortes valeurs des nombre de Reynolds et de Froude densimétrique plus grand que l'unité ;
2. le flottement des clastes induit par la matrice de l'écoulement ;
3. la pression de dispersion produite par les collisions inter-granulaires ;
4. le mouvement du fluide créé par la surpression du liquide interstitiel ;
5. les forces internes, de friction ou de cohésion de la

masse des sédiments en mouvement.

Lors des premières définitions des courants sédimentaires gravitaires, la distinction était faite entre quatre processus : les coulées de débris, les écoulements liquéfiés (originellement appelés écoulements fluidisés), les écoulements en grains et les courants turbulents (*Middleton et Hampton* [120]). On peut également trouver des définitions basées sur la nature rhéologique, la composition et la concentration des écoulements. Dans ces publications les termes coulées de boue et coulées de débris sont parfois employés indifféremment. Une classification plus détaillée a ensuite été proposée, élargissant ainsi le nombre de processus existant. Plusieurs mécanismes sont à l'origine des courants gravitaires turbulents. Ils peuvent être engendrés au cours de fortes crues des fleuves, sous la forme de courants hyperpycnal, lorsque le mélange d'eau douce et de sédiments est suffisamment dense pour rester sur le fond, plonger et emprunter le réseau de canyons et chenaux sous-marins, ou encore par transformation de processus de resédimentation type glissements ou avalanches sous-marines. Si l'écoulement a une durée de vie relativement courte on parle de bouffée turbide, sinon il s'agira de courants turbulents.

Nous allons maintenant détailler les caractéristiques de certains de ces processus de resédimentation. Nous nous attarderons sur les courants hyperpycnal, les phénomènes de reconcentration et les courants turbulents qui, bien que résultant de la transformation d'écoulements non turbulents, apparaissent comme le principal type d'écoulement capable de transporter des particules sur de longues distances et de faibles pentes. Ils représentent donc un intérêt majeur du point de vue géologique.

## 3.2 Ecoulements issus des apports fluviaux

Un panache hyperpycnal marin est un type particulier de courant turbulent qui se produit au niveau de l'embouchure d'un fleuve lorsque la concentration en sédiments en suspension est assez importante pour que la densité de l'eau du fleuve soit supérieure à celle de l'eau de mer. Ce panache peut ensuite plonger et éroder le fond marin s'auto-entretenant pendant une période variant de quelques heures à plusieurs semaines. La fréquence de ces phénomènes peut être prédite par la connaissance du régime hydrologique en particulier pendant les périodes de crues. D'après les études réalisées par *Mulder et al.* [128], des relations semi-empiriques sur les débits moyens, la concentration moyenne des particules en suspension, et le débit durant les inondations ont été proposées et appliquées pour 150 fleuves dans le monde.

Les résultats montrent la capacité des fleuves de petites et moyennes tailles à transporter les sédiments en suspension sous la forme de courants hyperpycnal.

Dans cette base neuf fleuves dits "sales" (pour turbides) peuvent générer des courants hyperpycnal durant au moins une ou deux périodes de l'année. Pour les autres fleuves, la fréquence de ces courants hyperpycnal est beaucoup plus faible et restreinte uniquement aux périodes de crues. Les fleuves de grande taille produisent moins de courants hyperpycnal à leurs embouchures car le piégeage des sédiments fins dans leurs plaines alluviales ou deltaïques côtières réduit la concentration des particules en suspension. Les valeurs de *Nash* [138] montrent que le *Mississippi* ne peut jamais produire des écoulements hyperpycnal, alors que le fleuve *Eel* (aux Etats-Unis), bien plus petit, peut en produire fréquemment.

### 3.2.1 Les écoulements aux embouchures des fleuves

Suivant la densité de l'effluent, quatre types d'écoulements ont été décrits au niveau de l'embouchure des fleuves (cf. fig. 3.2, *Bates* [12], *Mulder et Alexander* [126]) :

\* Pour une densité de l'effluent supérieure à celle du fluide ambiant, on est en présence d'un écoulement hyperpycnal qui va circuler sur le fond ;

\* Pour une densité de l'effluent du même ordre de grandeur que celle du fluide ambiant, on parle d'écoulement homopycnal ;

\* Pour une densité de l'effluent comprise entre deux fluides ambiants de densités différentes se forme un courant mésopycnal. Ces écoulements se rencontrent dans les eaux stratifiées comme la mer Méditerranée où il existe des cuvettes hyper salines.

\* Pour une densité de l'effluent inférieure à celle du fluide ambiant, le courant est dit hypopycnal. Ce type d'écoulement est très répandu au niveau des embouchures des fleuves et apporte la fraction terrigène des hémipélagites.

### 3.2.2 Le cas des courants hyperpycnal

Les écoulements turbulents chargés en particules en suspension de fortes densités représentent un processus primordial dans le transport de sédiment dans les environnements marins (*Lowe* [107, 108], *Middleton et al.* [120]). De tels courants se forment :

1. par transformations d'un glissement sous-marin en écoulement dans lequel l'énergie turbulente augmente (*Parker* [151]). Des exemples de ce type sont, entre autre l'événement des *Grands Bancs de Terre Neuve* de 1929, et celui de *Nice* en 1979 (*Piper et al.* [160]) ;
2. par l'apport continu de courants hyperpycnal par un fleuve.

Dans un lac d'eau douce, la concentration critique en sédiment en suspension utile pour produire un courant hyperpycnal est faible car d'une part l'eau dans l'effluent et

le bassin est douce et d'autre part la température de l'eau de l'effluent est souvent plus froide que celle du bassin. Ce type d'écoulement a naturellement été mis en évidence dans les environnements lacustres. Au contraire, la concentration critique pour produire cet écoulement en milieu marin est très élevée (de 35 à 45  $kg.m^{-3}$ ), et dépend des propriétés physiques de l'eau dans la zone côtière (le *canyon du Var* : Piper et al. [160], le *fjord d'Itirbilung*, Syvitski et al. [201]).

Quelques exemples sont liés à des crues subites causées par la vidange de lacs sous glaciaires (*Johulhaups*). Des éruptions entraînent une fonte rapide des glaces au dessus du volcan. Des crues importantes et subites se forment. Au niveau des embouchures, la très forte concentration en sédiments conduit à la formation de courants hyperpycnal. Un exemple exceptionnel est celui du *fjord du Saguenay* au Canada : dans cette région

du Québec des secousses sismiques génèrent des glissements de terrain formant parfois un barrage naturel sur un affluent du Saint Laurent : le *Saguenay*. L'érosion de ce barrage lors de la crue estivale conduit à des débits importants qui entraînent la formation de courants hyperpycnal.

### 3.2.3 Analyse de l'occurrence des écoulements hyperpycnal

#### 3.2.3.1 Les types de transport

Le transport des sédiments dans les fleuves sont de trois types : en suspension, en solution ou tractif.

Les fleuves permettent l'apport de particules terrigènes, principalement sous forme de transport en suspension.

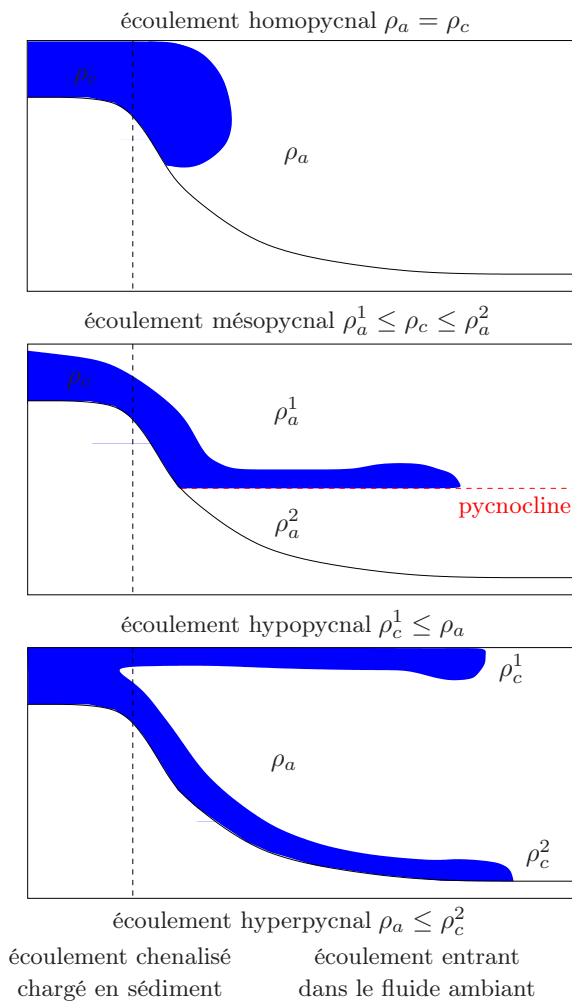


FIG. 3.2 – Les différents types de courants de densité avec  $\rho_a$  densité du fluide ambiant et  $\rho_c$  densité du courant (modifié d'après Bates [12] et Mulder et Alexander [126]).



### 3.2.3.2 Relation entre concentration en sédiment et débit des fleuves

Pour mettre en évidence les courants hyperpycnaux, des études ont été réalisées sur les concentrations à l'embouchure de certains fleuves. Cependant suivant les saisons et les années, l'évolution de la charge en suspension est très variable. Elle peut être *normale*, c'est à dire que la concentration va augmenter au cours de la crue puis diminuer pendant la décrue.

Dans ce cas, le débit et la concentration sont dits en phase. Elle peut aussi être *inverse* lorsque la concentration est légèrement plus forte pendant la période de décrue (ici la concentration est en retard par rapport au débit), ou encore *étagée*, si la concentration augmente puis atteint un certain seuil avant de ré-augmenter ou diminuer (les variations de la concentration et du débit ne sont alors pas corrélées).

Ainsi, il est fréquent de ne pas prendre en compte les changements de concentration en sédiment mais uniquement la moyenne de cette concentration.

Le débit solide moyen ( $Q_s$  en  $m^3.s^{-1}$ ) est lié au débit ( $Q$ ) par la relation :

$$Q_s = a \times Q^b \quad (3.1)$$

où  $a$  et  $b$  sont des coefficients empiriques qu'il faut déterminer pour chaque fleuve.

- $a$  représente la concentration en sédiment déterminée statistiquement par extrapolation à partir d'un débit  $Q = 1 m^3.s^{-1}$ .
- $b$  varie entre 0.5 et 1.5 pour les mesures sur la moyenne journalière ou instantanée.

Les paramètres  $a$  et  $b$  sont reliés entre eux et sont fonctions de paramètres comme la latitude, l'altitude du bassin versant ou la pluviosité (*Mulder et Syvitsky* [128]).

### 3.2.3.3 Les fleuves produisant des courants hyperpycnaux

Les études réalisées par *Mulder et Syvitsky* [128] sur 150 fleuves ont montré que seule une petite quantité des fleuves "*sales*" produit fréquemment des écoulements hyperpycnaux. 71% des fleuves étudiés sont susceptibles de produire des courants hyperpycnaux durant des crues avec une période de retour inférieure à 1000 ans.

### 3.2.4 Les phénomènes de reconcentration

Les travaux récents de *Parsons, Bush et Syvitski* [150] sur les phénomènes de reconcentration apportent de nouvelles données sur les processus de mélange des sédiments lors d'écoulements fluviaux vers l'océan. Ils ont modélisé en laboratoire l'épandage d'un fluide d'eau douce,

chaud, chargé en particules sur un fluide d'eau salée, dense et frais. A partir d'un jeu de paramètres permettant de s'approcher le plus finement possible des conditions réelles, ils ont montré que les courants hypopycnaux sont sujets à des instabilités convectives chargées en sédiment induites par des diffusions de chaleur. Ces instabilités vont plonger dans le fluide ambiant. Les convections sont importantes en présence ou absence de turbulence, pour des concentrations inférieure à  $1 kg.m^{-3}$ , et prennent la forme de "*doigts*" (sediment-laden fingers) chargés en sédiment de taille millimétrique, qui descendent sur le fond depuis la base du courant hypopycnal. Une des conséquences majeures de cette instabilité convective des courants hypopycnaux est la formation de courants hyperpycnaux. Ainsi, les expériences réalisées ont démontré que les écoulements des fleuves naturels peuvent ensuite générer des courants hyperpycnaux après un stade hypopycnal intermédiaire même si les concentrations en sédiment sont trop faibles pour permettre la formation immédiate de ce type de courant.

En considérant ce phénomène d'instabilité convective, 80% des fleuves étudiés par *Mulder et al.* [128] sont susceptibles de produire des courants hyperpycnaux.

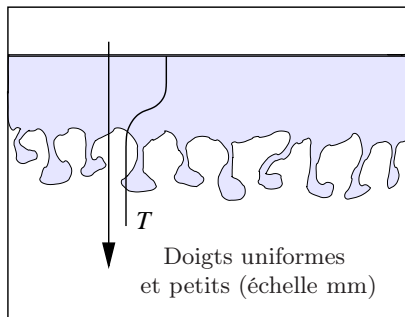
#### 3.2.4.1 La floculation

Lorsque l'on considère les sédiments comme un paramètre de densité d'une phase fluide continue (de même que la température et la salinité), les gradients de concentration en sédiment influent sur la convection. Les écoulements de sédiments associés au transport convectif dominant ceux associés à la sédimentation de particules discrètes (*Bradley* [21]). Ce phénomène affecte les particules fines provenant des fleuves à une échelle de temps de l'ordre de la semaine à l'année. La floculation est un phénomène d'aggrégation complexe pouvant produire des taux de dépôt importants sous certaines conditions (*Syvitski et Murray* [202], *Hill et al.* [77]). Bien qu'elle joue un rôle primordial dans la dynamique des panaches fluviaux, la floculation n'est pas le mécanisme le plus efficace permettant aux sédiments de couler.

#### 3.2.4.2 La sédimentation par double diffusion (double diffusive sedimentation)

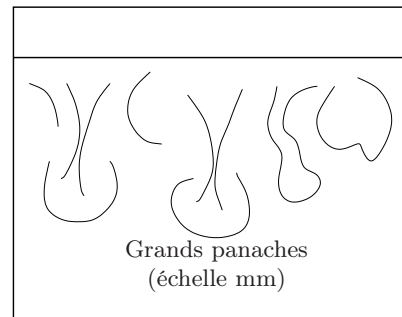
Depuis quelques années, il y a une prise en compte grandissante de nouveaux processus de dépôts qui peuvent affecter la dynamique des écoulements fluviaux. Des études variées ont été réalisées sur l'importance de la sédimentation par double diffusion, qui a lieu durant la phase de stabilité gravitaire lorsqu'un fluide d'eau douce, chaud, chargé en particules se dépose sur un fluide d'eau salée, dense et frais (*Chen* [26], *Hoyal et al.* [78], *Parsons et García* [153], *Parsons, Bush et Syvitski* [152]) (cf. fig. 3.3).





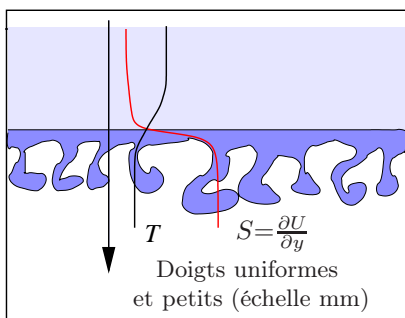
Sédimentation par double diffusion (DDS)

*Green(1987), Chen(1997),  
Hoyal et al.(1999a), Parsons et Garcia (2000)*



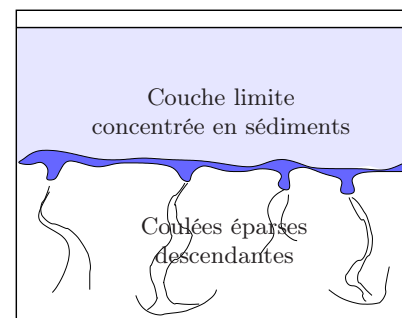
Sédimentation convective induite par mélange

*Maxworthy(1999), Parsons et al.(2001- 1<sup>er</sup>  
stades des expériences Série 1)*



Convection en forme de doigts

*Parsons et al.  
(2001- Expériences Série 1 et 2)*



Coulées

*Parsons et al.  
(2001- Expériences Série 2)*

FIG. 3.3 – Résumé schématique des processus de sédimentations par reconcentration selon les expériences réalisées par *Parsons et al.* et comparées à celles mises en place par *Green, Chen, Hoyal et al., Garcia et Maxworthy* (d'après *Parsons, Bush et Syvitski, 1999*)

La forme classique de convection par double diffusion est équivalente à celle des "doigts de sel" (salt-fingering) définie dans le cas d'une convection thermohaline. Ces "doigts de sel" sont dus à la grande différence entre les coefficients de diffusion de la chaleur ( $10^{-7} m^2.s^{-1}$ ) et du sel ( $10^{-9} m^2.s^{-1}$ ) et se caractérisent par des panaches laminaires d'échelle millimétrique. Ce type de sédimentation est très proche des processus de diffusion convective de sel et les sédiments jouent le rôle des composants de faibles diffusivités.

### 3.2.4.3 La sédimentation convective (settling convection)

Dans le cas de la sédimentation par double diffusion, le moteur de la sédimentation est lié à la différence de diffusivité entre les masses d'eau concernées. Ici, la sédimentation convective est induite par les gradients de concentration des particules qui donnent lieu à la forma-

tion de configurations gravitaires instables (*Hoyal et al. [79]*) (cf. fig. 3.3). *Hoyal et al.* ont réalisé des expériences sur la convection en modélisant une couche froide chargée en sédiment (concentrations variant de  $0.3$  à  $15 kg.m^{-3}$ ) qui surnage un fluide ambiant sucré relativement dense. Les sédiments se déposant dans la couche inférieure y entraînent une instabilité gravitaire : une couche chargée en sédiment se développe à la frontière supérieure de la couche inférieure jusqu'à l'apparition de panaches plongeants, qui apparaissent comme de fines pointes (de quelques millimètres) séparées d'au moins  $1 cm$ . Cette forme de convection est assez différente de la sédimentation par double diffusion du fait de l'espacement entre les entités convectives et de leurs formes.

*Maxworthy [113]* a étudié les courants de surface ayant une forte concentration en sédiment ( $> 15 kg.m^{-3}$ ). Il met en évidence que la convection pour ce type de

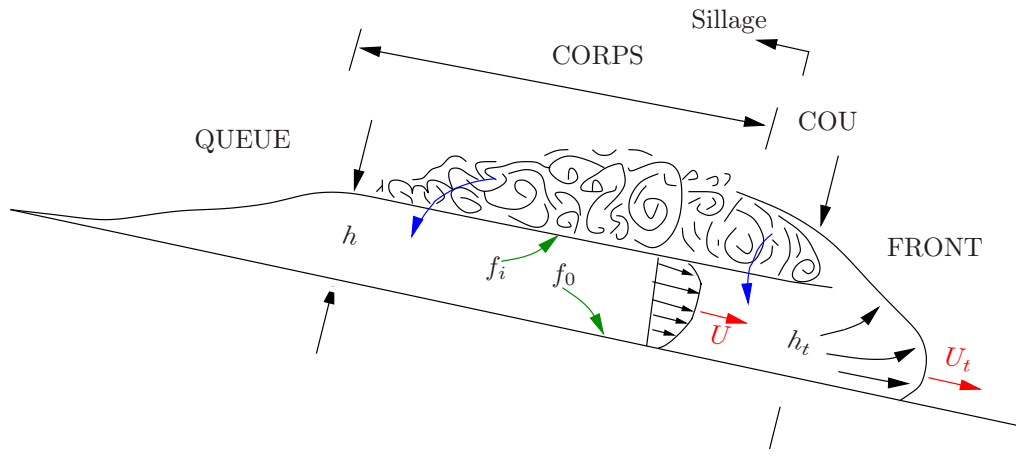


FIG. 3.4 – Coupe longitudinale simplifiée d'un écoulement turbulent, faisant apparaître les régions caractéristiques : tête, cou, corps, queue d'après *Pickering et al.* [156].

courant n'est pas significative, ce qui est cohérent avec les expériences sur les écoulements d'eau salée. *Maxworthy* interprète les instabilités observées comme résultant du développement d'une couche limite relativement fine (de quelques centimètres d'épaisseur) qui se mélange au fluide ambiant au niveau de la base du courant. Cette couche limite devient instable et initialise la convection. Son épaisseur est liée à l'échelle des panaches descendants chargés en sédiments.

### 3.3 Les écoulements turbulents

Les écoulements turbulents font partie des courants de densité ou courants gravitaires dont le moteur de la dynamique est l'énergie turbulente. Le développement de la turbulence nécessite des écoulements dilués [190]. Beaucoup d'autres types d'écoulements de densité turbulents existent dans la nature : les tempêtes de poussière, les fronts de brises marines, les avalanches de neiges poudreuses [73], les nuées ardentes causées par les éruptions volcaniques [214] et les courants verticaux de densité causés par les panaches de cendres volcaniques tombant dans l'atmosphère et les océans.

#### 3.3.1 La source de l'écoulement

L'initiation de l'écoulement se produit selon l'une des quatre façons suivantes :

1. par transformation des glissements translationnels (*slides*), ou rotationnels (*slumps*) ou des coulées de débris (*debris flows*) à l'occasion par exemple d'un ressaut hydraulique (*hydraulic jump*) augmentant ainsi l'entraînement de fluide ambiant ;
2. par apports de volumes importants de sables apportés par les courants à la tête des canyons sous-marins (dérive littorale notamment) ;

3. par l'action des vagues de tempêtes et de la houle qui d'une part, fragilisent par augmentation de la pression interstitielle les couches de sédiments non-consolidés et d'autre part mettent en suspension la couche marine profonde constituée de boue concentrée (*bottom nepheloid layer*) ;
4. par les sédiments en suspension apportés dans la mer par les rivières ou l'eau de fonte des glaciers. Les sédiments apportés peuvent former un courant hyperpycnal, qui est un courant turbulent généré à l'embouchure d'un fleuve lorsque la charge solide en suspension excède la densité de l'eau de mer. Le flux turbide plonge, suit le fond, l'érode et s'auto-entretient pour former un écoulement turbulent.

Selon la manière dont l'écoulement est initié et selon l'apport en sédiments, deux types majeurs d'écoulements turbulents peuvent être différenciés [168] :

1. les courants de durée relativement longue (du type *courant turbulent*), cet écoulement peut être stationnaire ou uniforme,
2. les courants de vie relativement courte (du type *bouffée turbide*).

*Parker* [147] montre théoriquement que ces deux types de courants correspondent à deux états "d'équilibre" :

- un état à basse densité et faible vitesse,
- un état à haute densité et haute vitesse, appelé "*catastrophique*", ayant assez de puissance pour initier le creusement des canyons sous-marins.

Cette distinction se rencontre également dans le cas des avalanches. L'état catastrophique correspond aux avalanches dites lourdes ou de plaques, alors que l'état de faible vitesse correspond aux avalanches poudreuses.

### 3.3.2 Le profil de l'écoulement

Les observations des courants de densité atmosphériques et pyroclastiques ainsi que les expériences sur les bouffées de densité subaquatiques ont montré que les courants turbulents développaient une structure longitudinale caractéristique (*cf. fig. 3.4*) avec une tête (*head*), un cou (*neck*), un corps (*body*) et une queue (*tail*).

La tête des courants turbulents a une forme remarquable. Elle est soumise à une dynamique d'écoulement particulière. Dans le plan perpendiculaire à l'écoulement, la tête apparaît lobée, avec des divergences locales par rapport à la direction principale de l'écoulement, et avec un arrangement dans le sens de la largeur de lobes et de fentes régulièrement espacées. A l'intérieur de la tête, il existe un écoulement de type circulaire vers l'avant et vers le haut. Les plus gros grains tendent à se concentrer dans cette région.

Le corps correspond à la partie située derrière la tête. Dans cette région, l'écoulement est toujours uniforme en épaisseur. Des phénomènes de dépôt ont lieu dans le corps lorsque, simultanément, la tête érode le sol. Sur des pentes supérieures à  $1.24^\circ$ , la tête est plus épaisse que le corps, et inversement dans le cas de pentes inférieures à cet angle [93]. Cette observation est importante puisqu'elle détermine le type de sédiment qui va déborder dans les environnements chenalisés.

Enfin, la queue est la partie où l'écoulement s'amincit rapidement et devient très dilué.

Le mélange entre l'écoulement et l'eau ambiante à l'interface supérieure produit une couche d'entraînement diluée. Ce mélange, ainsi que la sédimentation et la séparation des parties de la suspension au niveau du cou ralentissent et éventuellement arrêtent l'écoulement. Pour un courant classique, les sédiments les plus grossiers sont déposés dans l'intervalle de temps de quelques heures après le déclenchement de l'écoulement, alors que la sédimentation complète de la queue contenant des grains fins prend plusieurs jours. Les courants turbulents sont donc des événements de courte durée à l'échelle géologique mais produisant un volume de dépôt important sur les marges et dans les bassins océaniques.

### 3.3.3 La vitesse de l'écoulement

Les courants turbulents qui se forment dans les océans sont d'une échelle supérieure de plusieurs ordres de grandeur à ceux réalisés dans les laboratoires. L'extrapolation des résultats expérimentaux aux phénomènes naturels est problématique. Dans la nature, les ruptures de câbles télégraphiques sous-marins sont le signe du passage de courants turbulents à forte concentration et constituent une source d'information importante.

L'exemple classique est celui du tremblement de terre des *Grands Bancs* en 1929 qui déclencha des glissements, suivi d'un courant turbulent qui parcourut plusieurs centaines de kilomètres sur la plaine abyssale de *Sohm*. La vitesse maximale atteinte par ce courant était d'environ  $25 m.s^{-1}$  ( $90 km.h^{-1}$ ). De même en France, un glissement sous-marin se produisit à l'aplomb de l'aéroport de Nice en 1979, générant un courant turbulent atteignant des vitesses supérieures à  $20 m.s^{-1}$ . Au pied du talus continental (à environ  $50 km$ ) ces vitesses se stabilisèrent à moins de  $5 m.s^{-1}$ ; l'écoulement étant alors plus dilué.

### 3.3.4 Les dimensions caractéristiques

Dans certains cas, il est possible d'estimer la largeur et de l'épaisseur des courants turbulents, ainsi que la distance qu'ils parcourent, à partir de l'analyse de l'érosion et des dépôts résultant de leur passage. Les levées naturelles des chenaux sous-marins sont à priori dues au débordement des courants turbulents chenalisés. De tels écoulements sont donc épais de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mètres [92, 197]. Les études réalisées par Bowen et al. [20] ou encore Pirmez et Imran [164] montrent que la hauteur des courants turbulents varie en épaisseur de quelques mètres jusqu'à plus de  $800 m$  dans le cas d'écoulements complètement chenalisés.

La longueur des chenaux en eaux profondes et l'étendue des plaines abyssales indiquent toutes la capacité des courants turbulents à se déplacer sur des distances supérieures à  $1000 km$ . De plus, l'analyse des dépôts distaux montre qu'ils sont capables de transporter des particules sableuses sur de très grandes distances.

## Conclusion

*Il existe une grande variabilité et diversité des écoulements associés au transport de sédiments par resédimentation.*

*Les propriétés des écoulements sont très fortement liées à la nature des matériaux mis en jeu. Ces derniers peuvent être des silts moyens ou grossiers, des sables et plus rarement des graviers qui sont des sédiments non cohésifs, ou au contraire des argiles et des silts fins qui sont des sédiments cohésifs.*

*Les concentrations en sédiments jouent également un rôle prépondérant dans la détermination du type de régimes. Dans la nature, on rencontre aussi bien de faibles concentrations, comme dans les écoulements turbulents, que des concentrations très élevées, comme dans les écoulements laminaires (coulées de débris).*

*Le comportement de l'écoulement est fonction des mécanismes de support des particules, dont les principaux sont :*

*\* la cohésion de la matrice ;*

- \* le fluide interstitiel;
- \* les collisions ou frictions intergranulaires;
- \* la turbulence.

Enfin, il est important de remarquer la grande variabilité des échelles temporelles de ces phénomènes, ce qui est un problème pour la modélisation. En effet, les échelles de temps des mécanismes de transport sont de l'ordre de la seconde. Les événements durent, eux, plusieurs heures ou plusieurs jours. De plus, il peut s'écouler plusieurs dizaines d'années entre les événements. Les échelles spatiales sont également variées. Celles associées aux mécanismes de support des particules sont de l'ordre du millimètre, du centimètre ou du mètre, alors que celles associées aux événements dans leur ensemble sont décamétriques ou plurikilométriques.

Les courants turbulents, ainsi que les coulées de débris, sont les processus de sédimentation gravitaire principalement des dépôts marins profonds. En effet, ils sont les seuls capables de transporter des sédiments sur de longues distances et de faibles pentes.

# Chapitre 4

## Les systèmes turbiditiques sur les marges des bassins profonds

### Résumé

*Les systèmes de dépôt marins profonds ont toujours été plus difficile à classifier et à modéliser que les systèmes fluviaux et deltaïques. En effet, ils ne peuvent pas être étudiés facilement et les connections entre les environnements sédimentaires, les processus de sédimentation et les faciès de dépôt résultants sont difficiles à caractériser. De plus, il existe une différence entre les observations à petites échelles faites lors des études sur le terrain et celles à grandes échelles réalisées dans les environnements profonds récents. Différents modèles ont été définis depuis les éventails alimentés par des sources uniques jusqu'aux systèmes à sources multiples. Ces modèles ont permis notamment de comparer les systèmes anciens et modernes. Cependant, ils se sont révélés incomplets pour expliquer la diversité ainsi que la variabilité des systèmes gravitaires naturels. C'est pourquoi de nouvelles approches basées sur l'analyse des éléments architecturaux ont été proposées. Les études séparées des différents éléments sédimentaires qui constituent les éventails permettent une analyse beaucoup plus détaillée des systèmes et définissent des modèles régionaux de dépôt. Parmi les éléments architecturaux, ceux que nous étudierons, sont les canyons, les complexes chenal-levées et les lobes. Le développement des systèmes turbiditiques est gouverné par des facteurs forçants dont l'origine peut être extérieure au système (allocycliques) comme la tectonique, l'eustatisme et le climat, soit interne au système (autocycliques) comme la compensation topographique à l'échelle de l'écoulement. L'ensemble de ces facteurs va notamment contrôler la morphologie des constructions sédimentaires comme par exemple les complexes chenal-levées. La méandrisation des chenaux sous-marins est un phénomène comparable aux systèmes fluviaux notamment au niveau des morphologies rencontrées. Cependant, il existe des différences majeures (mode de migration du thalweg, recoupements de méandres, caractéristiques des dépôts) induites par le comportement physique propre aux courants gravitaires turbulents sous-marins.*

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>19</b>
<b>4.1 A la découverte de ces systèmes</b> . . . . .	<b>20</b>
<b>4.2 La classification des systèmes turbiditiques</b> . . . . .	<b>20</b>
<b>4.3 Les éléments architecturaux</b> . . . . .	<b>22</b>
4.3.1 Les vallées incisées sur le plateau et les prismes de rebords de plateau . . . . .	22
4.3.2 Les canyons sous-marins . . . . .	22
4.3.3 Les complexes chenal-levées . . . . .	23
4.3.4 Les lobes . . . . .	23
<b>4.4 Contrôle des processus de dépôt</b> . . . . .	<b>24</b>
4.4.1 L'apport et le type de sédiments . . . . .	25
4.4.2 L'eustatisme et le changement local du niveau de la mer . . . . .	25
4.4.3 La tectonique des plaques et le tectono-eustatisme . . . . .	25
4.4.4 La taille et la géométrie du bassin . . . . .	26
<b>4.5 La méandrisation des chenaux sous-marins</b> . . . . .	<b>26</b>

4.5.1	L'évolution des chenaux . . . . .	26
4.5.2	Les recoupements de méandres . . . . .	27
4.5.3	La topographie des éventails sous-marins . . . . .	28
4.5.4	Mode de migration du <i>thalweg</i> pour le développement des méandres . . . . .	29
4.5.5	Impact des paramètres de l'écoulement . . . . .	30
<b>Conclusion . . . . .</b>		<b>33</b>

## 4.1 A la découverte de ces systèmes

Après la découverte des courants turbulents dans les années 1950 et la classification des différents moyens de transport de sédiments dans les plaines abyssales, les turbidites anciennes furent interprétées comme des dépôts sur des fonds de bassins relativement plats. Les travaux de *Ménard* [115], puis de *Normark* [141] et *Haner* [68], sur les éventails sous-marins modernes (*fans*) ont permis de définir un modèle d'*éventail sous-marin* pour la plupart des turbidites anciennes, vers la fin des années 1960 et 1970 (*Walker* [218], *Mutti et Ricci Lucchi* [134]). La multiplication des modèles décrivant ces systèmes atteignit son apogée à la fin des années 70 avec le modèle de *Walker* [219]. Ce modèle "classique" d'éventail envisageait un système alimenté par un unique chenal qui, par l'intermédiaire d'écoulements gravitaires, avait une forme radiale s'étalant depuis un éventail supérieur, caractérisé par un chenal profond rempli de conglomérats ou de sables grossiers, à un éventail intermédiaire, puis à un éventail inférieur.

Pendant les années 80, ce modèle fut remis en question pour deux raisons. D'une part, il semblait difficile de pouvoir interpréter tous les systèmes turbiditiques observés sur les marges à partir d'un seul modèle. D'autre part, certains systèmes sous-marins n'étaient pas alimentés par une source unique mais par des sources multiples ou encore des sources linéaires. En se détournant de ce modèle "classique" plusieurs auteurs tel que *Nilsen* [140], suivirent *Normark* [142, 143] en divisant les éventails en deux types : les éventails alimentés en particules fines par les deltas et ceux alimentés en particules grossières par les canyons. *Mutti et al.* [129, 135, 131] développèrent le concept d'*éventails inefficaces* et *efficaces*. Les *éventails efficaces* sont riches en boue, ils se développent grâce à des courants turbulents de grand volume qui permettent le transport de sables sur de grande distance. Les *éventails* dits *inefficaces* transportent mal les sables à cause d'un faible volume de matériel et d'une insuffisance en boue. Les éventails efficaces sont larges, alimentés par un grand delta et ont de faibles gradients de pente (*Mississippi*). Les éventails inefficaces sont petits, alimentés par des systèmes de canyons côtiers et de ravines (*gullies*). Ils ont des gradients de pente importants (*Navy Fan*). En dépit des critiques sur cette notion d'efficacité (*Shanmugan et Moiola* [182, 183]), cette distinction permet de montrer l'importance de la taille des particules

et du volume de sédiment sur la distance de transport et finalement sur la morphologie et l'architecture des systèmes.

Au milieu des années 80 (*Shanmugan et Moiola* [182], *Stow et al.* [196]), les modèles d'éventail ont évolué en deux catégories distinctes : **(1)** les éventails allongés et boueux (*muddy, high-efficiency, delta-fed, large, open-basin fan*), alimentés par de grands deltas fluviaux en des sédiments de taille variable à dominante de boue et de silt et **(2)** un éventail radial, qui se développe dans les zones recevant un volume modéré de sédiments composé en majorité de sable (*sandy, low-efficiency, canyon-fed ou restricted-basin fan*).

Une alternative au système à source unique avait été proposée par *Gorsline et Emery* [63] lors de leur étude des marges des *bassins continentaux californiens* dans lesquels le système profond est alimenté par des *sources multiples linéaires*. Ce type de sources se développe latéralement aux éventails sous-marins et s'en distingue par :

- la géométrie linéaire de leur marge,
- l'absence d'écoulements turbulents sableux,
- la dominance de la sédimentation par des boues hémipélagiques qui se déposent par l'intermédiaire de la couche néphéloïde,
- des courants turbulents lents,
- des processus d'écoulements en masse.

Par ailleurs, des interprétations récentes de systèmes d'éventails sous-marins anciens (*Walker* [218], *Galloway et Brown* [56]) illustrent le concept d'alimentation d'éventails à sources multiples. *Chan et Dott* [25] proposèrent à travers la formation éocène de l'*Oregon* un modèle d'alimentation à plusieurs sources toutes liées à un même delta (*line source*). Cette idée fut améliorée par *Heller et Dickinson* [72] qui définirent un modèle de rampes sous-marines pour expliquer le faciès et l'architecture de ce même système.

## 4.2 La classification des systèmes turbiditiques

Ces rappels historiques permettent d'établir une classification claire de ces systèmes gravitaires afin de pouvoir les comparer. Pour ce faire, il a fallu se mettre d'accord sur l'élaboration de modèles conceptuels. En effet, les systèmes turbiditiques représentent les ensembles sédimentaires les plus volumineux des marges continentales actuelles.



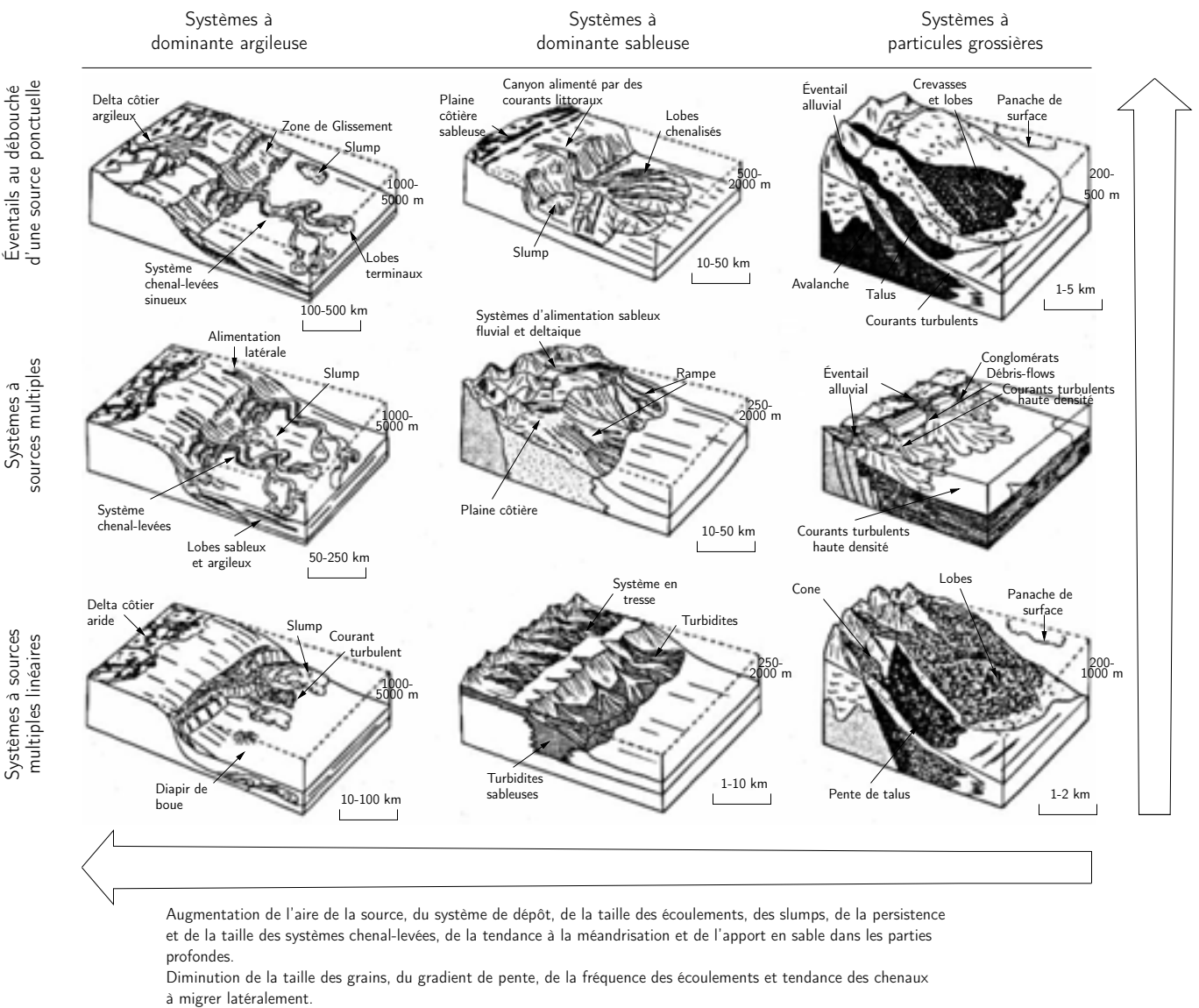


FIG. 4.1 – Classification des différents types d'éventails détritiques sous-marins d'après *Reading et Richards* [171].

Une définition générale de ces systèmes les décrit comme une accumulation sous-marine située du glacier jusque dans la plaine abyssale et composée de matériel terrigène transporté par des écoulements gravitaires.

*Reading et Richards* [171], en fonction des apports (*i.e.* volume et taille des grains) et de la nature du système d'alimentation, distinguent (cf. figure 4.1) :

- les éventails localisés au débouché d'une source

- ponctuelle (*submarine fans*) ;
- les systèmes à sources multiples (*multiple source ramps*) ;
- les systèmes à sources multiples linéaires (*slope aprons*).

Cette terminologie permet de séparer des accumulations sous-marines aux morphologies et géométries internes différentes en fonction de leurs processus d'alimentation.

Vers des systèmes à une unique source d'alimentation et un chenal d'alimentation stable  
Séquences de dépôt organisées, Augmentation du rapport longueur-largeur des courants gravitaires et de la durée de vie de la source d'alimentation

Augmentation de l'aire de la source, du système de dépôt, de la taille des écoulements, des slumps, de la persistance et de la taille des systèmes chenal-levées, de la tendance à la méandrisation et de l'apport en sable dans les parties profondes.  
Diminution de la taille des grains, du gradient de pente, de la fréquence des écoulements et tendance des chenaux à migrer latéralement.

Les éventails et les rampes apparaissent liés à des systèmes de drainage et d'alimentation stables. Ils sont caractérisés par une distribution des faciès et une architecture interne organisée et prédictible. En revanche, les *slope aprons* sont souvent associés à des ruptures de pente, des sources de sédiments plus locales et/ou des systèmes de drainage et d'alimentation éphémères. La distribution des faciès montre une grande variabilité et peu d'organisation. Selon *Richards et al.* [173], les *slope aprons* pourraient être les précurseurs des éventails sous-marins. Ces derniers et les systèmes turbiditiques sont souvent employés en synonyme.

Le terme "éventail" est réservé aux environnements modernes et le terme "système" aux environnements anciens (*Bouma et al.* [19]). Par la suite, le terme d'éventail sera utilisé pour toute accumulation composée :

1. d'une zone d'alimentation unique à érosion prépondérante (*canyon*) ;
2. d'une zone de transit à érosion et dépôt (*complexe chenal-levées*) ;
3. d'une zone à accumulation prépondérante (*lobes distaux*).

Les éventails se développent au niveau du glacier et de la plaine abyssale. Ils sont toujours reliés à une importante source de sédiment, souvent un fleuve, soit directement, soit par l'intermédiaire d'un delta. Un système turbiditique peut être composé de plusieurs éventails. L'important est de pouvoir différencier les processus qui amènent à une variabilité de configurations au sein d'un même système turbiditique.

La plupart des éventails profonds actuels couvrent d'importantes surfaces. Les plus importants sont situés sur des marges passives. Ils s'étendent perpendiculairement à la marge (*Mutti* [131]). La nature des sédiments qui alimentent les éventails sous-marins profonds varie depuis les vases très fines (granularité  $< 2\mu m$ ) jusqu'aux sédiments grossiers (granularité  $> 1 cm$ ) (*Normark et Piper* [145], *Reading et Richards* [171]).

Ces modèles ont permis de comparer plus aisément les systèmes anciens et modernes. Toutefois, ils se sont rapidement révélés incomplets et ne suffisaient pas pour expliquer la diversité ainsi que la variabilité des systèmes gravitaires observés. De plus, ils amenèrent une grande confusion au niveau des termes utilisés. Plusieurs auteurs (*Normark et Piper* [145], *Mutti* [131], *Shanmugan et al.* [181]) proposèrent alors d'abandonner en partie ou totalement les modèles et de travailler sur des objets élémentaires composant ces systèmes turbiditiques.

### 4.3 Les éléments architecturaux

*Mutti et Normark* [145] proposèrent de travailler sur un certain nombre d'objets sédimentaires élémentaires communément rencontrés sur un grand nombre de systèmes turbiditiques. Ces objets reconnaissables sont :

- les surfaces d'érosion ;
- les chenaux ;
- les levées ;
- les lobes ;
- les dépôts associés à la transition chenale-lobe.

Cette partie présente leurs morphologies ainsi que les processus de dépôts responsables de leur édification.

#### 4.3.1 Les vallées incisées sur le plateau et les prismes de rebords de plateau

Une vallée incisée est une gouttière de taille et de profondeur variables qui résulte du creusement du plateau continental par un fleuve durant une période de bas niveau marin relatif (*Posamentier et al.* [166]). Le remplissage des vallées est constitué par des dépôts fluviaux ou estuariens [166]. La distinction entre les chenaux fluviaux et les canyons est essentiellement basée sur des critères géographiques, morphologiques et des processus sédimentaires enregistrés lors de leur comblement.

#### 4.3.2 Les canyons sous-marins

Les marges continentales sont incisées par des vallées sous-marines formées probablement par érosion des pentes continentales (*Shepard* [185]). Ces vallées sous-marines peuvent inciser plus ou moins "profondément" le plateau continental ou son rebord. Elles assurent le transit des particules du plateau vers le bassin. En fonction de leur profondeur et de leur largeur, plusieurs types de vallées sous-marines peuvent être définis (*Clark et al.* [33], *Stow et Mayall*, [198]).

Les canyons sont des vallées, caractérisés par des pentes latérales abruptes et un fort dénivelé amont-aval. Les profondeurs peuvent atteindre de 1000 à 3000m. Leurs sections se caractérisent par une forme en "V". Ils représentent un intérêt évident dans la compréhension des processus actuels de transfert de sédiment du continent vers les grands fonds. Les canyons sont considérés comme des zones dominées par l'érosion. Ils peuvent montrer plusieurs types de terrasses. La mise en évidence de la variabilité de ces terrasses a permis de préciser leur origine. Ces terrasses peuvent correspondre :

- à des glissements qui traduisent à cet endroit une forte érosion régressive (*Berné et Loubrieu* [15]),
- à des levées confinées qui traduisent des processus de construction à l'intérieur du canyon liés à des débordements de courants turbulents (canyons du Zaïre, *Babonneau et al.* [6] ; de *Capbreton, Cirac et al.* 2001),
- à des méandres abandonnés du même type que les terrasses provenant des phénomènes d'alvusion pour les systèmes fluviaux (*Tranier*).

Quatre modèles conceptuels de formation et d'évolution des canyons existent (*Shepard* [185], *Berné et Loubrieu* [15], *Mulder* [127]) :



1. En milieu aérien, de manière similaire aux canyons fluviaux. Cette hypothèse pourrait s'appliquer aux canyons méditerranéens qui se sont créés au *Messinien*.
2. En milieu sous-marin, par une suite de glissements en masse provoquant une érosion régressive sur la pente continentale. Les alignements de dépressions circulaires métriques à décimétriques (*pockmarks*) dans l'axe des canyons sont un argument en faveur d'une érosion régressive suivant ou formant des zones de moindre résistance.
3. Par une érosion (progressive) par des processus gravitaires entretenus, par exemple les courants turbulents hyperpynaux générés à l'embouchure des fleuves.
4. Par une accumulation sédimentaire "négative". Les canyons seraient alors considérés comme des zones moins progredientes d'une marge. Ils deviendraient finalement des conduits sédimentaires préférentiels.

Les ravines ("*gullies*") sont des vallées sous-marines relativement rectilignes, caractérisées par de faibles largeurs (entre 100 et 250 m) et profondeurs (de 5 à 50 m maximum) et des longueurs pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres (*Piper et al.* [161], *Field et al.* [48]). Ces vallées se situent sur le rebord du plateau ou sur la pente. Elles ont pour particularité d'avoir des pentes abruptes et de subir des processus d'érosion, on parle de morphologie en "*badlands*". Elles ne semblent pas être rattachées à un réseau fluvial. Sur une même marge, leur localisation est souvent variable au cours du temps. Leur origine est souvent associée à des déstabilisations du rebord du plateau (*Piper et al.* [161]).

### 4.3.3 Les complexes chenal-levées

La morphologie des chenaux est contrôlée par des processus d'érosion et de dépôt produits par les écoulements turbulents. Généralement érosifs dans leur partie amont, les chenaux passent ensuite à une morphologie de type dépositionnelle. La diminution de pente et la perte d'énergie des écoulements turbulents sont responsables de cette évolution morphologique. Les chenaux érosifs n'ont généralement pas de levées construites ou des levées de petite taille. La morphologie des chenaux où l'on observe un dépôt est fortement influencée par la nature des apports. Les chenaux transportant du matériel grossier (sables et graviers) sont larges, rectilignes et très peu marqués topographiquement car ils ne construisent que peu ou pas de levées (*Clark et al.* [33], *Galloway* [55]). Au contraire, les chenaux transportant du matériel fin sont plus étroits, sinueux voir méandriques et présentent des levées bien développées.

Les levées se développent sur les flancs latéraux des chenaux, dans une zone appelée "*éventail moyen*" (*Nor-mark* [141]). Leur hauteur par rapport au fond du che-

nal diminue de quelques centaines à quelques dizaines de mètres de l'amont vers l'aval. Leur extension latérale peut atteindre plus de 50 km, de part et d'autre de l'axe du chenal (*Damuth et al.* [37]).

Les levées sont construites par débordement de la partie sommitale composée de particules fines des écoulements turbulents (*spilling*) ou par son détachement (*stripping*). Le débordement entraîne un appauvrissement relatif en fraction fine dans l'écoulement le long de son trajet et un enrichissement relatif en sable. Ce processus explique le transport des sables dans les chenaux et le développement de lobes sableux en aval des systèmes chenal-levées.

Sur les profils sismiques, les dépôts qui constituent le remplissage du chenal présentent un faciès sismique de type HAR (*High Amplitude Reflections*) dans l'axe du chenal, partiellement (ou parfois totalement) enlevé par les phases d'érosion subséquentes, qui continuent latéralement avec des réflexions litées correspondant à un faciès sédimentaire de levée. Les levées sont facilement reconnaissables par leur relief positif et par leurs réflecteurs sismiques de faible à moyenne amplitude, continus et parallèles sur de très longues distances et se terminant en *downlap* sur des surfaces plus ou moins érosives. Les levées présentent un flanc interne très raide, soumis à des processus d'érosion et à des glissements en masse qui peuvent alimenter les écoulements circulants dans le chenal. Des processus de construction y sont également décrits avec des levées confinées (*Babonneau et al.* [5]). Le flanc externe est caractérisé par des pentes très faibles et est soumis à des processus de dépôt. Contrairement aux canyons, les chenaux sont peu stables dans le temps. Cette instabilité augmente avec la distance vers l'aval. L'avulsion correspond à des processus de migration brutale des chenaux. Celle-ci peut être localisée à différents niveaux. Plusieurs mécanismes peuvent initier l'avulsion (rupture, effondrement, brèche dans la levée). Les écoulements gravitaires vont emprunter cette ouverture pour créer un nouveau système chenal-levée. Ce type d'avulsion entraîne la migration de tout le système chenal-levées-lobe (*Flood et al.* [51]). Les écoulements qui s'étalent dans la dépression externe à la levée vont déposer des dépôts sableux tabulaires (*HARP's*, *High-Amplitude Reflection Packets*). Ces dépôts forment alors la base d'un nouveau système chenal-levée.

### 4.3.4 Les lobes

D'une façon générale, le terme *lobe* regroupe l'ensemble des dépôts sableux au débouché du chenal. La plupart des concepts ont été développés à partir d'études dans les environnements anciens. Bien que de nombreux auteurs tentent de le clarifier (*Mutti et Normark* [132, 133]; *Shanmugam et Moiola* [184]), la définition de ce terme reste encore floue et sujette à controverses pour plusieurs raisons (*Shanmugam et Moiola* [183]).

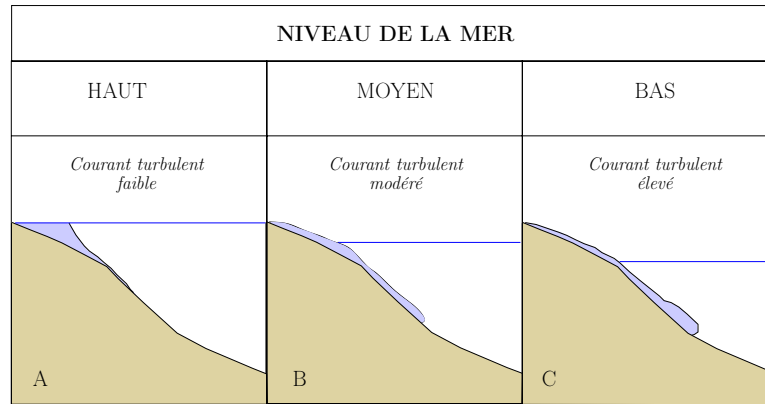


FIG. 4.2 – Relation entre le niveau relatif de la mer et le développement des courants turbulents (d'après *Shanmugan et al.* [182]).

Premièrement, la définition du terme *depositional lobe* proposée par *Mutti et Ricchi Lucchi* [134] pour des systèmes anciens n'a pas été complètement adoptée par la communauté scientifique.

Deuxièmement, les auteurs travaillant sur des systèmes modernes ont introduit une multitude de termes dont les plus fréquemment utilisés sont : *fan lobe* (*Bouma et al.* [18]), *erosional lobe* (*Thornburg et Kulm*, [206]), *channelized lobe* (*Nelson et al.* [139]), *leveed-valley lobe* (*Normark et al.* [144]), chacun définissant des concepts différents.

Néanmoins, il est possible de se baser sur la nomenclature définie par *Mutti et Ricchi Lucchi* [134]. Les lobes peuvent alors présenter des dépôts de type suivants :

- (A) Niveaux de sable et de gravier massifs, avec des galets de vase, sans séquence de *Bouma* ;
- (B) Niveaux épais de sable massif, sans séquence de *Bouma* ;
- (C) Niveaux épais de sable moyen granoclassé, avec séquences de *Bouma* ;
- (D) Niveaux fins de sable latéralement continus, dominés par des faciès *Tc* de *Bouma* ;
- (E) Niveaux peu épais de sable fin lenticulaires, dominés par des faciès *Tc* de *Bouma* ;
- (F) Dépôts en masse de bas de pente ;
- (G) Niveaux de vase dominés par la sédimentation pélagique, mélangée à des débris terrigènes.

On définira donc le terme *lobe* comme un objet sédimentaire riche en sable d'épaisseur peu variable, de forme lobée, et se situant au débouché d'une vallée sous-marine, d'un complexe chenal-levée ou d'un chenal. Le lobe est une zone préférentielle de dépôt (*Normark* [143]). Il représente le point le plus distal d'apport en sable dans le bassin (*Mutti et Normark* [133]). Son extension varie de quelques mètres à plusieurs kilomètres et dépend de la taille du système, de la taille et de la configuration du bassin réceptacle, et du volume apporté par les courants turbulents (*Mutti* [130]).

Dans le développement d'un lobe, plusieurs fac-

teurs interviennent comme la tectonique ou le rapport sable/argile (*Shanmugam et Moiola* [183]). Schématiquement, les systèmes des marges actives sont caractérisés par de forts gradients de pente, un rapport sable/argile élevé, des chenaux en tresses, et des lobes de taille modeste. Les systèmes des marges passives sont caractérisés par de faibles gradients de pente, un rapport sable/argile faible, des chenaux sinueux associés à des levées et à des lobes de taille importante.

Dans le cadre de cette étude, il est important de déterminer les types de dépôts et leurs caractéristiques en focalisant la discussion sur les mécanismes de transport des sédiments sur de longues distances en eaux profondes. Bien que la structure des sédiments déposés dépende pour une grande part de ces processus de transport, elle dépend également des processus de dépôt, des déformations syn et post-dépôt et d'un certain nombre de facteurs externes à l'écoulement regroupés sous l'appellation *processus de contrôle*.

#### 4.4 Contrôle des processus de dépôt

Lors du développement des systèmes turbiditiques profonds, plusieurs facteurs interviennent. Ils sont d'origine externe (*facteur allocycliques*) et d'origine interne (*facteurs autocycliques*). Leur grande variabilité et leur interaction conduisent à l'édification de systèmes dont la taille, la géométrie et la nature sont variables. Bien que ces facteurs ne puissent être quantifiés, ils nous permettent de mieux comprendre l'architecture générale des systèmes.

Il existe différentes variables interagissant qui contrôlent les processus, les modes et les taux de sédimentation en eau profonde. Ainsi, la stabilité des sédiments déposés dépend de la pente, du taux de sédimentation et des contraintes cycliques (causées par exemple par les séismes). Elle est aussi influencée par des fac-

teurs océanographiques tels que les courants marins sur le fond, les vagues internes, le taux de carbone organique présent dans le sédiment (du à l'eau profonde anoxique), les remontées de fluides comme la génération de gaz dans le sédiment causée par la décomposition des organismes ou liée à la déstabilisation des hydrates de gaz.

On peut effectuer une classification de ces variables. Les plus importantes sont :

- l'apport et le type de sédiment ;
- l'eustatisme et le changement local du niveau de la mer ;
- la tectonique des plaques et le tectono-eustatisme ;
- la circulation océanique ;
- la chimie de l'eau de mer ;
- les fluides.

D'autres phénomènes à échelle plus importante peuvent intervenir comme le climat global, les taux relatifs de génération et de destruction de la croûte océanique. On trouve une liste exhaustive de ces contrôles dans *Stow et al.* [196] et *Pickering, Hiscott et Hein* [156].

#### 4.4.1 L'apport et le type de sédiments

Les sédiments terrigènes sont les plus abondants dans l'océan. Ils constituent également le principal type de sédiments redéposés [156]. La granulométrie ainsi que le volume et le taux d'apport en sédiments (la quantité de sédiments disponibles) affectent le processus et la distance de transport et donc, la géométrie des dépôts (architecture des faciès et taille des systèmes sous-marins).

Ainsi, les systèmes fluviaux de grande taille comme le *Gange*, l'*Indus*, le *Bengale* et le *Mississippi* apportent rapidement une grande quantité de sédiments sur le plateau continental [170]. La disponibilité de ces matériaux pour la resédimentation de bas de pente dépend du niveau relatif de la mer et de la largeur du plateau.

Les cônes de déjection (*fans*) allongés qui sont développés en raison d'un apport, moyen à élevé, en sédiments fins, constituent un autre exemple de l'influence fondamentale de la taille des grains et du volume de sédiments sur l'architecture des faciès et la taille des systèmes. Les cônes radiaux résultent, eux, d'un apport en sédiments plus faible, contenant plus de sable que de boue [196].

Enfin, le nombre et l'espacement des points sources pour une marge donnée déterminent :

- le développement d'un cône de déjection simple ou isolé,
- la naissance d'un système d'éventails chevauchants,
- et le remplissage complet ou partiel du bassin [170].

#### 4.4.2 L'eustatisme et le changement local du niveau de la mer

Les fluctuations du niveau de la mer n'affectent pas seulement la sédimentation dans les environnements continentaux et marins peu profonds, mais influencent

aussi véritablement les structures des dépôts en eaux profondes. Les sources côtières, telles que les fleuves ou les courants littoraux, peuvent, durant les périodes de bas niveau marin, alimenter directement les pentes du bassin (*cf. fig. 4.2C*), ou au contraire, sont déconnectées de ces pentes pendant les périodes de haut niveau marin (*cf. fig. 4.2A*) (*Shanmugam et al.* [182]).

Les changements du niveau marin peuvent être globaux ou locaux. Les fluctuations eustatiques apparaissent lorsque l'un des trois paramètres géométriques suivants varie (*Granjeon et al.* [65]) :

1. le volume total des bassins océaniques ;
2. le volume d'eau dans les océans ;
3. la forme de la surface de la mer.

Toutefois, les fluctuations régionales résultant des mouvements tectoniques locaux et de réajustements isostatiques, ont un effet plus important et donc localement plus significatif que les changements eustatiques globaux.

#### 4.4.3 La tectonique des plaques et le tectono-eustatisme

Le cadre tectonique dans lequel a lieu la sédimentation marine peut être :

- une marge mature passive ;
- une marge de rift actif ;
- une marge convergente avec ou sans systèmes d'arc ;
- une marge transformante ;
- une mer marginale et un bassin d'arrière arc ;
- un bassin océanique ou intracratonique.

Ce cadre exerce un contrôle de premier ordre sur la nature et le type de sédiment. Il affecte les taux de remontée et de dénudation, le réseau de drainage, la plaine côtière, la largeur et l'inclinaison de la marge continentale, la réserve en sédiments grossiers, la morphologie des bassins, et les variations locales du niveau marin. Les paramètres tectoniques spécifiques ont une influence importante sur la taille et la géométrie interne du bassin (*i.e.* l'espace disponible pour accueillir les sédiments), en incluant la pente de la base de la marge et du plancher du bassin. Ils déterminent donc, indirectement, le profil de dépôt initial du bassin récepteur (*Ravenne et Beghin* [169]).

Le type et la fréquence de l'activité sismique et des failles, à la fois dans les zones sources originales et les zones de transfert, sont très importantes, dans la mesure où ils influencent la fréquence et le volume des écoulements gravitaires. Ils conditionnent également le remplissage et l'agencement séquentiel dans le bassin (*Ravenne et Beghin* [168]). Par exemple, sur les marges matures passives, les tremblements de terre, bien que peu fréquents, produisent d'importants glissements qui engendrent à leur tour des coulées de débris puis des courants turbulents. Inversement, les tremblements de terre

sont fréquents sur les marges actives, ils "purgent" régulièrement la marge et ne permettent pas une accumulation sédimentaire importante dans la zone de transfert. Il en résulte un nombre important d'écoulements mais de faible volume.

#### 4.4.4 La taille et la géométrie du bassin

La géométrie et la taille du bassin recevant les sédiments constituent également des variables importantes du remplissage du bassin, puisqu'elles imposent la forme du système de dépôt, et donc la distribution en trois dimensions des faciès et séquences. La morphologie des zones de transfert ne doit pas non plus être négligée. En effet, le profil d'équilibre et ses ruptures potentielles dépendent de la largeur et du gradient de pente de la plateforme, ainsi que de celui du bassin récepteur (*Ravenne et Beghin* [168]).

Les bassins de faibles pente, ayant un apport de sédiments élevé, vont avoir tendance à être suralimentés, et en conséquence à déborder dans les bassins voisins. Les systèmes sous-marins qu'ils contiennent sont spatialement peu développés.

Cependant, les bassins les plus fréquents sont sous-alimentés, bien qu'avec le temps ils tendent à se remplir complètement. Les plaines abyssales, ainsi que les grandes étendues des talus continentaux et pentes océaniques, demeurent, elles-aussi, sous-alimentées. Les grands éventails, morphologiquement bien développés, de type radiaux à allongés, sont caractéristiques de ces bassins (*Reading et Richards* [171]).

## 4.5 La méandrisation des chenaux sous-marins

La compréhension de l'évolution morphologique et de l'histoire associée à la forme des chenaux sous-marins est nécessaire afin de prédire et d'interpréter les architectures sédimentaires qui en résultent. Les systèmes de chenaux sous-marins sont rarement préservés et sont parmi les moins bien compris des objets élémentaires définis par *Mutti et Normark* [145]. La comparaison des morphologies des chenaux profonds, en particulier ceux avec des sinuosités faibles et de hautes levées avec des systèmes fluviaux méandriformes apporte des informations importantes (*Leeder et al.*, [103]).

Les similitudes entre les chenaux sous-marins et sub-aériens sont basées en partie sur des comparaisons visuelles qualitatives, dans lesquelles plusieurs formes spécifiques aux chenaux fluviaux sont reconnues. Parmi celles-ci, on peut noter notamment : leur forte sinuosité, l'avulsion de méandres, différents phénomènes d'accrétions tels que les barres de convexité (*point-bars*) ou

barres de convexité (*scroll bars*) ou encore des effondrements et des formations de crevasses (*e.g.*, *Lonsdale et Hollister*, [105]; *Hagen et al.*, [67]; *Klaucke et Hesse*, [88]). Il existe aussi des comparaisons basées sur des analyses quantitatives de l'évolution de ces formes caractéristiques (*e.g.*, *Flood et Damuth*, [50]; *Clark et al.*, [33]).

Bien qu'il y existe de nombreuses analogies notamment au niveau des géométries pour ces deux milieux, il existe de grandes différences dans la physique des processus qui conduisent à ces morphologies. Par exemple, lors de l'analyse des écoulements dans les chenaux sub-aériens, il est d'usage de négliger les cisaillements au niveau de la frontière supérieure, alors que pour les courants turbulents sous-marins le cisaillement au niveau des surfaces supérieure et inférieure joue un rôle important (*e.g.*, *Middleton*, [119]; *Kneller et al.*, [90]). Aussi, la gravité effective agissant sur les bords des écoulements sous-marins est bien plus faible que celle agissant sur les écoulements sub-aériens à cause de la faible différence de densité avec le milieu ambiant. De plus, une partie du fluide ambiant est incorporé sur l'ensemble des frontières inférieure, latérale et supérieure du courant, entraînant une dilution et des modifications de l'écoulement.

Les mécanismes cités précédemment et les observations morphologiques suggèrent que les fleuves et les chenaux sous-marins doivent être comparés avec prudence, en raison des différences dans leurs évolutions respectives et dans les processus associés. A partir des études réalisées sur l'éventail profond du *Mississippi*, du *Zaire* et de l'*Amazone*, il a été possible de mettre en évidence les caractéristiques de la méandrisation ainsi que les différences entre les systèmes sous-marins et sub-aériens.

### 4.5.1 L'évolution des chenaux

*Peakall et al.* [154] suggèrent que les évolutions des chenaux sous-marins et des chenaux fluviaux comportent plusieurs différences.

Plusieurs processus et particularités semblent spécifiques aux chenaux sous-marins, comme par exemple les débordements sur les levées (*Piper et Normark*, [145]) (*cf. fig. 4.3*) et les formations qu'ils induisent (*nested-mounted formations* (*Timbrell*, [207])). De plus, les études sur les systèmes chenal-levées profonds aggradants (*e.g. Mississippi, Katsens et Shor*, [86]; *Amazon, Pirmez et Flood*, [163]) montrent que les particularités des chenaux fluviaux comme les migrations de barres latérales, les *point bars* et les recoupements de méandres (*cut-off meanders*), sont rares, voir absentes dans le cas des chenaux sous-marins. En outre, les changements continus dans les géométries des chenaux sub-aériens laissent penser qu'ils n'atteignent jamais une géométrie d'équilibre, contrairement à ce qui est observé pour les chenaux sous-marins (*Peakall et al.*, [154]).



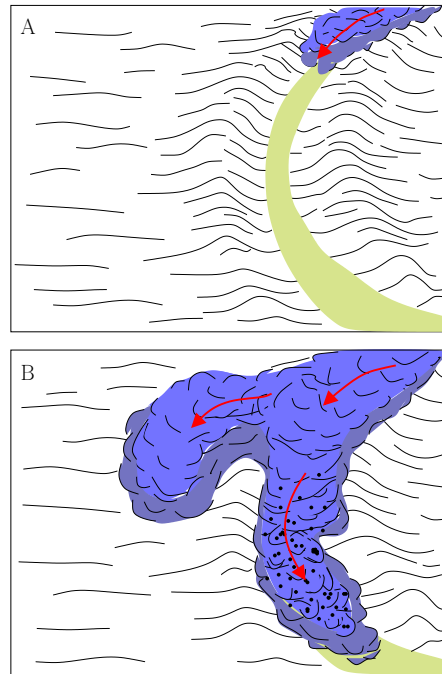


FIG. 4.3 – Débordement d'un écoulement chenalisé d'après Piper et Normark [159].

Les rares études (Abreu et al. [1]) réalisées sur l'architecture des chenaux sous-marins du *Green Channel Complex* (champ du *Dalia* proche de l'*Angola*) montrent qu'il peut exceptionnellement exister une accrétion latérale des chenaux dans les parties intérieures des méandres (similaire aux *point bars*), mais aussi de fréquents recouvrements de méandres (environ 20% des méandres de la zone d'étude). L'apparente similitude entre ces types de dépôts profonds et les dépôts fluviaux suggèrent que les contrôles de leur formation peuvent être équivalents. L'interprétation sismiques de ces séries d'accrétion latérale (*Lateral Accretion Packages LAP's*) reprend les modèles d'apparition des *barres de méandre* fluviaux. En effet, on remarque :

- l'alternance de formations de surfaces d'accrétion relativement continues et de glissements latéraux sur les flancs des chenaux,
- une érosion systématique sur les bords extérieurs,
- des dépôts le long des bords intérieurs.

Les dépôts fins, caractéristiques des dépôts dans les zones à faible vitesse, sont possibles dans les zones de *by-pass* du chenal. Les dépôts dans les zones de recirculation (tourbillons) sont fondamentaux pour l'ajustement de la morphologie du chenal permettant ainsi de lisser les irrégularités. Enfin, les courants d'érosion entraînent l'effondrement des flancs externes des méandres, induisant alors un élargissement local du chenal. Il y a une divergence entre la nature des écoulements turbulents (de durée relativement courte et non périodiques) et les écoulements permanents et continus. Ceux-ci semblent être

nécessaires pour générer des zones d'accrétion dans les chenaux sinueux. Elliott [44], en décrivant les unités d'accrétion dans les chenaux sous-marins de la formation de *Ross* (Irlande), laisse supposer que pendant les périodes de bas niveau marin relatif, le taux de sédimentation était si important que les sédiments auraient pu être charriés depuis l'embouchure du delta jusque dans l'éventail profond, par des courants hyperpycniaux quasi-continus. D'après Elliott, l'accrétion latérale visible dans plusieurs chenaux sous-marins est directement liée à ces processus d'apport permanent en sédiment plutôt qu'à des processus événementiels.

#### 4.5.2 Les recouvrements de méandres

Bien que les chenaux sous-marins sinueux semblent morphologiquement similaires aux sub-aériens, plusieurs particularités laissent penser qu'ils ne sont pas analogues dans leurs origine et évolution. La plus grande différence est le très faible nombre de recouvrements de méandres identifiables dans les systèmes sous-marins par rapport aux systèmes sub-aériens. Klaucke et Hesse [88] ont montré que "les recouvrements des méandres sont communs dans les chenaux de forte sinuosité". Les recouvrements individuels ont été étudiés en détail (e.g., Lonsdale et Hollister, [105]; Damuth et al., [37]). Ils sont rares comparés à ceux des systèmes sub-aériens méandriformes. En effet, aucun recouvrement de méandres n'a été observé dans les chenaux de l'éventail sous-marin du *Mississippi* (Garrison et al., 1982; EEZ-SCAN 85 *Scientific Staff* 1987).

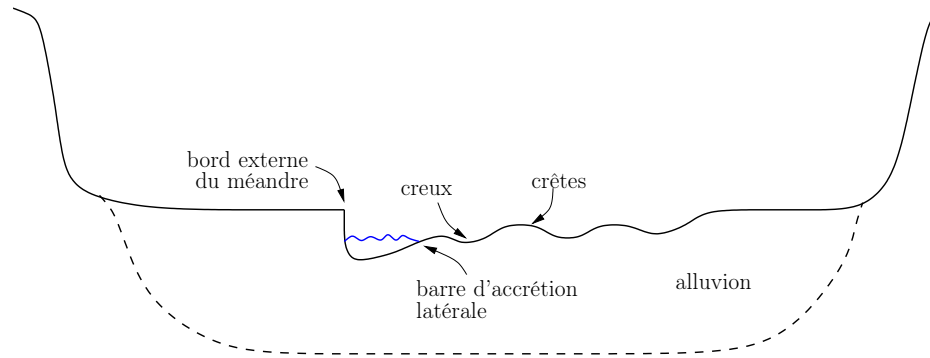


FIG. 4.4 – Section transversale d'un chenal aérien et de la plaine alluviale située au niveau d'une barre de méandre et illustrant une topographie en crêtes et creux.

Seulement neuf recoupements clairement reconnaissables ont été mis en évidence sur les 800 km de l'éventail de l'Amazone (Pirmez et Flood, [163]). Même en supposant que ces recoupements ont été enfouis (Pirmez et Flood), relativement peu ont été formés durant les 5000 ans de l'éventail amazonien (Piper et al., [158]). Les longueurs d'ondes des méandres des chenaux de l'Amazone varient entre 3 et 10 km (Flood et Damuth, [50]), soit une valeur moyenne de 6.5 km, ce qui donne un taux de recoupement de 1.5 % par millier d'années.

En comparaison plusieurs cours d'eau montrant une forte sinuosité ont un grand nombre de recoupements (e.g., Stølum, [195]). Avant l'influence de l'homme, la partie aval du Mississippi comportait 13 à 15 recoupements par siècle sur une distance approximative de 1350 km. Les longueurs d'onde des méandres comprises entre 6 et 10 km (Winkley, 1994), donnent un taux de recoupement de l'ordre de 83 % par millier d'années. De même, en un siècle, 47 recoupements se sont produits sur les 964 km du fleuve Welsh (Lewis et Lewin, 1983). Les longueurs d'onde du fleuve Welsh varient entre 0.1 et 1 km ce qui donne un taux de recoupement des méandres de l'ordre de 24 % par millier d'années. Ces études suggèrent que les fréquences de recoupement dans les rivières alluviales sont bien plus importantes que celles des systèmes profonds méandriformes et aggradants.

### 4.5.3 La topographie des éventails sous-marins

Les reconstitutions les plus détaillées du développement des méandres des rivières alluviales sont basées sur une topographie caractéristique en "crêtes et creux" (*ridge and swale topography*) des barres de convexité (*scroll bars*). Les barres sont construites les unes à côté des autres (e.g., Lapointe et Carson, [101]). Cette topo-

graphie a été remarquée sur une large zone environnant l'éventail du Mississippi (Pickering et al., [157]), suggérant des mouvements des chenaux au cours du temps. Par conséquent, cette topographie "crêtes et creux" a été proposée comme un élément typique des chenaux sous-marins (Clark et Pickering). Néanmoins, plusieurs éléments laissent suggérer que l'éventail du Mississippi ne peut pas être caractérisé par une véritable topographie de ce type :

- les crêtes ont un relief de surface de moins de 1 m (Kastens et Shor, [86]), avec des profondeurs maximales de 15 à 50 m (Prior et al., [167]; Stelling et al., [194]). Comme le chenal aggradait de 90–100 m en l'absence de méandres et fut ensuite rempli par 90 m de débris, il est difficile de mettre en relation ces particularités topographiques avec la croissance de barres de convexité et de certifier qu'il s'agit bien de dépôts caractérisant ce type de topographie. Si les barres d'accrétion latérale forment des barres de convexité sous-marines pour de fortes sinuosités, elles doivent être rapidement ensevelies car le taux de méandrisation est généralement lent comparé au taux d'aggradation.
- Les images sonar ne permettent pas de différencier les apparitions des crêtes à l'intérieur des méandres du chenal et dans le talweg, des dépôts dus à la formation de crevasses. Ces derniers ne sont pas interprétés comme des dépôts en "crêtes et creux" mais comme des structures déformées au niveau des surfaces supérieures des dépôts d'écoulements à débris (Kastens et Shor, [86]).
- L'origine génétique de ces dépôts est différente de celle des rivières alluviales : leurs formations ne sont pas associées à des surfaces latérales d'accrétion (e.g., Prior et al., [167]; Stelling et al., [194]).

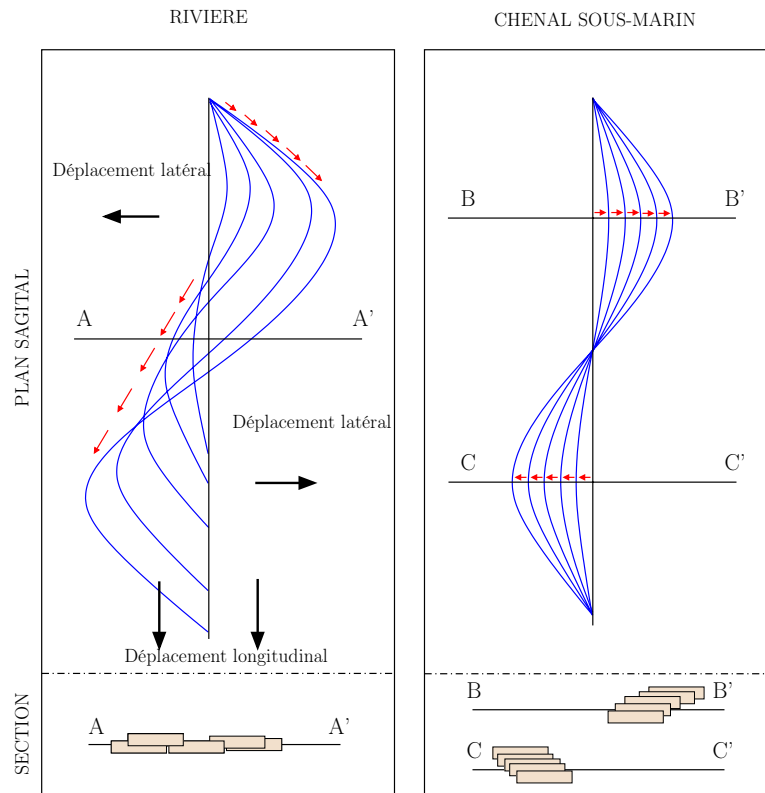


FIG. 4.5 – Modèle illustrant l'évolution comparée des chenaux sous-marins et subaériens. (d'après *Peakall et al.*, [154])

#### 4.5.4 Mode de migration du *thalweg* pour le développement des méandres

Il existe quatre processus permettant la migration du *thalweg* : l'aggradation, l'incision, la migration latérale (*swing*) et la migration vers l'aval (*sweep*). En combinant ces modes de migration, on peut reconstituer l'évolution d'un chenal dans l'espace.

Les événements récents dans l'évolution de l'éventail du *Mississippi* sont à différencier de ceux rencontrés dans le cas typique de l'évolution d'une rivière de forte sinuosité. Un chenal de rivière initialement rectiligne va subir une expansion de ces méandres avec une augmentation en amplitude et une décroissance en longueur d'onde, couplée d'un déplacement progressif dans le sens du courant (*sweep*) mais aussi dans le sens latéral (*swing*) (cf. fig. 4.5).

Ces déformations étant permanentes, les méandres de rivières n'atteignent donc jamais un équilibre. A cause des hétérogénéités des plaines d'inondation, les méandres sont en translation à différentes vitesses, en fonction des recoupements ou encore des réductions d'amplitudes de leurs courbes. Ces processus sont relativement rapides comparés aux taux d'aggradation. Par exemple, les taux moyens (sur 20 – 30 ans) de migration latérale des chenaux des rivières, le long de l'axe des méandres, sont de 0.7 – 9.4 m par an. En comparaison, les taux d'aggrada-

tion sur les plaines d'inondation sont eux de 0.01 – 0.02 m par an (*Bridge et Leeder*, [22]), donnant alors des ratios de mouvements latéraux et verticaux quatre fois plus importants que ceux visibles dans l'éventail du *Mississippi*. Or, les chenaux des rivières conservent une largeur pratiquement constante durant l'évolution des méandres.

D'après les observations faites sur les chenaux turbiditiques sous-marins, par exemple sur le *Mississippi* (*Katsens et Shor*, [86]), l'*Amazone* (*Pirmez et Flood*, [163]), ou les systèmes anciens de l'*Angola* (*Kolla et al.*, [91]), l'évolution dans l'espace semble assez différente (*Peakall et al.*, [154]; *Kolla et al.*, [91]). L'aggradation paraît être la composante majeure de la migration des chenaux turbiditiques. Un modèle d'évolution de ces chenaux a été élaboré par *Peakall et al.* [154]. Ils identifient trois phases de fonctionnement :

1. Une importante migration latérale et une faible aggradation.
2. Une phase d'équilibre qui s'établit avec une forte aggradation et peu de composante latérale.
3. Un abandon rapide et un remplissage du chenal par des dépôts hémipélagiques.

En outre, d'après les données disponibles sur les chenaux sous-marins, *Peakall et al.* [154] observent que les chenaux sous-marins migrent latéralement mais ne se déplacent que rarement vers l'aval (cf. fig. 4.5).

Le modèle numérique de dynamique des fluides établi par *Imran et al.* [84] permet d'expliquer le développement de méandres le long des chenaux fluviaux et sous-marins. Il suggère deux modes principaux d'évolution pour les chenaux turbiditiques : le premier correspond à une forte aggradation du chenal conjuguée à un faible et lent déplacement aval. Le second correspond à un rétrécissement de la largeur du chenal. Celui-ci devient de plus en plus sinueux par l'interaction des écoulements dans la vallée préexistante. Le développement de méandres en domaine sous-marin ne nécessiterait alors aucun processus d'érosion des flancs (*Imran et al.*, [84]).

Il est également important d'étudier les différents paramètres de l'écoulement responsables de l'architecture des chenaux sous-marins, dans le but de comprendre les variations de la méandrisation du chenal et d'établir un ordre de grandeur des écoulements responsables de ces formations.

#### 4.5.5 Impact des paramètres de l'écoulement

Sous certaines conditions, on peut donc considérer que les chenaux sous-marins ont certaines analogies avec les chenaux fluviaux. Ainsi pour un jeu de paramètres d'écoulement, il est possible de déterminer un profil d'équilibre du chenal le long de la pente (*Pirmez, Beau-boeuf, Friedmann et Mohrig*, [162]). Lorsque le fond du chenal coïncide avec le profil d'équilibre hypothétique, le chenal est alors "à niveau" (*at grade*). Le niveau de référence du profil est déterminé par le seuil limite de gravité, c'est-à-dire le point le plus bas que peut atteindre un courant de turbulent lorsqu'il s'écoule. En pratique, ce niveau correspond au point pour lequel l'écoulement n'est plus confiné (généralement l'embouchure du chenal). Tant que l'embouchure du chenal prograde, ce point n'est pas fixe. Cependant, on peut supposer que les variations de la position de ce point sont relativement faibles comparées aux changements d'autres paramètres du système et on le considère donc comme fixe à l'échelle des temps de variations des paramètres de l'écoulement. Ce niveau de référence correspond dans le domaine fluvial au niveau de la mer ou d'un lac. Ce concept de profil d'équilibre et de niveau de référence des systèmes turbiditiques est décrit par *Pirmez et al.* [162].

##### 4.5.5.1 Accommodation

L'architecture des systèmes turbiditiques est déterminée par l'espace d'accommodation, qui est défini de la même manière que pour les systèmes fluviaux (*Emery et Myers*, [46]). C'est l'espace entre le profil d'équilibre (la surface à laquelle les sédiments peuvent théoriquement aggrader) et la surface actuelle où sont déposés les sédiments (le fond du chenal ou la surface de la pente sur laquelle le chenal s'est formé). La différence entre une pente

donnée et son profil d'équilibre permet de déterminer la quantité d'accommodation à chaque instant. Lorsque le profil actuel de la pente est situé au dessus du profil d'équilibre, on parle alors d'accommodation négative, c'est-à-dire qu'il y a possibilité d'érosion. De plus, les changements du profil d'équilibre vont pouvoir créer ou détruire l'espace d'accommodation (*cf. fig. 4.6A*). C'est la réponse des chenaux à ces changements qui gouvernent plusieurs aspects du développement de leur architecture.

##### 4.5.5.2 Les différents chenaux

###### Les chenaux à niveau (*graded channels*)

En supposant que le niveau de référence du profil est fixe et qu'il n'y a pas de changement dans les paramètres de l'écoulement, il ne peut y avoir de modification du profil d'équilibre et aucun espace d'accommodation ne peut se créer (*cf. fig. 4.6B*). Si le chenal est déjà dans ces conditions il n'y a aucune possibilité d'aggradation ou d'érosion. De tels chenaux ne peuvent que migrer dans un plan parallèle au profil d'équilibre, de manière analogue à la ceinture de méandre dans les systèmes fluviaux (*Kneller*, [89]). Les chenaux qui étaient initialement rectilignes, rentrent dans une phase de développement de méandres avant d'atteindre une sinuosité d'équilibre (*Peakall et al.*, [154]). La croissance des méandres va réduire la pente locale du chenal, mais cela ne représente que la phase initiale d'ajustement de la pente du chenal aux conditions de l'écoulement.

Les images du fond de ces types de chenaux montrent des ressemblances de formes avec la migration des chenaux en milieu fluvial, la courbure des méandres et les formes complexes des recouvrements de chenaux (*Mayall et Stewart*, [114]). Elles montrent aussi des phénomènes d'accrétion du type barre d'accrétion latérale dus à la migration des méandres. L'étude des sections de ces types de chenaux montre une aggradation très faible voire absente, et les corps sédimentaires qui en résultent sont composés de grains grossiers amalgamés latéralement (*Kolla, Bourges, Urruty et Safa*, [91]; *Mayall et Stewart*, [114]; *Samuel, Kneller, Raslan, Sharp et Parsons*, [178]). Les données sismiques montrent parfois des réflecteurs internes inclinés dans la direction de migration du chenal (*Lateral Accretion Packages, Abreu et al.*, [1]).

###### Les chenaux aggradants

Si les paramètres de l'écoulement changent de façon à produire une pente plus importante (en réduisant la taille et la densité de l'écoulement, ou en augmentant la taille des grains), le profil d'équilibre devient plus pentu et génère un espace d'accommodation qui permet au chenal d'aggrader (*cf. fig. 4.7C*). Cette aggradation correspond à des dépôts dans le talweg et dans les zones de débordement afin de maintenir le confinement du chenal.



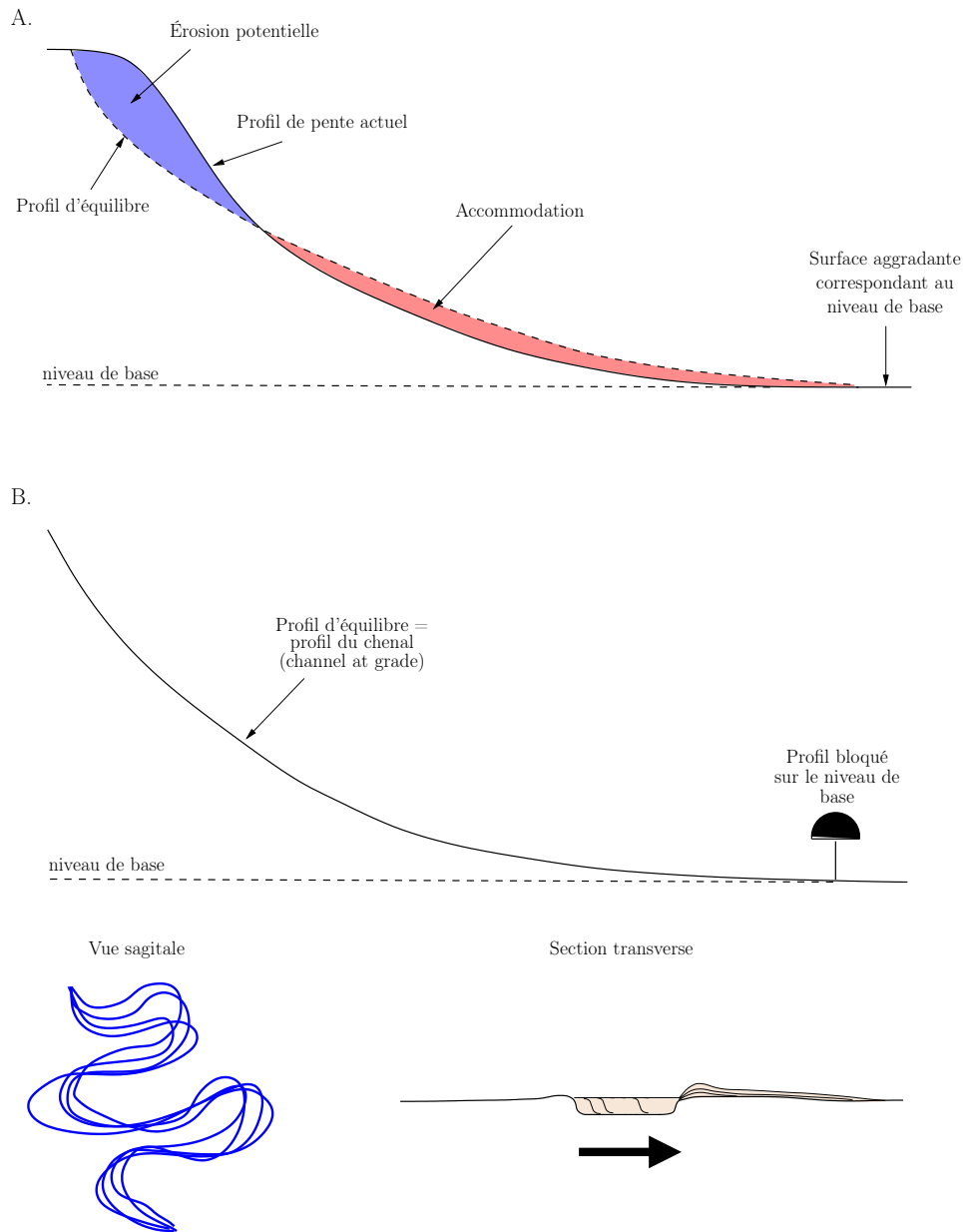


FIG. 4.6 – (A) Notion de profil d'équilibre en relation avec le profil de pente actuel. (B) Schéma d'un profil de chenal neutre ; les paramètres de l'écoulement sont constants avec le temps. (d'après Kneller, 2003)

Ce type de chenal apparaît comme un tracé simple et unique. Les barres d'accrétion latérale ne sont pas nombreuses et les recoupements ne sont pas fréquents en comparaison des systèmes fluviaux de même sinuosité (Peakall *et al.*, [154]). Selon Peakall *et al.*, après une phase initiale de développement rapide des méandres, ceux-ci sont plus ou moins fixes lors de la phase d'aggradation.

Les levées elles-aussi se développent pendant la phase d'aggradation de l'axe du chenal.

### Les chenaux érosifs

Lorsque les paramètres de l'écoulement agissent de manière à diminuer le gradient local, on assiste à une

diminution du profil d'équilibre et de l'espace d'accommodation. Si le chenal est à niveau, on créera un chenal d'érosion (*cf. fig. 4.7D*). Ces chenaux érosifs sont généralement assez rectilignes. Un changement radical dans les paramètres de l'écoulement est nécessaire pour permettre le remplissage du chenal dans l'espace d'érosion.

La capacité d'une pente ou du fond du chenal à rejoindre un profil d'équilibre dépend de la capacité des écoulements à éroder son substratum. Si le lit est formé de matériaux grossiers, l'établissement du profil d'équilibre est impossible.

Il ne se fait qu'à l'endroit où le lit est constitué d'un mélange de sédiments de faible granularité.

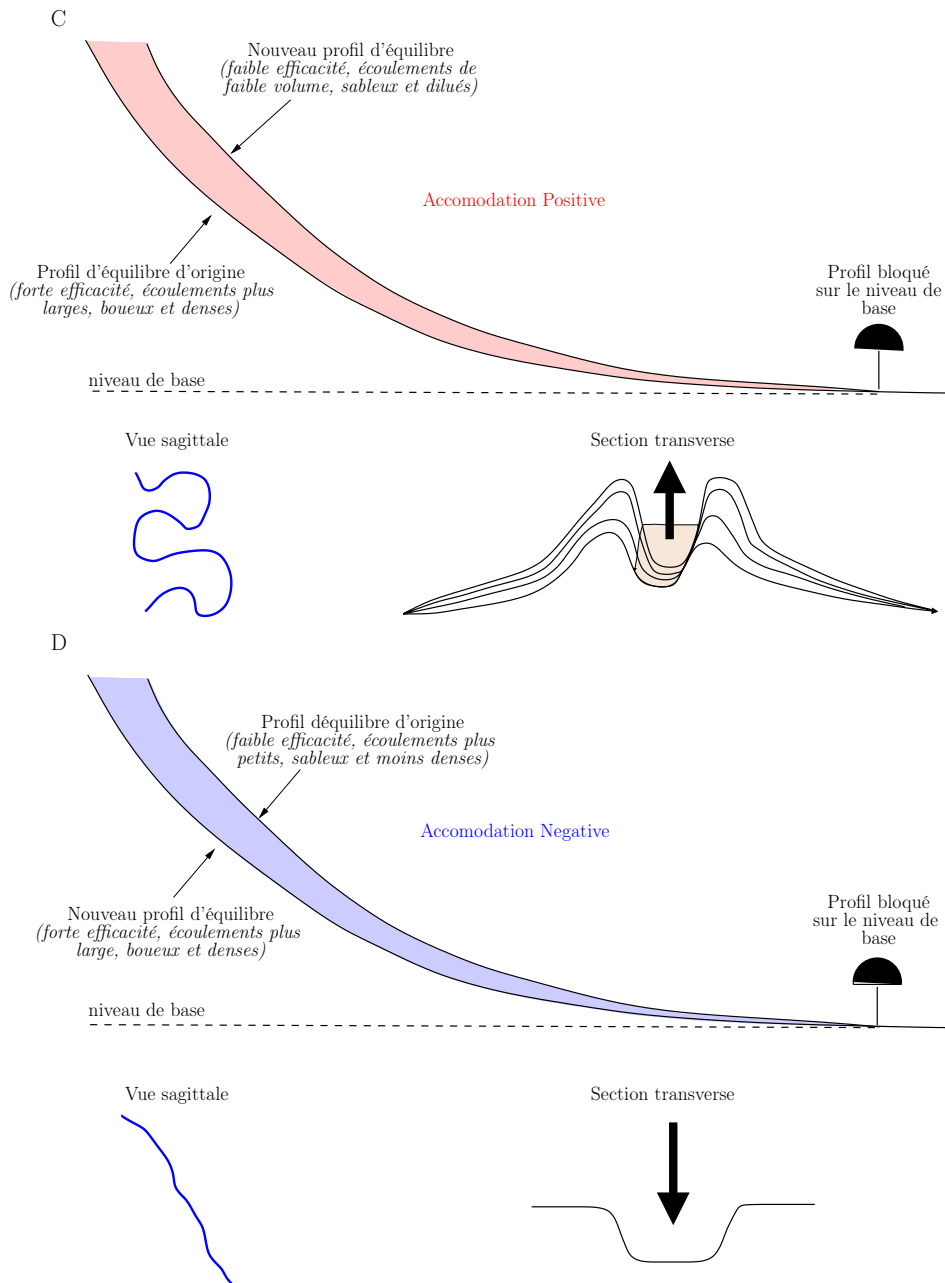


FIG. 4.7 – (C) Schéma d'un chenal aggradant. (D) Schéma d'un chenal érosif. (d'après *Kneller*, 2003)

Le vannage des sédiments, associé à la traction des matériaux grossiers du fond du chenal, permet la formation d'une couche de protection qui empêche toute autre érosion (*Kneller* [89]).

#### 4.5.5.3 Les changements de propriétés des écoulements

##### Le changement de l'écoulement et les chenaux aggradants

D'après *Kneller*, plusieurs phénomènes laissent penser que l'aggradation des chenaux est associée aux changements dynamiques des courants :

- tout d'abord, les levées apparaissent généralement lors de la remontée du niveau marin relatif. Les faciès de *by-pass* sont associés à de forts gradients de pentes et ont des teneurs en sable et boue assez faibles comparés aux faciès situés en amont (*Badalini, Kneller et Winker*, [7]).
- ensuite, les chenaux aggradants semblent succéder au même endroit à des chenaux érosifs pendant des périodes de montée du niveau marin relatif [7].
- enfin, le rétrécissement des chenaux avec le temps dans les systèmes chenal-levées aggradants est mis en évidence dans la majeure partie des systèmes étudiés (*Deptuck, Steffens, Barton et Pirmez*, [39]).

Pour récapituler, les changements de taille de grain, de taille d'écoulement et de pente sont associés à l'aggradation des systèmes chenalisés. Il apparaît que les écoulements associés aux systèmes chenal-levées aggradants deviennent de plus en plus petits et boueux, illustrant ainsi le fait que les trois contrôles principaux (*i.e.* la taille des grains, la hauteur et la densité de l'écoulement) peuvent agir indépendamment les uns des autres.

### Echelle temporelle des changements

Sur de courtes échelles temporelles, les propriétés des écoulements ne sont probablement pas uniformes. L'énergie de l'écoulement (ou peut-être d'autres propriétés comme sa densité) suit une distribution du type exponentielle ou puissance (*Rothman, Grotzinger et Flemings*, [174]). Bien que les écoulements de moyenne énergie joue un rôle sur le long terme, les écoulements occasionnels de grandes envergures ont les effets les plus importants sur l'architecture du système comme dans le cas des fleuves. Dans les systèmes turbiditiques, les écoulements sont responsables :

1. de changements rapides de la position du chenal,

2. de la création de surfaces d'érosion dans le système chenalisé qui deviendra à long terme aggradant ou neutre (*Kolla et al.*, [91]).

Le développement de plusieurs systèmes chenalisés sur une longue échelle de temps implique la formation d'un système érosif initial de grande taille (le canyon) rempli par une variété de chenaux érosifs, aggradants ou neutres, qui se déposent dans un système chenal-levées hors du canyon (*Mayall et Stewart*, [114]; *Samuel et al.*, [178]). La tendance générale de ces systèmes est donc le passage d'un système érosif à un système aggradant (*i.e.* l'évolution d'écoulements à forte capacité de transport vers des écoulements à plus faible capacité). Les vitesses de dépôt et d'érosion peuvent rendre impossible l'établissement d'un profil d'équilibre si les propriétés de l'écoulement en bas de pente et les changements de profil qui en découlent, sont plus rapides dans le temps que la réponse aggradante ou érosive. Dans ce cas, le profil de pente sera en retard par rapport à l'équilibre hypothétique. C'est sûrement le cas durant l'arrêt du système (pendant la remontée du niveau marin relatif) lorsque le taux de sédimentation décroît et que les propriétés de l'écoulement changent rapidement (*Kneller*, [89]).

---

## Conclusion

*Cette synthèse, non exhaustive, des connaissances générales et des différentes approches de la sédimentation gravitaire marine profonde, a permis de dégager plusieurs grands points et paramètres qui contrôlent la mise en place des systèmes turbiditiques dans leur ensemble et plus particulièrement la mise en place des zones chenalisées de ces éventails, comme l'influence de la nature et de la quantité de sédiments, l'architecture du bassin et les fluctuations au cours du temps des paramètres forçant externes.*

*A partir de l'observation de tous ces paramètres, plusieurs modèles de mise en place des systèmes sous-marins dans leur globalité mais aussi d'objets sédimentaires élémentaires comme les systèmes chenal-levées ont été proposés. La plupart des modèles conceptuels sont issus d'observations faites à terre sur des systèmes fossiles. Les avancées récentes liées aux progrès des outils d'investigation sous-marine, ont permis d'apporter des précisions sur les morphologies et l'architecture tridimensionnelle des chenaux et des levées, mais aussi de soulever de nouveaux problèmes. Leurs modes de fonctionnement sont aujourd'hui connus dans les grandes lignes, mais il reste de nombreuses incertitudes concernant l'architecture interne de ces unités et de leurs relations géométriques internes ou avec les dépôts antérieurs. Leur fonctionnement semble être beaucoup plus complexe que ce qui a été supposé dans le passé. Ainsi, l'initialisation de la méandrisation et son évolution dans le temps (abandon ou pérennisation) et dans l'espace (évolution amont/aval) restent encore à éclaircir.*



Deuxième partie

La modélisation numérique



# Chapitre 5

## Présentation

L'avènement de l'informatique durant la seconde moitié du 20<sup>ième</sup> siècle a conduit à la généralisation de son utilisation dans de nombreux domaines et notamment celui de la modélisation d'écoulements fluides. Comme dans toute discipline plusieurs écoles se sont formées et différentes approches ont vu le jour. Afin de représenter la complexité des écoulements turbulents sous-marins, des modèles empiriques ont d'abord été utilisés et ont constitué les bases des modèles plus complexes issus des équations de l'hydrodynamique. Dans le même temps, d'autres approches (automates cellulaires, gaz sur réseaux, modèle de Boltzmann, modèle multi-agents ...) dont les applications étaient à l'origine développées pour d'autres domaines scientifiques, ont été proposées comme nouvelles solutions et représentent une alternative aux méthodes classiques.

Cette seconde partie se divise en deux chapitres :

- Le premier chapitre montre comment, au fil du temps, les modélisations numériques se sont enrichies et complexifiées, depuis les approches les plus rustiques (stationnaire à une dimension) jusqu'aux derniers développements rendus possibles par la puissance des nouvelles machines. Les plus complexes prennent en compte l'intégralité des équations de Navier-Stokes ainsi que les équations de fermeture de la turbulence mais restent très coûteuses en temps de calcul.
- Le second chapitre présente l'évolution des automates cellulaires dans l'histoire de la modélisation. Cette approche reste encore aujourd'hui bien peu utilisée par les modélisateurs. Mise en place durant le siècle dernier, elle a surtout été développée par les mathématiciens. Ce n'est que durant les 20 dernières années que les modèles physiques définis à partir de ces méthodes sont apparus. Un exemple de modèle issu de cette approche et simulant l'évolution d'un écoulement aérien est présenté.





# Chapitre 6

## Les modèles de courants gravitaires sub-aquatiques

### Résumé

*Les courants turbulents sont des écoulements catastrophiques qui se décomposent généralement en trois phases. La première est une phase d'accélération principalement érosive, la seconde une phase de transition lors de laquelle l'érosion et la sédimentation vont agir de manière simultanée. Durant cette phase, l'écoulement conserve une vitesse quasi-constante. Enfin, la troisième phase représente une déccélération continue de l'écoulement et est dominée par la sédimentation.*

*La modélisation des écoulements gravitaires sub-aquatiques est basée sur différentes approches. Une première approche, dite empirique, permet de déterminer les paramètres physiques principaux régissant la dynamique de l'écoulement. Ces méthodes sont fondées principalement sur des théories de similitude. Les paramètres obtenus sont combinés par analyse dimensionnelle. Il existe dans la littérature un large choix de valeurs pour ces paramètres provenant de différentes études expérimentales. Dans un même temps, grâce aux avancées de la physique et de l'informatique, d'autres approches ont été développées. Elles sont basées sur des lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement ou encore de l'énergie cinétique ...) On peut citer par exemple les approches continues qui suppose que les propriétés matérielles d'un ensemble de particules peuvent être représentées par des fonctions continues et que le milieu peut-être divisé indéfiniment sans perdre ses propriétés. Mais aussi les approches particulières, dans lesquelles l'écoulement est décrit à partir d'un ensemble de particules de taille finie dont on cherche à déterminer la quantité de mouvement.*

*L'ensemble de ces méthodes offre un large éventail de moyens pour modéliser les courants gravitaires sub-aquatiques. Cependant le choix d'une méthode par rapport à une autre se révèle difficile et nécessaire suivant le niveau de détail (échelle temporelle) et le type d'architecture (échelle spatiale) que l'on souhaite simuler.*

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>39</b>
<b>6.1 Les modèles de départ</b> . . . . .	<b>40</b>
6.1.1 Modélisation stationnaire, uniforme de la vitesse en une dimension . . . . .	40
6.1.2 Frottement interfacial . . . . .	41
6.1.3 Vitesse du front de l'écoulement . . . . .	42
6.1.4 Conclusion sur ces approches . . . . .	42
<b>6.2 L'approche énergétique</b> . . . . .	<b>43</b>
6.2.1 L'auto-suspension . . . . .	43
6.2.2 Le critère de Bagnold . . . . .	43
6.2.3 Equation de Chézy-Kuenen . . . . .	44
6.2.4 Conclusions sur ces modèles . . . . .	44
<b>6.3 L'écoulement turbulent : un fluide newtonien</b> . . . . .	<b>45</b>
6.3.1 Traitement avec deux phases dissociées (modèle bi-fluides) . . . . .	45
6.3.2 Le fluide composite . . . . .	46
6.3.3 La turbulence ou les limites du modèle newtonien . . . . .	48

6.3.4	L'écoulement turbulent, un écoulement à surface libre . . . . .	48
6.3.5	Conclusions sur ces modèles . . . . .	49
<b>Conclusion . . . . .</b>		<b>49</b>
<b>Annexe du chapitre . . . . .</b>		<b>51</b>
A-	Les équations de l'hydrodynamique . . . . .	51
B-	Les équations de Navier-Stokes . . . . .	53
C-	La turbulence . . . . .	55

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord présenter les premiers modèles réalisés pour la description des courants turbulents (essentiellement dérivés de l'équation de Chézy et de l'approche énergétique formulée à l'aide du critère d'auto-suspension de Bagnold). Ensuite, nous nous intéresserons aux applications des équations de l'hydrodynamique pour la modélisation de ces écoulements. Une annexe, en fin de chapitre, présente les équations de base de l'hydrodynamique à savoir : les équations de conservation, la formulation des équations de Navier-Stokes et les modèles de turbulence.

## 6.1 Les modèles de départ

*Daly* postula, en 1936, l'existence d'écoulements turbulents dans les océans afin d'expliquer la présence de canyons sous-marins. Il supposa en effet, que ces canyons étaient le résultat de la capacité érosive de ces courants.

La sédimentologie est révolutionnée durant les années 1950, lorsque le concept de transport des sédiments par les courants turbulents est introduit par *Kuenen* [95]. Les courants turbulents, qui sont rarement observables dans la nature, sont supposés être générés par des effondrements sous-marins. A partir de cette découverte, plusieurs questions furent soulevées par la communauté scientifique concernant notamment la vitesse, la constitution (densité, concentration) ou encore les dimensions de ces écoulements.

### 6.1.1 Modélisation stationnaire, uniforme de la vitesse en une dimension

#### L'équation de Chézy

Suite à une demande de la ville de Paris en 1768, l'ingénieur *Antoine Chézy* travailla sur la construction d'un canal d'approvisionnement de l'eau dans la ville. Le canal devait avoir une section transversale relativement large et une pente suffisante pour que les besoins de la ville en eau soient couverts. Cependant, la pente du canal ne devait pas être trop raide pour éviter tous débordements et inondations.

*Chézy* n'ayant à disposition aucune formule mettant en relation la vitesse de l'écoulement et les caractéristiques du canal, appliqua la première loi de Newton. Il

réalisa que quelque soit la vitesse initiale de l'écoulement, cette dernière diminue ou augmente de manière rapide jusqu'à devenir uniforme et constante lorsque les forces de gravité sont équilibrées par celles de résistance du fluide.

Si l'on considère un segment du canal unitaire, la force de déplacement est la composante horizontale du poids, c'est-à-dire la masse d'eau en mouvement,  $\rho V$ , que multiplie l'accélération de la gravité  $g$  :

$$F_g = \rho V g \sin \theta$$

Les forces de résistances s'expriment de la manière suivantes :

$$F_r = C_f \frac{\rho U^2}{2} A$$

où  $C_f$  est un coefficient de résistance adimensionnel, comparable au coefficient de friction en mécanique des solides.  $A$  représente l'aire du canal en contact avec le fluide en déplacement. En équilibrant ces 2 forces, on obtient :

$$\begin{aligned} C_f \frac{\rho U^2}{2} A &= \rho V g \sin \theta \\ U^2 &= \frac{2g}{C_f} \frac{V}{A} \sin \theta \end{aligned}$$

dans le cas d'un canal rectangulaire de hauteur  $d$ , largeur  $l$  et longueur  $L$  on obtient :

$$\begin{aligned} V &= L \times l \times d \\ A &= L \times (l + 2d) \end{aligned}$$

donc on a :

$$U^2 = \frac{2g}{C_f} \left( \frac{ld}{l+2d} \right) \sin \theta$$

Le rapport  $\left( \frac{ld}{l+2d} \right)$  est appelé *rayon hydraulique* de canal. Si la profondeur du canal est très faible devant sa largeur, ou pour des canaux très larges, la valeur du rayon hydraulique est proche de  $d$ . De plus, pour des pentes relativement faibles, la valeur du sinus étant proche de celle de tangente, on obtient l'équation de Chézy suivante :

$$U = C \sqrt{ds} \quad (6.1)$$

où  $U$  est la vitesse moyenne de l'écoulement ;  $d$  la profondeur du chenal ;  $s$  la pente et  $C$  une constante empirique. Cette équation est valable pour des écoulements de fluide en canal ouvert comme les rivières et les torrents.

### Dérivation de l'équation de Chézy

En intégrant le fait que la masse volumique apparente d'un objet dans l'eau est  $\Delta\rho = \rho_c - \rho_f$ , *Daly* [36] développa une formule reliant la vitesse à la densité de l'écoulement, la profondeur du courant, et la pente :

$$U = C\sqrt{\Delta\rho hs} \quad (6.2)$$

où  $h$  est l'épaisseur moyenne de l'écoulement et  $\Delta\rho$  la densité effective entre l'écoulement et le fluide ambiant. *Kuenen* note que la force de déplacement est  $\Delta\rho_c V g \sin\theta$  et que  $\Delta\rho_c / \rho_c$  est proche de  $\Delta\rho_c$  pour des courants dilués et remplace la valeur  $\Delta\rho$  par  $\Delta\rho_c$ .

Après l'évènement de *Grand Banks*, plusieurs scientifiques de l'Institut de *Lamont* (*Kuenen*, *Ewing* et *Heezen*) utilisèrent les données relatives à la rupture des câbles télégraphiques situés dans le passage du courant pour en calculer sa vitesse. Une fois, obtenue l'estimation de cette vitesse, *Kuenen* [95] propose une version modifiée de l'équation de Chézy afin de déterminer la taille de l'écoulement.

L'équation est constituée de quatre variables,  $U$ ,  $\Delta\rho_c$ ,  $h$ ,  $s$ , et un coefficient numérique  $C$ . Sur les quatre variables, deux sont connues ( $U$ ,  $s$ ) et deux ( $\Delta\rho_c$ ,  $h$ ) sont inconnues. Il ne peut y avoir une solution unique d'une équation composée de 2 inconnues. Afin d'obtenir, une hauteur d'écoulement raisonnable de 100 m ou moins, *Kuenen* doit supposer que le courant turbulent a une densité de  $1,6 g.cm^{-3}$ . Une densité si importante est à la limite du possible!

En effet, un mélange eau-sédiments d'une densité de  $1,6 g.cm^{-3}$  est une boue, et ne se déplace donc pas comme une suspension. D'après *Bagnold* [9], pour une densité supérieure à  $1,1 g.cm^{-3}$ , l'écoulement ne peut plus être considéré comme une suspension mais comme un écoulement granulaire<sup>1</sup>.

A la suite d'études expérimentales en canal, *Kuenen* propose de modifier la valeur du coefficient  $C$  proposé dans la formule de *Daly* et obtient pour  $C$  une valeur d'environ  $140 cm^{1/2} s^{-1}$  pour des écoulements turbulents.

Par ailleurs, cette constante  $C$  peut être calculée en fonction du *coefficient de frottement adimensionnel de Darcy-Weisbach*,  $f$  :

$$C = \sqrt{\frac{8g}{f}} \quad (6.3)$$

où  $g$  est l'accélération de la gravité.

La formule de *Daly* (équation 6.2) n'est pas réellement applicable lorsque les densités des deux fluides (du mélange et du fluide ambiant) sont du même ordre de grandeur, ce qui est précisément le cas des écoulements turbulents peu denses. De plus, sur de très faibles pentes, elle conduit à des valeurs de vitesse pratiquement nulles,

alors que le courant peut posséder une vitesse appréciable.

La prise en compte du frottement à l'interface entre le courant et le fluide ambiant permet d'améliorer le modèle.

#### 6.1.2 Frottement interfacial

*Middleton* [117] détermine, à l'aide de la définition (équation 6.3) du *coefficient de Darcy-Weisbach*, la vitesse d'un courant de densité en utilisant une formule du type *Chézy* :

$$U = \sqrt{\frac{8g}{(f_0 + f_i)} \left( \frac{\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho} \right) hs} \quad (6.4)$$

Les coefficients ( $f_0, f_i$ ) sont introduits pour prendre en compte la friction aux interfaces supérieur et inférieur de l'écoulement :

- $f_0$  coefficient de frottement adimensionnel de *Darcy-Weisbach* attribué à la friction basale (et latérale dans le cas d'écoulements chenalésés) ;
- $f_i$  coefficient de frottement adimensionnel attribué à la friction sur l'interface supérieur.

Les valeurs de ces coefficients ont été obtenues de manière empirique en milieu aérien. Cependant, une des différences majeures entre les fleuves et les courants turbulents réside dans l'importance du frottement au niveau de la surface supérieure dû à la faible différence de densité entre l'écoulement turbulent et le fluide ambiant.

Tous les auteurs sont d'accord sur le fait que les variations de  $f_0$  sont les mêmes que dans un écoulement en canal ouvert. Pour un matériau hydrodynamiquement rugueux,  $f_0$  est indépendant du *nombre de Reynolds* ( $Re = \frac{U h}{\nu}$  où  $\nu$  est la viscosité cinématique du sous-écoulement), mais dépend du rapport entre la taille des éléments rugueux et l'épaisseur de l'écoulement. Il peut être calculé par la formule :

$$f_0 = \frac{1}{33} \left( \log_{10} \left( \frac{33\beta h}{h_r} \right) \right)^{-2} \quad (6.5)$$

où  $h_r$  est l'échelle verticale caractéristique des éléments rugueux et  $\beta$  un coefficient empirique  $\sim 0,1$ .

En revanche, les facteurs contrôlant la valeur de  $f_i$  sont plus incertains. Certains auteurs ont trouvé que  $f_i$  dépendait du *nombre de Froude densimétrique* ( $Fr = \frac{U}{\sqrt{g'h}}$ , inverse de la racine carrée du *nombre de Richardson*  $Ri$ ) et était indépendant du *nombre de Reynolds* (dans ce cas  $f_i$  diminue quand le *nombre de Reynolds* augmente). Toutefois l'effet du *nombre de Reynolds*, s'il y en a un, semble être du second ordre.

D'après *Middleton* et *Southard* [122], pour des courants turbulents naturels  $f_0 + f_i$  est proche de 0,01.

Pour des écoulements subcritiques ( $Fr < 1$ ), le mélange à l'interface entre le fluide ambiant et l'écoulement

<sup>1</sup>Pour des densités supérieures à  $1.1 g.cm^{-3}$  ou encore une concentration volumique en sédiment supérieure à 9%, le déplacement est régi par des collisions inter-granulaires.

est très faible, et ce même si l'écoulement est turbulent ; la résistance est donc relativement faible et on a  $f_0 \gg f_i$ .

Inversement, pour des écoulements supercritiques ( $Fr > 1$ ), le mélange devient important, la résistance à l'interface augmente (*Ellison et Turner*, [45]) et on a alors  $f_i > f_0$ .

L'équation 6.4 a été vérifiée expérimentalement pour des écoulements composés de suspensions d'argile, et pour des solutions d'eau salée, où le contraste de densité était peu important ( $\Delta\rho < 0,1$ ) et où la pente était faible ( $s < 0,3$ ). Il apparaît que l'écoulement devient rapidement super-critique ( $Fr > 1$ ) lorsque la pente augmente. L'hypothèse d'un courant uniforme et stationnaire n'est plus possible. En effet, à cause du mélange important à l'interface supérieure, la densité du courant décroît et son épaisseur s'accroît.

### 6.1.3 Vitesse du front de l'écoulement

La vitesse du front de l'écoulement,  $U_h$  semble indépendante de la pente pour des courants turbulents s'écoulant sur de faibles pentes. *Middleton* [116] propose la formule suivante pour la vitesse :

$$U_h = C_h \sqrt{g \left( \frac{\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho} \right) h_h} \quad (6.6)$$

où  $h_h$  est l'épaisseur moyenne de la tête de l'écoulement et  $C_h$  un coefficient de friction dont la valeur est estimée à 0,74 par *Middleton et Benjamin* [13] et 0,71 par *Keulegan*.

Pour des pentes plus importantes, de 2 à 10°, une formulation plus générale est proposée par *Hay* [69] et prend en compte l'influence de la pente :

$$U_h = \sqrt{g \left( \frac{\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho} \right) h_h (0.5 \cos\alpha + t \sin\alpha)}$$

Les expériences sur des bouffées turbides prédisent une valeur pour le facteur  $t$  variant de 1,6 à 4.

On remarque que pour une pente de 1° et un facteur  $t = 3,3$ , l'équation précédente est équivalente à l'équation 6.6.

*Middleton* étudia le rapport  $U_h/U$  représentant les positions relatives de la tête et du corps :

$$\frac{U_h}{U} = C_h \sqrt{\frac{h_h (f_0 + f_i)}{h} \frac{1}{8s}}$$

En remarquant que le nombre de Froude peut s'écrire en utilisant l'équation 6.4 de la manière suivante :

$$Fr = \sqrt{\frac{8s}{(f_0 + f_i)}}$$

on obtient :

$$\frac{U_h}{U} = C_h \sqrt{\frac{h_h}{h} \frac{1}{Fr}} \quad (6.7)$$

Le rapport  $U_h/U$  est proche de 1 pour des pentes douces et inférieur à 1 si la pente augmente.

Le déplacement du front évolue en fonction de la vitesse du corps de l'écoulement afin que ce dernier ne le dépasse pas, alors un équilibre apparaît. Lorsque le corps de l'écoulement se déplace plus vite que la tête (*nombre de Froude* grand), cette dernière devient plus épaisse que le corps. La portion du corps qui arrive dans la tête est équilibrée par une perte de la suspension dans la zone de forte turbulence située à l'arrière du front [190]. Ainsi le flux de sédiment arrivant dans la tête est dirigé vers le haut et renvoyé dans le corps par l'intermédiaire de tourbillons et vortex générés immédiatement derrière la tête. Ce matériel ejecté est réincorporé dans le corps du courant suivant la taille des grains qui le compose. Les sédiments les plus grossiers vont se retrouver dans le corps de l'écoulement proche du front et les plus fins vont se déplacer loin derrière le corps. Le résultat est un classement latéral des grains à l'intérieur du courant avec le matériel le plus grossier proche de la tête et la suspension fine proche de la queue [218].

Lorsque le *nombre de Froude* diminue, le rapport  $U_h/U$  augmente, la tête se déplace plus vite que le corps. Dans ce cas, le courant ne peut être stable (*Komar* [94]), il doit y avoir compensation de la baisse du *nombre de Froude* par augmentation du rapport  $h_h/h$  afin de maintenir le corps et la tête à la même vitesse.

### 6.1.4 Conclusion sur ces approches

L'ensemble des modèles présentés dans cette partie est basé sur l'équation 6.1 de *Chézy*. Bien que la validité de cette équation soit bien établie pour les écoulements aériens, sa capacité à représenter réellement les processus physiques des courants turbulents sous-marins est limitée.

Les principaux points faibles de ces méthodes résident dans le fait qu'elles ne prennent pas en compte :

- Les variations de densité et de concentration dans l'écoulement. Par exemple, la densité est constante, comprise entre 1,05 – 2,0  $g.cm^{-3}$  selon les cas.
- La vitesse du courant sur des pentes nulles ( $U^2$  est proportionnelle à la pente  $s$ ).
- Les variations de vitesse dans les autres directions.
- Le caractère souvent hautement non-stationnaire et non uniforme de ces écoulements.

Enfin, elles ne renseignent pas sur le type de dépôt obtenu.

Néanmoins, bien que ces méthodes soient basées sur l'hypothèse peu réaliste (*Siegenthaler et Buhler*, [187]) de courant stationnaire et uniforme (*i.e.*  $U$  est invariant suivant  $x$  et dans le temps  $t$ ), elles permettent en fait de déterminer quelques caractéristiques des courants gravitaires :

- la distance parcourue par un courant pour une densité donnée.

- la densité probable de l'écoulement pour une distance parcourue, par une méthode inverse.

Les constantes empiriques sont obtenues par calage sur des expériences ou sur des cas réel (*e.g.* l'événement des *Grands Bancs de Terre Neuve*). Le calage des valeurs de la vitesse sur les points de rupture de câbles sous-marins est incertain ; ces derniers pouvant avoir été sectionnés, non pas par le début de l'écoulement, mais par une usure progressive due au passage de l'écoulement entier.

En outre, un autre atout de ces modèles est leur forme analytique simple dont la résolution est instantanée. Il est donc possible de les appliquer afin d'économiser le temps de calcul.

## 6.2 L'approche énergétique

Le moteur de la dynamique d'un courant turbulent sous-marin est lié aux forces gravitationnelles de la suspension, c'est-à-dire la densité effective de la suspension. Les sédiments grossiers vont se retrouver dans la partie basse du courant et sont déplacés par les forces fluides exercées sur les grains par la suspension qui les surmonte. Les particules les plus fines (silt et argile) restent, pour leur part, dans la suspension grâce à la composante verticale des forces liées à la turbulence. La perte d'énergie du courant n'est donc plus uniquement liée aux forces de résistance de l'écoulement tel que le considéré *Chézy*, mais aussi à l'énergie nécessaire pour maintenir les particules en suspension.

### 6.2.1 L'auto-suspension

Afin de maintenir les particules en suspension, il faut considérer la compétence de l'écoulement (c'est-à-dire la capacité de transport de l'écoulement fonction de la taille maximale des sédiments pouvant être transportés et de la vitesse) mais aussi la capacité des forces fluides. Tant que la compétence de l'écoulement permet le transport des particules les plus grosses, en accord avec le *diagramme de Shield* qui est fonction de la vitesse de l'écoulement, la capacité totale de transport des sédiments est fonction de la puissance du courant, *i.e.* de l'énergie disponible par unité de temps. Si l'on considère le cas du transport aérien, on sait qu'un avion perdant de la puissance doit diminuer le poids de son chargement pour continuer de voler à la même vitesse. Le dépôt d'une turbidité est une indication que le courant n'accélère plus mais perd de sa puissance.

L'auto-suspension est un processus où l'écoulement s'auto-entretient, et où il atteint un état d'équilibre dynamique dans lequel :

1. L'excès de densité de sédiments en suspension conduit l'écoulement.
2. L'écoulement génère la friction et la turbulence du fluide.
3. La turbulence maintient les particules en suspension et ainsi de suite<sup>2</sup>.

La seule condition pour garder la boucle intacte est que la perte d'énergie par la friction soit compensée par un gain en énergie gravitationnelle lorsque le courant descend la pente. Avec ce modèle théorique, les courants turbulents peuvent se déplacer sur de longues distances sans érosion ni dépôt, tant que le gradient de pente reste constant.

La puissance pour garder une charge sédimentaire en suspension contrebalance la puissance gravitationnelle des particules soit :

$$\begin{aligned} P_s &= F_s \frac{s}{t} \\ P_s &= \Delta\rho_s g V_s \cos\theta \cdot u_s \end{aligned} \quad (6.8)$$

où  $F_s$  est le poids effectif des particules en chute,  $\Delta\rho_s$  la masse volumique effective des particules solides,  $V_s$  le volume total et  $u_s$  la vitesse moyenne de chute des sédiments et  $s$  la distance parcourue par une particule qui chute par unité de temps.

Il est possible d'exprimer la force gravitationnelle  $F_s$  en fonction du poids effectif de la suspension :

$$F_s = \Delta\rho_c g V_f \quad (6.9)$$

avec  $\Delta\rho_c$  la masse volumique effective du courant.

A partir des équations 6.8 et 6.9, on a :

$$P_s = \Delta\rho_c V_f g \cdot u_s \quad (6.10)$$

L'autre part de la puissance du courant dissipée est produite par les forces de résistance de l'écoulement :

$$\begin{aligned} P_r &= F_r \frac{s}{t} \\ P_r &= C_f \rho \frac{u^2}{2} A u \end{aligned} \quad (6.11)$$

où  $u$  est la vitesse de l'écoulement.

La puissance gravitationnelle qui est le moteur de la dynamique est donnée par :

$$P_g = \Delta\rho_c V_f g \sin\theta \cdot u$$

### 6.2.2 Le critère de Bagnold

Le modèle proposé par *Bagnold* ([8, 9, 10]) consiste en une suspension de solides glissants. Il égalise les puissances précédemment décrites et en déduit un critère pour prédire si un courant turbulent sera capable ou non d'auto-entretenir son mouvement.

<sup>2</sup>Lorsque le gain en énergie gravitationnelle est égal à la perte d'énergie, l'écoulement est auto-entretenu. Les grains ayant pour vitesse de sédimentation  $v_s$  sont maintenus en suspension par les fluctuations de vitesse verticale d'intensité moyenne  $\sqrt{v^2}$  approximée par  $u_*$  (d'après *Middleton*).



Ainsi,

$$\begin{aligned}\Delta\rho_c V_f g \sin\theta \cdot u &= \Delta\rho_c V_f g \cdot u_s + C_f \rho \frac{u^2}{2} A u \\ \sin\theta &= \frac{C_f \rho u^2 A}{2\Delta\rho_c V_f g} + \frac{u_s}{u}\end{aligned}\quad (6.12)$$

L'équation ci-dessus montre que l'angle de pente minimum requis pour conserver les particules de vitesse de chute moyenne  $u_s$  en suspension est fonction du coefficient de frottement  $C_f$  et de  $u_s$ . Cet angle critique est faible lorsque les particules en suspension sont des silts et de l'argile. La relation entre cet angle et la vitesse de l'écoulement n'est pas clairement établie car  $u$  agit en tant que facteur et quotient dans les termes de droite. Pour de grandes vitesses, les particules restent en suspension plus longtemps grâce à la forte turbulence. Cependant cette grande turbulence entraîne un mélange plus important entre le courant et le fluide ambiant ce qui conduit à la dilution du courant et donc à la diminution de la turbulence.

La valeur de la vitesse de chute est estimée à l'aide des lois de *Stokes* et  $C_f$  est obtenu avec le diagramme de *Nikuradse* ou *Moody*. *Bagnold* estime que l'angle doit être inférieur à  $0,5^\circ$  pour maintenir les particules argileuses en suspension. En d'autres termes, les suspensions argileuses qui se déplacent sur des pentes supérieures à  $0,5^\circ$  sont des courants turbulents.

Dans tous les courants turbulents, le mécanisme qui maintient les particules de sédiment en suspension provient de la composante verticale ascendante de la vitesse développée par les turbulences du fluide, qui est principalement produite par le frottement à l'interface entre l'écoulement et le sol, d'une part, et le fluide ambiant, d'autre part. *Bagnold* a ainsi démontré que les courants turbulents pouvaient se maintenir sous forme auto-suspensive, dans le sens où les sédiments n'ont besoin de dépenser qu'une partie de l'énergie du fluide ambiant, et sont, à la fois, la cause du mouvement de l'écoulement et maintenus en suspension par le mouvement qu'ils ont provoqué.

### 6.2.3 Equation de Chézy-Kuenen

Les prédictions théoriques de *Bagnold* sont confirmées en 1978 par *Luthi* [110]. Dans le cas où les particules en suspension sont très petites, la vitesse de chute tend vers 0 et l'équation 6.12 donne :

$$\sin\theta = \frac{C_f \rho u^2 A}{2\Delta\rho V_f g}$$

De plus, pour des angles  $\theta$  suffisamment faibles,  $\tan\theta$  est égal à  $\sin\theta$  et l'équation précédente peut être écrite sous

la forme suivante :

$$\begin{aligned}u &= \sqrt{\frac{2g \Delta\rho V_f}{C_f \rho A} \tan\theta} \\ u &= \sqrt{\frac{2g \Delta\rho}{C_f \rho} d s}\end{aligned}\quad (6.13)$$

où  $d = V_f/A$ . Cette équation 6.13 est la forme modifiée de l'équation de type *Chézy* utilisée par *Kuenen* dans son étude de l'événement des *Grands Bancs*. En fait, il est possible d'utiliser la formule de *Chézy* pour évaluer la vitesse d'un courant turbulent composé principalement d'argile en suspension.

### 6.2.4 Conclusions sur ces modèles

Le critère d'auto-suspension de *Bagnold* a été discuté par plusieurs auteurs (e.g. (*Middleton*, [118]; *Pantin*, [146])). En effet, il semble que l'auto-suspension véritable ne soit pas courante dans la nature, elle ne se produirait que pour les écoulements turbulents épais, à faible concentration et transportant des particules fines sur des pentes faibles (*Middleton*, [118]). Pour les autres types d'écoulements, une partie de la charge en suspension se dépose. *Pantin* [146], remarquant que les rivières étaient capables de maintenir une charge en suspension même lorsqu'il n'y avait plus d'excès d'énergie gravitationnelle, estima que l'énergie nécessaire à maintenir la charge en suspension provenait indirectement de l'énergie dépensée contre la friction basale. Ce faisant, il a corrigé la surestimation de l'énergie disponible faite par *Bagnold*, en tenant compte du fait que seule une petite partie de l'énergie de l'écoulement est disponible pour supporter les sédiments (environ 2% d'après *Pickering et al.* [156]). Le reste de l'énergie est dissipé pour compenser le frottement aux interfaces supérieurs et inférieurs et pour produire de la turbulence et de la chaleur. La plus grande partie de l'énergie disponible ne contribue donc pas à maintenir les grains en suspension. *Pantin* arrive à des conclusions proches de celles de *Middleton* [118] : la densité de l'écoulement est la principale variable qui gouverne l'apparition ou la pérennité de l'auto-suspension. En dessous d'une densité critique, qui varie en fonction de la pente, de l'épaisseur du courant, de la taille des grains, et du coefficient de frottement, l'écoulement va s'affaïsser et déposer ses sédiments. Au-dessus de cette densité critique, le courant va croître en densité et en vitesse, et atteindre l'auto-suspension. Cette dernière situation ne se rencontre que pour les sédiments plus fins que le sable fin. Le critère d'auto-suspension constitue donc une condition nécessaire mais non suffisante pour expliquer le transport des particules.

## 6.3 L'écoulement turbulent : un fluide newtonien

La modélisation de la dynamique des écoulements turbulents s'est améliorée par intégration des équations de l'hydrodynamique présentées dans l'annexe de ce chapitre (cf. annexe A et B).

On peut considéré les écoulements turbulents comme des fluides newtonien (*Hermann et al.*, [73]; *Naaim*, [137]; *Sampl*, [177]; *Skogseth*, [191]; *Zhiming*, [222]). C'est-à-dire que leur loi de comportement suit la loi de Newton. Ainsi, il existe une dépendance linéaire des contraintes et des vitesses de déformation. Newton montra que lorsque l'on cisaille un fluide :

- il se produit une force de résistance du fluide contre cette action de cisaillement ;
- cette force est proportionnelle au taux de cisaillement.

Si on définit la contrainte de cisaillement  $\tau$  comme la force par unité de surface [ $N/m^2$ ] alors on a la relation :

$$\tau = \mu \frac{U}{h}$$

où  $\mu$  est le coefficient de viscosité dynamique [ $Pa.s$ ]. On introduit aussi une viscosité cinématique  $\nu = \mu/\rho$  en [ $m^2/s$ ] (cette relation sert dans la définition du nombre de Reynolds).

Les contraintes visqueuses sont des fonctions linéaires des gradients de vitesse, ce qui implique que la viscosité dynamique est indépendante des gradients de vitesse. Elles prennent ainsi la forme classique donnée par la loi de comportement d'un fluide visqueux de viscosité dynamique  $\nu$  (*Landau et Lifchitz*, [97]; *Sampl*, [177]; *Zhiming*, [222]) :

$$\tau_{ij} = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \nu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (6.14)$$

Pour un mélange incompressible, la divergence du champ de vitesse  $\frac{\partial u_k}{\partial x_k}$  est nulle, le dernier terme de l'équation 6.14 l'est donc aussi.

En considérant le cas extrême où le couplage entre les grains de sédiments et le fluide ambiant est très important, c'est-à-dire le cas où seule la diffusion turbulente cause un mouvement relatif entre les grains, d'autres auteurs (*Hermann et al.*, [73]; *Naaim*, [137]) estiment que les termes de diffusion moléculaire sont très faibles devant les termes de diffusion turbulente, et de ce fait, ils les négligent. Il n'y a alors pas de prise en compte des contraintes visqueuses du mélange lorsque l'on tient compte de la turbulence.

Cependant, il ne faut pas perdre de vue que le comportement dynamique d'une suspension concentrée est différent de celui d'un fluide visqueux classique (*Goodman et Cowin*, [62]), dans la mesure où, à l'équilibre, et contrairement aux fluides classiques, ce mélange peut supporter des contraintes de cisaillement. Il a donc un

comportement intermédiaire entre celui des solides (il supporte des contraintes de cisaillement à l'équilibre) et celui des fluides (il s'écoule, donc il n'a pas de configuration de référence privilégiée).

### 6.3.1 Traitement avec deux phases dissociées (modèle bi-fluides)

Dans l'étude des transports sédimentaires en milieu fluvial l'hypothèse de mélange passif permet de déterminer les profils de vitesse et de concentration en sédiment indépendamment des équations du mouvement. Cependant, pour l'étude des processus gravitaires, la présence des sédiments a un impact important sur la dynamique du courant. Les courants turbulents sont des écoulements convectifs naturels, où la présence des sédiments en suspension a un effet majeur sur la dynamique de l'écoulement (*Plapp et Mitchell*, [165], *Chu et al.*, [27]). Ainsi, si l'on s'intéresse à la dynamique de la sédimentation, le mouvement des particules solides et du fluide ne peut être considéré comme l'écoulement d'un fluide à constituant unique. Il faut donc écrire les équations du mouvement d'une part pour la phase fluide mais aussi pour celle solide correspondant aux particules de sédiments. Elles sont ensuite combinées pour donner les équations correspondant au fluide composite. En réalité, la plupart des approches considèrent les courants gravitaires comme des fluides à deux composants : les particules de sédiments (solides) sont traitées comme un constituant fluide avec une fraction volumique,  $\phi$ .

On considère la fraction volumique en particules,  $\phi$ , définie comme étant le rapport entre le volume occupé par ses grains  $V_p$  et le volume total :

$$\phi = \frac{V_p}{V_p + V_f}$$

avec  $V_f$  volume de fluide.

La fraction volumique du fluide est définie par :

$$\phi_f = 1 - \phi$$

#### 6.3.1.1 Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse pour le fluide s'écrit (avec la convention d'Einstein de sommation sur l'indice muet) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f(1 - \phi)) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_f(1 - \phi)u_{fi}) = 0 \quad (6.15)$$

où  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide;  $\phi$  la fraction volumique des particules ( $1 - \phi = \phi_f$ ) et  $u_{fi}$  la  $i^e$  composante de la vitesse du fluide. Pour les particules solides, l'équation de continuité prend la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_p\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_p\phi u_{pi}) = 0 \quad (6.16)$$

avec  $\rho_p$  la masse volumique des sédiments ;  $\phi$  la fraction volumique des particules et  $u_{pi}$  la  $i^e$  composante de la vitesse des particules.

Ces deux équations peuvent être utilisées directement (Herard et Simonin, 1990 ; Simonin, [188] ; Valentine et Wohletz, [214]) ; elles permettent une résolution complète des équations de conservation de la masse pour un mélange diphasique, compressible.

### 6.3.1.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'approche la plus complète pour la modélisation du mouvement d'écoulement chargé en particules, est celle de Herard et Simonin ([189], [188]) ; Valentine et Wohletz [214]. Même si ces modèles ne sont pas destinés à être appliqués aux écoulements gravitaires sous-marins, ils peuvent néanmoins servir à les décrire.

La conservation de la quantité de mouvement est appliquée à chaque phase :

- la phase fluide :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_f(1-\phi)u_{fi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_f(1-\phi)u_{fi}u_{fj}) = \\ (1-\phi) \left( \rho_f F_{vi} - \frac{\partial p_f}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij}^f + F_f [u_{fi} - u_{pj}] \end{aligned} \quad (6.17)$$

avec  $p_f$  la pression de la phase fluide,  $F_{vi}$  la  $i^e$  composante des forces volumique (e.g. gravitation, Coriolis), la composante  $ij$  du tenseur des contraintes fluide,  $F_f$  la force d'interface, fonction de la vitesse de glissement  $[u_{fi} - u_{pj}]$ .

- la phase solide :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_p \phi u_{pi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_p \phi u_{pi} u_{pj}) = \\ \phi \left( \rho_p F_{vi} - \frac{\partial p_p}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij}^p + F_p [u_{fi} - u_{pj}] \end{aligned} \quad (6.18)$$

l'indice  $p$  remplace l'indice  $f$  et indique les variables liées aux particules.

Les modèles définis par les équations (6.15, 6.16, 6.17 et 6.18) sont extrêmement lourds à résoudre. C'est pourquoi on travaille le plus souvent sur des grandeurs moyennes de l'écoulement : on obtient ainsi le modèle dit du *fluide composite*.

## 6.3.2 Le fluide composite

Pour le fluide composite on utilise les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement,

<sup>3</sup>Remarque sur l'hypothèse d'incompressibilité :

On peut supposer que chacune des phases est incompressible, ce qui s'exprime par :

$$\rho_f = cste$$

$$\rho_p = cste$$

Les équations 6.15 et 6.16 se simplifient alors en :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(1-\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}((1-\phi)u_{fi}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\phi u_{pi}) = 0 \end{aligned}$$

d'un scalaire passif et de la fraction volumique, écrites pour les grandeurs moyennes définissant le mélange.

### 6.3.2.1 Grandeurs moyennes du mélange

- Masse volumique moyenne

La densité moyenne du mélange,  $\rho$ , aussi appelée densité moyenne de  $\rho_f$  et  $\rho_p$  pondérée par les volumes respectifs de chaque phase, est définie par (Monin et Yaglom, [123]) :

$$\rho = \rho_f(1-\phi) + \rho_p \phi \quad (6.19)$$

Dans le cas d'un mélange à  $n$  constituants, la formule précédente, est généralisée par :

$$\rho = \sum \rho_n \phi_n$$

- Vitesse massique moyenne du mélange

$v_i$  la  $i^e$  composante de la vitesse massique moyenne, est définie comme étant la moyenne pondérée de  $u_{fi}$  et  $u_{pi}$  par les fractions massiques, soit :

$$\rho v_i = \frac{\rho_f}{\rho}(1-\phi)u_{fi} + \frac{\rho_p}{\rho}\phi u_{pi} \quad (6.20)$$

De même, dans le cas où  $n$  constituants sont présents, la formule précédente est généralisée à :

$$\rho v_i = \sum \rho_n \phi_n u_{ni}$$

- Vitesse volumique moyenne du mélange

La définition de la vitesse volumique moyenne du mélange,  $u_i$ , est parfois utilisée :

$$u_i = (1-\phi)u_{fi} + \phi u_{pi} \quad (6.21)$$

Sa généralisation à  $n$  espèces, est :

$$u_i = \sum \phi_n u_{ni}$$

### 6.3.2.2 Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse totale du mélange est :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (6.22)$$

Cette équation est une combinaison linéaire des deux équations phasiques 6.15 et 6.16 pour lesquelles on introduit les définitions de la masse volumique moyenne (équation 6.19) et de la vitesse massique moyenne (équation 6.20)<sup>3</sup>.



### 6.3.2.3 Modélisation de la vitesse de la phase solide

Une approche classique, pour modéliser le fluide composite, est de modifier le bilan de quantité de mouvement de la phase solide en utilisant une forme simplifiée de la vitesse des particules solides fonction de la vitesse de l'écoulement. La vitesse des particules peut être modélisée principalement par trois approches :

1. les deux phases ne se déplacent pas l'une par rapport à l'autre (*Sampl*, [177]) :

$$u_p = u_f = v \quad (6.23)$$

Ceci est peu réaliste, puisque la vitesse de chute des particules n'est pas toujours négligeable (par exemple lorsque le fluide décélère).

2. le mouvement des grains ne diffère de celui du fluide moyen porteur que par la composante de chute verticale  $w$  (*Chu et al.*, [28]; *Hermann et al.*, [74]) :

$$u_p = w + v \quad (6.24)$$

Bien que plus réaliste, cette approche ne tient pas compte des gradients de concentration qui se développent dans le courant, et qui, pour des particules de petite taille comme l'argile, tendent à s'uniformiser par exemple sous l'effet de l'agitation thermique des molécules de fluide.

3. le mouvement des grains diffère de celui du fluide porteur par la composante de chute verticale et une composante diffusive :

$$u_p = v + w - \frac{D}{\phi} \nabla \phi \quad (6.25)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion des particules. Cette modélisation peut être justifiée de façon théorique par un bilan simplifié des forces agissant sur les particules. Intuitivement, on comprend que les particules suivent le mouvement de l'écoulement, avec toutefois, un glissement vertical dû à la chute des particules dans l'eau et un gradient de concentration tendant à uniformiser cette dernière (ce gradient est en fait souvent négligeable).

On notera, en outre, que les équations précédentes ne sont valables que dans le cas où l'inertie des particules est négligeable (lorsque les lignes de courants sont peu courbées), ce qui n'est pas toujours exact pour les courants gravitaires qui comportent des zones de forte turbulence.

La combinaison linéaire de ces deux équations mène à :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\phi u_{pi} + (1 - \phi) u_{fi}) = 0$$

soit en utilisant la définition 6.21 de la vitesse volumique moyenne :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

La divergence de la vitesse volumique moyenne est alors nulle. D'un point de vue des méthodes de résolutions numériques, le fait qu'il n'existe plus de dépendance en temps, pose problème pour un traitement implicite de l'équation. Il faut donc considérer que l'une des phases est compressible, par exemple celle constituée par le fluide ambiant.

### 6.3.2.4 Modélisation de la conservation de la fraction volumique

On suppose les particules incompressibles :

$$\rho_p = cste$$

Les modèles de vitesse des particules permettent de simplifier l'équation 6.16 de conservation de la masse.

1. Dans le cas où les deux phases ne se déplacent pas l'une par rapport à l'autre, en substituant l'équation 6.23 dans l'équation 6.16, on obtient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi v_i) = 0 \quad (6.26)$$

2. S'il est tenu compte de la vitesse de chute des sédiments sous la forme de l'équation 6.24, on obtient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi v_i) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi w_i) \quad (6.27)$$

3. En reportant le modèle de vitesse 6.25 dans l'équation de conservation de la masse des particules 6.16, on obtient (*Naaïm*, [137]; *Zhiming*, [222]) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi v_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} (D \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi w_i) \quad (6.28)$$

### 6.3.2.5 Modélisation de la quantité de mouvement du fluide composite

En ayant défini des grandeurs moyennes telles que la masse volumique et la vitesse, il est possible d'écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement du fluide composite (*Naaïm*, [137]; *Sampl*, [177]; *Zhiming*, [222]) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = \rho F_{vi} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (6.29)$$

où  $p$  est la pression ;  $F_{vi}$  la  $i^e$  composante des forces volumiques (*e.g.* gravitation, Coriolis) et  $\tau_{ij}$  la composante  $ij$  du tenseur des contraintes.

Cette équation est obtenue par addition des deux équations de quantité de mouvement phasique 6.17 et 6.18, avec l'hypothèse (6.23) sur les vitesses des phases.

Les quantités moyennes telles que la pression et les contraintes sont données par :

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial x_i} &= (1 - \phi) \frac{\partial p_f}{\partial x_i} + \phi \frac{\partial p_p}{\partial x_i} \\ \tau_{ij} &= \tau_{ij}^p + \tau_{ij}^f \\ F_f[u_{fi} - u_{pj}] &= -F_p[u_{fi} - u_{pj}]\end{aligned}$$

Dans le cas où l'on souhaite prendre en compte les influences de la sédimentation sur la dynamique du fluide composite, on utilise l'hypothèse (6.24) sur la vitesse de la phase solide et on obtient (version modifiée de *Hermann et al.* [74]) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) &= \rho F_{vi} \\ -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{\phi}{1-\phi} w_i w_j \right) &\end{aligned} \quad (6.30)$$

### 6.3.3 La turbulence ou les limites du modèle newtonien

La turbulence joue un rôle essentiel dans les processus de sédimentation dont on est loin, aujourd'hui encore, de maîtriser tous les effets. Elle peut, en effet, aussi bien remettre les sédiments en suspension et retarder leur chute, que accélérer leur mouvement vers le fond marin et conduire à un dépôt plus rapide (*Deutsch et Simonin*, 1991 ; *Hoyal, Depinto, Atkinson et Taylor*, 1995 ; *Simonin*, 1991b ; *Simonin, Viollet et Méchitoua*, 1990).

C'est pourquoi la conception d'un modèle de turbulence adapté au traitement des suspensions est actuellement un sujet faisant l'objet de nombreux travaux de recherche. Seuls quelques uns des modèles d'écoulements gravitaires présentés plus haut peuvent prendre en compte des écoulements turbulents (*Felix*, [47] ; *Hermann et al.*, [74] ; *Naaïm*, [137] ; *Sampl*, [177] ; *Skogseth*, [191] ; *Zhiming*, [222]). Pour un modèle à une équation, on a recours à l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente  $k = \frac{1}{2} \overline{v'_i v'_i}$ , qui est la partie diagonale du tenseur de Reynolds (*Hugot*, [80]) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{v_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} + \overline{v'_i v'_j} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\overline{p' v'_i}}{\bar{\rho}} + \frac{\overline{(v'_i v'_i)}}{2} v'_i - \nu \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) &= \\ -\nu \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \overline{v'_i \phi'} g_i &\end{aligned} \quad (6.31)$$

où :

- $\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{v_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}$  représente la dérivée particulière
- $\overline{v'_i v'_j} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_i}$  est la création/destruction d'énergie par le tenseur de Reynolds noté  $P_k$
- $\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\overline{p' v'_i}}{\bar{\rho}} + \frac{\overline{(v'_i v'_i)}}{2} v'_i - \nu \frac{\partial k}{\partial x_i} \right)$  est la diffusion moléculaire ou transport par les fluctuations noté  $J_i$
- $-\nu \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \right)^2$  correspond à la dissipation d'énergie notée  $\varepsilon$
- $\frac{\Delta \rho}{\rho} \overline{v'_i \phi'} g_i$  est le terme source gravitaire.

Il est néanmoins nécessaire d'ajouter au système d'équations, une relation empirique sur une longueur caracté-

ristique associée à la turbulence pour relier l'énergie cinétique turbulente à la viscosité turbulente.

Pour un modèle à deux équations (*Hermann et al.*, [74] ; *Sampl*, [177]), on peut avoir recours, comme précédemment, à une équation de transport (6.31) de l'énergie cinétique turbulente,  $k$ , et à une équation sur le taux de dissipation,  $\varepsilon$ , c'est le fameux modèle  $k - \varepsilon$ . *Hermann et al.* [74] utilisent des équations légèrement modifiées par rapport au modèle classique pour tenir compte de la présence des forces gravitaires et de la vitesse de sédimentation. D'autres modèles à deux équations existent, à titre d'exemple citons le modèle de *Mellor-Yamada* (appliqué par *Felix*, [47]). Ainsi, les représentations adéquates des processus turbulents des écoulements gravitaires permettent de rendre compte de phénomènes complexes comme par exemple les *instabilités de Kelvin-Helmoltz* qui se créent à la surface de l'écoulement (*Furnes*, [54] ; *Skogseth*, [191]).

### 6.3.4 L'écoulement turbulent, un écoulement à surface libre

En faisant l'hypothèse que les écoulements turbulents ont un régime graduellement varié, c'est-à-dire que la variation de hauteur dans la direction d'écoulement est très faible, typiquement si  $L$  désigne une longueur d'écoulement et  $\Delta h$  une variation de hauteur,  $\Delta h/L \ll 1$ , on peut utiliser une forme intégrée des équations de Navier-Stokes (cf. annexe B) : les équations de Saint-Venant. Elles permettent de calculer les hauteurs d'eau et de vitesses moyennes le long de la direction d'écoulement en fonction du temps.

Le principe de base dans les modèles de type Saint-Venant est de partir des équations locales de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, de les intégrer suivant la verticale pour les moyenner, puis de les simplifier en supprimant les termes de faible influence.

Les équations de Saint-Venant sont alors composées :

- d'une équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad (6.32)$$

- d'une équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = g \sin \theta - g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\tau_p}{\rho h} \quad (6.33)$$

Pour fermer ces équations (cf. annexe C), il faut connaître la loi de frottement  $\tau_p(\bar{u}, h)$ . En présence de transport solide, il faut compléter ces équations par l'équation d'Exner qui décrit l'évolution du fond en fonction des taux de dépôt  $D$  et d'érosion  $E$  :

$$\begin{aligned}\frac{\partial y_l}{\partial t} &= D - E \\ &= -\frac{\partial q_s}{\partial x}\end{aligned}$$

avec  $y_l$  l'élévation du lit (par rapport au niveau de référence) et  $q_s$  le débit solide (résultat net entre l'érosion et la sédimentation du fond).

On obtient alors pour les écoulements turbulents la formulation suivante de ces équations de Saint Venant :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Uh) = U_e \quad (6.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(Uh) + \frac{\partial}{\partial x}(U^2h) = -\frac{1}{2}g' \frac{\partial}{\partial x}(\Phi h^2) + g'\Phi h \sin \theta - u_*^2 \quad (6.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Phi h) + \frac{\partial}{\partial x}(U\Phi h) = E_T - \phi_b V_s \quad (6.36)$$

où  $U_e$  est la vitesse d'entraînement du fluide ambiant,  $\Phi$  la fraction volumique moyenne des sédiments,  $g' = g\Delta\rho / \rho$  l'accélération apparente de la gravité,  $E_T$  le taux d'entraînement des sédiments,  $\phi_b$  la fraction volumique des sédiments au bas de l'écoulement en  $z = b$ ,  $u_*$  la friction turbulente et  $V_s$  la vitesse de sédimentation.

Ces modèles permettent d'obtenir une description spatiale et temporelle des propriétés de l'écoulement (*Bonnecaze, Hallworth, Huppert et Lister*; *Bonnecaze, Huppert et Lister*, [17, 16]; *Huppert*, [82]; *Sparks, Bonnecaze, Huppert, Lister, Hallworth, Mader et Phillips*, [193]). Les méthodes de résolutions numériques sont complexes puisqu'elles nécessitent la résolution de systèmes d'équations aux dérivées partielles (*Bonnecaze et al.*, [17]; *Lin et Shen*, [104]). Les temps de calcul sont en conséquence plus longs : à titre d'exemple pour le modèle bidimensionnel "d'ondes longues" développé conjointement à l'IPG et au CEA par *Heinrich, Mangenay et Boudon* [70, 71] pour les écoulements pyroclastiques, les simulations durent plusieurs jours pour un événement comme l'éruption du *Montserrat*.

Ces temps de calcul importants constituent une des limites de ces méthodes pour les applications géologiques, où les séquences de dépôt sont formées de plusieurs milliers d'évènements s'étendant sur des dizaines de kilomètres et sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de milliers d'années. Néanmoins, ces modèles rendent possible la représentation verticale des propriétés des dépôts tel que le classement granulométrique.

### 6.3.5 Conclusions sur ces modèles

Les modèles précédents conduisent à un système d'au moins trois équations aux dérivées partielles (s'il n'est

pas tenu compte de la turbulence), qui déterminent l'évolution de trois variables :

1. la masse volumique moyenne  $\rho$ ,
2. la vitesse moyenne  $u$
3. la fraction volumique  $\phi$ .

Ce sont des modèles à au moins deux dimensions (direction de l'écoulement et direction verticale). La prise en compte de cette seconde dimension rend possible la représentation verticale des propriétés de l'écoulement (distribution des particules, composante verticale de la vitesse). Cette dernière est essentielle pour la simulation de la fraction volumique (ou de la concentration) dans le courant et le classement dans les dépôts. D'un point de vue géologique, il s'agit de l'apport majeur de ces modèles.

Il est évident que ces systèmes de calcul sont très lourds à résoudre numériquement, principalement parce qu'ils nécessitent de mailler tout l'espace et de simuler l'écoulement en chacun des points du maillage. Pour exemple, le modèle NASAVOF modifié par *Assier-Rzadkiewicz* [3] nécessite pratiquement une semaine de temps de calcul pour simuler des grilles de 200 000 cellules environs, correspondant à seulement une dizaine de kilomètres. Les temps de calculs sont du même ordre de grandeur pour le code développé à *Stanford* par *Felix* [47].

Du point de vue de la modélisation proprement dite, il est nécessaire de rappeler certaines hypothèses de ces modèles :

- Les phénomènes d'érosion-sédimentation, qui influent de manière importante sur la dynamique de l'écoulement, sont rarement intégrés dans les modèles. Or, sous certaines conditions, la neige du couloir d'avalanche ou les sédiments du lit d'un canyon sous-marin sont entraînés par l'écoulement augmentant ainsi considérablement sa masse, sa vitesse et donc sa distance de dépôt.
- Les concentrations ou les fractions volumiques en particules sont supposées être très faibles ; ces modèles ne sont donc applicables qu'à une gamme réduite d'écoulements, ceux avec une concentration peu élevée.

## Conclusion

*Lors de l'élaboration de modèles numériques simulant le comportement dynamique des écoulements gravitaires, la variété des domaines d'application et par conséquent des paramètres à prendre en compte nécessite des approches spécifiques.*

*Dans le cas des courants gravitaires sous-marins, les modèles existants permettent une bonne compréhension de la mécanique de transport de l'écoulement et des processus de dépôts. Le comportement dynamique des écoulements*

*gravitaires a en effet été étudié tant à partir de modèles stationnaires et uniformes, relativement simples, qu'à partir de modélisations plus complexes permettant de décrire finement la phénoménologie de ces écoulements. Cependant les séquences de dépôts gravitaires sont généralement déposées par une série d'écoulements gravitaires de différentes magnitudes et durées. En raison de leurs temps de calculs numériques excessifs, les approches du type Navier-Stokes semblent donc peu adaptées à la simulation de courants gravitaires en géologie et en particulier à la simulation de l'impact de plusieurs événements sur de longues périodes de temps.*

*Toutes les techniques mathématiques et mécaniques de modélisation ont été utilisées à un moment ou un autre pour prédire les propriétés des écoulements gravitaires et les dépôts en résultant. Toutes ces considérations montrent l'intérêt de trouver un compromis entre les différentes méthodes afin d'aboutir à une meilleure compréhension des architectures de dépôts dans les systèmes turbiditiques profonds.*

## Annexe du chapitre

---

Nous présentons dans cette annexe les différentes équations utilisées dans le cadre de la modélisation des écoulements turbulents.

### A- Les équations de l'hydrodynamique

#### Equations bilans - Théorème de transport

Le théorème de transport consiste à exprimer les principes de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie) pour le système fluide considéré, soit l'écoulement turbulent.

#### Généralisation et théorème de Reynolds

Considérons la formule de Leibnitz <sup>4</sup> :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_{a(x)}^{b(x)} f(x,t) dt &= \int_{a(x)}^{b(x)} \frac{\partial f(x,t)}{\partial x} dt + f(b(x)) \frac{db}{dx} \\ &\quad - f(a(x)) \frac{da}{dx} \end{aligned} \quad (6.37)$$

Cette formule se généralise à des intégrales multiples (c'est-à-dire sur des volumes au lieu d'intégrales sur des intervalles) on obtient alors la relation suivante appelée "théorème de transport" :

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_S f \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.38)$$

où  $V$  est un volume de contrôle contenant une certaine masse de fluide,  $S$  est la surface enveloppant ce volume,

<sup>4</sup>Ce résultat se démontre simplement en introduisant  $F = \int f(x,t) dt$  la primitive de  $f$  par intégration par rapport à  $t$ . On a ainsi :  $\int_{a(x)}^{b(x)} f(x,t) dt = F(x,b(x)) - F(x,a(x))$ . En différenciant par rapport à  $x$  et en se servant de la relation des dérivées composées  $((f \circ g)' = g' \times f' \circ g)$ , on en déduit la relation de Leibnitz.

<sup>5</sup>Le théorème de Green-Ostrogradski ou de la divergence s'énonce de la manière suivante :

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{u} dV = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS$$

son corollaire donne :

$$\int_V \operatorname{grad} f dV = \int_S f \cdot \mathbf{n} dS$$

et  $\mathbf{n}$  est la normale unitaire à la surface  $S$  orientée vers l'extérieur.

Cette relation est fondamentale car elle permet d'obtenir toutes les équations de la mécanique. On l'interprète de la façon suivante :

La variation temporelle d'une quantité  $f$  définie sur un volume de contrôle  $V$  est égale à la somme de :

- la variation de  $f$  au cours du temps au sein du volume de contrôle (variation dite locale) ;
- le flux de  $f$  à travers la surface  $S$  enveloppant le volume de contrôle (flux=ce qui rentre - ce qui sort).

Le théorème de transport peut également s'écrire sous la variante suivante à l'aide du théorème de Green-Ostrogradski <sup>5</sup> :

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \left( \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot f \mathbf{u} \right) dV \quad (6.39)$$

Un corollaire du théorème de transport est le théorème de Reynolds qui s'applique à des fonctions  $f$  massiques, c'est-à-dire que l'on peut écrire sous la forme  $\rho f$  avec  $\rho$  la masse volumique du fluide :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho f dV = \int_V \rho \frac{d}{dt} f dV \quad (6.40)$$

### Conservation de la masse

#### Formulation macroscopique

On applique le théorème de transport à la fonction scalaire  $f = \rho$ . On en déduit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \frac{\partial \rho(\mathbf{x},t)}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS$$

en utilisant le théorème de divergence (Green-Ostrogradski), on tire :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \left( \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \right) dV$$

### Formulation locale

Si  $\rho$  est continue alors on écrit :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (6.41)$$

C'est l'équation de conservation locale de la masse ou bien encore équation de continuité. On peut encore l'écrire :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}$$

## Conservation de la quantité de mouvement

### Formulation macroscopique

On applique le théorème de transport à la fonction vectorielle représentant la quantité de mouvement locale  $f = \rho \mathbf{u}$  :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS$$

En utilisant le théorème de la divergence, on tire :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \left( \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \right) dV$$

et en se servant de l'équation de continuité

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{u} \right) dV$$

En utilisant le principe fondamental de la dynamique qui veut que toute variation (temporelle) de quantité de mouvement résulte de l'application de forces, on peut écrire une relation générale de la forme :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \text{forces appliquées sur le volume } V$$

### Formulation locale

Plutôt qu'une relation sous forme intégrale, on peut préférer une forme dite locale qui n'est valable que si les champs ne sont pas discontinus (par exemple dans le cas d'une onde de choc ou bien d'un ressaut hydraulique ; il faut appliquer les formulations intégrales de la conservation de quantité de mouvement). Les équations locales peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \mathbf{u} = \text{contraintes appliquées}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \text{contraintes appliquées} \quad (6.42)$$

Cette équation est appelée équation de conservation de la quantité de mouvement ou bien l'équation de Newton ou encore équation fondamentale de la dynamique. On peut remarquer que le passage du volume de contrôle à une formulation locale amène à introduire des contraintes, c'est-à-dire des forces par unité de surface.

Une autre formulation de l'équation de conservation de quantité de mouvement est obtenue en faisant remarquer que  $\nabla \mathbf{u}$  peut s'écrire  $\nabla \mathbf{u} = \nabla |\mathbf{u}|^2 / 2 + (\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u}$ . On a alors :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \frac{\nabla |\mathbf{u}|^2}{2} + \rho (\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u} = \text{contraintes appliquées}$$

Cette équation est utile quand on veut étudier la vorticité du fluide, c'est-à-dire les tourbillons et structures similaires qui se créent dans l'écoulement.

### Application : le théorème d'Euler

En considérant que les forces appliquées (respectivement les contraintes) sur le volume de contrôle comportent :

- des forces de volume telles que la gravité  $\int_V \rho \mathbf{g} dV$  ;
- des forces de surface telles que la force de pression  $\int_S (-p) \mathbf{n} dS$ .

Et si l'on suppose que l'influence des forces visqueuses peut être négligée, le théorème de conservation de la quantité de mouvement prend la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV &= \int_V \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS \\ &= \int_V \rho \mathbf{g} dV - \int_S p \mathbf{n} dS \end{aligned} \quad (6.43)$$

où l'on reconnaît dans le premier terme du membre de droite la force de gravité et dans le second terme le terme de pression. Cette écriture particulière des équations de conservation de la quantité de mouvement s'appelle le théorème d'Euler. Elle traduit le fait que la variation de quantité de mouvement dans un volume de contrôle résulte de l'action combinée de la pression et de la gravité.

Il existe une formulation locale de ces équations intégrales qui s'appellent les équations d'Euler :

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p$$

## Conservation de l'énergie cinétique

### Formulation macroscopique

On applique le théorème de transport à la fonction scalaire représentant l'énergie cinétique locale  $f = E_c = \frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}|^2$  :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho |\mathbf{u}|^2 dV = \int_V \frac{\partial E_c}{\partial t} dV + \int_S \rho |\mathbf{u}|^2 (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS$$



On en déduit le théorème de l'énergie cinétique sous sa forme macroscopique :

$$\frac{d}{dt} \int_V E_c dV = \text{puissance fournie au volume } V \\ - \text{puissance dissipée dans le volume } V$$

### Formulation locale

On peut lui préférer (quand les champs sont continus) une formulation locale :

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + \nabla \cdot (E_c \mathbf{u}) = \text{puissance fournie} \quad (6.44) \\ - \text{puissance dissipée}$$

Dans un certain nombre de cas pratiques (fluides incompressibles en régime permanent), on utilise une variante du théorème de l'énergie cinétique dite théorème de Bernouilli.

### Théorème de Bernouilli

On considère le fluide incompressible,  $\rho$  est donc une constante. On note  $E_c = \frac{1}{2}\rho|\mathbf{u}|^2$  l'énergie cinétique, on a en multipliant l'équation d'Euler par  $\mathbf{u}$  :

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \frac{|\mathbf{u}|^2}{2} = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} - \mathbf{u} \cdot \nabla p$$

On note  $\psi = \rho g z$  le potentiel de gravité ( $\rho \mathbf{g} = -\nabla \psi$ ) et  $p_\star = p + \psi$  la pression généralisée. On tire donc que :  $\rho \mathbf{g} - \nabla p = -\nabla p_\star$ . D'où :

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \frac{\rho|\mathbf{u}|^2 + 2p_\star}{2} = 0$$

Une relation importante dite théorème de Bernouilli est obtenue lorsque l'écoulement est stationnaire, impliquant que  $\partial E_c / \partial t = 0$ . On aboutit alors à :

$$\nabla \cdot \left( \mathbf{u} \frac{\rho|\mathbf{u}|^2 + 2p_\star}{2} \right) = \mathbf{u} \cdot \nabla \left( \frac{\rho|\mathbf{u}|^2}{2} + p_\star \right) \\ = 0$$

Ce qui entraîne que la quantité :

$$\psi = \frac{1}{2}\rho|\mathbf{u}|^2 + p_\star \\ = \frac{1}{2}\rho|\mathbf{u}|^2 + p + \rho g z$$

est constante le long d'une ligne de courant (trajectoire d'une particule).

## B- Les équations de Navier-Stokes

Au repos, un fluide ne subit que l'action de la gravité et les seules contraintes en son sein sont les pressions. La loi statique, nous donne :

$$-\nabla p + \rho \mathbf{g} = 0$$

montrant que le gradient de pression  $p$  doit contrebalancer exactement le champ de pesanteur pour qu'il y ait équilibre ( $\mathbf{u} = 0$ ).

### Tenseur des contraintes

Si le fluide n'est plus au repos, il faut dans un premier temps, définir un objet appelé tenseur des contraintes qui sert à calculer les contraintes qui s'exercent sur une surface orientée par le vecteur unitaire  $\mathbf{n}$ . On définit la contrainte  $\sigma$  s'exerçant sur un élément de surface  $\delta S$  comme étant la limite des forces  $\mathbf{f}$  par unité de surface quand  $\delta S$  devient petit :

$$\sigma = \lim_{\delta S \rightarrow 0} \frac{\mathbf{f}}{\delta S}$$

On peut montrer qu'il existe un objet  $\Sigma$ , appelé tenseur des contraintes tel que :

$$\sigma = \Sigma \mathbf{n}$$

c'est-à-dire que la contrainte varie linéairement avec la normale  $\mathbf{n}$ .

### Tenseur des taux de déformations

Si l'on considère un incrément de longueur  $AB$ . La longueur de cet incrément est petite (on la note  $dx$ ). Un élément de fluide situé en  $A$  à l'instant  $t$  se trouve à l'instant  $t+dt$  en  $A'$  et on note  $\mathbf{AA}' = \mathbf{u}dt$ . De même pour le point  $B$ , on a  $\mathbf{BB}' = (\mathbf{u} + d\mathbf{u})dt$ . La différentielle totale nous donne  $d\mathbf{u} = \nabla \mathbf{u} \cdot dx$  et on en déduit :

$$\mathbf{A'B}' = (\nabla \mathbf{u} \cdot dx)dt$$

La grandeur ainsi introduite  $\nabla \mathbf{u}$  est un tenseur d'ordre (c'est-à-dire une matrice dans un repère fixé) qui peut se décomposer de la façon suivante :

$$\nabla \mathbf{u} = \frac{\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u}}{2} + \frac{\nabla \mathbf{u} - {}^t \nabla \mathbf{u}}{2}$$

Soit une partie symétrique  $\mathbf{D} = \frac{\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u}}{2}$  et une partie anti-symétrique  $\mathbf{W} = \frac{\nabla \mathbf{u} - {}^t \nabla \mathbf{u}}{2}$ . On peut montrer que :

- le tenseur des taux de déformations  $\mathbf{D}$  représente la dilatation et la déformation angulaire subi par l'incrément de longueur  $AB$  au cours du mouvement ;
- le tenseur  $\mathbf{W}$  représente la rotation subie par l'incrément de longueur  $AB$  au cours du mouvement.

Seule la déformation pure ( $\mathbf{D}$ ) nous intéresse pour caractériser la déformation d'un fluide car la rotation d'un élément fluide n'amène aucune contrainte effective.

### Loi de comportement newtonien

La relation la plus simple que l'on puisse imaginer entre  $\Sigma$  et  $\mathbf{D}$  est une relation linéaire. La loi expérimentale de Newton invite à écrire :

$$\begin{aligned}\Sigma &= -p\mathbf{Id} + 2\mu\mathbf{D} \\ \mathbf{T} &= 2\mu\mathbf{D}\end{aligned}$$

On appelle cette relation loi de comportement newtonienne. Lorsque l'on injecte cette forme de loi de comportement dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, on obtient les équations dites de Navier-Stokes.

### Implication pour les équations du mouvement

Nous avons vu précédemment que la forme macroscopique des équations du mouvement s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \text{forces appliquées sur le volume } V$$

Parmi les forces appliquées au volume de contrôle, il faut distinguer les forces :

- qui s'appliquent au sein du volume (force volumique). Dans le cas des écoulements gravitaires, les forces volumiques considérées sont : la *gravité*  $\mathbf{F}_v = m\mathbf{g}$ ,  $m$  étant la masse de fluide contenu dans le volume de contrôle mais aussi la *force de Coriolis*, souvent considérée comme étant du second ordre, elle peut tout de même avoir une influence sur le développement de courants relativement continus et de longue durée (*Kirwan et al.*, [87]). La contribution de la *force de Coriolis* aux forces volumiques est donnée par :

$$\rho \vec{B} = \rho \Omega \vec{v} \quad (6.45)$$

avec  $\rho$  masse volumique du fluide composite,  $\Omega$  tenseur de Coriolis et  $v$  vitesse moyenne massique. Le tenseur de Coriolis est défini par :

$$\Omega_{3D} = \begin{pmatrix} 0 & 2w \sin \beta & -2w \sin \beta \\ -2w \sin \beta & 0 & 0 \\ -2w \sin \beta & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6.46)$$

avec  $w$  vitesse angulaire de rotation de la planète et  $\beta$  la latitude. La contribution  $2D$  à  $\rho \vec{B}$  est donc :

$$\rho \vec{B} = \begin{pmatrix} 2w \sin \beta v_x \\ -2w \sin \beta v_x \end{pmatrix} \quad (6.47)$$

- qui s'appliquent à la surface du volume de contrôle ; on parle de force surfacique (comme la pression). En utilisant la définition des contraintes locales via le tenseur des contraintes, on peut écrire de façon générique que ces forces agissant à la surface du volume de contrôle s'écrivent :

$$\mathbf{F}_s = \int_S \Sigma \mathbf{n} dS$$

Il s'en suit que la forme macroscopique complète des équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = m\mathbf{g} + \int_S \Sigma \mathbf{n} dS$$

Une application du théorème d'Ostrogradski permet d'aboutir à la formulation locale des équations de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned}\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) \\ &= \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \Sigma \\ &= \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}\end{aligned} \quad (6.48)$$

### Navier-Stokes sous forme générique

Les équations de Navier-Stokes sous forme tensorielle sont données par :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + 2\mu \nabla \cdot \mathbf{D}$$

avec  $\mathbf{D}$  le tenseur des taux de déformation (partie symétrique du gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u}$ ). Il faut compléter ce système par l'équation de continuité qui, pour un fluide incompressible, prend la forme :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

L'adimensionalisation des équations du mouvement est une étape importante :

- elle permet de simplifier les équations en supprimant les termes "petits" par rapport à d'autres ;
- elle permet de trouver les nombres sans dimension qui sont utiles pour proposer des critères de similitude.

On introduit un jeu de variables sans dimension :

$$\begin{aligned}u &\rightarrow U_* U & \text{et} & \quad x \rightarrow L_* X \\ \Sigma_x &\rightarrow \mu \frac{U_*}{L_*} \sigma x \\ t &\rightarrow \frac{L_*}{U_*} t \\ p &\rightarrow P_* P\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}P_* &= \rho g H_* \quad (\text{écoulement à surface libre}) \\ P_* &= \rho U_*^2 \quad (\text{écoulement en charge}) \\ P_* &= \mu U_* / L \quad (\text{écoulement très lent})\end{aligned}$$

$p$  désigne la pression généralisée (pression+potentiel de gravité).



Enfin on introduit le nombre de Reynolds ( $\nu = \mu/\rho$ ) :

$$\begin{aligned} Re &= \frac{U_* H_*}{\nu} \\ &= \frac{\text{force d'inertie}}{\text{force de viscosité}} \end{aligned}$$

On tire les équations de Navier-Stokes sous forme adimensionnelle :

$$\rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} = -\frac{P_*}{\rho U_*^2} \nabla P + \frac{1}{Re} \nabla \cdot \sigma$$

On en déduit trois comportements possibles selon la valeur du nombre de Reynolds :

1. quand  $Re \rightarrow \infty$  :

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{P_*}{\rho U_*^2} \nabla P$$

ce sont les équations d'Euler (pour le fluide dit parfait).

2. quand  $Re \rightarrow 0$  :

$$0 = -\nabla P + \nabla \cdot \sigma$$

ce sont les équations de Stokes (pour le fluide sans inertie).

3. quand  $Re = \mathcal{O}(1 - 100)$ , inertie, gradient de pression et viscosité sont 3 processus de même importance. Il faut résoudre l'équation de Navier-Stokes complètement. Notons que pour  $Re > 2000$ , l'écoulement devient turbulent.

Quand l'inertie augmente, les petites fluctuations de vitesses peuvent être amplifiées à cause de la non-linéarité du terme convectif  $\mathbf{u}\nabla\mathbf{u}$  dans la dérivée particulaire, ce qui conduit à une perte de stabilité de l'écoulement. On dit que l'écoulement devient turbulent.

De nombreux écoulements gravitaires sont turbulents. Pour prendre en compte les effets de la turbulence, on a recours à la théorie statistique de la turbulence. La première méthode statistique fut proposée par *Reynolds* [172]. Il définit les écoulements turbulents par des moyennes d'ensemble, sans considérer les détails de chaque réalisation de l'écoulement.

Pour mettre cela en évidence, introduisons la décomposition de Reynolds de la vitesse en une valeur moyenne et un fluctuation :  $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$ . Quand on moyenne, les fluctuations disparaissent  $\langle \mathbf{u}' \rangle = 0$  où le symbole  $\langle . \rangle$  désigne l'opérateur moyenne. Dans les équations de Navier-Stokes, on remplace  $\mathbf{u}$  par la décomposition de Reynolds, puis on moyenne. On part de l'équation :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla\mathbf{u} \right) = -\nabla p_* + \nabla \cdot \mathbf{T}$$

pour aboutir à :

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}}\nabla\bar{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \bar{p}_* + \nabla \cdot \bar{\mathbf{T}} - \rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}\mathbf{u}' \rangle$$

car  $\langle \mathbf{u}\mathbf{u}' \rangle \neq 0$  à priori. Cette dernière équation est très semblable à la première si ce n'est qu'un nouveau terme est apparu

$$\Sigma_t = -\rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}\mathbf{u}' \rangle$$

C'est le tenseur de Reynolds (qui représente la turbulence). Ce nouveau tenseur (symétrique) introduit de nouvelles inconnues et il faut donc fournir des relations supplémentaires pour résoudre le système d'équations. On parle de fermeture des équations du mouvement.

Le régime est caractérisé selon la valeur du nombre de Reynolds :

- $Re \rightarrow 0$  : écoulement laminaire.
- $Re = \mathcal{O}(1 - 100)$  : écoulement transitionnel.
- $Re = \mathcal{O}(2000)$  : écoulement turbulent.

## C- La turbulence

La turbulence traduit une perte de stabilité du régime laminaire ; elle introduit donc du désordre dans la distribution des vitesses. Une des principales difficultés de l'étude de la turbulence est que, malgré le désordre induit, de nouvelles structures apparaissent. L'existence de ces structures explique le caractère non local de la turbulence : ce qui se passe à un endroit donné peut dépendre très fortement de ce qui se passe dans un voisinage plus ou moins éloigné. Cela implique que, pour le traitement statistique de la turbulence, il est nécessaire d'introduire des échelles de longueur caractéristiques.

Les champs décomposés dans l'étude des courants turbulents pour un modèle de fluide composite sont les suivants :

$$\begin{aligned} u &= u' + \bar{u} & \phi &= \phi' + \bar{\phi} \\ p &= p' + \bar{p} & \rho &= \rho' + \bar{\rho} \end{aligned} \quad (6.49)$$

(Les fluctuations de masse volumique sont reliées à celles de la fraction volumique par  $\rho = \rho_f + \phi(\rho_p - \rho_f)$ ). Ces décompositions sont reportées dans les équations du mouvement dont on prend la moyenne. Les équations moyennes régissant l'évolution des quantités moyennes intervenant dans l'écoulement, sont :

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho v_i}) = 0 \quad (6.50)$$

- Conservation de la fraction volumique :

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\phi v_i}) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (D \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} - \overline{\phi' v_i'}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\phi w_i}) \quad (6.51)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho v_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v_i v_j}) &= \overline{\rho F_{vi}} \\ -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho v_i' v_j'}) & \end{aligned} \quad (6.52)$$

Du fait de la non-linéarité des équations (terme du type  $\frac{\partial}{\partial x_j}(v_i v_j)$ ), des termes supplémentaires du type  $\overline{\phi' v'_i}$  et  $\overline{v'_i v'_j}$  apparaissent dans les équations de conservation de la fraction volumique (6.51) et de la conservation de quantité de mouvement (6.52). Ces termes, corrélations du second ordre, représentent des flux turbulents, et sont en fait dépendant de corrélations triples, du type  $\overline{v' v' v'}$ , qui à leur tour sont fonctions de corrélations du quatrième ordre *etc.* . . . Il y a alors un problème de fermeture : il y a plus d'inconnues que d'équations. Il faut donc trouver des équations complémentaires pour fermer le système.

### Problème de fermeture

Les équations de fermeture sont plus ou moins empiriques et plus ou moins complexes. Elles sont obtenues moyennant une hypothèse sur les corrélations d'ordre plus élevé, que l'on exprime en terme de corrélation

d'ordre moins élevé (*Larchevêque*, [102] ; *Zaleski*, [221]). Le fait de transformer les corrélations d'ordre deux en contraintes, et de les regrouper avec les autres contraintes moyennes existantes, préconditionne déjà la forme de la modélisation. L'idée est de suivre la même démarche que celle adoptée lors de la formulation de la loi de comportement newtonienne. L'écoulement turbulent serait donc analogue à celui d'un fluide de viscosité  $\mu_t$ . On obtient alors la *loi dite de Boussinesq*, appelée aussi loi de viscosité tourbillonnaire. Les plus simples sont des fermetures algébriques où l'on écrit directement une relation entre grandeur fluctuante et grandeur moyenne, par exemple en cisaillement simple :

$$\tau = \mu_t \frac{d\bar{u}}{dy}$$

avec  $\mu_t$  la viscosité turbulente.

# Chapitre 7

## Un nouveau paradigme : l'automate cellulaire

### Résumé

*La première partie de ce chapitre dresse un aperçu historique de la constitution de la théorie des automates cellulaires. En partant des travaux originels d'Ulam et von Neumann (1950), nous expliquons comment la problématique de la réalisation d'une machine auto-reproductible a constitué l'acte de naissance des automates cellulaires. Ce modèle de calcul se fonde sur l'utilisation d'un espace discret dans lequel des descriptions simples et locales permettent d'obtenir un comportement global "complexe". Ce passage entre la simplicité locale et la complexité globale s'illustre bien dans le cas du "Jeu de la vie", introduit par Conway (1970). En effet, malgré la simplicité des règles qui le définissent, il fait apparaître de nombreux phénomènes imprévisibles, qui sont à priori difficilement obtenus par des méthodes analytiques classiques. A partir des travaux de Wolfram (1984), les études de règles se généralisent ; les automates cellulaires invitent alors à transposer au domaine informatique un questionnement philosophique qui était jusque-là réservé aux mathématiques : celui de savoir dans quelle mesure les phénomènes de la nature obéissent à des lois formelles. Ainsi, le champ d'application au domaine physique connu un essor grandissant à partir des années 90 notamment en ce qui concerne la modélisation hydrodynamique. Nous montrons le formalisme de ces modèles à partir des définitions des transformations internes, des interactions locales et des règles d'évolution régies par la fonction de transition.*

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>57</b>
<b>7.1 Les automates cellulaires dans l'histoire</b> . . . . .	<b>58</b>
7.1.1 L'idée de départ de von Neumann et d'Ulam . . . . .	58
7.1.2 Le problème de l'auto-reproduction . . . . .	59
<b>7.2 Un nouvel axe de recherche : le Jeu de la Vie</b> . . . . .	<b>61</b>
7.2.1 Un univers à explorer . . . . .	61
7.2.2 Recherche scientifique ou simple passion ? . . . . .	61
7.2.3 La calculabilité et la constructibilité universelle dans le Jeu de la Vie . . . . .	62
<b>7.3 L'exploration de l'espace des automates cellulaires</b> . . . . .	<b>63</b>
7.3.1 Les recherches se dirigent vers la physique . . . . .	63
7.3.2 Les généralisations du Jeu de la Vie . . . . .	63
7.3.3 Le renouveau . . . . .	64
<b>7.4 Modélisations d'écoulements par les automates cellulaires</b> . . . . .	<b>64</b>
7.4.1 L'automate cellulaire homogène . . . . .	65
7.4.2 L'algorithme de minimisation des différences . . . . .	66
7.4.3 Un modèle associé à ce type d'automate cellulaire : SCIDDICA . . . . .	67
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>68</b>

---



FIG. 7.1 – De droite à gauche *Ulam* ; *Feynman* et *Von Neumann* en 1947 ou 1948 au *Bandalier National Monument*.

## 7.1 Les automates cellulaires dans l'histoire

Les automates cellulaires ont été inventés par *Stanislaw Ulam* (1909-1984) et *John von Neumann* (1903-1957) à la fin des années 40 au LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY (*Etats-Unis*). Nous verrons comment à partir de leur idée de départ un nouveau paradigme a vu le jour.

### 7.1.1 L'idée de départ de *von Neumann* et d'*Ulam*

*Von Neuman* est indiscutablement un grand génie du XX<sup>e</sup> siècle, bien que ses travaux ne soient pas très connus du grand public. Le nombre de domaines auxquels il apporta des contributions décisives ne peut que laisser admiratif. Il fut un des pionniers dans la conception des ordinateurs, sa "*Théorie des jeux*" est un outil toujours utilisé par les décideurs dans les domaines économiques et militaires. Il proposa également des avancées majeures en mécanique quantique et en physique nucléaire. Né à *Budapest*, en *Hongrie*, le 3 Décembre 1903, il est souvent dépeint comme un génie précoce, capable de diviser mentalement deux nombres de huit chiffres. A l'âge de 20 ans, *von Neumann* publia une définition de nombres ordinaux qui est toujours utilisée de nos jours. A 25 ans, il découvrit que les états des systèmes quantiques pouvaient se représenter par des vecteurs d'un espace abstrait de dimension infinie. Il émigra aux *Etats-Unis* en 1931 et devint professeur de mathématiques à l'université de *Princeton*. Parallèlement à ses recherches fondamentales sur la logique mathématique, ses travaux de mathématiques s'orientèrent vers une voie plus appliquée et durant les années 30, il travailla sur des modèles idéalisés de confrontations entre acteurs rationnels et donna ainsi naissance à la "*Théorie des jeux*". Durant la deuxième guerre mondiale, *von Neumann* dirigea la conception des premiers ordinateurs destinés à l'armée américaine [? ].

Il fut particulièrement intéressé par les capacités logiques potentielles des ordinateurs et s'inspira grandement des travaux du mathématicien et logicien *Alan Tu-*

*ring*. Parallèlement à ces recherches, il allait se consacrer à des études mathématiques, telles que la recherche de séquences dans  $\pi$ , ou de logiques, telles que l'étude des *automates auto-reproducteurs*. *Von Neumann* mourut le 8 Février 1957, des suites d'un cancer probablement dû à des expositions à la radioactivité.

La partie de ses travaux qui nous intéresse ici, est son étude des automates *auto-reproducteurs*. En 1948, *von Neumann* proposa un article intitulé "*Théorie générale et logique des automates*" dans une conférence tenue à PASADENA, en *Californie* [216]. En 1949, il donna une série de cours sur le thème : "*Théorie et organisation des automates complexes*". Une des questions centrales de ce cours était de savoir si il était possible de concevoir une machine capable de *s'auto-reproduire*. En effet, il est clair que les objets fabriqués par une machine sont généralement plus simples que la machine elle-même. Prenons l'exemple d'une usine de fabrication de bouteilles de soda, on ne contestera pas, dans ce cas, que la bouteille est plus simple que la machine qui l'a fabriquée. Même dans le cas d'une entreprise de fabrication d'ordinateurs, l'outillage utilisé est bien plus complexe que le produit usiné.

*Von Neumann* émit l'idée qu'une machine capable de manipuler des composants de machines élémentaires pourrait résoudre ce problème. Dans sa première conception, l'automate devait puiser dans un réservoir de composants de machine et construire un automate similaire à lui-même à la façon dont on construit un automate par un jeu de "*Meccano*". Mais cela nécessitait que l'automate soit doté d'un système de vision et de reconnaissance suffisamment élaboré pour pouvoir distinguer les différents éléments de la machine. Cet automate aurait dû être, en outre, doté de capacités exceptionnelles pour pouvoir souder et manipuler des tubes à vide sans les abimer. Ces exigences étaient tout simplement inconcevables étant donné l'état des techniques dans les années 50.

La solution de ce problème vint d'un collègue de *von Neumann* au laboratoire de LOS ALAMOS : *Stanislaw Ulam*. Elève de *Banach* (1892-1945), influencé par les lectures de *Sierpinski* (1882-1969) ; *Ulam* est l'auteur d'un problème simple non encore résolu à ce jour connu

<sup>1</sup>Présentation de la conjecture de Syracuse ou Problème d'Ulam.

sous le nom de conjecture de Syracuse<sup>1</sup>. Il est notamment connu pour être l'inventeur de la *méthode de Monte-Carlo* et pour ses travaux sur la fusion nucléaire. *Ulam* s'intéressait aux "*objets géométriques définis de façon réursive*" qu'il étudiait après les heures réglementaires de travail en utilisant les ordinateurs du laboratoire de LOS ALAMOS [213]. Ces objets provenaient de jeux aux règles simples dans lesquels on pouvait voir des figures (*patterns*) se développer, se reproduire, combattre pour une portion de territoire et mourir. Ces jeux se déroulaient dans un univers "*cellulaire*", composé d'une matrice infinie où des cellules, régulièrement réparties, pouvaient être dans un état passif ou un état actif. Les figures de cet univers étaient composées de cellules actives, et à tout moment, le devenir de chaque cellule était dicté par l'état des cellules avoisinantes. *Ulam* s'aperçut que l'analyse de ces figures défiait le bon sens : elles semblaient évoluer dans un monde qui leur était propre avec des lois bien spécifiques. Il suggéra alors à *von Neumann* d'utiliser un tel monde abstrait pour pallier les difficultés pratiques qui se posaient pour la construction de l'*automate auto-reproducteur*. Ce monde serait suffisamment complexe pour pouvoir simuler les opérations élémentaires des machines et en même temps construit tel que les lois de la physique le gouvernant se réduisent à quelques règles simples. L'idée plut à *von Neumann* qui était habitué à voir les machines comme des circuits logiques, il adopta donc l'univers d'*Ulam* pour commencer à réfléchir à son automate.

### 7.1.2 Le problème de l'auto-reproduction

Un premier problème était résolu mais il restait à concevoir un *mécanisme d'auto-reproduction*. *Von Neumann* aboutit à l'idée qu'un *automate auto-reproducteur* devrait comporter une unité baptisée "*constructeur universel*" qui serait capable de fabriquer n'importe quelle machine (cellulaire) à partir d'une description qui lui serait fournie. Dans le cas particulier où l'on fournirait la description du constructeur universel au constructeur universel lui-même, il y aurait *auto-reproduction*. Le raisonnement semble simple à première vue mais il pose un problème de logique : le système auto-reproducteur (SAR) est constitué du constructeur universel (CU) et de sa propre description (DESC). Or cette description ne peut être seulement la description du constructeur universel, elle doit être aussi la description de tout le système, et plus particulièrement une description de la description. En équation, nous avons :

$SAR = CU + DESC(SAR)$ , ce qui paraît a priori insoluble étant donné l'existence d'une **régression à l'infini** (lorsqu'on remplace SAR dans le terme de droite par le contenu de l'équation).

Ce problème pouvait-il être résolu ? Existait-il un moyen d'expliquer à l'automate que la description ne devait pas s'inclure elle-même ? *Von Neumann* s'inspira des travaux de *Turing* pour trouver une solution [211, 212]. Nous devons en effet à *Church* et à *Turing* l'idée selon laquelle tout calcul, et plus généralement tout problème bien formalisé, quelle que soit sa complexité, peut être réduit à une séquence d'opérations appelée "*algorithme*" [29, 30, 31]. Ces opérations sont choisies dans un catalogue réduit et leur exécution peut être confiée à une seule machine précise appelée *machine universelle*. Selon la thèse dite de *Church-Turing* [35], cette machine posséderait la capacité (*virtuelle*) de résoudre tout calcul, aussi complexe soit-il. Nous nommerons cette propriété la "**calculabilité universelle**". Le fait que ces opérations élémentaires soient choisies dans un catalogue fini permet leur transcription dans l'univers cellulaire ou le nombre d'états des cellules est aussi fini.

Le problème fut résolu par *von Neumann* en ajoutant une troisième unité : une **machine universelle de Turing**. Cette dernière appelée le "*superviseur*", devait orchestrer le processus. L'utilisation du superviseur évitait la régression à l'infini en distinguant deux phases :

1. L'ensemble (*constructeur universel + superviseur*), c'est-à-dire le "*copieur-superviseur*" réalise une copie de lui-même dans une région vide de l'espace en lisant la description. C'est la *phase d'interprétation*.
2. La phase (1) étant terminée, le *superviseur* comprend qu'il ne faut plus que la description soit interprétée ; celle-ci est considérée comme un ensemble de données et copiée littéralement pour rebâtir le système initial.

En 1952, la description de l'*automate auto-reproductif* fut terminée et *von Neumann* proposa une version qui utilisait 29 types de cellules différentes. L'état de chaque cellule au temps  $t$  était déterminé uniquement par l'état des quatre cellules adjacentes et celui de la cellule centrale au temps  $t-1$ . Ce voisinage est d'ailleurs nommé *voisinage de von Neumann* en hommage à son inventeur. Néanmoins, même dans l'univers simplifié des automates cellulaires, l'ensemble (*constructeur universel + machine de Turing universelle + description du système*) était constitué de plus de 200 000 cellules.

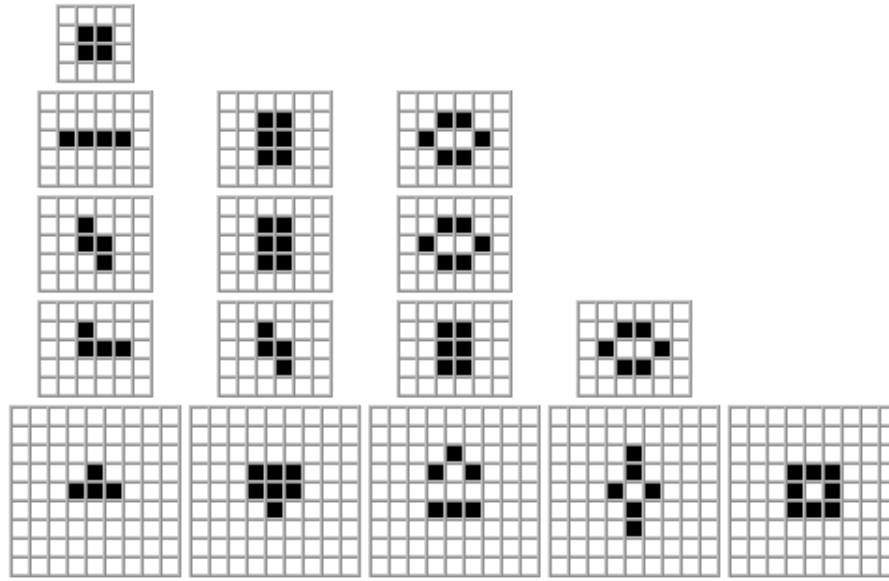
---

Le problème de la conjecture de Syracuse, également connue sous les noms de problème de *Collatz*, *Kakutani*, ou *Ulam*, se présente de manière très simple. On se donne un entier naturel  $n$  plus grand que 1. S'il est pair, on le divise par deux, s'il est impair, on le multiplie par 3 et on lui ajoute 1 (ce qui revient à lui appliquer la fonction  $x \mapsto 3x + 1$ ). On "*conjecture*" que l'on finit toujours par trouver la valeur 1 au fil des calculs, valeur à partir de laquelle on restera bloqué dans le cycle 1-4-2-1...

Cependant, le fait que l'on retrouve toujours 1 n'a pas été démontré et même si on est presque sûr que cela est vrai, quel que soit l'entier  $n$  choisi au départ, il n'est pas exclu qu'il existe un entier  $n$  ne vérifiant pas cette propriété, d'où le nom de : "*conjecture*" de *Syracuse*.

Depuis plusieurs dizaines d'années, ce problème est activement étudié par les mathématiciens, mais n'a toujours pas été résolu.



FIG. 7.2 – Figures stables du *Jeu de la Vie* d'après Conway.

Après cette première "victoire" et de façon assez surprenante, von Neumann délaissa l'étude des automates cellulaires pour s'atteler à d'autres problèmes scientifiques. Ses résultats concernant l'*auto-reproduction* ne furent jamais publiés de son vivant. Il est possible que la trop grande complexité de son modèle l'ait déçu. En outre, la "physique" qui régissait ce monde artificiel possédait un défaut majeur : elle n'était pas réaliste puisqu'elle ne respectait pas les conditions de symétrie du monde physique. Cela se traduit mathématiquement par le fait que la *fonction de transition*  $f$  qui règle l'évolution d'une cellule en fonction de son voisinage n'est pas invariante par rotation ou par réflexion. Par ailleurs, cette trop grande complexité du modèle fit qu'il ne put jamais être testé sur un ordinateur, les capacités de calcul des premiers ordinateurs étant nettement insuffisantes à cette époque.

La première publication sur le sujet provient d'*Ulam* qui définit alors le concept d'*auto-reproduction* d'une façon formelle (Ulam, 1950) :

*"Un champ d'application intéressant, pour des modèles qui sont constitués d'un nombre infini d'éléments interagissant, peut être trouvé dans les théories récentes des automates. Un modèle général, considéré par von Neumann et l'auteur<sup>2</sup>, serait comme suit : un réseau infini de points, chacun possédant un nombre fini de connections avec certains de ses voisins et ayant la possibilité de se trouver dans un nombre fini d'états. Les états des voisins au temps  $t_n$  induisant l'état du point au temps  $t_{n+1}$ .*

*Un des objectifs de la théorie est de prouver l'existence de sous-systèmes qui sont capables de se multiplier, c'est-à-dire de créer dans le temps d'autres systèmes identiques à eux-mêmes."*

Ce n'est qu'en 1966 que la publication du premier grand ouvrage consacré au problème de l'*auto-reproduction* est enfin réalisée, par *Arthur Burks*. Il complète les travaux inachevés de von Neumann et publie *Theory of self-reproducing automata* [23]. Le nom d'"*automate cellulaire*" est d'ailleurs une création de *Burks*. En 1968, le second ouvrage consacré aux AC paraît : il est publié par *Codd* sous le titre *Cellular Automata*, dans un manuel d'une centaine de pages [34]. Les résultats sont présentés de façon nettement plus concise que dans l'ouvrage de *Burks*, ce qui va permettre aux étudiants de se familiariser avec le domaine. Les années 60 voient aussi la résolution des premiers problèmes mathématiques liés aux AC. Le problème dit de "*synchronisation des fusilliers*" a par exemple été inventé par *Myhill* en 1957, et publié pour la première fois par *Moore* en 1963 [124]. Il consiste à trouver un automate cellulaire unidimensionnel, tel que, partant d'une configuration où toutes les cellules sont à l'état de repos à l'exception d'une unique cellule, on arrive à une configuration où toutes les cellules sont dans un même état (état dit de "*feu*"), état qui n'est jamais apparu avant. Le problème peut s'exprimer autrement :

*"Comment synchroniser une ligne de fusilliers de façon à ce qu'ils se mettent à tirer ensemble, alors que l'ordre donné par un général depuis l'un des deux bords de l'escadron met un certain temps à se propager?"*

<sup>2</sup>c'est-à-dire *Ulam*

Pour reprendre le vocabulaire de *Kuhn* dans *La structure des révolutions scientifiques* [96], on peut dire que l'apparition d'un manuel, ainsi que la création de problèmes qui occupent une communauté, est le signe que ce domaine d'étude devient un champ théorique digne de ce nom, autrement dit, qu'un *paradigme* est en train de naître. Il est néanmoins trop tôt pour dire qu'il existe un nouveau domaine scientifique : les *automates cellulaires* restent, à ce stade, une branche particulière, ce que les historiens des sciences nomment "*la première cybernétique*".

## 7.2 Un nouvel axe de recherche : le Jeu de la Vie

### 7.2.1 Un univers à explorer

Dans le numéro d'Octobre 1970 de *Scientific American*, *Martin Gardner* publie un article intitulé "*Les combinaisons fantastiques du Jeu de la Vie de John Conway*" [60]. *Conway* a inventé un automate cellulaire qui a la particularité suivante : des figures peuvent croître et atteindre une grande taille mais, on ne peut dire de façon évidente s'il existe des figures qui vont croître à l'infini. Cet automate cellulaire se nomme "*Game of Life*" ou "*Life*".

Les règles du *Jeu de la Vie* sont extrêmement simples. Les cellules peuvent se trouver dans deux états qui sont : **vivant** ou **mort**. L'espace cellulaire est composé de cellules qui se trouvent dans l'état mort au départ, sauf pour un nombre fini d'entre elles. L'évolution de chaque cellule est déterminée en fonction du nombre  $N_v$  de cellules vivantes se trouvant dans les huit cases adjacentes à la cellule. Les règles (appelées **règles de transition**) sont :

- Une cellule vivante meurt (devient vide) pour  $N_v=1$  : cela correspond à un état d'isolement de cellule.
- Une cellule vivante meurt pour  $N_v=4$  : cela correspond à un état de surpeuplement autour de la cellule.
- Une cellule morte peut devenir vivante pour  $N_v=3$  : cela correspond à une reproduction "trisexuée".

Le *Jeu de la Vie* marque un tournant dans l'étude des automates cellulaires car, contrairement aux modèles précédents où l'on décidait des règles et du nombre d'états dans un but bien précis (prouver la *calculabilité universelle* et la *constructibilité universelle*), on cherche désormais à trouver les propriétés des automates d'après leur règles de fonctionnement. Le travail des chercheurs s'apparente alors à celui des physiciens qui étudient des phénomènes, préparent des expériences et essaient de découvrir de nouveaux objets. Néanmoins, il existe une différence de taille avec le travail des physiciens : l'évolution des objets manipulés, bien que totalement détermi-

née par les fonctions de transition, est hautement imprévisible. On remarque ainsi qu'il n'y a pas de correspondance apparente entre la taille d'une configuration initiale et le temps qu'elle met pour se stabiliser. Par ailleurs, le simple fait d'ajouter ou d'enlever une cellule dans une configuration change son évolution de façon radicale. Comment, dans ces conditions, espérer parvenir à construire une expérience ?

L'étude des propriétés de *Life* a démarré avec celle de la découverte des objets stables. Généralement, les chercheurs classent les objets selon leur forme de stabilité.

Les objets les plus simples à étudier sont ceux qui restent identiques à eux-mêmes avec le temps, un bloc carré de quatre cellules par exemple. Viennent ensuite les objets dont l'évolution est périodique et que l'on nomme *oscillateurs*. L'*oscillateur* le plus simple est le "*clignotant*"; il est constitué de trois cellules alignées, et possède une période de 2. Une autre classe d'objets importants est celle des objets périodiques qui se translatent avec le temps. Le *planeur* est l'exemple le plus simple et il apparaît de façon spontanée lors des simulations.

Petit à petit, les chercheurs ont procédé comme des naturalistes et ont découvert des figures stables de plus en plus complexes. Ces découvertes se font selon deux méthodes : la *première* consiste à initialiser l'espace cellulaire de façon aléatoire et à observer les figures qui apparaissent de façon spontanée. La *seconde* consiste à construire, par des procédés souvent très ingénieux, des figures périodiques qui éventuellement se translatent. Un grand concours -*implicite*- a débuté au début des *années 70* pour la découverte de nouvelles figures stables. Les chercheurs ont rivalisé d'astuces et ont fini par mettre à jour toute une faune exotique qui peuple l'univers du *Jeu de la Vie*. Des noms aussi évocateurs que "*le mangeur*, *la navette*, *le crapaud*, *le phare* ou *le serpent*" ont été donnés (et continuent d'être donnés) aux figures stables découvertes (*fig. 7.2*). On peut dresser un parallèle avec ce qui se produit en astronomie, où les chercheurs rivalisent pour l'observation initiale de nouveaux astres, avec à la clé la possibilité de nommer l'astre du nom du découvreur. Vu de l'extérieur, cette course folle au plus complexe semblait futile aux autres scientifiques. L'étude du *Jeu de la Vie* prit des proportions telles qu'en 1974, on pouvait lire dans les colonnes du magazine américain *Time* que "*des heures de calcul représentant des millions de dollars avaient été gaspillées par la horde grandissante des fanatiques de ce jeu !*".

### 7.2.2 Recherche scientifique ou simple passion ?

Ce jugement sévère était-il justifié ? Ces chercheurs étaient-ils des "*fanatiques*" ou à l'opposé plutôt des "*scientifiques*" dont la discipline n'était pas encore reconnue ? La recherche des propriétés de *Life* peut-elle être qualifiée de "*scientifique*" ? Selon le scénario proposé par

*Kuhn*, une discipline scientifique apporte des "énigmes" à la communauté scientifique concernée. Nous pouvons donc essayer d'estimer la "scientificité" de l'étude du *Jeu de la Vie* en étudiant les "énigmes" qui sont nées de l'étude du *Jeu de la Vie*.

Le premier problème fut posé par *Conway* lui-même qui, en 1970, conjectura qu'il existait des figures (ensembles de cellules vivantes) qui pouvaient croître de façon illimitée. *Conway* avait créé le *Jeu de la Vie* en espérant qu'une telle possibilité pourrait être réalisée; néanmoins aucune preuve mathématique de la réalisation de la croissance illimitée ne pouvait être établie. Il fallait donc exhiber une figure dont l'évolution soit totalement prévisible et dont la taille augmenterait de façon régulière. *Gardner* offrit un prix symbolique à celui qui arriverait à prouver ou à réfuter la conjecture de *Conway* avant la fin de l'année. Le prix fut remporté par *William Gosper* et cinq autres informaticiens du MIT qui réussirent à exhiber une figure, baptisée lance-planeur ("glider gun"), qui est un oscillateur à l'évolution cyclique et qui a la propriété d'émettre un planeur toute les trentes générations. Une telle découverte n'aurait rien d'impressionnant de nos jours mais il faut se souvenir qu'en 1970, nous étions à l'aube de l'ère informatique et que les simulations d'évolution se menaient parfois à l'aide de pions de jeu de dames ou d'Othello. L'existence du "lance-planeur" constituait la première résolution d'une énigme liée au *Jeu de la Vie*: elle démontrait que la croissance illimitée était possible.

Un autre problème qui a occupé la communauté des chercheurs fut celui de la réversibilité. Un automate est dit réversible s'il ne se produit pas de perte d'information au cours de son évolution: chaque configuration possède donc un unique prédécesseur (déterminisme de l'AC) et un unique successeur. On peut donc déduire des règles du *Jeu de la Vie*, qu'il ne s'agit pas d'un automate réversible. En effet, différentes configurations, générées par ce dernier, peuvent avoir un même successeur. Par contre, une propriété qui n'était pas évidente était l'existence de configurations qui n'admettent aucun état qui puisse les engendrer. De telles configurations sont appelées "jardins d'Eden" car elles ne peuvent être que des états initiaux; on peut donc dire de façon imagée "qu'elles ont tout simplement été créées". La question du jardin d'Eden est posée pour la première fois par *Myhill* en 1963 [136], concernant les automates auto-reproducteurs. L'existence de jardins d'Eden n'a rien d'évident, car on ne voit pas, a priori, ce qui empêcherait une configuration donnée d'avoir un prédécesseur. En 1970, le mathématicien *Alvy Ray Smith* [192] démontra l'existence de jardins d'Eden dans *Life*, puis un exemple fut donné par *Banks*. La configuration qu'il proposait tient dans un rectangle de 9 par 33 cellules, elle est donc relativement complexe; la démonstration elle-même est assez sophistiquée, ce qui se comprend aisément puisqu'il s'agit de montrer qu'aucune configuration de *Life* ne peut engendrer de candidat au

titre de jardin d'Eden. Certes le *Jeu de la Vie* donne naissance à des problèmes qui font appel à l'informatique mais leur résolution requiert des techniques purement mathématiques. D'autre part, la découverte de figures stables de plus en plus élaborées semble montrer que malgré l'impossibilité de prévoir l'évolution de la majorité des configurations, il existe un certain ordre dans cet univers.

### 7.2.3 La calculabilité et la constructibilité universelle dans le Jeu de la Vie

Jusqu'à quel point pouvait-on maîtriser l'univers de *Life*? La question fondamentale était de déterminer si *Life* possédait les capacités de calculabilité et de constructibilité universelle. Nous avons vu que *von Neumann* avait prouvé qu'un automate cellulaire pouvait servir de calculateur universel en utilisant un modèle qui employait 29 états élémentaires et dont les "lois de la physique" ne respectaient pas les conditions de symétries élémentaires telles que l'invariance par rotation et l'invariance par réflexion. *Codd* a fait un pas de plus vers la simplification en montrant que la condition de calculabilité universelle pouvait être réalisée par un automate cellulaire à 8 états élémentaires avec un voisinage de 5 cellules ( $4+1$ ) et des règles qui respectaient l'invariance par rotation mais non l'invariance par réflexion. Jusqu'où pouvait-on continuer dans cette recherche de simplicité? Était-il possible que *Life*, qui était bien plus simple dans son nombre d'états et dans ses règles puisse avoir la même puissance de calcul et de construction? Le mystère restera entier jusqu'en 1982 où *Conway* publiera, avec d'autres chercheurs, une preuve détaillée de la possibilité de simuler n'importe quel calcul à l'aide du *Jeu de la Vie* [14].

Dans la construction de *Conway*, l'unité de base qui sert à la circulation de l'information, l'équivalent d'un bit en théorie de l'information, est le planeur. Chaque nombre peut être codé selon un faisceau de planeurs généré par un lance-planeur, et on montre que toutes les portes logiques telles que ET, OU, NON ainsi que les propriétés de mémoire en lecture / écriture peuvent être réalisées à l'aide d'interactions entre figures stables connues. *Conway* a aussi montré que l'on pouvait concevoir un constructeur universel dans le *Jeu de la Vie*. Le *Jeu de la Vie* allait donc apporter la preuve que la condition de calculabilité universelle peut être réalisée par un automate ayant deux états, un voisinage de neuf cellules, et les règles d'invariances par rotation et par réflexion. A ce jour, parmi les automates cellulaires réalisant la condition de calculabilité et de constructibilité universelle, *Life* est l'automate le plus simple que l'on connaisse. La démonstration de *Conway* allait quasiment clore le chapitre concernant le *Jeu de la Vie*, en effet la possibilité même de la démonstration semblait indiquer que l'on maîtrisait



"suffisamment" la physique de ce monde. Il était donc temps d'explorer de nouveaux mondes.

## 7.3 L'exploration de l'espace des automates cellulaires

### 7.3.1 Les recherches se dirigent vers la physique

Parallèlement aux recherches tardives qui se déroulaient sur le *Jeu de la Vie*, des chercheurs du MIT étudiaient d'autres automates cellulaires ayant des règles simples et qui conduisaient aussi à des comportements imprévisibles. L'un des personnages les plus marquants de cette période fut *Edward Fredkin* qui eut l'idée d'une règle dite de "compteur de parité" : chaque cellule compte le nombre de ses voisines activées et s'active si ce nombre est impair ou se désactive si ce nombre est pair. Le *compteur de parité* possède une propriété remarquable : toute figure initiale s'autoreproduit en quatre ou huit exemplaires, selon que le voisinage inclut quatre ou huit cellules adjacentes. Le temps de reproduction dépend de la taille de la figure initiale, plus une figure est grande et plus le nombre de cycles nécessaires à l'auto-reproduction augmente. Enfin, une figure donnée ne peut jamais disparaître avec le temps.

Dans l'industrie, certains ordinateurs utilisent les propriétés du *compteur de parité* pour effectuer les tests de mémoire au démarrage. En outre, le *compteur de parité* de *Fredkin* apporte un élément important dans la théorie des AC, il est le meilleur exemple d'univers cellulaire où l'auto-reproduction est triviale puisque toute configuration initiale s'auto-reproduit !

*Fredkin* va former vers 1980 l'*Information Mechanics Group* au MIT qui inclura des noms qui deviendront célèbres dans le domaine des AC : *Tommaso Toffoli* et *Norman Margolus*. Ce groupe de recherche a joué un rôle décisif pour révéler les potentialités des automates cellulaires dans la résolution et la compréhension de problèmes physiques. A partir de 1984, *Toffoli* et *Margolus* ont travaillé à la construction d'ordinateurs spécialement dédiés au calcul parallèle. Leurs travaux ont abouti à la construction d'une machine appelée CAM-6 qui était un proto-ordinateur, en fait un assemblage de puces, destiné à faire tourner des modèles d'automates cellulaires. Cette machine fut perfectionnée et leur nouveau modèle, le CAM-8 fut acquis par des laboratoires américains renommés (LOS ALAMOS, DARPA, AIR FORCE). *Toffoli* signale que le nombre de cellules pouvant être actualisées par seconde grimpe régulièrement et que lorsqu'il atteindra  $10^{16}$ , le nombre d'*Avogadro*, les simulations seront capables de relier directement le monde microscopique et le monde macroscopique [208]. La direction de recherche initiée par *Fredkin*, poursuivie par *Toffoli* et *Margolus* va se développer en une nouvelle branche dans

le domaine des automates cellulaires. Cette branche s'appuie sur la thèse dite de *Fredkin* qui tient dans la formule lapidaire : "L'univers est un automate cellulaire". Cette thèse ne doit pas être prise au pied de la lettre mais se veut l'analogie de la *thèse de Church-Turing* en informatique. *Robin Gandy* a d'ailleurs proposé une variante ironique de la *thèse de Church-Turing* qui s'énonce sous la forme "Tout ce qui peut être calculé par une machine quelconque est effectivement calculable par une machine de Turing" dans un article où il semble prendre la "thèse de *Fredkin*" (en fait les travaux de *von Neumann*) comme base de départ [57]. La "thèse de *Fredkin*" conduit les chercheurs à privilégier l'utilisation des AC dans la modélisation et la compréhension des problèmes physiques.

### 7.3.2 Les généralisations du Jeu de la Vie

L'intérêt pour le *Jeu de la Vie* n'est pas totalement mort après la démonstration de *Conway* en 1982. Plus exactement, des chercheurs se sont demandés si les propriétés remarquables du *Jeu de la Vie* étaient monnaie courante dans l'espace des automates cellulaires ou si elles résultaient d'un dosage difficile à obtenir. *Conway* avait consacré deux ans d'expérimentation avant de parvenir à trouver les règles de *Life* ; était-ce dû au manque de connaissances concernant les AC ou était-ce difficile de trouver des règles simples qui conduisaient à des comportements riches et imprévisibles ?

Récemment, des généralisations de *Life* ont ainsi été proposées et l'étude de ce jeu se poursuit à l'heure actuelle. Le *Jeu de la Vie* a ainsi été étendu à un espace à trois dimensions. D'autre part, des chercheurs ont entrepris sa généralisation en changeant ses paramètres. Dans cette optique, *Life* est vu comme un point dans un espace fini à quatre dimensions [76, 75]. D'autres études sont également en cours pour déterminer les structures stables lorsqu'on augmente le rayon du voisinage (cf. la définition de la *règle de transition*). Des résultats surprenants ont été obtenus, comme l'apparition de *glisseurs* dont la forme ne change pas, alors que les caractéristiques du monde changent. Dans tous les cas, ces recherches tendent à confirmer sous une forme ou sous une autre, le fait que *Life* est un AC qui se trouve dans une "transition de phase", c'est-à-dire dans une zone se situant entre un "comportement ordonné" et un "comportement chaotique". Ce point confirme l'idée que la richesse de *Life* provient d'un réglage particulier, qui ne peut être obtenu qu'après une exploration systématique d'un espace de possibilités bien plus grand. Nous comprenons donc mieux pourquoi il aura fallu près de deux ans d'expérimentation à *Conway* pour parvenir à construire le *Jeu de la Vie*.

### 7.3.3 Le renouveau

L'intérêt pour les automates cellulaires va connaître un regain après la publication d'un article de fond émanant de *Stephen Wolfram* [220]. Adolescent, *Wolfram* publia un certain nombre d'articles sur la physique des particules. Il obtint son doctorat de l'université de *Cal Tech* en 1980 et rejoignit l'*Institute for Advanced Study* de *Princeton* en 1982. C'est là, en cherchant à modéliser la façon dont les galaxies se forment à partir d'un état initial chaotique qu'il s'intéressa aux automates cellulaires. L'originalité du travail de *Wolfram* tient à ce qu'il est le premier à avoir conduit une étude systématique de la totalité d'un espace d'automates cellulaires. Il a choisi, en effet, d'étudier des automates cellulaires à une dimension et possédant deux états. Ces automates sont au nombre de 256, ce qui rend leur étude systématique possible. Le point fort de la recherche de *Wolfram* est d'avoir proposé une classification des automates cellulaires en quatre catégories, en s'inspirant de la *théorie des systèmes dynamiques* [49].

En 1984, *Chris Langton*, ancien élève de *Burks*, relance le débat concernant le travail de *von Neumann* en remettant en cause la validité de la dichotomie : *auto-reproduction triviale/non-triviale* [100]. Il se base sur le fait qu'il y a peu d'indices en faveur de la thèse selon laquelle les êtres vivants contiennent des systèmes capables de *calculabilité universelle*. *Langton* propose alors un schéma d'*auto-reproduction* qui, bien que non trivial selon ses critères, est nettement plus simple que celui de *von Neumann*. En effet, son automate n'est constitué que de 150 cellules.

En conclusion, l'histoire des AC peut donc être divisée en trois grandes périodes. La première période (1950-1970) fut tournée vers la résolution du problème de l'*auto-reproduction*. A bien y regarder, les automates cellulaires ne sont finalement qu'une retombée féconde de ces études. La seconde période (1970-1982) vit le développement des études liées au *Jeu de la Vie*. A partir du début des années 80, les AC furent étudiés comme classe de modèles et permirent de mieux comprendre le monde physique.

Nous pouvons dire qu'à partir du début des années 90, le domaine des automates cellulaires atteint une phase de maturité. Cette maturité se traduit au niveau théorique par l'exploration systématique de grandes classes d'AC comme le font *Toffoli*, *Wolfram* et *Langton*. Au niveau pratique, les automates cellulaires reçoivent des applications dans des domaines aussi variés que la *"reconnaissance de formes"*, la cryptographie, l'étude du développement des systèmes urbains [99], etc. ... Il semble donc qu'un nouveau paradigme scientifique se soit développé. Ses caractéristiques principales étant de traiter les problèmes selon une approche ascendante (du simple vers le complexe) et parallèle tout en

déterminant les comportements des entités élémentaires de façon locale [64].

## 7.4 Modélisations d'écoulements par les automates cellulaires

Aux méthodes d'équations différentielles standards utilisées pour la modélisation de phénomènes complexes, les moyens de calcul offerts par les environnements parallèles représentent une nouvelle alternative. Les automates cellulaires, en particulier, font parti de ces récentes approches. Ces dernières permettent de modéliser des systèmes naturels complexes dont les comportements sont décrits en terme d'interactions locales entre les différents ensembles qui les composent.

Alors que dans le passé, il était possible de s'intéresser aux comportements de plusieurs phénomènes complexes uniquement dans des cas particuliers, le développement des machines permet aujourd'hui d'élargir les domaines d'études et de les simuler de manière beaucoup plus précise.

Les automates cellulaires décrivent des systèmes dont l'évolution globale est uniquement basée sur des interactions locales des différents constituants du modèle [210, 24] (Petitot les appelle les *"propriétés d'acentrisme"* [155]). Leur *calculabilité universelle* pour reprendre le terme de *Thatcher* [205] tout comme plusieurs aspects de la modélisation ont été largement étudiés d'un point de vue théorique [215, 112]. De plus, les automates cellulaires sont facilement et naturellement implémentés sur des machines parallèles et exploitent de manière effective la puissance du *parallélisme*<sup>3</sup>.

En associant *parallélisme* et *acentrisme*, les automates cellulaires ont été un des premiers modèles de calcul en parallèle. Mis en place dans les années 50 pour enquêter sur l'*auto-reproduction* [217], les automates cellulaires ont été maintes fois étudiés dans les *méthodes de parallélisation*. C'est à partir des années 80 que l'utilisation des automates cellulaires pour la modélisation des systèmes physiques a été développée et tout particulièrement en dynamique des fluides [209, 52].

Les différents groupes de recherches se sont notamment intéressés à des phénomènes macroscopiques complexes tels que les coulées de lave [11], les glissements de terrain [43, 180] ou l'érosion des sols par la pluie [41, 203]. Comparé aux modèles d'automates cellulaires les plus usités, ces modèles ont un grand nombre d'états; les gaz sur réseaux, en particulier, permettent de retrouver moyennant certaines hypothèses les *équations de Boltzmann* [199] et celles de *Navier-Stokes*.

<sup>3</sup>Se dit de systèmes capables de traiter plusieurs calculs identiques en même temps.

### 7.4.1 L'automate cellulaire homogène

Nous allons introduire dans ce paragraphe la définition de référence des automates cellulaires, *i.e.* l'*automate cellulaire homogène*. Cette définition est largement utilisée pour la modélisation et la simulation de phénomènes physiques. Des extensions doivent parfois être introduites afin notamment de prendre en compte les limites finies des systèmes physiques [42].

Un *automate cellulaire homogène* peut être intuitivement considéré comme un espace Euclidien  $d$ -dimensionnel. L'**espace cellulaire (EC)** est divisé en cellules de taille uniforme (*e.g.*, avec maillage carré, cubique, hypercubique suivant la dimension du modèle). Pour chaque cellule, un *automate fini*, appelé **automate élémentaire (AE)** est associé. Les valeurs de chaque *automate élémentaire* sont données par les états des *automates élémentaires* des cellules voisines, les conditions de voisinage étant invariantes au cours du temps de simulation et constantes pour toutes les cellules. A l'instant  $t=0$ , les **AE** sont dans des états arbitraires. Aux temps discrétisés, l'automate cellulaire évolue en changeant, de façon simultanée l'état de tous les **AE** en accord avec leurs *fonctions de transition*.

De manière formelle, un automate cellulaire (**A**) est un quadruplet tel que

$$A = \langle Z^d, X, S, \sigma \rangle$$

où :

- $Z^d$  est l'ensemble des cellules identifié par les points de coordonnées entières dans l'espace Euclidien  $d$ -dimensionnel ;
- $X$ , l'index du voisinage, est un jeu fini de vecteurs  $d$ -dimensionnels, qui définissent  $N(X, i)$  les cellules voisines  $i = \langle i_1, i_2, \dots, i_d \rangle$  comme suit : soit  $X = \{\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{m-1}\}$  où  $m = \text{Card}(X)$  ; alors  $N(X, i) = \{i + \xi_0, i + \xi_1, \dots, i + \xi_{m-1}\}$ ,  $\xi_0$  étant le vecteur nul ;
- $S$  est le jeu fini des états de l'**AE**.
- $\sigma : S^m \rightarrow S$  est la fonction de transition déterministe de l'**AE**.

$C = \{c | c : Z^d \rightarrow S\}$  est le jeu des états possibles que peut prendre **A** et est appelé le *jeu des configurations* ;  $c(i)$  est l'état de la cellule  $i$ . Soit  $c(N(X, i))$  définissant le jeu des états du voisinage de  $i$  alors la fonction de transition globale<sup>4</sup>  $\tau$  est définie par :

$$\tau : C \rightarrow C \mapsto [\tau(c)](i) = \sigma(c(N(X, i)))$$

#### 7.4.1.1 Transformations internes et interactions locales

Lorsque l'on considère un phénomène macroscopique naturel, la cellule correspond usuellement à une portion

<sup>4</sup>On peut noter que la définition de  $\tau$  est facilement extensible à différentes sortes de maillages, *e.g.*, des maillages hexagonaux, triangulaires dans un espace à deux dimensions ou encore plus aisément à un maillage carré.

de l'espace. De fait, l'espace cellulaire est au plus tridimensionnel. En effet, dans certains cas, les considérations d'homogénéité ou de symétrie permettent de réduire l'espace à un univers unidimensionnel ou bidimensionnel.

Bien que les automates cellulaires aient été inspirés par l'*acentrisme*, deux paramètres globaux doivent toujours être définis : la *taille de la cellule* et le *temps de transition de l'automate*. Leurs choix affectent profondément la forme du modèle, car ils sont reliés au choix d'un espace spatio-temporel particulier.

Les variables d'état de l'automate cellulaire correspondent aux *sous-états*, et les valeurs permises pour chaque *sous-état* appartiennent à un jeu fini ; les quantités continues doivent être approximées en les discrétisant.

Le jeu des *états* possibles de la cellule est donné par le produit Cartésien des jeux de tous les sous-états, ainsi  $Q = Q_1 \times Q_2 \times \dots \times Q_n$ , lorsque  $n$  *sous-états* sont considérés. Il peut être utile dans certains cas d'avoir recours à une hiérarchie supérieure en divisant un *sous-état* en *sous-sous-états*, permettant ainsi, une meilleure définition du problème.

Les valeurs des *sous-états* sont constantes dans l'espace occupé par la cellule.

Le changement de chaque *sous-état* dans la cellule peut être dû à des *transformations internes*  $T_1, T_2, \dots, T_p$  et/ou à des *interactions* avec les cellules voisines  $I_1, I_2, \dots, I_q$ .

#### 7.4.1.2 Transformations internes

Les interactions existant entre les sous-états de la cellule génèrent un changement de leur valeur. On les nomme *transformations internes*. Dans les modèles simulant les écoulements pyroclastiques, on considère le refroidissement de la lave comme une transformation interne entre les *sous-états* "température de la lave" et "hauteur de lave"[11]. C'est-à-dire que les *transformations internes* sont les seules qui existeraient si toutes les cellules étaient indépendantes les unes des autres.

Un des avantages des transformations internes est que leurs règles complexes d'évolution sont souvent réduites à des expressions simplifiées grâce à la géométrie régulière de la cellule.

Une fonction  $\sigma_{T_i} : S_{T_{i_1}} \rightarrow S_{T_{i_2}}$  est définie pour chaque *transformation interne*  $T_i$ ,  $1 \leq i \leq p$  où  $S_{T_{i_1}}, S_{T_{i_2}} \in \wp(Q)$ , lequel est l'ensemble des éléments de  $Q$ .

#### 7.4.1.3 Interactions locales

Les *interactions* entre la cellule et ses voisines (*interactions locales*) sont décrites en terme d'écoulement. Dans la plupart des cas, il s'agit d'écoulement de quantités conservatives de la cellule centrale vers ses voisines.

Ces *interactions* permettent l'établissement de conditions d'équilibre, pour un *temps de relaxation* approprié. Pour y parvenir, il est possible d'utiliser une méthode dite de "*minimisation des différences*" simplifiant ainsi, les équations du modèle.

Lorsque cette méthode est appliquée, l'étendue des conditions de non-équilibre se réduit. A chaque itération, le taux de relaxation et le pas de temps de l'automate cellulaire doivent être proprement choisis afin de décrire la cinétique du système macroscopique.

Une fonction  $\sigma_{I_j} : S_{I_{j1}^m} \rightarrow S_{I_{j2}}$  est définie pour chaque interaction locale  $I_j$ ,  $1 \leq j \leq q$ , où  $S_{I_{j1}}, S_{I_{j2}} \in \wp(Q)$ , les taux de relaxation  $r_j$  correspondant sont aussi fixés.

#### 7.4.1.4 Validation des règles d'évolution cellulaire

On suppose alors que l'ensemble du phénomène (une coulée de boue par exemple, [40]) peut être décrit en calculant de *manière séquentielle* les *transformations internes* et les *interactions locales*. L'hypothèse est critique car elle ne peut être généralement justifiée a priori, et elle doit être testée durant la phase de validation du modèle ; il apparaît souvent que l'on ne peut la justifier que pour un type spécifique de conditions.

Une autre solution peut être utilisée pour calculer les variations des *sous-états*. On commence par les valeurs des *sous-états* au temps  $t$ . On calcule pour chaque *sous-état*  $Q_k$  les variations  $\Delta k_1, \Delta k_2, \dots, \Delta k_p$  déterminées par les *transformations* et les flux  $fk_1, fk_2, \dots, fk_q$  déterminés par les *interactions*. En sommant toutes les variations nous obtenons la nouvelle valeur de  $Q_k$  au temps  $t + 1$ . Cette dernière solution dépend des valeurs des taux de relaxation. Des taux de relaxation inappropriés peuvent conduire à des variations importantes et à des résultats improbables, lorsque les flux sortants sont supérieurs au contenu de la cellule.

### 7.4.2 L'algorithme de minimisation des différences

#### 7.4.2.1 Description de l'algorithme de minimisation

Les données d'entrée sont les valeurs au temps  $t$  de la variable conservative  $q$ , qui peut soit être créée, soit détruite. Supposons, pour simplifier, une unique cellule d'un automate :  $q[i]$ ,  $1 \leq i \leq m$  est le contenu de la  $i^{eme}$  cellule du voisinage. Nous considérerons que le contenu total de la cellule centrale est la somme de deux termes  $p + q[0]$  :  $p$  est la quantité qui peut être distribuée aux cellules voisines,  $q[0]$  est le contenu de la cellule centrale qui ne peut être distribué <sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Cette distinction est nécessaire dans certains cas pour des raisons physiques : par exemple, le flux d'eau dans un milieu poreux ne peut être pris en compte que si la quantité d'eau est supérieure à un certain seuil ; bien entendu, si une telle distinction n'est pas requise pour le problème alors  $q[0] = 0$ .

Le flux depuis la cellule centrale vers la  $i^{eme}$  cellule du voisinage sera noté  $f[i]$ ,  $0 \leq i \leq m$  où  $f[0]$  est la partie de  $p$  qui n'est pas distribuée. Ainsi

$$p = \sum_{i=0}^{m-1} f[i] \quad (7.1)$$

Soit  $q'[i] = q[i] + f[i]$ ,  $0 \leq i \leq m$  la somme du contenu de la cellule voisine et du flux depuis la cellule centrale. Posons  $q'_{min}$  comme étant la valeur minimale de  $q'[i]$ ,  $0 \leq i \leq m$  dans le voisinage ; il s'agit alors de définir un *algorithme* de calcul des flux  $f[i]$ ,  $0 \leq i \leq m$  tel que l'expression suivante soit minimale :

$$\sum_{i=0}^{m-1} (q'[i] - q'_{min}) \quad (7.2)$$

Cette expression est choisie car elle minimise les différences locales. Un choix alternatif consiste à soustraire  $q'[0]$  au lieu de  $q'_{min}$  dans l'équation (7.2). Cependant, *Di Gregorio et Serra* [?] démontrent que l'application d'une telle règle peut conduire à une augmentation, dans certains cas, des distributions, celles-ci ne minimisant alors plus la globalité des différences.

L'*algorithme* est réalisé de la manière suivante.

Une première moyenne est calculée :

$$moy = \frac{p + \sum_{i=0}^{m-1} q[i]}{m} \quad (7.3)$$

Une cellule, dont la valeur de  $q$  est supérieure à la moyenne ne reçoit aucun flux de la cellule centrale. Cette cellule est alors éliminée de la distribution et du calcul de la nouvelle moyenne.

Le calcul est itéré avec les cellules restantes. On recalcule la nouvelle moyenne et on élimine les cellules dont les contenus  $q$  sont supérieurs à cette dernière moyenne calculée. Ce schéma itératif continue jusqu'à ce que plus aucune cellule ne soit éliminée. Ensuite, la différence entre  $q[i]$  (pour la cellule  $i$  non éliminée) et la dernière moyenne calculée représente le flux vers la cellule  $i$  voisine.

#### 7.4.2.2 Le théorème de minimisation des différences

Ce théorème est établi par *Di Gregorio et al* [40, 42], il s'énonce de la manière suivante :

##### Théorème

Le processus de distribution ci-dessus minimise l'expression :

$$\sum_{i=0}^{m-1} (q'[i] - q'_{min})$$

##### Preuve



La moyenne, calculée avec le procédé de distribution, est telle que :

- $q[i] \geq moy$  implique que  $q'[i] = q[i]$  et que  $f[i] = 0$  ;
- $q[i] < moy$  implique que  $q'[i] = moy$  alors  $f[i] = moy - q[i]$  et  $q'_{min} = moy$ .

D'après l'équation (7.1), toute altération des valeurs des flux ( $f''[i]$ ) implique qu'une nouvelle valeur minimale  $q''_{min}$  est obtenue dans le voisinage de telle sorte que  $q'' < moy$  ( $q''_{min} < q'_{min}$ ) (l'augmentation d'un flux entraîne la décroissance d'un autre et vice versa). Le théorème est démontré par l'équation 7.6, qui est déduite de 7.4 et de 7.5.

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{m-1} (q'[i] - q'_{min}) &= \sum_{i=0}^{m-1} (q[i] + f[i] - q'_{min}) \\ &= \sum_{i=0}^{m-1} (q[i]) + p - m \times q'_{min} \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{m-1} (q''[i] - q''_{min}) &= \sum_{i=0}^{m-1} (q[i] + f''[i] - q''_{min}) \\ &= \sum_{i=1}^{m-1} (q[i]) + p - m \times q''_{min} \end{aligned} \quad (7.5)$$

$$\sum_{i=1}^{m-1} (q''[i] - q''_{min}) > \sum_{i=1}^{m-1} (q'[i] - q'_{min}) \quad (7.6)$$

### 7.4.3 Un modèle associé à ce type d'automate cellulaire : SCIDDICA

Les *automates cellulaires homogènes* ont été utilisés, nous l'avons dit précédemment, dans l'étude des écoulements de tous types. Dans cette partie, nous nous intéresserons au modèle développé par *Avolio et al* [4] nommé SCIDDICA. Ce modèle d'automate cellulaire est développé afin de simuler le comportement d'un glissement de terrain qui peut être défini comme un écoulement de boue et de débris [40].

Le succès du modèle SCIDDICA, dans son application au glissement de terrain de *Tessina* en 1992, constitue une base pour analyser ce genre de phénomène dans la région. Des prévisions de futurs glissements ont été simulées afin de déterminer les plans d'urbanisation et les aménagements à réaliser pour lutter contre ces catastrophes naturelles.

#### 7.4.3.1 Le modèle SCIDDICA

Le modèle suivant pour les coulées de boue et de débris peut être vu comme un plan  $2D$ , divisé en cellules carrées de taille uniforme, chacune renfermant un *automate élémentaire* (**AE**) identique. Chaque cellule représente un morceau de l'espace, dont les spécificités (c'est-à-dire les *états*) décrivent les caractéristiques significatives (c'est-à-dire les *sous-états*) du morceau d'espace

correspondant. Les entrées pour chacune des cellules sont données par les états des cellules voisines, les conditions de voisinage étant déterminées par une forme invariante dans le temps et constante pour toutes les cellules.

Au temps  $t = 0$ , les cellules sont dans des états arbitraires. D'après la *fonction de transition* de l'automate cellulaire, aux temps discrétisés, celui-ci évolue en changeant les états de toutes les cellules simultanément.

Le modèle d'automate cellulaire est le quadruplet :

$$SCIDDICA = \langle R, X, S, \sigma \rangle$$

où :

- l'ensemble  $R = \{(x, y) | x, y \in \mathbb{N}, 0 \leq x \leq l_x, 0 \leq y \leq l_y\}$  est le jeu des coordonnées spatiales dans la région où le phénomène évolue,  $\mathbb{N}$  étant l'ensemble des *entiers naturels*.
- l'ensemble  $X$  identifie la forme géométrique des cellules du voisinage (dont les changements d'état sont fonctions de la cellule considérée). Ce sont, respectivement, la cellule elle-même et ses voisines NORD, SUD, EST et OUEST :

$$X = \{(0, 0), (0, 1), (0, -1), (1, 0), (-1, 0)\};$$

- L'ensemble  $S$  des états de l'**AE** est défini comme suit :

$$S = S_a \times S_h \times S_f^4$$

où les sous-états sont :  $S_a$  relié à l'altitude de la cellule,  $S_h$  relié à l'épaisseur de l'écoulement dans la cellule et  $S_f$  correspondant aux flux vers les directions des cellules voisines.

- $\sigma : S^5 \rightarrow S$  est l'état de transition pour les cellules de  $R$ .

Au début de la simulation, on spécifie les états des cellules dans  $R$ , définissant ainsi les conditions initiales de l'automate cellulaire. Ces dernières sont données par la morphologie et par la détermination de la masse qui se détache. Bien entendu, les valeurs initiales de  $S_f$  sont nulles. Au temps suivant la fonction  $\sigma$  est appliquée à toutes les cellules de  $R$  induisant un changement de configuration. On obtient alors l'évolution de l'automate cellulaire.

#### 7.4.3.2 Les principales caractéristiques de $\sigma$

Le mécanisme principal de la fonction de transition concerne le calcul du flux sortant d'une cellule vers les cellules adjacentes et la mise à jour du contenu de cette cellule. Les valeurs des sous-états de la cellule au temps  $t + 1$  sont calculées en fonction des valeurs des sous-états des cellules voisines au temps  $t$ .

- $S_a \mapsto$  Il n'y a pas de variation d'altitude car on ne considère pas la solidification de l'écoulement.

- $S_h \mapsto$  L'épaisseur de l'écoulement au temps  $t+1$  est donnée par l'addition de l'épaisseur de celui-ci au temps  $t$  avec la différence entre les flux entrants et sortants.
- $S_f \mapsto$  Etant donné l'existence de deux types de frottement : (1) le frottement entre la masse de l'écoulement et le fond et (2) le frottement interne de l'écoulement, seule une portion de l'écoulement peut être distribuée [85]. On considère que l'écoulement n'est possible entre deux cellules que si la tangente de la pente locale entre elles est supérieure à un *angle de frottement* fonction de la nature du sol, du type de matériel de l'écoulement et de sa teneur en eau. Le flux dépend des gradients de pression hydrostatique dus aux différences de hauteurs entre la cellule et ses quatre voisines (c'est-à-dire : l'altitude de la cellule + la hauteur de l'écoulement).

Les conditions d'équilibre maximum dans le voisinage, où seule la cellule centrale peut distribuer l'écoulement à ses voisins, sont obtenues par *minimisation de la différence des hauteurs*.

#### 7.4.3.3 Les paramètres du modèle

Le modèle présuppose des *paramètres globaux*, qui tiennent compte du comportement général du phénomène et des caractéristiques de l'écoulement. Pour l'ap-

plication de SCIDDICA au glissement de terrain de *Tessina*, il s'agit de :

1. la taille des cellules,
2. la correspondance temporelle d'un pas de temps de SCIDDICA,
3. l'adhérence qui traduit la viscosité du fluide,
4. l'angle de frottement,
5. le taux de relaxation.

La figure (7.3) représente le glissement de terrain de *Tessina* en *Avril 1992*. Avec une superficie de  $40000\text{ m}^2$  et un volume approximatif de 1 million de  $\text{m}^3$ , le glissement fissura le sol sur 20 à 30 m de profondeur. Au départ, il causa la formation d'un escarpement de 15 m et un déplacement de 100 m sur la pente avec pour conséquence la mobilisation de toutes les masses instables et la destruction des systèmes de drainage installés quelques années plus tôt. Ces mouvements dans cette région durèrent jusqu'en *Juin* causant la mobilisation de  $30000\text{ m}^2$  de plus.

Les résultats du modèle sont montrés dans la figure 7.4, on constate une bonne reproduction de la réalité dans l'ensemble. Le passage de l'écoulement est bien individualisé et pratiquement toute la surface couverte par l'écoulement est incluse dans la simulation. Seulement une petite surface n'a pas de correspondance dans la réalité.

---

## Conclusion

*Ce chapitre nous a permis de retracer l'histoire des automates cellulaires (AC), depuis leur invention dans les années 50 jusqu'aux recherches plus récentes dans le domaine de la modélisation d'écoulements gravitaires. Tout d'abord conçus pour répondre à un problème bien spécifique, celui de la construction d'un automate auto-reproducteur, les AC ont été un prétexte à un grand mouvement de recherche initié avec le Jeu de la Vie. Ils se sont ensuite en quelque sorte « émancipés » et leur intérêt comme classe de modèle s'est fait ressentir dans un grand nombre de domaines scientifiques allant de la physique aux sciences humaines, gagnant par-là le statut de paradigme scientifique. L'histoire des automates cellulaires part donc de l'étude d'un AC particulier dédié à un but particulier, se développe lors de l'étude d'un AC conçu comme un jeu, puis se généralise comme classe de modèle. L'histoire des AC suit donc un mouvement de généralisation croissante. Néanmoins, les utilisateurs des automates cellulaires restent des précurseurs et force est de reconnaître que leur usage ne s'est pas encore répandu largement dans les milieux scientifiques et industriels. Faire appel à un automate cellulaire pour résoudre un problème scientifique ne va pas de soi. Pourtant au vue des résultats obtenus, il nous est apparu intéressant d'utiliser pour la première fois cette approche dans le cadre de la modélisation d'écoulements sous-marins gravitaires. Il semble que la méthode des AC permette d'aboutir à un modèle d'écoulements gravitaires ayant des applications en géologie marine. Ce modèle devra pouvoir prédire en trois dimensions les principales caractéristiques des dépôts gravitaires telles que l'épaisseur, la composition et la géométrie du dépôt en fonction de la forme du bassin. Enfin, un effort particulier devra être entrepris afin de modéliser les phénomènes d'érosion-sédimentation qui sont encore mal compris et rarement modélisés.*

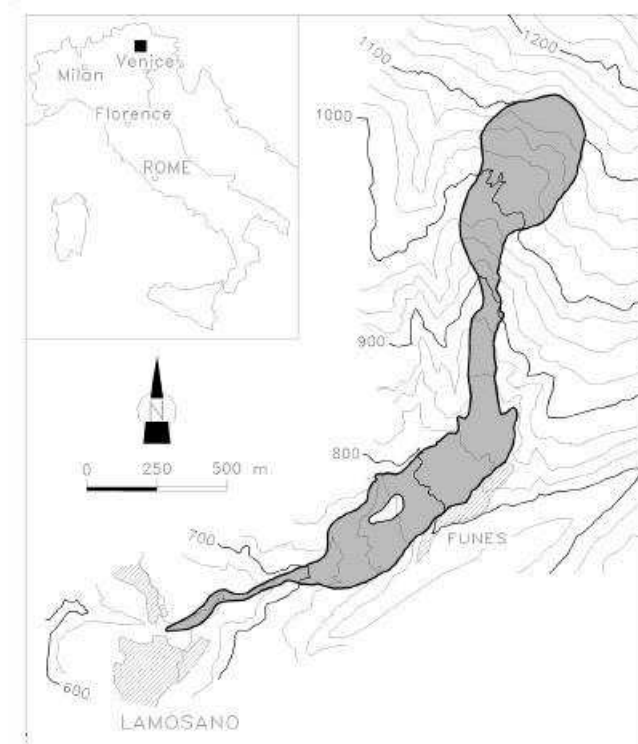


FIG. 7.3 – Glissement de terrain de *Tessina* en *Avril 1992* d'après *Avolio et al.*

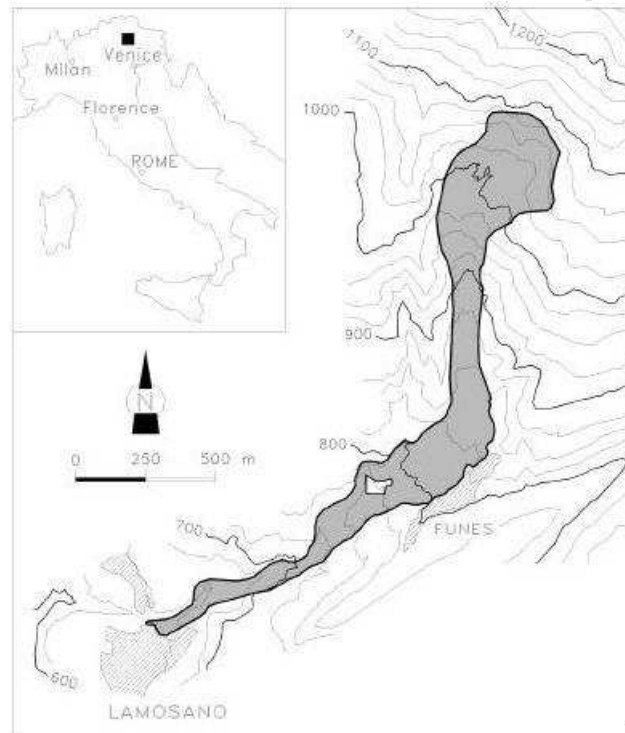


FIG. 7.4 – Résultat de la simulation SCIDDICA pour le glissement de terrain de *Tessina* d'après *Avolio et al.*





## Troisième partie

# Les modèles d'automates cellulaires réalisés



## Chapitre 8

# Présentation

Cette troisième partie décrit les modèles de simulation du transport et du remplissage sédimentaire des canyons et des systèmes chenal-levées observés dans les systèmes turbiditiques profonds. L'approche utilisée est basée sur une méthode numérique innovante inspirée du paradigme des automates cellulaires. Les processus contrôlant l'évolution de ces systèmes sont simulés à l'aide de règles de comportement des écoulements et du sédiment établies empiriquement ou par simplification des lois physiques. L'ensemble sédimentaire est représenté par un domaine tridimensionnel maillé. Ce modèle est construit par un enchaînement d'évènements unitaires. Dans le cadre de l'approche par les automates cellulaires, deux versions ont été élaborées, elles visent à représenter de la manière la plus fine possible l'impact de ces écoulements sur la nature et l'architecture des dépôts.

Cette partie se divise en deux chapitres :

- Le premier chapitre présente une version permettant une description dynamique de l'évolution du fond au passage d'écoulements turbulents. Un unique évènement est considéré par simulation et les variations de la morphologie et de la constitution du substrat sont recalculées à chaque itération. Grâce aux résultats obtenus pour la bouffée turbide de 1999 dans le canyon de Capbreton et aux corrélations réalisées avec les carottes prélevées dans le canyon, la méthode a pu être validée sur un cas réel.
- Le second chapitre décrit la deuxième version qui propose de simuler l'architecture des dépôts pour une succession d'évènements gravitaires. Pour ce faire, le modèle moyenne les processus physiques en considérant les évènements successifs comme des états quasi-stationnaires pour lesquels le transport sédimentaire prend des valeurs permanentes. Les résultats obtenus avec cette dernière version améliorent la compréhension de l'impact de paramètres comme la nature et la quantité des apports en sédiments, ou la géométrie du bassin sur la dynamique des courants gravitaires et l'organisation des séquences de dépôts qui en résultent.



# Chapitre 9

## Description dynamique d'écoulements unitaires

### Résumé

*Dans ce chapitre, nous proposons un modèle permettant une description dynamique de l'évolution du fond au passage d'un écoulement turbulent sous-marin. Le modèle d'automates cellulaires développé est décrit. L'objectif est de prévoir la formation et l'évolution des chenaux ainsi que la structure et la géométrie des dépôts induits par le passage du courant turbulent. Les considérations physiques principales qui sont utilisées pour le développement du modèle sont présentées au début du chapitre.*

*Dans une première partie, le modèle est présenté. Il permet de simuler des courants turbulents bi-dimensionnels et moyennés sur leur hauteur. Les caractéristiques du modèle sont données, un soin tout particulier est porté à la description de la fonction de transition et aux différentes lois régissant le modèle dont notamment l'entraînement du fluide ambiant ou encore les règles définissant l'interface écoulement-fond. Une étude de l'impact de la méandrisation sur la morphologie des dépôts associés aux courants turbulents est réalisée.*

*Dans une seconde partie, le modèle d'écoulement turbulent proposé est maintenant validé en comparant les résultats d'une simulation avec un cas réel. Le cas choisi est la bouffée turbide qui se produit dans le Canyon de Capbreton durant la tempête de décembre 1999. Le calage du modèle sur ce système actuel bien documenté permet de valider les options méthodologiques choisies, notamment les règles de comportement des écoulements sédimentaires. Le modèle permet d'estimer l'évolution longitudinale et verticale du courant et des dépôts. Les résultats du modèle sont en accord avec les données de carottes. Des zones d'érosion ou de sédimentation préférentielles peuvent être définies au sein du canyon. De plus, le modèle montre qu'il existe au sein de l'écoulement des évolutions rapides de la dynamique du courant conduisant à l'absence de certaines unités dans les séquences de dépôts.*

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>75</b>
<b>9.1 Considérations physiques</b> . . . . .	<b>76</b>
9.1.1 Concepts énergétiques . . . . .	76
9.1.2 Formules d'entraînement du fluide ambiant . . . . .	77
9.1.3 Loi de dépôt . . . . .	78
9.1.4 Loi d'érosion . . . . .	78
9.1.5 Evolution du fond . . . . .	78
9.1.6 Vitesses de chute des sédiments . . . . .	79
9.1.7 Algorithme de distribution . . . . .	80
<b>9.2 Description dynamique des modèles de courants turbulents</b> . . . . .	<b>80</b>
<b>9.3 Application à la bouffée turbide de Décembre 1999</b> . . . . .	<b>98</b>
9.3.1 Le canyon de Capbreton . . . . .	98
9.3.2 Données disponibles . . . . .	98
9.3.3 Simulation de l'évènement de Décembre 1999 . . . . .	98
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>112</b>

---



## 9.1 Considérations physiques

### 9.1.1 Concepts énergétiques

Les spécificités de l'approche des *automates cellulaires* ne permettent pas de rendre le calcul de la vitesse explicite dans le contexte local de la cellule : une quantité se déplace de la cellule centrale vers les cellules adjacentes durant un pas de temps constant (celui-ci étant défini lors de la phase d'initialisation de la simulation), impliquant une "vitesse" constante. Néanmoins, les vitesses peuvent être déduites en analysant le comportement global du système [200]. Les considérations hydrauliques suivantes [111] permettent de déduire la vitesse et l'énergie dans un contexte AC.

#### 9.1.1.1 Hauteurs de run-up

La hauteur de run-up dépend de la vitesse de l'écoulement. Elle permet en l'ajoutant à la hauteur de l'écoulement de déterminer l'altitude maximale que peut atteindre le courant pour cette vitesse. Pour des obstacles plus grands que l'écoulement, les données océanographiques suggèrent que, dans la nature, les distances de run-up sont de plusieurs centaines de mètres [125, 109]. En accord avec les résultats de Lane-Serff *et al* [98], un volume fini de fluide, relié à la hauteur de l'écoulement turbulent, peut surmonter l'obstacle, si  $h_*$  (le rapport entre la hauteur de l'obstacle et la hauteur du corps du courant) est inférieur à 4 ou 5. D'après Muck *et Underwood* [125], l'obstacle peut être surmonté si sa hauteur est inférieure à 1,5 fois la hauteur de la tête du courant. L'ensemble de ces résultats est déduit des observations réalisées sur les courants de saumure. Dans la nature, il semble que pour des courants faiblement stratifiés, la hauteur maximale de run-up dépend du nombre de Froude<sup>1</sup>. Ainsi d'après Rottman *et al.* [175],

$$h_{ru} = \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{V}^2}{g'} \right) \quad (9.1)$$

Pour des courants fortement stratifiés, Kneller *et al* [90] ont développé les arguments d'équilibre énergétique d'Allen [2]. Ils en déduisent une expression pour les hauteurs maximales de run-up qui tient compte des profils

<sup>1</sup>Le nombre de Froude ( $Fr$ ) est le rapport adimensionnel entre les forces d'inertie et celles gravitaires qui sont exercées sur l'écoulement. Pour les courants de gravité, le nombre de Froude densimétrique ( $Fr'$ ) est utilisé :

$$Fr' = \frac{\bar{V}}{\sqrt{hg'}}$$

où  $\bar{V}$  est la vitesse du courant moyennée sur la hauteur,  $h$  correspond à l'épaisseur du courant et  $g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho_a}$  avec  $\Delta\rho$  différence de densité entre le courant  $\rho_c$  et le fluide ambiant  $\rho_a$ .

Le nombre de Reynolds ( $Re$ ) quantifie le rapport entre les forces d'inertie et celles liées à la viscosité :

$$Re = \frac{\rho_c \bar{V} h}{\mu_s}$$

où  $\mu_s$  est la viscosité dynamique du courant.

de vitesse et de densité du courant :

$$h_{ru} = y + \frac{\rho_y v_y^2 (1 - E)}{2g\Delta\rho_y} \quad (9.2)$$

<sup>1</sup>où  $v_y$  est la composante de la vitesse dans la direction du courant à la hauteur initiale  $y$ ,  $g$  est l'accélération due à la gravité,  $\Delta\rho_y$  est la différence de densité entre le courant à la hauteur initiale  $y$  et le fluide ambiant et  $E$  est la perte d'énergie due aux effets de frottement. La valeur de  $y$  qui permet de calculer la hauteur maximale est obtenue à l'aide de l'équation suivante :

$$\frac{d}{dy} \left[ y + \frac{\rho_y v_y^2 (1 - E)}{2g\Delta\rho_y} \right] = 0$$

$h_{max}$  est une fonction des profils de vitesse et de densité, et ne peut être généralisée aux systèmes dont la stratification est trop importante.

Dans les modèles d'automates réalisés, nous considérerons le calcul de la hauteur de run-up décrit par Rottman *et al.* pour les fluides faiblement stratifiés, c'est-à-dire l'équation (9.1). Ainsi, chaque cellule contenant l'écoulement est caractérisée par sa hauteur  $h$  et par sa hauteur de run-up  $h_{ru}$ . Le run-up  $r$  correspond alors à la hauteur qui peut être atteinte par le courant turbulent :

$$r = h + h_{ru}$$

#### 9.1.1.2 Energie potentielle

Dans la description qui suit, les considérations énergétiques sont liées à l'énergie potentielle et à ses variations. Supposons une colonne de base  $A$ , de masse  $m$  et de hauteur  $h$  au niveau du plan  $z = 0$ . Son énergie potentielle est donnée par :

$$U_p = \int_0^h \rho_c g' A z dz$$

où

–  $\rho_c$  correspond à la masse volumique du courant,

dans le cas d'un mélange à  $n$  constituants<sup>2</sup>

$$\rho_c = \rho_a \left(1 - \sum_{i=1}^n q_{ci}\right) + \sum_{i=1}^n \rho_i q_{ci}$$

–  $g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = g \sum_{i=1}^n \left(q_{ci} \frac{\rho_i - \rho_a}{\rho_a}\right)$  est la *gravité réduite*.

On a donc :

$$U_p = \int_0^h \left( g \left( \rho_a \left(1 - \sum_{i=1}^n q_{ci}\right) + \sum_{i=1}^n \rho_i q_{ci} \right) \right. \\ \left. \sum_{i=1}^n \left( q_{ci} \frac{\rho_i - \rho_a}{\rho_a} \right) A z dz \right)$$

$$U_p = gA \left( \rho_a \left(1 - \sum_{i=1}^n q_{ci}\right) + \sum_{i=1}^n \rho_i q_{ci} \right) \sum_{i=1}^n \left( q_{ci} \frac{\rho_i - \rho_a}{\rho_a} \right) \frac{h^2}{2} \quad (9.3)$$

### 9.1.1.3 Energie totale de l'écoulement

L'effet de la *hauteur de run-up* peut être introduit dans l'équation (9.3), en incrémentant virtuellement la hauteur de la colonne de  $h$  à  $r$ .

Pour assurer la *conservation de la masse*, une nouvelle masse volumique  $\rho'_c$  est calculée :

$$\rho'_c = \frac{h}{r} \rho_c < \rho_c$$

On peut alors déterminer la valeur de l'*énergie totale* de l'écoulement :

$$U = \int_0^r \rho'_c g' A z dz \\ U = gA \left( \rho_a \left(1 - \sum_{i=1}^n q_{ci}\right) + \sum_{i=1}^n \rho_i q_{ci} \right) \sum_{i=1}^n \left( q_{ci} \frac{\rho_i - \rho_a}{\rho_a} \right) \frac{hr}{2} \quad (9.4)$$

$U$  représente l'énergie  $q_e$  (définie par rapport à l'altitude de la cellule)<sup>3</sup>,  $h$  correspond à  $q_h$  c'est-à-dire la hauteur de l'écoulement.

### 9.1.2 Formules d'entraînement du fluide ambiant

D'après la définition de *Ellisson et Turner* [45], le coefficient d'entraînement du fluide ambiant, noté  $E_w$ , dépend du *nombre de Richardson généralisé* :

$$Ri = \frac{g'h}{V^2}$$

<sup>2</sup>Pour le sédiment  $i$ , on a donc au niveau de la cellule  $j$  :

$$q_{ci}(j) = \frac{V e_i(j)}{A q_h(j)} \quad , \quad q_{bi}(j) = \frac{V b_i(j)}{A q_a(j)}$$

où  $V e_i(j)$  représente le volume des sédiments de type  $i$  de l'écoulement dans la cellule  $j$  et  $V b_i(j)$  correspond au volume des sédiments de type  $i$  dans le fond.

<sup>3</sup>On note que  $U > U_{pot}$ .

<sup>4</sup>On remarque que ce nombre est égal à l'inverse du carré du *nombre de Froude* (cf. note 3)

Ce nombre caractérise les effets stabilisants de la différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant au niveau de l'interface. Il correspond au rapport entre les forces gravitaires et inertielles<sup>4</sup>. Lorsque le *nombre de Richardson* dépasse une valeur critique, qui est proche de l'unité, l'écoulement est dénommé *subcritique*. L'entraînement devient faible.

*Ellisson et Turner* [45] montrent que  $E_w$  est une fonction de  $Ri$  qui peut être représentée par :

$$E_w = \frac{E_0 - 0.1R_i}{1 + 5R_i}$$

Lorsque  $R_i \rightarrow 0$ ,  $E_w$  atteint une valeur constante égale à  $0,08$ .  $E_0$  représente la valeur du coefficient d'entraînement pour un fluide pur. Les mesures expérimentales semblent également bien concorder avec une relation exponentielle du type :

$$E_w = E_0 e^{-kR_i}$$

où  $k$  est une constante.

Ces relations ont été calibrées sur des travaux expérimentaux, pour des valeurs de  $R_i$  inférieures à  $0,4$  [45].

On trouve également dans la littérature d'autres formules empiriques pour déterminer le coefficient d'entraînement de fluide ambiant sur l'interface supérieure :

– *Fukushima et al* [53], *Parker et al* [148] :

$$E_w = \frac{0,00153}{0,0204 + R_i}$$

Pour cette relation, lorsque  $R_i$  approche 0,  $E_w$  atteint une valeur constante de  $0,075$  (elle correspond aux  $E_0$  des formules suivantes). Lorsque  $R_i$  tend vers l'infini,  $E_w$  décroît comme  $R_i^{-1}$ .

– *Parker et al* [149] :

$$E_w = \frac{E_0}{\sqrt{1 + 718R_i^{2,4}}} \quad (9.5)$$

Lorsque  $R_i \rightarrow 0$ ,  $E_w$  est égal à  $E_0 = 0,075$ . Pour  $R_i$  grand,  $E_w$  peut être approchée par :

$$E_w = 2,8 \times 10^{-3} R_i^{-6/5}$$

Ces formules sont calibrées expérimentalement jusqu'à des *nombre de Richardson* égaux à  $100$ , elles reproduisent également de façon satisfaisante les données expérimentales de *Ellisson et Turner*.

### 9.1.3 Loi de dépôt

Le taux de dépôt  $\tau_D$  est déterminé à partir de la vitesse de chute des particules et de la concentration des sédiments en suspension près du fond ( $c_f$ ). On ne considère pas les mécanismes qui peuvent, dans l'écoulement, augmenter la chute des sédiments comme la floculation.

Dans la littérature la concentration près du fond  $c_f$  des sédiments en suspension est calculée de différentes manières.

- Dans l'expression développée par *Garcia et Parker* [58],  $c_f$  est reliée à la concentration des sédiments moyennée sur la hauteur  $c$  et à une fonction  $r_0$ . La fonction  $r_0$  dépend de la taille des sédiments considérés. D'après leurs expériences, sa valeur varie entre 1,6 et 2. Dans le cas d'un mélange de sédiments, il est possible d'utiliser l'expression suivante [59] :

$$\frac{c_{fi}}{c_i} = 0,40 \left( \frac{D_i}{D_{sg}} \right)^{1,64} + 1,64$$

où  $D_{sg}$  représente la taille moyenne géométrique des sédiments en suspension dans le mélange,  $c_{fi}$  la concentration près du fond et  $c_i$  celle moyennée sur la hauteur pour les sédiments de type  $i$ .

- Une autre méthode a été mise en place par *Parker*[147]. Il s'agit de calculer la *vitesse de cisaillement*  $V_*$  de l'écoulement turbulent au niveau du fond :

$$V_* = \sqrt{C_d V^2} \quad (9.6)$$

où  $C_d$  est le coefficient de frottement sur le fond et  $V$  la vitesse moyenne de l'écoulement. La valeur de  $c_f$  est alors fonction de la vitesse  $V_*$ , de la concentration des sédiments moyennée sur la hauteur  $c$  et de la vitesse de chute des sédiments :

$$\frac{c_{fi}}{c_i} = 1 + 31,5 \left( \frac{V_*}{v_{si}} \right)^{-1,46} \quad (9.7)$$

où  $v_{si}$  est la vitesse de chute des sédiments de type  $i$ . Cette expression a été obtenue expérimentalement et donne des résultats probants pour  $5 < \frac{V_*}{v_{si}} < 50$ .

Le taux de dépôt  $\tau_D$  est alors déterminé en multipliant la concentration près du fond de chaque sédiment par leur vitesse de chute ainsi :

$$\tau_D = \sum_{i=1}^n c_{fi} v_{si}$$

où  $n$  est le nombre de classes de sédiments présent dans l'écoulement.

Dans notre modèle, nous utiliserons l'équation (9.7) pour calculer la concentration près du fond.

### 9.1.4 Loi d'érosion

La relation pour le taux d'érosion  $\tau_E$  est celle développée par *Garcia et Parker* [58] mais modifiée pour

des sédiments fins en utilisant les résultats de *Garcia et Parker* [59]. La relation modifiée prend la forme :

$$\tau_E = \sum_{i=1}^n E_{si} v_{si}$$

où  $E_{si}$  est le coefficient d'entraînement du  $i^{me}$  sédiment.

La valeur de ce coefficient est donnée par la formule :

$$E_{si} = \frac{1,3 \times 10^{-7} Z_{mi}^5}{1 + 4,3 \times 10^{-7} Z_{mi}^5}$$

où  $Z_{mi}$  est déterminé de différentes manières :

Pour *Imran et al* [83], sa valeur est donnée par :

$$Z_{mi} = \alpha_1 \frac{V_*}{v_{si}} R_{pi}^{\alpha_2}$$

avec

$$\begin{cases} \alpha_1 = 0,586 & \text{et} & \alpha_2 = 1,23 & \text{si} & R_{pi} \leq 2,36 \\ \alpha_1 = 1 & \text{et} & \alpha_2 = 0,6 & \text{si} & R_{pi} > 2,36 \end{cases}$$

Dans [84], *Imran et al* proposent une variante de calcul :

$$Z_{mi} = \kappa \frac{V_*}{v_{si}} f(R_{pi})$$

avec  $\kappa$  un paramètre de traction  $\kappa = 1 - 0,288\sigma_\phi$  où  $\sigma_\phi$  correspond à la déviation standard de la distribution de la taille des grains. On a alors :

$$f(R_{pi}) = \begin{cases} R_{pi}^{0,6} & \text{si} & R_{pi} \geq 3,5 \\ 0,586 R_{pi}^{1,23} & \text{si} & R_{pi} < 3,5 \end{cases} \quad (9.8)$$

Dans ces 2 formules apparaît le *nombre de Reynolds particulaire*  $R_{pi}$

$$R_{pi} = \frac{\sqrt{g' D_i} D_i}{\nu}$$

où  $\nu$  représente la viscosité cinématique de l'eau ( $\nu \sim 10^{-6}$ ).

### 9.1.5 Evolution du fond

Les courants turbulents sont entretenus par des suspensions de sédiments qui sont érodés par entraînement ou déposés. En changeant le fond sur lequel il s'écoule le courant va modifier sa dynamique. Afin de simuler cette interaction importante, les équations qui gouvernent l'hydrodynamique de l'écoulement ont donc été couplées à l'évolution du fond. Ce couplage est réalisé en considérant les lois de conservation des sédiments du fond. L'équation de conservation du lit est nécessaire pour garder une trace de la quantité de sédiments qui est déposée sur le fond. Cette équation est indispensable car elle permet aussi de limiter l'érosion des sédiments dans les zones où celle-ci est trop importante par rapport à la quantité de sédiments présent sur le fond.

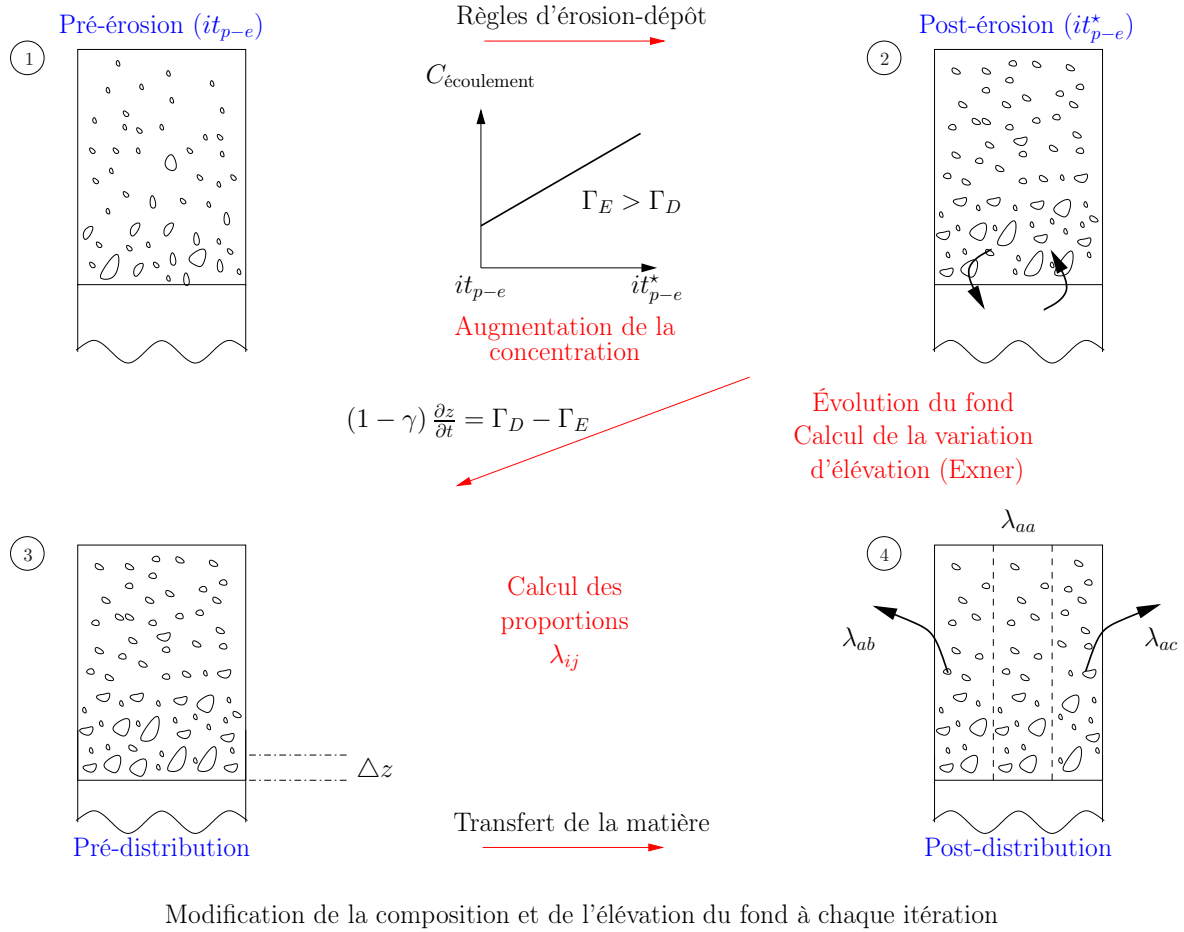


FIG. 9.1 – Mise en place du modèle d'érosion-dépôt dans l'algorithme de distribution.

L'équation de conservation des sédiments du fond appelée aussi *équation d'Exner* a la forme suivante :

$$(1 - \gamma) \frac{\partial z}{\partial t} = \sum_{i=1}^n v_{si}(c_{fi} - p_i E_{si}) \quad (9.9)$$

où  $z$  et  $\gamma$  sont respectivement l'altitude et la porosité du lit et  $p_i$  la proportion du  $i^{me}$  sédiment dans le fond. De plus, on fait l'hypothèse que la porosité est invariante avec le temps (*i.e.*  $\frac{\partial \gamma}{\partial t} = 0$ ). On note que  $p_i$  change avec le temps. Pour rendre compte de ses variations, chaque classe de particules doit être considérée individuellement, *i.e.* :

$$(1 - \gamma) \left[ p_i \frac{\partial z}{\partial t} + z \frac{\partial p_i}{\partial t} \right] = v_{si}(c_{fi} - p_i E_{si}) \quad (9.10)$$

Si l'on suppose toujours que  $\gamma$  ne varie pas rapidement avec le temps. En remplaçant la valeur de  $\frac{\partial z}{\partial t}$  de l'équation (9.9) dans l'équation (9.10) on aboutit à :

$$(1 - \gamma) z \frac{\partial p_i}{\partial t} = f_{si} - p_i f_s \quad (9.11)$$

où

$$f_s = \sum_{i=1}^n f_{si} = \sum_{i=1}^n v_{si}(c_{fi} - p_i E_{si})$$

avec  $n$  le nombre de classes différentes de sédiments présentes dans le fond.

### 9.1.6 Vitesses de chute des sédiments

La vitesse de chute d'une particule est un paramètre essentiel dans la formulation des équations de transport de sédiments dans un fluide. Elle dépend des caractéristiques du fluide pur exempt de particule (masse volumique  $\rho$ , et viscosité cinématique  $\nu$ ), et de la particule (masse volumique  $\rho_s$ , diamètre  $D$ , forme et état de surface).

Pour des *nombre de Reynolds* de l'ordre de 1, la force de frottement calculée pour des particules sphériques de diamètre  $D$  est donnée par  $\vec{F} = -3\pi D \vec{v}_s$ , où  $\vec{v}_s$  est la vitesse de chute. Elle est aussi appelée *force de Stokes*. Elle s'oppose au poids relatif de la particule en régime permanent. La vitesse de chute a alors pour intensité (*Loi de Stokes*) :

$$v_s = \frac{1}{18} \frac{(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)gD^2}{\nu}$$

Pour des particules non sphériques et/ou pour un ensemble de particules polydispersées, il suffit de remplacer

$D$  par un diamètre caractéristique  $d$ . L'expression de la vitesse de chute est proche de  $d^2$  ( $v_s \sim d^2$ ) donc le passage sédiments cohésifs/sédiments non cohésifs est assez rapide. Pour des écoulements à *nombre de Reynolds* plus importants,  $v_s \sim d$  pour  $1 < Re < 1000$ , et  $v_s \sim \sqrt{d}$  pour  $1000 < Re$ . On écrit de façon plus générale la force  $F$  de traînée en fonction du coefficient de frottement  $C_d$ ,

$$F = \frac{1}{2}\rho C_d v_s A$$

où  $A$  est le maître couple de la particule (homogène à une surface). C'est la projection de la particule dans un plan normal à son vecteur vitesse. La vitesse de chute est obtenue en égalant, en régime établi, la force de traînée et la force de gravité réduite :

$$v_s = \sqrt{\frac{4\left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1\right)gD}{3C_d}}$$

Mais l'expression des vitesses de chute en fonction du *nombre de Reynolds* n'est pas la plus pratique et les formulations admises dans les modèles de transport sont données en fonction des tailles de particules :

$$\begin{aligned} v_s &= \frac{1}{18} \frac{(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)gd^2}{\nu} & d \leq 100\mu m \\ v_s &= \frac{10\nu}{d} \left( \sqrt{1 + \frac{0.01(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)gd^3}{\nu^2}} - 1 \right) & 100\mu m \leq d \leq 1000\mu m \\ v_s &= 1,1 \sqrt{(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)gd} & d \geq 1000\mu m \end{aligned} \quad (9.12)$$

La vitesse de chute des particules dépend en fait de la concentration des particules en suspension. Si deux particules chutent plus rapidement qu'une seule particule

isolée, par effet d'entraînement, l'effet de la concentration aura rapidement tendance à diminuer la vitesse de chute par augmentation des effets de viscosité.

### 9.1.7 Algorithme de distribution

La figure 9.1 présente le couplage des règles d'érosion-dépôt avec l'algorithme de distribution dans le cas où l'écoulement au niveau de la cellule étudiée est érosif.

## 9.2 Description dynamique des modèles de courants turbulents

Le modèle d'automates cellulaires développé pour simuler les courants turbulents est décrit dans l'article qui suit.

L'objectif est de prévoir la formation et l'évolution des chenaux ainsi que la structure et la géométrie des dépôts induits par le passage du courant. Le modèle est développé pour des courants turbulents bi-dimensionnels et moyennés sur leur hauteur. Les caractéristiques du modèle sont données, un soin tout particulier est porté à la description de la fonction de transition et aux différentes lois régissant le modèle dont notamment l'entraînement du fluide ambiant ou encore les règles définissant l'interface écoulement-fond. Une étude de l'impact de la méandrisation sur la morphologie des dépôts associés aux courants turbulents est réalisée.

## Cellular Automata Model of Turbidity Currents

*to be published in Geomorphology*

T.SALLES<sup>1,2</sup>, S. LOPEZ<sup>1</sup>, M.-C. CACAS<sup>1</sup>, T. MULDER<sup>2</sup>

**Abstract.** Cellular Automata (CA) represents an original approach to the modeling of dynamical systems evolving on the basis of local interactions and internal transformations. A CA model, specially developed for simulating density currents, is described. The objective is to predict the formation and evolution of channels and the structure of deposits associated to the flow path. For simulation purposes, currents are represented as a dynamical system subdivided into elementary parts, whose state evolves as a consequence of local interactions and internal transformations within a spatial discrete domain. The model is developed for unsteady, two-dimensional, depth-averaged particle-laden turbulent underflows driven by gravity, acting on density gradients created by non-uniform and non-cohesive sediment. CA is defined as a tessellation of finite-state automata (cells). The attributes of each cell (substates) describe physical characteristics. The natural phenomenon is decomposed into a number of elementary processes, with a particular composition that makes up the transition function of the CA. By applying this function to all the cells simultaneously, the evolution of the phenomenon can be simulated in terms of modification of the substates. The transition function includes the effects of water incorporation at the suspension-ambient fluid interface, a transport equation for the particle volume concentration and a toppling rule for the deposited sediments. Simple and flexible, obtained model constitutes a first step towards quantitative comprehension of the impact of external parameters on the turbidity current dynamics and on the organisation of the subsequent depositional sequences.



## 1. Introduction

Turbidity currents are sediment-laden flows driven by their density difference with the ambient fluid. They belong to a larger class of flows known as gravity or density currents. Turbidity currents occur in all natural or artificial basins such as oceans, lakes and reservoirs, and constitute an important process for sediment transport from shallow to deep water (Parker et al., 1986). Turbidity currents in submarine canyons can reach velocities larger than 8-14m/s (Krause et al., 1970). They can generate substantial damage to seabed telegraph cables and pipelines (Heezen and Ewing, 1952; Heezen et al., 1954). At the mouth of many submarine canyons, turbidity currents formed extended sedimentary deposits called deep-sea turbidite systems. Turbidity currents are also considered to be at the origin of the formation of most deep sea canyons. Turbidity currents, are frequent natural phenomena. For this reason, they have been studied by both hydraulic engineers and marine geologists for several decades. Hydraulic engineers are particularly interested in undersea cable or pipeline safety and reservoir sedimentation. Marine geologists are interested in turbidity current deposits. Some of these deposits are sandy and can be excellent hydrocarbon reservoirs. They represent valuable targets for oil industry exploration. Improved exploration of these deposits requires a better understanding of the flow and sedimentation pattern of turbidity current, particularly the longitudinal evolution of the deposits. Field investigations, laboratory experiments and analytical and numerical simulations are particularly valuable for this purpose. Analysis of channel morphology, sediment distribution and stratigraphic architecture suggests that long duration, subcritical turbidity currents are necessary to form and maintain sinuous channels, particularly those extending over hundreds of kilometers across continental margins and abyssal plains (Babonneau et al., 2002). Initial channel formation requires erosional turbidity currents, whereas long-term channel maintenance must be associated with net by-pass averaged over several turbidity current events. Lateral channel migration seems to occur as the result of currents that are either mainly erosional or almost conservative. Conversely currents that are mainly depositional lead to channel aggradation and infill (Pirmez and Imran, 2003). The objective of the present paper is to develop a numerical model of turbidity currents that can predict the formation and evolution of channels and the structure of the deposits associated to the flow path. The recent developments in computing science allowed an extension of the application range of classical methods (commonly based on a discretisation of space and time). Moreover, innovative numerical methods emerged from alternative computational paradigms such as Cellular Automata, neuronal nets and genetic algorithms. The model are based on an alternative approach for modeling complex natural

systems called Cellular Automata. The model is largely inspired from the deterministic model SCIDDICA, specially developed for simulating debris flow by Avolio et al. (Avolio et al., 1999; Di Gregorio et al., 1997, 1999). The model is developed for unsteady, two-dimensional, depth-averaged particle-laden turbid underflows driven by gravity, acting on density gradients created by non-uniform and non-cohesive sediments. It is able to follow the evolution and development of an erodible bed, due to sediment entrainment and deposition.

The paper is organized as follows : a brief review of Cellular Automata modeling is firstly proposed. In section 3., the model is defined with particular attention to the rules that constitute the Cellular Automata evolution. Then, section 4. presents results on idealized tests. Finally, in section 5., we present the prospect of the model and the future real testing case.

## 2. Cellular Automata Modeling

### 2.1. Introduction and Historical Background

A Cellular Automata is defined as a large tessellation of identical finite-state Automata (cells). Each Automata can be defined as a triplet :

$$\langle I, S, W \rangle \quad (9.13)$$

where  $I$  is the set of inputs,  $S$  is a set of states (both sets being finite), and  $W$  is the next-state function (*i.e.* transition function), defined on input-state pairs. The set of inputs is defined as ordered (or nonordered)  $n$ -tuples of the states of a finite set of "neighboring" cells. Thus, in a  $2D$  Cellular Automata this neighborhood typically consists of four, six or eight cell, *e.g.* the adjacent cells in a square or hexagonal tessellation. Typically the Automata are simple in the sense that they have very few states. For a small neighborhood the next-state function therefore consists of a fairly small number of rules. The simple Cellular Automata as defined above are capable of surprisingly complex behavior (complex both in the formal sense, *i.e.* capable of universal computation and in the intuitive sense, *i.e.* they generate fascinating patterns). Cellular Automata were first defined and studied in the 1940s (Burks, 1970; Von Neumann, 1966). The purpose of this pioneering work was to study Automata which were closer in structure to actual information processing systems rather than the usual idealized logical nets or Turing machines (Burks, 1966). The most significant work in this period includes Von Neumann's results on "self-reproduction" (Burks, 1966) and Ulam's work on "Cellular auxology" (Ulam and Von Neumann, 1945), which pioneered the heuristic use of computers. After these early results, Cellular Automata have known long periods of dormancy punctuated with sudden periods of enthusiasm and new results. These periods can



essentially be related to the spread of computer hardware. When computers began to be largely available, Cellular Automata became popular mainly as a result of Conway's game of life (Gardner, 1970). At present, the development of huge parallel processors induces an increase of interest, in Cellular Automata with a particular focus on the modeling of physical processes (*i.e.* fluid dynamics (Toffoli, 1984; Margolus et al., 1986; Toffoli and Margolus, 1987)).

## 2.2. Density Flow Modeling Using CA

Macroscopic phenomena are usually described within a continuum approach and most past attempts to apply CA to modelling these physical phenomena have deal with a microscopic approach, where the state variables can take only a limited number of different discrete values (Frisch et al., 1986; Toffoli and Margolus, 1987). In the microscopic approach, the system is considered as composed of a number of discrete particles, which move in the lattice space and interact according to appropriate laws. Then the laws which rule the system at a macroscopic level are obtained by averaging over a large number of particles.

The approach adopted here is different. Considering the cells as portions of space, a complex state space is assigned to each cell. This state is the Cartesian product of different subspaces. As physical quantities are usually expressed with continuous variables referred to a point in space, the cell size must be chosen small enough in order to properly approximate the considered cell space. On the other hand, the size of the cell must be large enough, in order to allow for a macroscopic approach. The system behavior is expressed in terms of local laws. The system complexity emerges from the interactions of its cells, by applying those simple local rules. Our model is consistent with the attributes of the family of SCIDDICA Cellular Automata models (Avolio et al., 2000; Di Gregorio et al., 1997, 1999) : Cellular Automata is considered as a two-dimensional space (the Cellular space), divided into hexagonal cells of equal size. Each cell is defined with an identical computational device called the finite Automata. Input for each finite Automata is given by the states of the finite Automata located in the neighboring cells. The geometrical pattern of the neighborhood condition is constant both with time and over all cells. At initial time, the finite Automatas are in arbitrary states. They describe the initial conditions of the system. The Cellular Automata evolves by simultaneously changing all the states, at discrete times, by applying the transition function to the Cellular space (Di Gregorio et al., 1999).

In continuum models, a macroscopic approach is also taken; it is assumed that a representative volume element exists, which is small enough (with respect to the scale length of the phenomena of interest) to allow a meaning-

ful limiting operation  $\Delta V \rightarrow 0$ , yet large enough to allow the use of average quantities which vary smoothly in space. The PDEs are obtained by performing mass and momentum balance on a volume element  $\Delta V$  for a small time  $\Delta t$ , and then letting both  $\Delta V$  and  $\Delta t$  tend to zero. Constitutive equations are also used. If it were possible to integrate the Navier-Stokes equation this would not have been necessary, but the disordered nature of turbidity flows and the lack of information on its internal structure makes it necessary to resort to empirical laws. The major difference with respect to the discrete approach lies on the limiting operation. This has the advantage of eliminating any dependence on the space scale and the shape of the cell. If analytical solutions could be found, the advantage of the continuum approach would be overwhelming. However, for systems as complex as those which are considered here, this is not the case, so that, in the continuum approach, a limit  $\Delta V, \Delta t \rightarrow 0$  is followed by a discretization with finite time and volume increments. It is likely that these combined operations do not provide any particular advantage with respect to discrete modelling.

## 2.3. General Frame for the Model

This paragraph introduces the general frame of our models. The Cellular Automata model we use in this paper for density flows simulation can be represented as a  $2D$  plane, divided into hexagonal cells of uniform size. Each cell includes an identical finite Automata (*fa*). Each cell represents a part of space, whose specification (*state*) describes the significant characteristics (*substates*) of the corresponding piece of space. Input for each cell is given by the states of the neighboring cells, where neighborhood conditions are determined by a pattern constant both with time and over the cells. At the initial time, the cells are in arbitrary states and the Cellular Automata evolves changing the state of all cells simultaneously at discrete times, according to the transition function of the Automata (Avolio et al., 2000).

The Cellular Automata model can be defined as follows :

$$\langle R, X, Q, P, \sigma \rangle \quad (9.14)$$

where :

1.  $R = \{(x, y) \in Z^2 | 0 \leq x \leq l_x, 0 \leq y \leq l_y\}$ , identifies the hexagonal Cellular space;  $Z$  is the set of the integer numbers.
2.  $X = \{(0, 0), (1, 0), (0, 1), (0, -1), (-1, 0), (-1, 1), (1, -1)\}$  is the geometrical pattern of the neighborhood of the cell, given by the central cell and its six adjacent cells. Indexes are attributed to the neighboring cells, in order to specify the rules of the transition function : "0" identifies the central cell, "1 - 6" identify the adjacent cells (Figure 9.2).
3.  $Q = Q_a \times Q_{th} \times Q_v \times Q_d \times Q_{cj} \times Q_{cbj} \times Q_o^6, 1 \leq j \leq n$  is the finite set of the states of the *fa*, given by the

<i>Substates</i>	<i>Meaning</i>
$Q_a$	cell altitude
$Q_{th}$	thickness of the turbidity current
$Q_v$	velocity of the turbidity current
$Q_{cj}$	$j^{th}$ sediment flow volume concentration
$Q_{cbj}$	$j^{th}$ sediment bed volume fraction
$Q_d$	thickness of the soft sediment cover
$Q_o$	density current outflow

TAB. 9.1 – Substates.

<i>Parameters</i>	<i>Meaning</i>
$p_c$	apothem of the cell
$p_t$	time correspondence of a CA step
$p_{toppling}$	height threshold (related to toppling)
$p_{adh}$	unmovable amount of turbidity current
$p_f$	height threshold (related to friction angle)
$f$	Darcy-Weisbach friction coefficient
$a$	empirical coefficient
$D_{sj}$	$j^{th}$ sediment diameter
$v_{sj}$	$j^{th}$ sediment fall velocity
$\rho_j$	$j^{th}$ sediment density
$g$	gravitational acceleration
$\gamma$	porosity
$c_D$	bed drag coefficient
$\nu$	water kinematic viscosity

TAB. 9.2 – Global parameters.

Cartesian product of the sets of the considered substates (Table 9.1). The value of the substate  $x$  in the cell is expressed by  $q_x \in Q_x$ . The total number of sediments contained in the current is denoted by  $n$ .

4.  $P$  is the set of the global (physical and empirical) parameters (Table 9.2).
5.  $\sigma : Q^7 \rightarrow Q$  is the deterministic state transition function for the cells in  $R$ .

Internal transformations and local interactions define the transition function. The first ones will modify cell substates values without taking into account the neighboring substates. The second ones simulate the impact of the neighbors on the considered cell substates. The transition function is constituted by the following elementary processes, listed in the order of application :

1. Water entrainment ( $T_1$ ), internal transformation ;
2. Erosion and deposition rules ( $T_2$ ), internal transformation ;
3. Turbidity current outflows ( $I_1$ ), local interaction ;
4. Update of current thickness and concentration ( $I_2$ ), local interaction ;
5. Update of turbidity flow velocity ( $I_3$ ), local interaction ;

6. Toppling rule for the deposited sediments ( $I_4$ ), local interaction.

At the beginning of each simulation, the states of all cells in  $R$  must be specified, by defining the initial Cellular Automata configuration. Initial values are given to the considered substates as follows :

- $q_a$  is equal to the considered bathymetry ;
- $q_{th}$  is zero everywhere - except for the source area, where the current thickness is specified ;
- $q_v$  is zero everywhere - except for the source area, where the turbidity current thickness is specified ;
- $q_{cj}$  is zero everywhere -except for the source area, where the volume concentration of each sediment present in the current is specified ;
- $q_{cbj}$  is the volume fraction of each sediment present in the bed ;
- $q_e$  is zero everywhere - except for the source area, where the current thickness is specified ;
- $q_d$  is the thickness of the soft sediment cover, which can be eroded by the flow along the path ;
- $q_o$  is zero everywhere.

The transition function  $\sigma$  is then applied, step by step, to all the cells in  $R$ , and the Cellular Automata configuration changes : in this way, the evolution of the simulation is obtained.

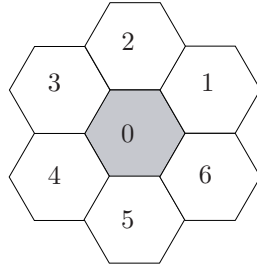


FIG. 9.2 – The neighborhood adopted in the models. The central cell is individuated by the index 0; indexes 1 – 6 identify the neighboring cells.

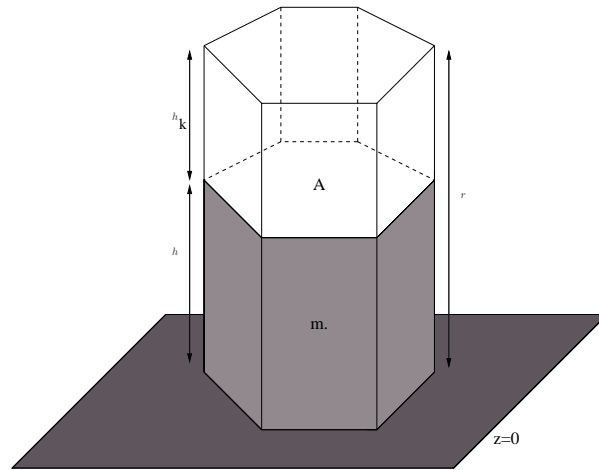


FIG. 9.3 – Example of potential energy in the *CA* context : a current column (base  $A$ , height  $h$ , run-up  $r$  and mass  $m$ ) is shown on the plane  $z = 0$  (from Di Gregorio et al., 1997).

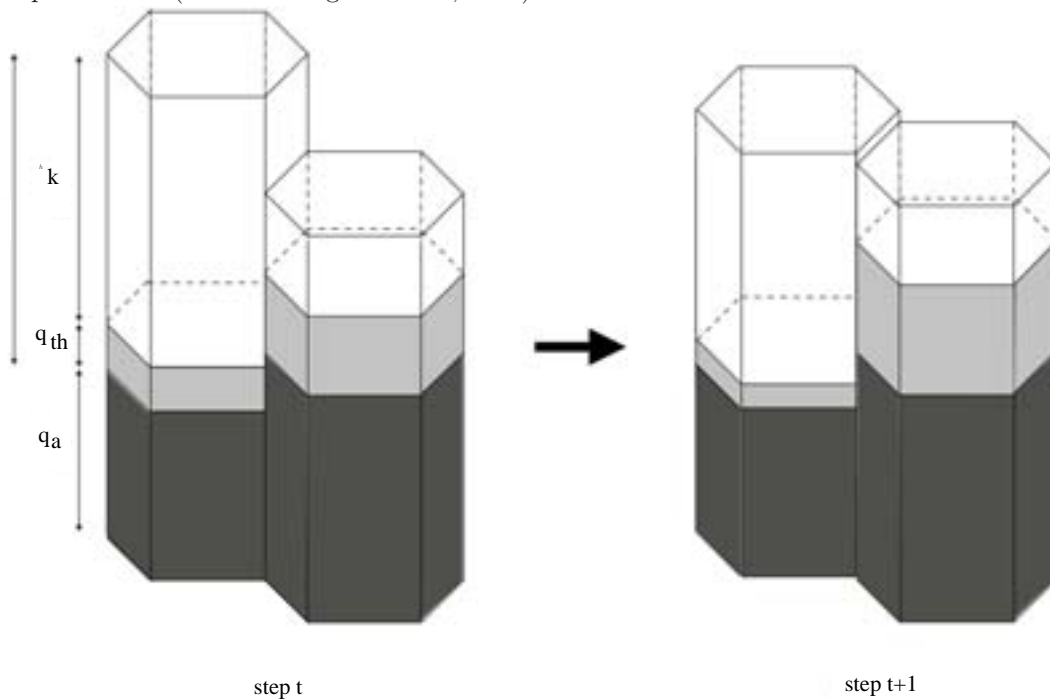


FIG. 9.4 – Example of transition : on the left, the situation at step  $t$ ; on the right, at step  $t + 1$ . A case of turbidity current outflow from one cell towards another one (this latter characterised by a greater height) is shown (from Di Gregorio et al., 1997).

The geometrical regularity of the Cellular space allows for some computational simplifications : *i.e.* the thickness can be used to describe the volume of turbidity current in a given cell. Accordingly, the elements of  $Q_a$  are expressed as length ; as is the same for the elements of  $Q_{th}$  and  $Q_d$ . The elements of  $Q_v$  are expressed in velocity dimensions. The elements of  $Q_{cj}$  and  $Q_{cbj}$  are respectively the volume concentration and volume fraction of the  $j^{th}$  sediment.  $Q_o$  is expressed in terms of length for reasons of computational homogeneity. The elements of  $Q_e$  are finally expressed in the energy dimensions.

The following conventions are adopted in this text : (1) indexes, specifying the neighboring cells, added between brackets to  $q_x \in Q_x$ , when the substates of all the neighborhood are considered : *i.e.* the value of substate  $x$  of the cell with index  $a$  is given by  $q_x(a)$  ; (2) the six values  $q_o$  of the substates outflows need further specifications :  $q_o(a, b)$  is the value of the outflow from cell  $a$  toward cell  $b$  of the neighborhood (*e.g.* the value of the inflow into cell  $b$  from cell  $a$ ).

### 3. Mathematical Model

This model is developed for  $2D$ , depth-averaged particle-laden turbid underflows driven by gravity, acting on density gradients created by non-uniform and non-cohesive sediments. Some rules inspired from classical models, allow us to track the evolution and development of an erodible bed, due to sediment entrainment and deposition. The following paragraphs introduce the mathematical assumptions and describe the transition function ( $\sigma$ ).

#### 3.1. The Problem of Modeling Turbidity Flows

Submarine fan and channel formation due to density current activity are a real  $3D$  process. Hence, analytical solutions to the differential equations (*i.e.* the Navier-Stokes equations) governing density flows are a major challenge, except for a few simple, unrealistic, cases. Particular difficulties in simulations arise from the complexity of the topography and from the difficulties in defining closure equations. In addition, the computational time required to numerically solve the hydrodynamic equations is not justified as the availability and accuracy of field data is usually too sparse to run too many accurate models.

Approximated numerical methods for the solution of differential equations, accurate resolution of boundary layers and turbulence scales in the solution of governing equations are problematic because of the large computational resources necessary to obtain well approximated solutions (even though recent developments in Computer Science extended their applicability by raising the

computing power).

#### 3.2. General Considerations

When the topography where the sediment gravity flow moves is not completely flat, it might have a major influence on deposition (Pickering et al., 1989 ; Knelner and McCaffrey, 1999), either by controlling the non-uniformity of the flow or by confining it, either partially or completely. The behavior of a turbidity flow around an obstacle varies according to the forward velocity of the current, the obstacle height and the density stratification within the current (Muck and Underwood, 1990 ; Lane-Serff et al., 1995). This topographic impact has major implications for the spatial distribution of sediment in the deep sea, for the interactions of unconfined currents with the intrabasinal highs and basin margins, and for the interactions of channelled currents with channel flanks and sedimentary levees.

#### 3.3. Run-up Heights

For obstacles that are much larger than the current, oceanographic data suggest that run-up distances in nature may be several hundred meters long (Muck and Underwood, 1990). According to Lane-Serff et al. (1995), a finite volume of fluid related to the head may flow over the obstacle if  $H_*$  (the ratio of the obstacle height to the current body thickness) is less than 4 or 5, or if the obstacle height is less than 1.5 times the height of the head of the current, according to Muck and Underwood (1990). Both these studies reported the results of experiments with saline currents. However, it seems likely that in relatively poorly stratified currents, the maximum run-up height is probably dependent on the bulk Froude number of the current (Rottman et al., 1985) :

$$h_k = \frac{1}{2} \frac{U^2}{g'} \quad (9.15)$$

where  $U$  is depth-averaged downstream velocity and  $g'$  the reduced gravity. In the Cellular Automata context, these points can help to calculate the velocity. Accordingly, the run-up ( $r$ ) can be defined as the height that can be reached by the flow :  $r = h + h_k$ , where  $h$  is the thickness of the flow.

In the following description, energetic considerations are referred to potential energy and its variations, in the local context of the Cellular Automata (Di Gregorio et al., 1999 ; D'Ambrosio et al., 2003). For this purpose, let's consider a column of base  $A$ , mass  $m$  and height  $h$  on the plane  $z = 0$  (Figure 9.3). Its potential energy is given by :

$$U_p = \int_0^h \rho_c g' A z dz \quad (9.16)$$

where :

1.  $\rho_c$  is the density of the current, which is defined in the case of  $n$  sediments as follows :

$$\rho_c = \rho_a \left(1 - \sum_{j=1}^n q_{cj}\right) + \sum_{j=1}^n \rho_j q_{cj}$$

2.  $g'$  is the reduced gravity with  $\rho_j$   $j^{th}$  sediment density and  $\rho_a$  ambient fluid density,

$$g' = g \sum_{j=1}^n q_{cj} \frac{\rho_j - \rho_a}{\rho_a}$$

and

$$U_p = \frac{\rho_c g' A}{2} h^2 \quad (9.17)$$

$$U_p = gA \left( \rho_a \left(1 - \sum_{j=1}^n q_{cj}\right) + \sum_{j=1}^n \rho_j q_{cj} \right) \sum_{j=1}^n \left( q_{cj} \frac{\rho_j - \rho_a}{\rho_a} \right) \frac{h^2}{2} \quad (9.18)$$

The run-up effect can be inserted by "virtually" incrementing the height of the column from  $h$  to  $r$ . As the mass must be conserved, a new density  $\rho'_c$  is derived :

$$\rho'_c = \frac{h}{r} \rho_c < \rho_c$$

and the following "potential energy"-like formula expresses the energy increase :

$$U'_p = \int_0^r \rho'_c g' A z dz$$

$$U'_p = gA \left( \rho_a \left(1 - \sum_{j=1}^n q_{cj}\right) + \sum_{j=1}^n \rho_j q_{cj} \right) \sum_{j=1}^n \left( q_{cj} \frac{\rho_j - \rho_a}{\rho_a} \right) \frac{hr}{2} \quad (9.19)$$

$U'_p$  represents the energy  $q_e$  and  $h$  represents  $q_{th}$ . In Figure 9.4, an example of outflow towards a cell characterised by greater height (given by altitude plus turbidity current thickness) is shown. The described distribution of current is allowed by the assumed energetic context.

### 3.4. Numerical Stability

The implementation of the Cellular Automata with continuous state variables makes the explicit time advancement scheme only conditionally stable. We observed, for example, the appearance of an oscillatory instability pattern. This can occur at any given time step. When occurring, an exceeding amount of sediment is transferred from a cell to its neighbor(s). If the material is then not drained away rapidly enough, then at the following time step the slope between these cells may give a reverse result, so that the first outflow just returns into the original cell. If the mechanism is allowed to repeat itself, the back and forth transfer of sediment gives rise to persistent oscillations, in which odd and even cells are alternatively

depleted and filled. The best solution to this problem is a refinement of the time step which scales down the elementary outflows.

The actual criterion for stability is defined in the following way : consider all the cells ( $j$ ) which contain at time  $t$  a flow thickness (*i.e.*  $q_{th} > 0$ ). We determine the run-up with the previous equations for each cell ( $r(j)$ ). Then, a maximum relaxation time is defined with the following equation :

$$p_{rmax}(j) = \frac{p_c}{\sqrt{2r(j)g'}}$$

The value for the time step of the considered iteration  $p_t$  is equal to the minimum value of all the cells ( $j$ ) :

$$p_t = \Delta t = \text{Min}_j(p_{rmax}(j))$$

### 3.5. The Transition Function

#### $I_1$ : Turbidity Current Outflows

The local interaction :

$$I_1 : Q_a^7 \times Q_{th}^7 \times Q_v \times Q_{cj} \rightarrow Q_o^6 \quad (9.20)$$

determines the outflows from the central cell towards its adjacent cells.

It is based on an opportune minimisation algorithm, derived from the "minimisation of the differences" proposed by Di Gregorio and Serra (1999). In order to account for the run-up effects, the height of the column in the central cell is "virtually" incremented from  $h = q_{th}(0)$  to  $r = q_{th}(0) + h_k(0)$ . Obained outflows have to be normalised by a factor  $v_{nf} = \frac{h}{r}$ .

In the context of this minimisation algorithm,

$$q(0) = q_a(0) + p_{adh}; p = r - p_{adh}$$

$$q(i) = q_a(i) + q_{th}(i), 1 \leq i \leq 6;$$

$$f(i), 1 \leq i \leq 6$$

are the not normalised outflows. The set  $A$  comprises the cells that may receive flows ; at the beginning of the algorithm,  $A$  includes all the neighboring cells.

According to D'Ambrosio et al. (2003), the minimisation algorithm is composed of the following steps :

1. Angles  $\beta_i$ , specified by the differences in height between the central cell ( $q(0) + p = q_a(0) + r$ ) and the adjacent cell  $i$  ( $q(i) = q_a(i) + q_{th}(i), 1 \leq i \leq 6$ ) are computed ; the cell  $i$  with  $\beta_i < p_f$  is eliminated from  $A$  ;
2. The following average is computed, considering the set  $A$  of the not-eliminated cells (where  $\text{Card}(A)$  is the cardinality of the set  $A$ ) :

$$\text{Average} = \left( p + \sum_{i \in A} q(i) \right) / \text{Card}(A)$$

3. Cell  $i$  with  $q(i) \geq \text{Average}$  is eliminated from  $A$  ; if any cell is eliminated, we go back to step 2 ;



4. The not normalised outflows  $f(i), 0 \leq i \leq 6$  towards the adjacent cells are computed as follows :

$$f(i) = Average - q(i), (i \in A)$$

$$f(i) = 0, (i \notin A)$$

5. The six values  $q_o(0, i), 1 \leq i \leq 6$  of the substate "outflows" from the central cells are obtained, considering the normalisation factor  $v_{nf}$  and the relaxation rate  $p_r$  :

$$q_o(0, i) = v_{nf} p_r f(i), (1 \leq i \leq 6)$$

Here the value of the relaxation rate is not constant for all iterations and over all cells but depends on the value of  $p_t$  :

$$p_r = \frac{\sqrt{2r(0)g'}}{p_c} p_t$$

### $I_2$ : Update of Current Thickness and Concentration

The local interaction :

$$I_2 : (Q_{th} \times Q_{cj} \times Q_o^6)^7 \rightarrow Q_{th} \times Q_{cj} \quad (9.21)$$

updates the values  $q_{th}$  and  $q_{cj}$  of the substate turbidity current thickness and concentration.

The new value of turbidity flow thickness ( $nq_{th}$ ) is obtained by considering flow thickness variations, due to outflows and inflows from/into the central cell :

$$nq_{th} = q_{th}(0) + \sum_{i=1}^6 (q_o(i, 0) - q_o(0, i))$$

The new value of the volume concentration of the  $j^{th}$  sediment ( $nq_{cj}$ ) is obtained by considering volume concentration variations, due to outflows and inflows from/into the central cell :

$$nq_{cj} = \frac{(q_{th}(0) - \sum_{i=1}^6 q_o(0, i)) q_{cj}(0) + \sum_{i=1}^6 (q_o(i, 0) q_{cj}(i))}{nq_{th}}$$

### $I_3$ : Update of Turbidity Flow Velocity

The local interaction :

$$I_3 : Q_a^7 \times Q_{th}^7 \times Q_o^7 \times Q_{ci} \rightarrow Q_v \quad (9.22)$$

updates the values  $q_v$  of the substate turbidity current velocity.

The new value of the turbidity current velocity ( $nq_v$ ) is obtained by considering the outflows from the central cell. Moreover the velocity determination is inspired from Middleton's formula (Middleton 1966). The velocity of the turbidity current is given by a Chezy-type equation :

$$U = \sqrt{\frac{8g'\phi}{f(1+a)}} hs \quad (9.23)$$

where  $U$  represents the mean flow velocity,  $\phi$  sediment volume concentration,  $s$  bottom slope,  $f$  the Darcy-Weisbach friction coefficient ( $\sim 0.04$ ) and  $a$  an empirical coefficient ( $\sim 0.43$  as  $Ri \sim 1$ ). This formula, analogous to that found in Daly (1936) for river flows, is obtained simply by writing the balance between the apparent weight,  $g'\phi hs$ , and the steady friction resistance  $\frac{f}{8}(1+a)U^2$ . In order to account for the outflows, we determine the velocity  $U_k, 1 \leq k \leq 6$  as follows :

$$U_k = \sqrt{\frac{8g' \sum_{i=1}^n q_{ci}(0)}{f(1+a)} q_o(0, k) s(0, k)}$$

where the slope  $s(0, k)$  is specified by the difference in height between the central cell ( $q_a(0) + q_{th}(0)$ ) and the adjacent cell ( $q_a(k) + q_{th}(k)$ ).

The mean velocity  $U$  (equal to the substate  $q_v$ ) of the current is then computed thanks to the obtained  $U_k$ .

### $I_4$ : Toppling Rule for the Deposited Sediments

The local interaction :

$$I_4 : Q_a^7 \times Q_{cbj}^2 \times Q_d^2 \rightarrow Q_a^2 \times Q_{cbj} \times Q_d^2 \quad (9.24)$$

determines the new values  $nq_a, nq_{cj}$  and  $nq_d$  of the altitude, the volume fraction of each sediment present in the bed and the thickness of soft sediment cover, which can be eroded by the flow.

As sediment particles do not have an infinite value for cohesion, it is realistic to consider the following toppling rule : when a cell altitude is higher than a toppling threshold ( $p_{toppling}$ ) with respect to its adjacent cells and if the depth of soft, erodible sediment over is positive, toppling occurs. The toppling consist in moving by half the quantity of the deposited particles (Chopard et al., 2000).

The toppling rule is composed of the following steps :

1. If the value of the thickness of the soft sediment cover is positive, toppling can occur. In this case, computing goes directly to step 2 ;
2. The differences in height  $\delta_i$  between the central cell ( $q_a(0), 1 \leq i \leq 6$ ) are computed ; the cell  $i_{tpg}$  with  $\delta_{tpg} = \text{Max}_{i=1}^6 \delta_i$  is chosen and the toppling occurs if  $\delta_{tpg} > p_{toppling}$  ;
3. The new values  $nq_a, nq_d$  and  $nq_{cbj}$  for the central cell (0) and the toppling cell ( $i_t$ ) are obtained by considering the value of  $q_d(0)$  :

$$nq_a(0) = q_a(0) - \frac{q_d(0)}{2} \quad nq_a(i_t) = q_a(i_t) + \frac{q_d(0)}{2}$$

$$nq_d(0) = q_d(0) - \frac{q_d(0)}{2} \quad nq_d(i_t) = q_d(i_t) + \frac{q_d(0)}{2}$$

$$nq_{cbj}(0) = q_{cbj}(0) \text{ and}$$

$$nq_{cbj}(i_t) = \left( q_d(i_t) q_{cbj}(i_t) + q_{cbj}(0) \frac{q_d(0)}{2} \right) / nq_d(i_t)$$



**$T_1$  : Water Entrainment**

The internal transformation :

$$T_1 : Q_a \times Q_{th} \times Q_{c_j} \times Q_v \rightarrow Q_{c_j} \times Q_{th} \quad (9.25)$$

determines the new values  $nq_{c_j}$  and  $nq_{th}$  of the volume concentration of sediment and turbidity current thickness due to ambient fluid incorporation.

Considering the mean velocity of the flow,  $U$ , as a characteristic of the phenomenon, the rate of seawater incorporation,  $E_w$ , can be written as :

$$E_w = UE_w^*$$

where  $E_w^*$  is a dimensionless incorporation rate, a function of the Richardson number  $Ri$ . This dimensionless number is defined by :

$$Ri = \frac{g'h}{U^2}$$

It is the ratio of gravity to inertia. It characterizes the stability of the flow interface.

The law determining the dimensionless incorporation rate of ambient fluid by the flow,  $E_w^*$  is an important property. It distinguishes gravity flows from density and river flows. The water incorporation increases the volume of the flow and reduces the concentration in sediment particles in the flow. The following expression (Parker et al., 1987) is used in the present model :

$$E_w^* = \frac{0.075}{\sqrt{1 + 718Ri^{2.4}}} \quad (9.26)$$

The new value of turbidity flow thickness ( $nq_{th}$ ) is obtained by simply adding the determined rate of seawater incorporation to the considered cell  $E_w(0)$  :

$$nq_{th} = q_{th}(0) + E_w(0)p_t$$

The new values of sediment volume concentration ( $nq_{c_j}$ ) are obtained by considering the value of  $nq_{th}$  :

$$nq_{c_j} = \frac{q_{c_j}(0)q_{th}(0)}{nq_{th}}$$

 **$T_2$  : Erosion and Deposition Rules**

The internal transformation :

$$T_2 : Q_a \times Q_{th} \times Q_{c_j} \times Q_{c_{bj}} \times Q_v \rightarrow Q_a \times Q_d \times Q_{c_j} \times Q_{c_{bj}} \quad (9.27)$$

determines the erosion of the soft sediment cover and particles deposition and its effects.

A flow is able to erode, along its lower surface, sediments in its path. Moreover, sediments in suspension fall out of the flow by gravitational effect within the viscous sub layer.

The deposition rate  $D_j$  of the  $j^{th}$  sediment is specified in terms of the settling velocity  $v_{sj}$  and the near-bed concentration of suspended sediment  $c_{nbj}$ . Neither hindered settling nor the formation of flocs is considered in the model. The near-bed concentration  $c_{nbj}$  is related to the layer-averaged concentration value  $c_j$  using the expression developed by Garcia and Parker (1993) for poorly sorted sediments :

$$c_{nbj} = c_j \left( 0.40 \left( \frac{D_{sj}}{D_{sg}} \right)^{1.64} + 1.64 \right) \quad (9.28)$$

where  $D_{sg}$  is the geometric mean size of the suspended sediment mixture and  $D_{sj}$  the diameter of the considered sediment. As a consequence, the deposition rate can be written :

$$D_j = v_{sj}c_{nbj}$$

where the fall velocity  $v_{sj}$  is calculated by using the relation of Dietrich (1982).

The relation for the erosion rate of the bed sediment  $E_j$  is taken to be that of Garcia and Parker (1991) but modified for fine or light sediments by using the results of Garcia and Parker (1993). The modified relation becomes :

$$E_j = E_{sj}v_{sj} = \frac{1.3 \times 10^{-7} Z_{mj}^5}{1 + 4.3 \times 10^{-7} Z_{mj}^5} \quad (9.29)$$

where  $Z_{mj} = \kappa \sqrt{U_*^2} v_{sj} f(R_{pj})$ , and  $\kappa$  is a straining parameter defined as

$$\kappa = 1 - 0.288\sigma_\phi$$

where  $\sigma_\phi$  is the standard deviation of the grain-size distribution based on the  $\phi$ -scale,  $\phi = \log_2 D_s$ . The function  $f$  is dependent on the particle Reynolds number,  $R_{pj} = \sqrt{\frac{g(\rho_j - \rho)D_{sj}}{\rho}} \frac{D_{sj}}{\nu}$ , i.e.

$$f(R_{pj}) = \begin{cases} R_{pj}^{0.6}, & R_{pj} \geq 3.5 \\ 0.586R_{pj}^{1.23}, & 1 < R_{pj} < 3.5 \end{cases} \quad (9.30)$$

Another important consideration is that turbidity currents are driven by gravity, acting on density gradients created by the suspended sediments, which can be gained through entrainment and lost through deposition. Therefore, a turbidity current has the ability to modify the bed over which it flows, which may substantially affect its hydrodynamics (Garcia and Parker, 1993). In order to simulate this interaction, the equations governing the hydrodynamics have been coupled to the evolution of the bed through a bed-sediment conservation equation (Bradford and Katopodes, 1999). The bed continuity equation is needed to keep track of the amount of loose sediment on the bed.



FIG. 9.5 – Tailing deposit bathymetry in November 1976 during the meandering channel phase. Contours in meters. The dashed lines are acoustic sounding lines (from Hay, 1987).

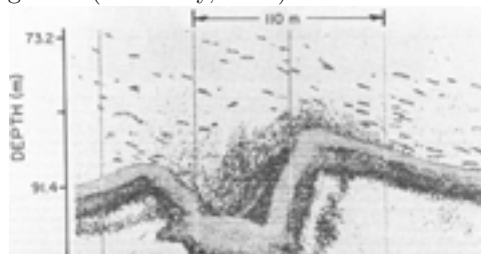


FIG. 9.6 – The 200-KHz acoustic image of the channelized discharge plume along line 78. See previous figure for line location (from Hay, 1987).

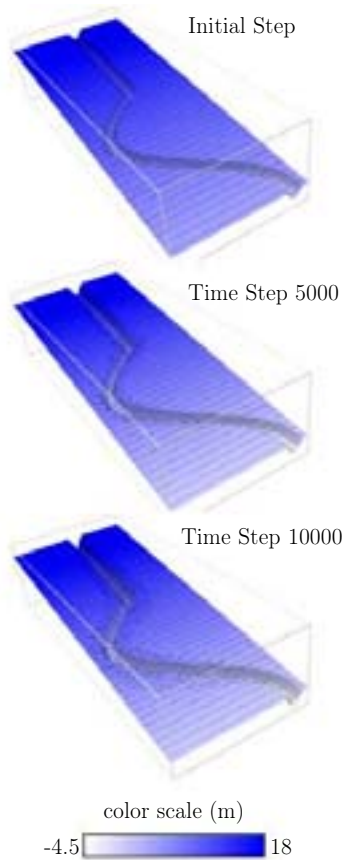


FIG. 9.7 – Bathymetry at different time steps (Top : initial bathymetry-Middle : 5000 iterations - Bottom : 10000 iterations).

The bed-sediment conservation equation has the following form :

$$(1 - \gamma) \frac{\partial z}{\partial t} = \sum_{j=1}^n (D_j - p_j E_j)$$

where  $z$  is the bed elevation,  $\gamma$  the bed porosity (assumed constant in the model) and  $p_j$  volume fraction of sediment  $j$  present in the bed.  $p_j$  may also change with time. In order to compute its variation, each grain size may be considered individually, *i.e.*

$$(1 - \gamma) \left[ p_j \frac{\partial z}{\partial t} + z \frac{\partial p_j}{\partial t} \right] = D_j - p_j E_j$$

Finally, we obtain :

$$(1 - \gamma) z \frac{\partial p_j}{\partial t} = f_{sj} - p_j f_s$$

where

$$f_s = \sum_{j=1}^n f_{sj} = \sum_{j=1}^n D_j - p_j E_j$$

In the model, the previous equations help to deduce the new values of altitude, erosion of the soft sediment cover and variation in particle concentrations in the bed and in the flow with the following considerations :

$$c_{nbj} = \left( 0.4 \left( \frac{D_{sj}}{D_{sg}} \right)^{1.64} + 1.64 \right) q_{cj}(0)$$

$$U_* = c_D q_v(0)$$

where  $c_D$  is the bed drag coefficient.

The bed-sediment conservation equation gives :

$$nq_a = q_a(0) + p_t \frac{\sum_{j=1}^n (D_j - q_{cbj} E_j)}{(1 - \gamma)}$$

$$nq_d = q_d(0) + p_t \frac{\sum_{j=1}^n (D_j - q_{cbj} E_j)}{(1 - \gamma)}$$

$$nq_{cj} = q_{cj}(0) + p_t \frac{(D_j - q_{cbj} E_j)}{(1 - \gamma) q_{th}(0)}$$

$$nq_{cbj} = q_{cbj}(0) + p_t \frac{D_j - q_{cbj} E_j - q_{cbj} \sum_{j=1}^n (D_j - q_{cbj} E_j)}{(1 - \gamma) q_d(0)}$$

## 4. Numerical Results

### 4.1. Turbidity Currents and Submarine Channel Formation in Rupert Inlet

In 1987, *Hay* published 2 articles about submarine channel formation in Rupert Inlet. The channel formation resulted from mine tailing discharge into Rupert

Inlet. The current flows partially within a submarine channel, which both hooks to the left and meanders. The Rupert Inlet study provides a case history of submarine channel development including observations of both surge-type and continuous flow and identification of turbidites in the deposits.

#### Channel Characteristics

The bathymetry of the mine tailing deposit in Rupert Inlet in November 1976 is shown in Figure 9.5. The submarine channel in this figure is in its so-called meandering channel phase. From the start of the channel near the outfall, the upper reach extends across the inlet, hooking slightly to the left and then enters the meander reach, which is located in the central trough of the inlet. The straight lower reach is below the meander reach (Hay, 1987b).

The axial slope of the upper reach is between 9.5 and 12° at the top, decreasing to 1.9° at the bottom, while the slopes of the meander and lower reaches are 0.91° and 0.47°, respectively.

#### Channel Pattern Persistence

Detailed surveys of the meandering channel were conducted between 1976 and 1977. Essentially the same channel pattern as that in Figure 9.5 persisted throughout this interval. Additional surveys with less accurate navigation show that the channel was present for a period of about 3 years. It is not known whether the meanders persisted that long. However, it is known from turbidites found in cores, that surge-type turbidity currents occurred at 1 to 5-day intervals. The submarine channel in Figure 9.5 is therefore taken to be in a slowly changing, or quasi-steady, state of equilibrium with the continuous flow and surge-type turbidity currents responsible for its formation (Hay, 1987b).

#### Continuous Flow Observations

An acoustic image of the discharge plume in the upper reach is shown in Figure 9.6.

The channel appears as a downstream view, that is on the right with the higher west levee. The backscattered signal from the discharge plume is concentrated on the right-hand side of the channel and can be seen spilling out of the channel beyond the crest of the higher west levee. This profile is typical of those acquired in this portion of the upper reach (Hay, 1987b). All exhibit the same tendency on the part of the plume to hug the right bank and spill over the right levee, independent of the phase of the tide.

### 4.2. First Conceptual Case : straight to sinusoidal channel transition

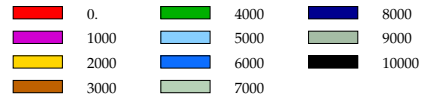


FIG. 9.8 – Color scale of the sections at different time steps for the first conceptual case.

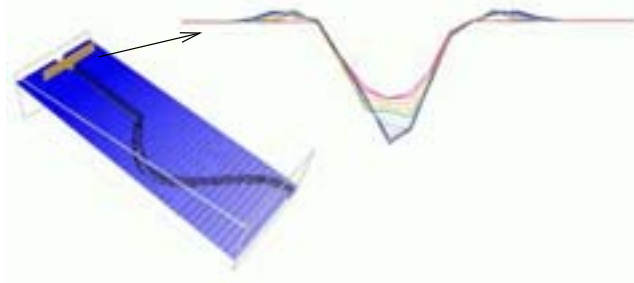


FIG. 9.9 – Cross sections at different time steps for the straight part of the channel.

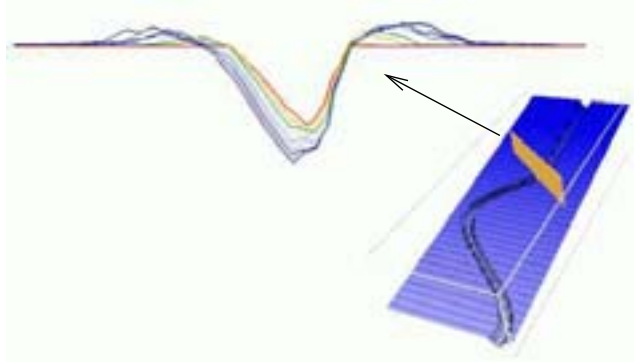


FIG. 9.10 – Cross sections at different time steps for the transition zone.

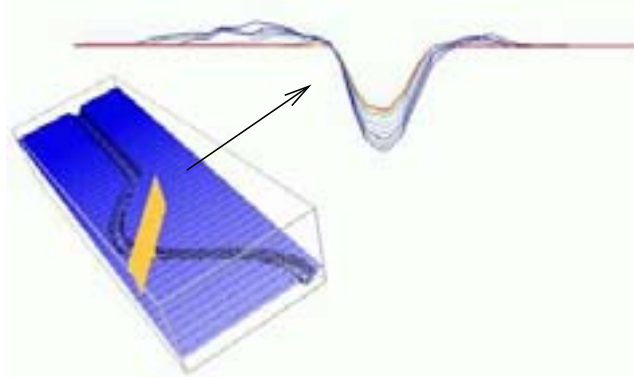


FIG. 9.11 – Cross sections at different time steps for the sinuous part of the channel.

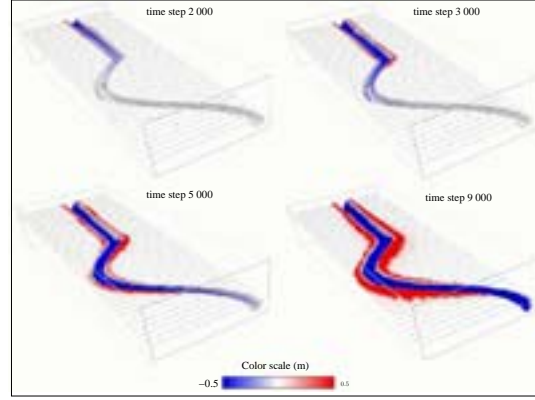


FIG. 9.12 – Erosion deposition maps for different time steps (2000, 3000, 5000, 9000). Red and blue zones are the deposited and eroded zones respectively (color scale :  $-0.5m \rightarrow 0.5m$ ).

### Channel Characteristics

The considered bathymetry, in this case, is quite similar to the geometry of the upper reach in *Hay's* description of the Rupert Inlet channel formation (Hay, 1987b). The geometry is an  $80m$  straight channel which evolves in a sinuous channel downstream. The studied area is composed of  $60 \times 160$  cells with a apothem ( $p_c$ ) of  $1m$ .

Both channel depth and width are constant and equal to  $3.5m$  and  $6m$  respectively. The slope is equal to  $5^\circ$  and the sinuous channel has the following characteristics : amplitude :  $20m$  ; wave length :  $100m$ .

The top picture in Figure 9.7 shows the initial bathymetry.

### Sediment Characteristics

Model allows us to take into account a large number of different grain size classes.

In this simulation, we define 3 classes :

1. very fine sediments :  $D_{vfs} = 85\mu m$  ;  $\rho_{vfs} = 2450kg.m^{-3}$  ;
2. fine sediments :  $D_{fs} = 740\mu m$  ;  $\rho_{fs} = 2400kg.m^{-3}$  ;
3. coarse sediments :  $D_{cs} = 1.1mm$  ;  $\rho_{cs} = 2650kg.m^{-3}$  ;

The fall velocity is computed with the *Dietrich equation* (Dietrich, 1982).

### Bed Characteristics

The volume fraction of each grain size present in the bed at initial step is defined as follows :

1. very fine sediments :  $q_{cbvfs} = 0.4$  ;
2. fine sediments :  $q_{cbfs} = 0.3$  ;
3. coarse sediments :  $q_{cbcs} = 0.3$  ;

The maximum thickness of the erodable soft sediment cover is set at  $1.5m$ . The angle of repose for the deposited

sediment  $p_{toppling}$  is set at  $30^\circ$ . The value of porosity and bed drag coefficient are set at  $0.3$  and  $0.003$  respectively.

### Current Characteristics

The ambient fluid is supposed to have a density equal to  $1000kg.m^{-3}$ . The source area is composed of 2 cells and the fluid injection is located in the center of the channel. The injection is made at each step during the first 10000 iteration. The characteristics of the injected flow are :

1. thickness :  $q_{th} = 1.5m$  ;
2. velocity :  $q_v = 0.2m.s^{-1}$  ;
3. very fine volume concentration of sediment :  $q_{cvfs} = 0.04$  ;
4. fine volume concentration of sediment :  $q_{cfs} = 0.02$  ;
5. coarse volume concentration of sediment :  $q_{ccs} = 0$  ;

### Bed Evolution

The bed evolution is a function of the internal transformation of the flow  $T_2$  and the local interaction of the flow  $I_4$ . This evolution is computed using the erosion and deposition equations and the toppling of the deposited sediments respectively.

Figures 9.7 and 9.12 show the bed evolution. The first phase is characterised by a strong sediment entrainment from the channel bed. This entrainment generates self-accelerating turbidity current. Each sediment class has its own means of transport.

The coarse particles move thanks to a traction or saltation transport. These particles are deposited rapidly in the surroundings of the channel axis. In Figure 9.12, we can see in the first iteration steps a red zone inside the channel. This deposited zone corresponds to the sedimentation of the coarsest sediments just eroded upstream.

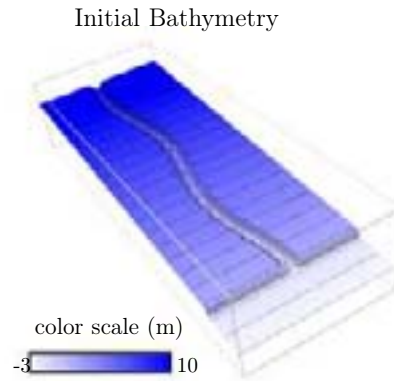


FIG. 9.13 – Initial bathymetry of the second conceptual case.

The finest particles are transported as a suspended load and remain in the body of the current over a long distance before settling. They are deposited by overflowing outside the channel. During the first steps, these particles formed the levees on the sides of the channel. In the straight part of the channel, the levees are symmetrical.

Because of entrainment of surrounding fluid, the current thickness increases downstream.

The transition between the straight and sinuous part is a critical zone, which allows us to study the flow behavior. In this zone, the flow is able to spill out because of the small difference between current and ambient fluid density (Figure 9.7). Dissymmetrical levees are formed with a higher and wider levee on the external bank in this transition zone (*cf.* bottom pictures in Figure 9.12). In the sinuous bottom part, the same observations can be done. The flow tends to spill over the external levees of the channel and the deposits are thicker on these levees.

### Cross Section Study

In order to show the channel evolution under the action of the turbidity current, 3 cross sections are drawn. The color scale of the cross sections for the computed iterations is given in Figure 9.8.

#### *Straight Part Cross Sections*

Figure 9.9 shows that the flow starts to erode the channel bed right from the start of the injection. The incision is continuous and the talweg is hemmed in more and more by the levees. When the flow intensity decreases, the erosion is localised in the deepest part of the channel. For the iterations 9000 and 10000, we can see a thin deposit inside the channel due to very fine sediments settling.

The over-spill of the flow creates symmetrical levees. Both thickness and width of these levees increase during the simulation. Moreover, these levees have a tendency to migrate away from the channel axis. In fact, the flow generates instabilities on channel banks. These instabilities cause the toppling of the steepest slope bank

inducing the levees migration.

#### *Transition Zone Cross Sections*

Figure 9.10 shows the results for the cross sections in the transition zone between the straight and sinuous channel.

The flow erodes preferentially the internal flank of the channel. In fact, the flow tends to smooth the longitudinal profile in order to reach an equilibrium state. The talweg migrates laterally on the internal bank.

The external levee begins to grow as soon as the flow starts to over-spill. This external levee is higher and wider than the internal levee and grows continuously during the simulation.

#### *Sinuuous Zone Cross Sections*

In the sinuous part of the channel, the previous descriptions are identical as in the transition zone : Figure 9.11 shows an erosion of the internal bank of the channel. This erosion is lower than in the transition zone, but remains uniform. The flow still tends to reach an equilibrium state.

The external levee is the first to appear. Similar to the previous case, this levee is higher and wider than the internal one and migrates during the simulation.

The model simulates correctly the natural deposits asymmetry resulting from the passage of a turbidity current in a sinuous channel.

## 4.3. Second Conceptual Case : sinuous channel to non-channelled transition

### Channel Characteristics

In this case, the considered bathymetry is quite similar to the geometry of the lower reach in *Hay's* description of the Rupert Inlet channel formation (Hay, 1987b). The geometry is a 130m sinuous channel which evolves into a non-channelled zone downstream. The studied area is composed of  $60 \times 160$  cells with an apothem ( $p_c$ ) of 1m (Figure 9.13).



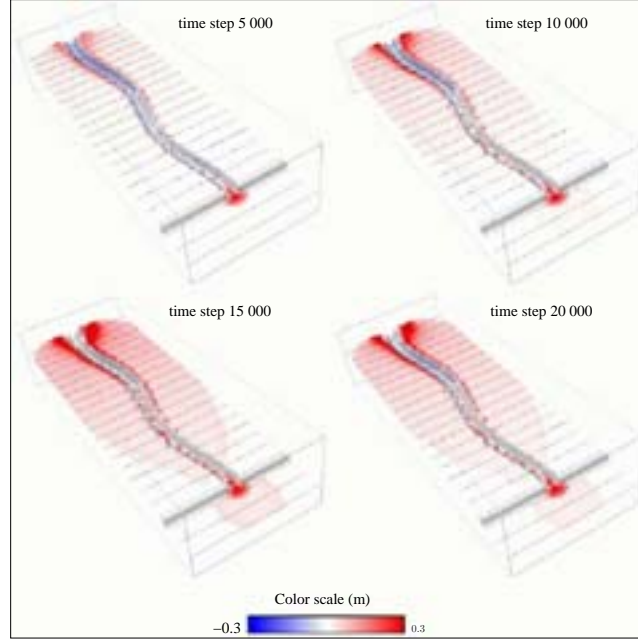


FIG. 9.14 – Erosion deposition maps for different time steps (5000, 10000, 15000, 20000). Red and blue zones are the deposited and eroded zones respectively (color scale :  $-0.3m \rightarrow 0.3m$ ).

Both channel depth and width are constant and equal to  $2.75m$  and  $6m$  respectively. The slope is equal to  $0.7^\circ$  and the sinuous channel has the following characteristics : amplitude :  $3m$  ; wave length :  $80m$ .

### Sediment Characteristics

In this case, we also take into account 3 different grain size classes :

1. clay :  $D_{clay} = 5\mu m$  ;  $\rho_{clay} = 2600kg.m^{-3}$  ;
2. silt :  $D_{silt} = 60\mu m$  ;  $\rho_{silt} = 2600kg.m^{-3}$  ;
3. fine sand :  $D_{sand} = 135\mu m$  ;  $\rho_{sand} = 2600kg.m^{-3}$  ;

The fall velocity is computed with the *Dietrich equation* (Dietrich, 1982).

### Bed Characteristics

The volume fraction of each grain size present in the bed at the initial step is defined as follows :

1. clay :  $q_{clay} = 0.8$  ;
2. silt :  $q_{silt} = 0.15$  ;
3. fine sand :  $q_{sand} = 0.05$  ;

The maximum thickness of the erodable soft sediment cover is set at  $0.5m$ . The angle of repose for the deposited sediment  $p_{toppling}$  is set to  $30^\circ$ . The value of porosity and bed drag coefficient are set at  $0.3$  and  $0.003$  , respectively.

### Current Characteristics

The ambient fluid is supposed to have a density equal to  $1000kg.m^{-3}$ . The source area is composed of 2 cells and the fluid injection is located in the center of the channel.

The injection is made at each step during the first 10000 iterations. The characteristics of the injected flow are :

1. thickness :  $q_{th} = 2.5m$  ;
2. velocity :  $q_v = 0.2m.s^{-1}$  ;
3. volume concentration of clay :  $q_{clay} = 0.05$  ;
4. volume concentration of silt :  $q_{silt} = 0.008$  ;
5. volume concentration of fine sand :  $q_{sand} = 0.002$  ;

### Bed Evolution

The bed evolution is a function of the internal transformations of the flow  $T_2$  and the local interactions of the flow  $I_4$ . This evolution is computed using the erosion and deposition equations and the toppling of the deposited sediments respectively.

Figure 9.14 shows the bed evolution. We can distinguish 2 stages for the inside channel erosion deposition variations. The first stage is defined by a progressive erosion of the bed until the switching off of the flow source (step 10000). The second stage is a deposition stage inside the channel as soon as the flow stops.

Inside the channel, flow and bed particles are successively deposited and eroded. The deposits in this area are constituted by the coarser sediments.

When the current is no longer channelled, it spreads rapidly and particles start to settle. Deposit geometry in this zone is lobate as it is for distal lobes located in deep-sea environments.

### Cross Section Study

In order to show the channel evolution under the action of the turbidity current, 3 cross sections are drawn.



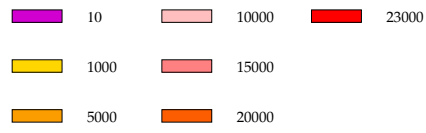


FIG. 9.15 – Color scale of the sections at different time steps for the second conceptual case.

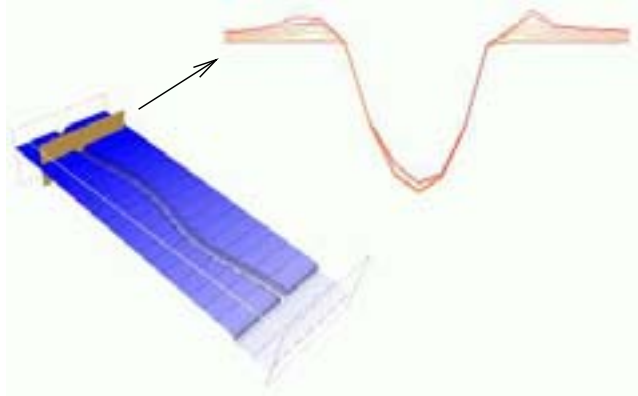


FIG. 9.16 – Cross sections at different time steps for the sinuous zone.

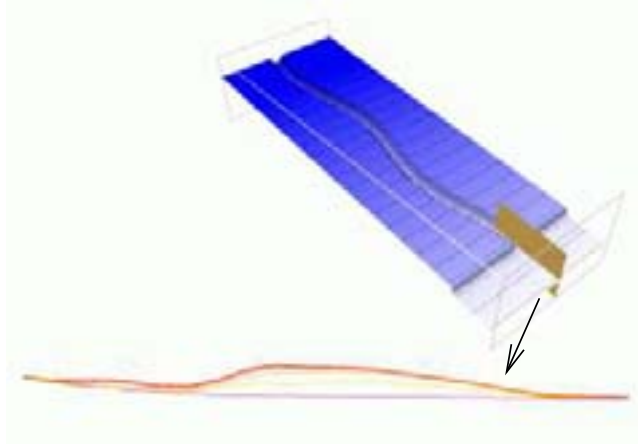


FIG. 9.17 – Long sections at different time steps for the non-channelized zone.

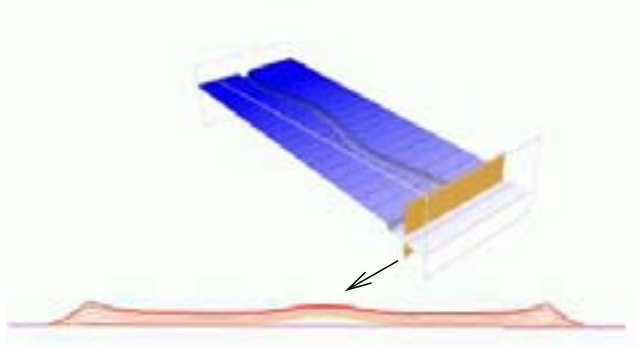


FIG. 9.18 – Cross sections at different time steps for the non-channelized zone.

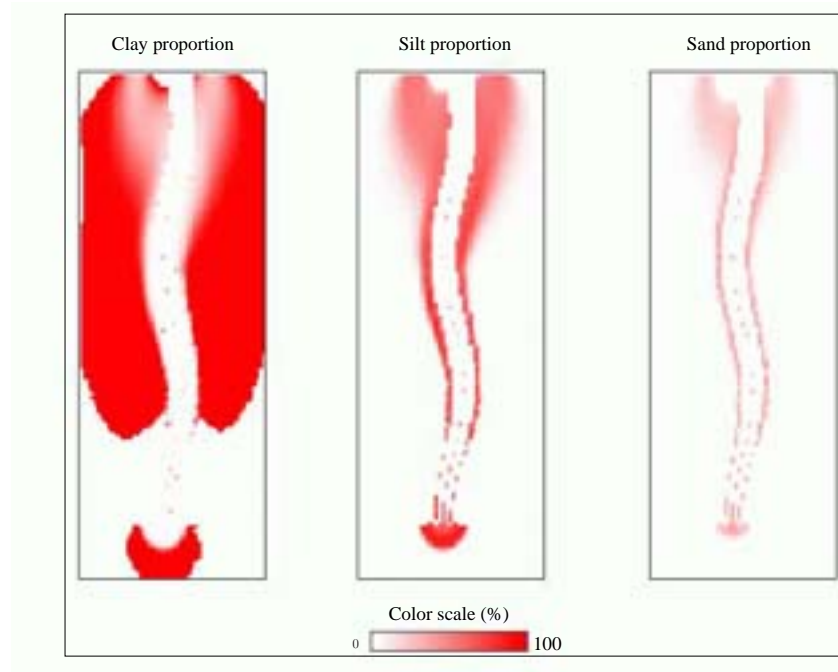


FIG. 9.19 – Deposited sediment distribution for the iteration step 10000. From left to right, pictures show, respectively, clay, silt and fine sand deposited proportions.

The color scale of the cross sections for different iterations is given in Figure 9.15.

#### *Sinuuous Zone Cross Sections*

As for the first conceptual case, the current inside the sinuous zone is able to spill over. The geometry of the deposits (Figure 9.16) is similar to that of the previous case. The flow preferentially spills over the external bank and erodes the internal one. However, the dissymmetry between the levees is not as clear as in the first simulation because of the initial topography (slope, channel wave length and amplitude) and flow parameters (concentrations, thickness). The comparison between the two simulations shows the importance of topography, bed composition and flow characteristics on the obtained sedimentary geometries.

#### *Non-Channelled Zone Sections*

In the distal part, the flow is not channelled and a lobate geometry forms.

Down-channel sections (Figure 9.17) show a rapid decrease in the lobe thickness. The first stage (erosion) can be related to the maximum growth of this distal lobe. In the second stage, the lobe thickness still increases but the deposits are thinner and are constituted mainly of clays.

Figure 9.18 shows the results for the cross sections in the non-channelled area. In this area, the flow is not able to erode the bed. In addition, the current is spreading laterally very rapidly and deposits the largest particles near the channel mouth. The lobe geometry, obtained in

this second simulation, is similar to natural case studies where channel-levee systems open onto an abyssal plain.

#### *Deposited Sediment Distribution*

Figure 9.19 shows the distribution of the 3 different grain size classes.

In the sinuous area, only a small quantity of particles settles inside the channel. On the levees, the figure shows a lateral segregation of the deposited sediments. The levee deposits close to the channel axis are made up of the 3 types of particles. When, the flow moves away from the channel axis, sand settles first, silt settles second and, finally, the clay settles.

For the non-channelled area, the same lateral particle sorting appears. It is associated with a longitudinal sorting. In fact, the sand starts to settle near the channel opening. Its proportion decreases rapidly downstream. Then, silt fraction becomes predominant. In the most distal part, the clay is the only grain size present and able to settle in the flow.

## 5. Conclusions and Perspectives

The purpose of this work is to develop an innovative numerical approach for density flow motion, erosion, transport and deposition. In the past, most attempts at modeling such flows in subaqueous environments with more classical approaches were *1D* models. In addition, sedimentation was often neglected, thus severely limiting the application of such models to natural studies.

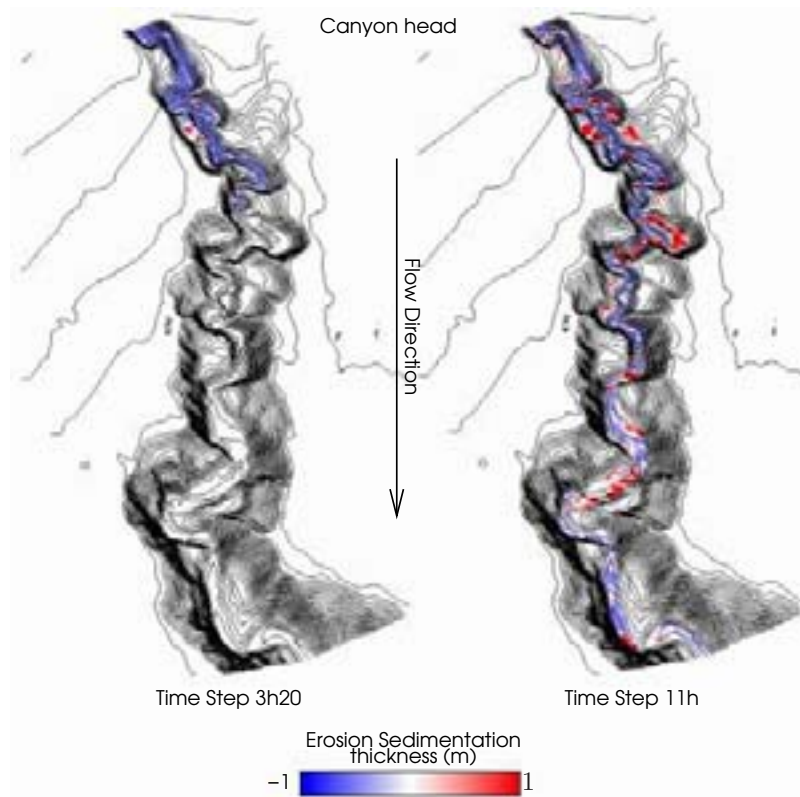


FIG. 9.20 – Capbreton Canyon erosion deposition maps (scale  $-1m \rightarrow 1m$ ) at  $3h$  and  $11h$ .

In order to predict the formation and evolution of channels and the nature and geometry of the deposits associated to the flow path down slope, we developed a model to simulate  $2D$ , vertically integrated, turbidity current. In addition, the model is dynamically coupled to the environment through erosion and deposition equations.

In a Cellular Automata model, conservation law is rewritten in a very different context of space-time discretisation. Values of model parameters cannot always be determined directly, *e.g.* by physical measures. They are commonly selected iteratively by comparing the results of simulations with the global behavior of the real phenomena. These values are then considered only as the optimal combination of such parameters.

The model simplifies natural flows and therefore computational time is saved. A preliminary validation, based on conceptual cases, showed that the models are able to simulate most of the features of the natural processes. From these preliminary results it would be interesting to improve the models and to calibrate them with field and experimental data. A complete calibration should include case studies of a well-known turbidity current event, in which the grain size distribution at various locations and the extent of the current are known.

Primary simulations have been made in order to repro-

duce the turbulent surge occurred during the December 1999 storm event (called *Martin event*) in Capbreton Canyon (*Bay of Biscay, North Atlantic Ocean*) (Mulder et al., 2004). Figure 9.20 shows the erosion deposition maps obtained with the model for two time steps. The deposit composition still has to be correlated to the sediment present in cores in order to specify the parameters' values. Like classical numerical models, the critical point is the initial flow composition and duration. Hence many simulations have to be done in order to fit as well as possible to the field data.

At the same time, we are trying to simulate a series of small-scale laboratory experiments on the formation of sub aqueous channels and lobes (experiments realized by Métivier et al.). These experiments show that steady flow of a dense current on a bed of light particles can induce both the spontaneous formation of channels and spontaneous meandering (Métivier et al., 2005). The model presented in this paper is a simplified representation of flow and sedimentary processes, built from an original approach called Cellular Automata. It is a new tool which helps to overcome some of the shortcomings of the classical models and fill gaps in our knowledge of turbidity current behavior.

## Les points essentiels

Le modèle présenté permet de simuler le comportement des courants turbulents sous-marins. Des tests de sensibilité ont permis de valider l'approche par les automates cellulaires. Les lois utilisées sont issues des modèles classiques mais réécrites pour être en accord avec le formalisme des automates cellulaires. L'évolution des dépôts d'un courant turbulent circulant dans un système chenalisé méandrique montre que le modèle est capable de simuler le comportement complexe de l'écoulement. En effet, l'écoulement turbulent a tendance à remonter sur le bord externe du méandre dû à sa faible différence de densité avec le fluide ambiant. Par conséquent les levées formées sont disymétriques avec une zone de sédimentation préférentielle au niveau de la levée externe. L'étude de la répartition des différents types de sédiments montre que le courant est capable de transporter les particules les plus fines sur des distances importantes alors que les sables vont avoir tendance à se déposer dans l'axe du chenal et sur les bords des levées. Enfin, la chenalisation permet à l'écoulement de se déplacer sur des distances importantes. L'arrêt brutal de celle-ci conduit à la formation d'un dépôt lobé. Ce dernier résulte de l'étalement latéral du courant, étalement qui entraîne la perte de sa capacité de transport. Les dépôts résultant sont en accord tant au niveau de leurs dimensions qu'au niveau de leurs géométries et compositions avec les observations réalisées en milieu naturel.

## 9.3 Application à la bouffée turbide de Décembre 1999

Le modèle d'écoulement turbulent proposé dans la section précédente est maintenant validé en comparant les résultats d'une simulation avec un cas réel. Le cas choisi est la bouffée turbide qui se produit dans le Canyon de Capbreton durant la tempête de décembre 1999. Le calage du modèle sur ce système actuel bien documenté permet de valider les options méthodologiques choisies, notamment les règles de comportement des écoulements sédimentaires. Cette première étape est indispensable avant d'envisager d'extrapoler la modélisation à des systèmes fossiles construits dans des contextes eustatiques, climatologiques et géodynamiques différents et pour lesquels on manque de connaissances.

### 9.3.1 Le canyon de Capbreton

Il s'agit du canyon le plus profond au monde (profondeur > 3000m le long de la marge Nord Ibérique ; Shepard et Dill, [186]). Il appartient à la catégorie des canyons dont la tête est connectée au domaine littoral

(Gouf). Il semble avoir été durant l'Holocène en relation directe avec le bassin de l'Adour. Sa déconnexion de l'Adour date de 1310AD. Les données les plus récentes montrent que le canyon a une morphologie méandrique (Cirac et al., [32]).

Deux hypothèses ont été proposées pour expliquer l'origine de ce canyon : (1) il correspondrait à une cicatrice tectonique apparue à l'Eocène et non refermée depuis (Schoeffler, [179]). Cette fosse, toujours active, "attirerait" une importante sédimentation de type *flysch* provoquant une surcharge sédimentaire et un déséquilibre isostatique négatif (visible sur la carte d'anomalies de Bouguer). Ce déséquilibre serait à l'origine d'une série de failles de compensation limitant des zones d'effondrement. (2) Il résulterait d'une érosion par des processus gravitaires. Cette dernière hypothèse est confirmée, en partie, par la présence d'un complexe turbiditique de bas de pente au débouché du canyon (l'éventail turbiditique du Cap-Ferret), caractérisé par un fort taux d'accumulation durant la période de haut niveau marin relatif Holocène, et par la découverte d'une turbidite récente déposée par une bouffée turbide déclenchée par la tempête du 27/12/1999 (Mulder et al., [126]).

### 9.3.2 Données disponibles

La partie supérieure et médiane du canyon de Capbreton a été cartographiée en utilisant le sondeur bathymétrique multifaisceaux EM300 et l'imagerie acoustique associée (Cirac et al., [32]). Des profils de sismique-réflexion HR SPARKER et de sondeur de sédiment THR (CHIRPM/3.5kHz) ont été effectués dans le canyon ainsi qu'une cinquantaine de carottages gravitaires de type Küllenberg ou interface, avec une longueur variant entre 0.3 et 20m. L'analyse de ces données a fait l'objet de la thèse de Gaudin [61]. Cette analyse permet de définir avec précision la géométrie actuelle du canyon, notamment la structure des terrasses et l'évolution temporelle de cette géométrie. Elle permet aussi d'évaluer la répartition des faciès sédimentaires actuels et récents dans le canyon. L'ensemble débouche sur la production d'un modèle conceptuel d'évolution de l'activité, de la morphologie et de la structure du canyon durant le Quaternaire et sur la caractérisation des processus sédimentaires à l'origine de cette morphologie et de leur évolution dans le temps. Les résultats de ce travail d'interprétation ont apporté les données nécessaires au calage et à la validation de la modélisation numérique effectuée dans le cadre du projet de thèse.

### 9.3.3 Simulation de l'évènement de Décembre 1999

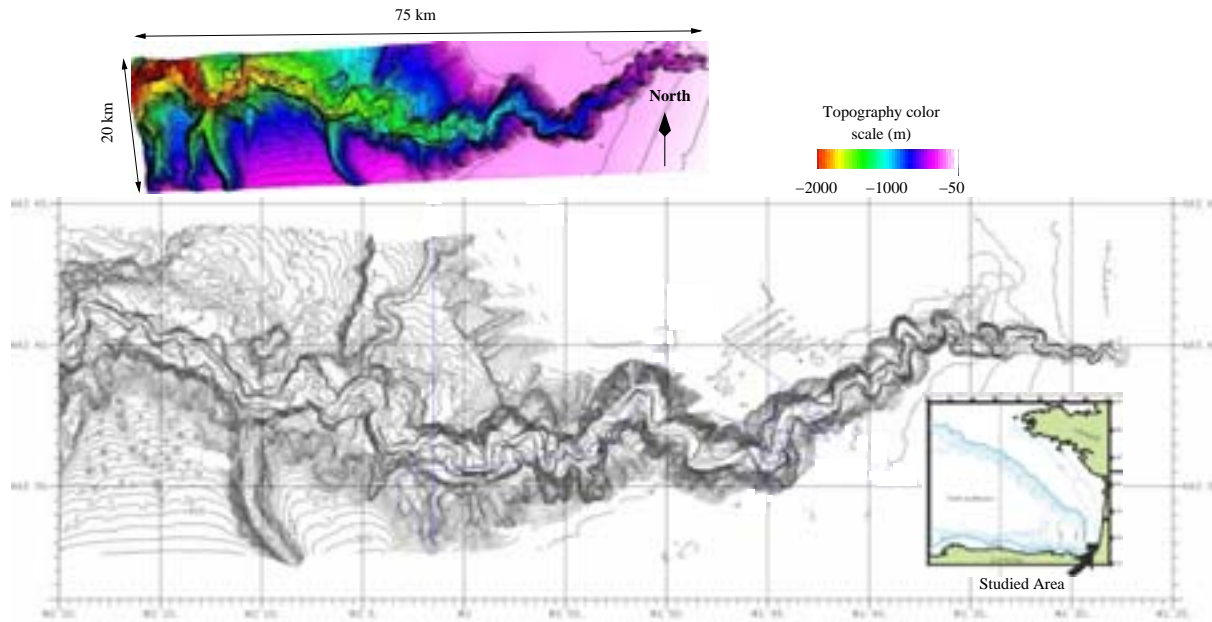


Figure 9.21: The bathymorphology of the Capbreton Canyon. Isobaths are at 40-m intervals.

## Simulating the 1999 Turbidity Current occurred in Capbreton Canyon through a Cellular Automata Model

*submitted to Geomorphology*

T.SALLES<sup>1,2</sup>, T. MULDER<sup>1</sup>, M. GAUDIN<sup>1</sup>, M.-C. CACAS<sup>2</sup>, S. LOPEZ<sup>2</sup>, P. CIRAC<sup>1</sup>

**Abstract.** A numerical model has been developed for the simulation of density currents with several grain size fractions over a complex three dimensional submarine topography. The model is based on an alternative approach known as Cellular Automata paradigm. The model is validated by comparing a simulation with a reported field-scale event. Chosen case is a turbidity current which occurred in Capbreton Canyon and initiated by the December 1999 storm. Using data from recent oceanographic cruises, this event has been precisely described, which constrain values of model parameters. The model simulates the 1999 turbidity currents over the actual canyon topography and related turbidite using three grain size fractions. Model well simulates areas of erosion and deposition in the canyon. It predicts the vertical and longitudinal grain size evolution. It shows that the fining-up sequence can be deposited by several phase of deposition and erosion, explaining the presence of intrabed contacts or the frequent lack of facies in Bouma sequences.

## 1 Introduction

Turbidity currents are sediment-laden underflows driven by the density difference between the flow and the ambient fluid in the basin. They belong to a wider category of flows known as gravity or particulate density currents. Turbidity currents often occur in oceans, lakes and reservoirs, and constitute an important mechanism for the transport of littoral sediment to deeper waters (Parker et al., 1986). At the mouth of many submarine canyons, turbidity currents form large sedimentary systems known as deep-sea submarine fans or turbidite systems (Stow et al., 1985).

Sedimentary deposits formed by turbidity currents

in deep water at the base of continental slopes and on abyssal plains are called turbidites. Turbidites commonly show vertical changes in facies forming Bouma sequences (Bouma, 1962). It is a typical model of traction/decantation process. Several facies with typical sedimentary features indicate a bottom to top decrease of energy level. The Bouma sequence is normally graded indicating a suspension fall-out. At high energy, turbidity currents are erosive. The erosional surface at the base of the sequence with erosional features such as flute marks grooves, is thus caused by the passage of the energetic head of the current or by the passage of several currents as indicated by several groove directions (Mulder et al., 2002). The concentrated basal part of the current



is the origin of the poorly graded facies Ta of the turbidite. Concentration is high and turbulence cannot develop. The crude grading suggests that decantation does not occur because of the coarse size of the particles. The other facies of the Bouma sequence suggest the passage of the flow body with a turbulent regime and a progressive decreasing energy. The overlain deposits are successively finer and better stratified sediments like sands and muds deposited under quieter conditions that are labeled as facies Tb through Te. The flow transformation with distance is the basis of genetic classification of deposits and is directly related to the evolution of grain support mechanisms (Mulder and Alexander, 2001). In practise, however, the chaotic, high-energy nature of turbidite deposition can alter or remove underlying sediments so that incomplete sequences of sediments typically remain preserved. Indeed, changes in turbidity current source position can give top or base cut-out sequence. Heterogeneity in grain-size distribution can induce missing intermediate facies. Pulses in flow can cause intrabed contacts (Düringer et al., 1991).

Because of their impacts on seafloor morphology, there is a great interest in turbidity currents research. Turbidity currents can be highly erosive and therefore are believed to carve out many of the submarine canyons found on continental margins (Parker, 1982). A concern is the destructive effect that turbidity currents have on underwater structures, such as cables, pipelines, foundations, and moorings (Heezen and Ewing, 1952). In addition, many submarine fans constitute major hydrocarbon reservoirs around the world (Wilde et al., 1985), and therefore a clear and complete knowledge of submarine fan morphology is crucial for effective exploring and exploiting these reservoirs. Finally, they are also tsunamogenic processes (Habib, 1994).

Laboratory experiments have been carried out during the past decades to study turbidity currents (Ellison and Turner, 1959; Simpson and Britter, 1978; Garcia and Parker, 1989, 1993; Métivier et al., 2005), but results are only roughly applicable to large-scale events (Bradford and Katopodes, 1999). Middleton (1966) recommended Froude number scaling to capture flow dynamic. This, however, precludes the possibility of obtaining Reynolds number similarity. Consequently, laboratory models will always emphasize viscous effects. The Coriolis acceleration, surface tension, and sediment phase would likewise be scaled incorrectly.

In situ observations of turbidity currents are rare because of unpredictability and destructive nature of events. Due to submarine environment conditions (specially high velocity flows) most attempts to measure turbidity currents fail. Indeed, measuring equipment is often lost or destroyed by the event (Inman et al., 1976). However, flows have been observed at river mouths and at mining locations (Hay, 1987, 1987b; Normark, 1989), which, because of their large scale, are probably more re-

presentative of deep-sea events than are laboratory models.

Due to problems with basin experiment and in situ measurements, numerical models represent an attractive alternative for studying turbidity currents and have received greater attention because of both increase of computational power and improvement of numerical methods. Numerical simulations allow a greater understanding of motion and deposition by examining interdependence between flow and sedimentation parameters in a detailed manner. Numerical models allow to prevent scaling limitations of experiments and unpredictability and expense of field observations (Bradford and Katopodes, 1999). Recent developments in computing science allowed an extension of application range of classical methods (commonly based on a discretisation of space and time). Moreover, innovative numerical methods emerged from alternative computational paradigms such as Cellular Automata, neuronal nets and genetic algorithms. These approaches have already been developed for aerial flows modeling (Segre and Deangeli, 1995; Di Gregorio et al., 1997, 1999; Paola, 2000; D'Ambrosio et al., 2003) and have proved their ability to catch most of characteristic features of natural processes.

In this paper, a turbidity current model based on an alternative approach, the Cellular Automata paradigm, well suited for modeling complex natural systems, is used. The model is developed for unsteady, two-dimensional, depth-averaged particle laden turbid underflows driven by non-uniform and non-cohesive sediments. In addition, the model is able to follow the evolution and development of an erodible bed due to sediment entrainment and deposition. The model is applied to a case study that occurred in the Capbreton Canyon in 1999. We discuss on longitudinal and vertical evolution of deposits and motion, erosion and deposition of the flow inside the canyon.

## 2 Settings

### 2.1 Capbreton Canyon

The canyon of Capbreton, extends in the Bay of Biscay (SW France). Its head is located 250 m from the coastline, deeply cutting the continental shelf. It is a 300-km-long meandering submarine structure running parallel to the north coast of Spain (Fig. 9.21). Along the Spanish shelf, the south wall reaches up to 32 km wide and 3000 m deep at 133 km from the canyon head (Shepard and Dill, 1966). It is one of the deepest canyon in the world.

The canyon head is a deep and wide amphitheater opening toward the coast. On the first kilometer the slope reaches an average value of 4° and reduces to 2° for the first 4 kilometres. From that point, the average slope decreases to 0.75° and remains constant and for around 150

km (Mulder et al., 2004).

The canyon flanks are dissected by tributary valleys either empty or partially to totally filled by sediments. Moreover, the flanks are also dissected by small gullies, supplying sediment to the canyon via suspension plumes, nepheloid layer or by long shore currents (Frignani et al., 2002; Kottke et al., 2003). Failure scars are observed on the canyon flanks. Some of them may extend to the axial channel, but no slump deposits are visible in the axial channel (*Gaudin et al. submitted*).

The canyon was directly connected to the Adour River until the end of the 16<sup>th</sup> century. Since this period, the river mouth has been located 15 km southward of the canyon head (Klingebiel and Legigan, 1978). However, thanks to small mountainous costal rivers and costal hydrodynamic processes canyon is still active. Indeed, wind and swell directions allows the formation of alongshore currents with a main southward direction parallel to the coastline. Moreover, the Bay of Biscay is regularly affected by violent storms that constitute an important sea floor erosion factor by increasing swell littoral drift and interstition overpressure in sediment. These atmospheric depressions also bring extra water bulge to the shoreline that induces very strong backward currents.

## 2.2. Submarine Terraces

Submarine terraces constitute a major feature of the Capbreton Canyon and represent a large volume of sediments trapped in canyon. Terraces constitute sedimentary depocenters in the canyon and are thought to record the evolution of erosive and depositional processes through time. These terraces are located on both sides of the channel. Their height vary from 10 to a few hundreds metres (Tranier, 2002). These terraces are superposed suggesting that the canyon could be formed by several incision phases (Cirac et al., 2001). Four types are described by Gaudin et al. (*submitted*) :

- Type 1. Horseshoe terraces, with a loop surrounding a raised edge part ;
- Type 2. Hemispherical terraces with a flat top ;
- Type 3. Elongated tranverse terraces with a rounded top ;
- Type 4. Flat elongated terraces.

Terraces of type 1 and 2 are those with the highest elevation above the thalweg axis. The thickness raised edge that borders the terrace is inversely related to terrace elevation. Conversely, type 3 terrace is located in the inner part of axial channel meanders. Type 4 is located on both side of the canyon in straight parts of the channel (*Gaudin et al., submitted*). All of the terraces, whatever the type is, are draped by stratified facies that resulted from the spilling of the top of the turbidity currents.

Type 1 terraces result from meander cut off, similarly to what happen in fluvial environments (Schumm, 1977). The erosion of the inner part of the meander increases

the curvature of the meander. Then, the meander breaks and creates a chute which becomes the new pathway. The abandoned meander forms a depression where spill over sediments accumulate. Type 2 terraces are formed by lateral migration of the channel. Turbidite surges are diverted to the external part of the meander allowing deposition in the inner part of the meander constructing the type 3 terraces. The progressive incision of the thalweg isolates the inner part of the meander. Type 3 can evolve in type 1 terrace through time with the meander evolution. Type 4 terraces are interpreted as inner nested levees. They could represent a low-energy process period within the canyon. During high-energy process period, the channel is eroded over its whole width. During periods of eroding processes energy decrease, gravity flows are not able to continue the excavation of whole canyon width. Erosion only takes place in a restricted part of the channel, the central thalweg where the energy is high enough (Babonneau et al., 2002).

## 2.3. Turbulent flow structure

Using the terminology of Luthi (1980), Ravenne and Beghin (1983), Laval (1988), Laval et al. (1988) turbulent flows can be subdivided according to flow uniformity into instantaneous (turbulent) surges, longer duration surge-like flows and quasi-steady turbidity currents. According to Middleton and Hampton (1973), they are sediment gravity flows in which sediments are supported mainly by the upward component of fluid turbulence. Bagnolds (1962) adds a limit of 9% sediment concentration by volume for full turbulent support of sediment. This is used as the threshold value to define turbidity currents. Longitudinal morphology of turbulent flows was described using observation of atmospheric currents, pyroclastic surges or scale experiments. Turbulent flows are formed by a head, a neck, a body and a tail. The head of turbidity currents has a particular bulge-shaped form due to its flow dynamics. The head is lobate with divergences from the main flow directions. Inside the head, the fluid has a circular motion towards front and top of the head. Coarser grains tend to concentrate in this part of the current. The head is mainly erosional. The body is located behind the head. It can be separated from the head by a transitional part (neck). The body is mainly depositional. The tail is the diluted back part of the flow that quickly thins.

## 3 Method and data

### 3.1. Cellular Automata model presentation

This section introduce the general frame of the model, an original approach is used and based on a new paradigm : the Cellular Automata. Detail physics of the



model is discussed in Salles et al. (*submitted*). We present in this paper only the main characteristics of the Cellular Automata paradigm and the reasons for its use.

### 3.1.1. Why choosing the Cellular Automata model?

The cellular automata choice is justified by four reasons. (1) Submarine fan and channel formation are related to density currents that are a true 3D process. Hence, analytical solutions to differential equations governing density flows are a major challenge, except for few simple, unrealistic, cases. (2) Difficulties in simulation arise from problems in defining closure equations. (3) The solving of hydrodynamic equations requires very important computational time. (4) The complexity and accuracy of hydrodynamic model is not consistent with scarcity of field data in deep-sea environment and difficulty to calibrate accurately the model.

In addition, because of long time scales required in geological modeling, used models can barely take into account detailed physical processes governing sedimentation. Diffusion-based approaches of sediment transport have already proved successful at the basin scale. Yet, they can reach their limits when smaller scales are considered where inertial effects may overcome purely gravitational components.

The cellular automata paradigm can be an interesting approach to reproduce density flows. In addition, it is perfectly designed for object based programming and code parallelization, enhancing model operational aspects and saving computational time.

### 3.1.2. General frame

The cellular automata can be represented as a 2D plane, divided into square cells of uniform size. Each cell includes an identical finite automata. Each cell represents a part of space, whose specification describes the significant characteristics of the corresponding part of space. On the first hand, because physical quantities are usually expressed with continuous variables referred to point in space, the cell size must be small enough to properly approximate the considered cell space. On the other hand, the cell space must be large enough to allow a macroscopic approach.

Flow behavior is expressed in terms of local laws and the system complexity emerges from cells interactions, by applying simple local rules. Input for each cell is given by the state of the neighboring cells, where neighborhood conditions are determined by a constant both with time and over cells pattern. At initial time, the cells are in arbitrary states and the cellular automata evolves by changing the state of all cells simultaneously at discrete times according to a transition function.

### 3.1.3. Transition function definition

The transition function includes local interactions and internal transformations which represent elementary processes of the flow. In our model, this function includes effects of water incorporation at suspension-ambient fluid interface, a transport equation for particle volume concentration and a toppling rule for deposited sediments. The transition function is applied, step by step, to all the cells and the Cellular Automata configuration changes. In this way, evolution of the simulation is obtained.

The five rules constituting the transition function, listed in the order of application, are the followings :

1. Water entrainment (internal transformation) ;
2. Erosion and deposition rules (internal transformation) ;
3. Distribution diagram (local interaction) ;
4. Flow thickness, concentration and velocity updating (local interaction) ;
5. Toppling rule for deposited sediments (local interaction).

### 3.1.4. Main concepts

#### 3.1.4.1. Parameters

At the beginning of each simulation, the states of all cells must be specified, by defining initial configuration. The model parameters are cell altitude, flow thickness, velocity, volume concentration and bed sediment proportion. Moreover, sediment characteristics such as fall velocity, diameter and density of particles have to be defined for different particle types. For deposition and erosion rules, a bed drag coefficient and a constant bed porosity value are used. The other parameters, related to the distribution algorithm, are :

- an adherence parameter for flow thickness distribution ;
- one treshold for toppling rules ;
- one treshold related to the friction angle.

#### 3.1.4.2. Run-up heights

Topography might have a major influence on the deposition (Pickering et al., 1989 ; Kneller and McCaffrey, 1999), either by controlling the non-uniformity of the flow or by confining it, either partially or completely. The behavior of the flow around an obstacle varies according to forward velocity, obstacle height and density stratification within the current (Lane-Serff et al., 1995). Topographic impact has major implications for the spatial distribution of sediment in the deep sea, for interactions of unconfined currents with the intrabasinal highs and basin margins, and for interactions of channelled currents with channel flanks and sedimentary levees (Kneller and Buckee, 2000).

Parametres	Values
density	2650 $kg.m^{-3}$
clay diameter	5 $\mu m$
silt diameter	60 $\mu m$
sand diameter	135 $\mu m$

Table 9.3: Model particles parameters

Parametres	Values
flow height	35 $m$
flow velocity	2 $m.s^{-1}$
total volume concentration	0.095
injection duration	1 h 30
iteration step	22 $s$
clay volume concentration	0.7
silt volume concentration	0.25
sand volume concentration	0.05

Table 9.4: Model flow parameters

Parametres	Values
cell side	150 $m$
cell geometry	square
maximum erosion depth	2 $m$
bed porosity and drag coeff.	0.3 ; 0.016
clay proportion	0.45
silt proportion	0.3
sand proportion	0.25

Table 9.5: Model bed parameters

For obstacles much larger than the current, oceanographic datas suggest that run-up distances in nature may be several hundred metres long (Muck and Underwood, 1990). According to results of Lane-Serff et al. (1995) on saline current experiments, a finite volume of fluid related to the head may spill over obstacle if the ratio of the obstacle height to the current body thickness is less than 4 or 5. However, it seems likely that in relatively poor stratified currents, the maximum run-up height is probably dependent on the bulk Froude number of the current (Rottman et al., 1985). In our Cellular Automata model, the run-up effect is inserted by "virtually" incrementing the height of the flow with this run-up value.

#### 3.1.4.3. Distribution diagram

The distribution is based on an opportune minimisation algorithm, derived from the "minimisation of the differences" proposed by Di Gregorio et al. (1999). This algorithm is computed considering the neighborhood conditions and takes into account flow run-up and cell altitude. The distribution diagram provides outflows value from the considered cell towards its adjacent cells and must be apply in order to compute flow changes.

#### 3.1.4.4. Settling velocity for particles

The settling velocities for sand and silt are directly related to their grain sizes and assume to be constant in time

and space. Due to the ability of forming flocs, the settling velocity for clay is generally not constant in time and space but strongly depends on turbulent intensity and clay concentration in the water column (Winterwerp, 1999). Initially the settling velocity of clay is assumed to be constant in time and space and flocculation is not taken into account. It is recommended to include and analyse the effect of time- and space-dependent settling velocity for clay in a following phase. Syvitski et al. (1988) and Syvitski and Alcott (1993 ; 1995) have found that a separate removal-rate constant exist for each particle size. The advantage of using this constant is that it takes into account aggregation of fine particles. A theoretical approach for calculation of this constant values has also been given by Bursik (1995).

#### 3.1.4.5. 1999 turbidity current simulation parameters

The model simulates a turbulent surge as defined by Luthig (1980). The model parameters are given in table 9.3, 9.4 and 9.5. Table 9.3 shows the different grain sizes used to simulate the turbulent surge. Three classes of particle are defined. Particles are supposed to have a non-cohesive behaviour. Table 9.4 presents the flow parameters. In our CA model, flow inputs are flow height, initial velocity at the source, total volume concentration of the particles and injection duration. Also, volume concentration for

each sediment class has to be defined. Finally, table 9.5 includes mesh informations (cells size and geometry) and also bed characteristics. At initial time, all mesh cells elevation are given according to the canyon bathymetry one.

### 3.2. Database

Several cruises were conducted since 1998 during the oxybent, itsas and proscan programs.

#### 3.2.1. Bathymetry

Multibeam bathymetry and acoustic imagery were acquired using EM1000 and EM300 echo-sounder. Database includes seismic profiles consisting of 3.5 kHz sub-bottom profiler, 750-1000 Joules SIG sparker and air-gun high resolution lines as well as 20 Kullenberg cores.

Seismic profiles were acquired during several campaigns. ITSAS 1 and 2 were realised in 1998 and 2001 cruises on R/v "Le Suroît". ITSAS 5 and 6 were conducted in 2001 on the R/v "Thalia". Profiles were post-processed with the "SITHERE" software (Lericolais et al., 1990).

#### 3.2.2. Cores

The cores were sampled on the terraces and close to the axial channel during the ITSAS 2 (2001 on R/v "Le Suroît"), SEDICAR (2003 on R/v "Marion Dufresne") and PROSCAN (2003 on R/v "Thalia") cruises. Physical parameters (Gamma ray, density, porosity, and magnetic susceptibility) were measured at DRO/GM, Ifremer. Sedimentological analyses were performed at Bordeaux 1 University using a Malvern mastersizer for laser grain size analysis and the SCOPIX system (Migeon et al., 1999) for X-ray imaging and image processing. Three coring systems were used; Kullenberg cores, Calypso piston cores (up to 40 metres long) and a Barnett interface multicorer to recover 0.5 metres long cores with the sediment/water interface.

## 4 Results description

### 4.1. Erosion-deposition maps

Figure 9.22 shows the evolution of erosion and deposition in the canyon during flow path. From top to bottom, maps give erosion and deposition variations at 1, 6, 10 and 15 hours after the flow initiation.

These maps show that the preferential depositional zones are on top of terraces, in abandoned meanders and at tributary channel mouth. Erosion is located in the

main channel and on the canyon flanks. Bed elevation variation at each time corresponds to difference of altitude between the considered and the initial times. It represents the balance between erosion and sedimentation, if the difference is positive sedimentation dominates, if it is negative, erosion dominates. Elevation variations range from -1 to 1 m for the first and second pictures and range from -1.5 to 1.5 m in the last two pictures. Flow head velocity can be deduce thanks to erosion propagation inside the thalweg and has been estimated to a value comprises between 3 to 4 m/s on the first 60 km. These values are consistent with the average velocity calculated from cable failures in the Var Canyon (Piper and Savoye, 1993) or in the Grand Banks (Piper et al., 1985). The bottom picture shows the final bed morphology when turbulent surge has reached the downstream border of the simulated area. Tail velocity of the current is obtained using time value of final picture (15 h) and injection duration parameter given in table 9.4 (1 h 30). According to the size of the simulated domain, the tail velocity is comprised between 1 and 1.6 m/s.

Figure 9.22 also shows variations of the turbidity current dynamic. Three phases can be defined. (1) The first phase shows flow initiation and acceleration. This phase is principally erosive. Axial channel and canyon flanks are incised, deposits are only localised on the highest terraces (Fig. 9.22a and b). (2) The second phase is characterised by constant velocity. During this phase, erosion and deposition are balanced. Figure 9.22c shows the propagation of the erosion inside the thalweg during phase 2 and the rapid rate of deposition on the top of the terraces whatever their elevation is and in abandoned meanders. (3) The third phase is a period of rapid flow deceleration.

Sedimentation is larger than erosion. During this phase, the particles transported by the turbidity current settle inside secondary channels and deposits thicknesses on terraces increase rapidly (Fig. 9.22d). The sedimentation in the main channel is too small to appear clearly in the figure. However, output simulation data shows a little positive variation of the bed elevation (lower than 2 cm) all along the channel axis during the phase 2 and 3.

### 4.2. Cross sections

Figures 9.23 and 9.24 show three cross sections of Capbreton Canyon. Bed elevation varies from -0.5 to 0.5 m and results from the altitude difference between initial and final elevation of the canyon section after the turbulent surge event and final time went out of the computed area.

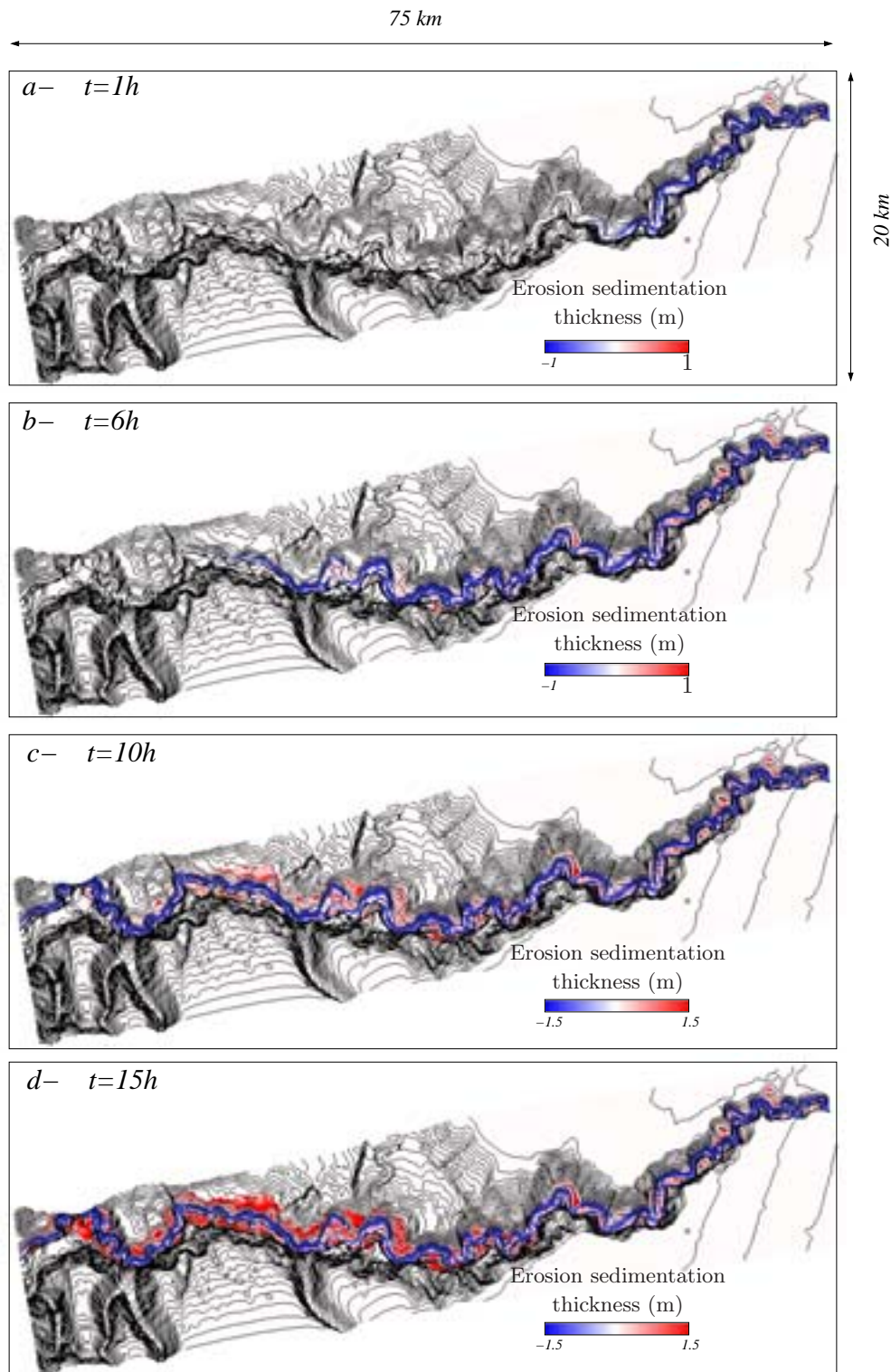


Figure 9.22: Maps at different times showing canyon erosion and deposition zones related to the propagation of the turbidite surge simulating the 1999 event in Capbreton Canyon. Thickness variations are in metres; isobaths are at 40-m intervals. The gradient color scale has been added to each picture and shows the eroded (blue to white) and deposited (white to red) thicknesses.



The proximal cross section (AA') is localised at approximately 10 km from the canyon mouth. In this area, the canyon incises deeply the continental slope and has a typical V-shape profile. The external flank is very steep and a terrace is visible around 100 m above channel axis on the internal flank. The canyon width and depth for this section are around 3.5 km and 250 m, respectively.

The external flank of the canyon is a preferential zone of erosion. This erosion is visible up to 190 m above the channel axis in the proximal area (section AA' in fig. 9.24). Erosion of the internal side of the canyon is shallower than in the external side. It is localised in the thalweg and on the flanks. Simultaneously, 20 cm of sediment are deposited on the terrace. The maximum elevation of the erosion from channel axis provides a good estimate of flow maximum height on this section. The maximum flow thickness is thus estimated at about 200 m. The initial height of the current was only 35 m (table 9.4). This increase is due firstly by the ingestion of eroded material in the current body thus increasing current energy, and secondly by ambient fluid entrainment. Deposits distribution on internal flank ( $\star$  in section AA' fig. 9.24) is made of 57 % of clay, 31 % of silt and 12 % of sand.

The median cross section (BB' in fig. 9.24) is localised at 23 km from the canyon mouth. Width and depth for this section are 4.5 km and 350 m respectively. In this section, the axial channel thalweg is relatively large and the internal terrace close to the thalweg (10 m above) is a depositional zone (deposits distribution ( $\star\star$ ) : 53 %, 28 % and 19 % for clay, silt and sand, respectively). This shows, on both sides, terraces with variable elevation above thalweg and abandoned meanders on the external canyon side. Deposits on external terraces are coarser than on internal terrace located at 50 m above the channel axis (deposits distribution ( $\star$ ) : 68 %, 22 % and 10 % for clay, silt and sand, respectively). This difference suggests that there is a vertical sorting of the particles inside the flow (Pirmez and Imran, 2003). Coarse particles are moving down the flow body and the fine particles are transported on the top turbulent billows because of the turbulence. The estimated maximum thickness of the current in this area is around 120 m. The decrease of the flow height could be explained by the distance from the source and the morphology of the canyon. The width of the canyon increases and the flow spreads. Flow volume conservation induces the flows collapse and energy decreases.

The distal cross-section (CC' in fig. 9.24) is located at 63 km from the canyon head. The canyon is 6 km wide and 650 m deep. As for the previous sections, different types of terraces are present on each side of the canyon. A wide terrace is located on the internal side of the canyon 70 m above the channel axis (deposits distribution ( $\star$ ) : 81 %, 16 % and 3 % for clay, silt and sand, respectively). The computation shows that 22 cm of sediment are deposited by the 1999 surge. On the ex-

ternal side of the canyon, the highest deposit is located at 180 m above the channel axis. Conversely to what happened in more proximal cross sections, the flow, is not able to erode canyon flanks. The turbidity current height in this zone is larger than in the median cross section and reaches about 190 m. This increase is caused by the decrease of the main channel width. In this distal section, the current accelerates and previously deposited sediments near the channel axis are eroded.

Analysis of deposits distribution represented with  $\star$  symbol over the 3 sections (fig. 9.24) shows a decrease of coarse particles proportion in deposits with distance. On proximal section AA', 12 % of the deposits is made of sand for the terrace located at around 90 m above the thalweg. For the median section BB', located at 50 m above the channel axis, the value of sand deposits proportion is equal to 10 %. For the last section CC', which is the more distal one, sand deposits proportion has a value of 3 % on the internal terrace located 70 m above thalweg.

### 4.3. Cores descriptions

Figure 9.26a shows a core transect recovered near to the axial channel (transect 1, see fig. 9.25 for location). In 2000, 3 gravity cores were taken near the thalweg of the canyon. Core A is located 10 m above the axial channel on its northern side (at a water depth of 647 m), B and C cores are located on very low altitude terraces, 20 and 40 m above the thalweg (at a water depth of 755 and 771 m, respectively). Grey levels are used for C core to figure the grain size of the material. An increase in the grey intensity can be correlated to an increase of the grain size. The gravity cores recovered within the thalweg of the Capbreton Canyon are made of turbidites or debrites, with 75% of the sediment made of silt or coarser-grained material (Mulder et al., 2004).

All three cores exhibit a stack of fining upward sequences separated by erosive or sharp contacts. S1 unit was interpreted in core A to be a classical Bouma sequence (Mulder et al., 2004). S2 and S3 are based cut-out Bouma sequences. With the combination of geochemical and sedimentological analysis, (*Chaillou et al. submitted*) it is possible to correlate these units from one core to another. Moreover, measurement of  $^{234}\text{Th}$  (half-life = 24.1 days) in hemipelagic deposition both at the base and top of the turbidite sequence of the S1 unit suggests that the most recent turbidite was deposited between 5 December 1999 and 14 January 2000. During this period the only natural phenomenon with the potential to trigger a turbidity current, and finally, a significant sediment motion was the "Martin" storm that affected the Bay of Biscay on 27 December 1999. This recent turbidite shows that active gravity processes exist in the canyon at present but neither frequency nor energy of such events can help to explain the initial incision of the canyon (Mulder et al., 2004).

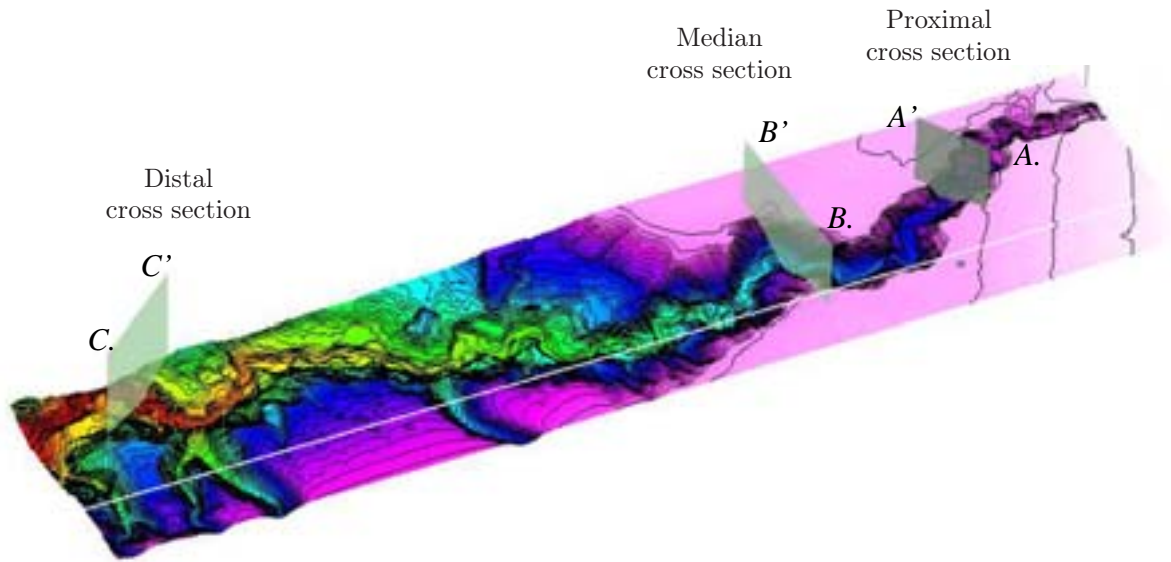


Figure 9.23: Cross sections location along Capbreton Canyon (see Fig. 9.24). Isobaths are at 40-m intervals

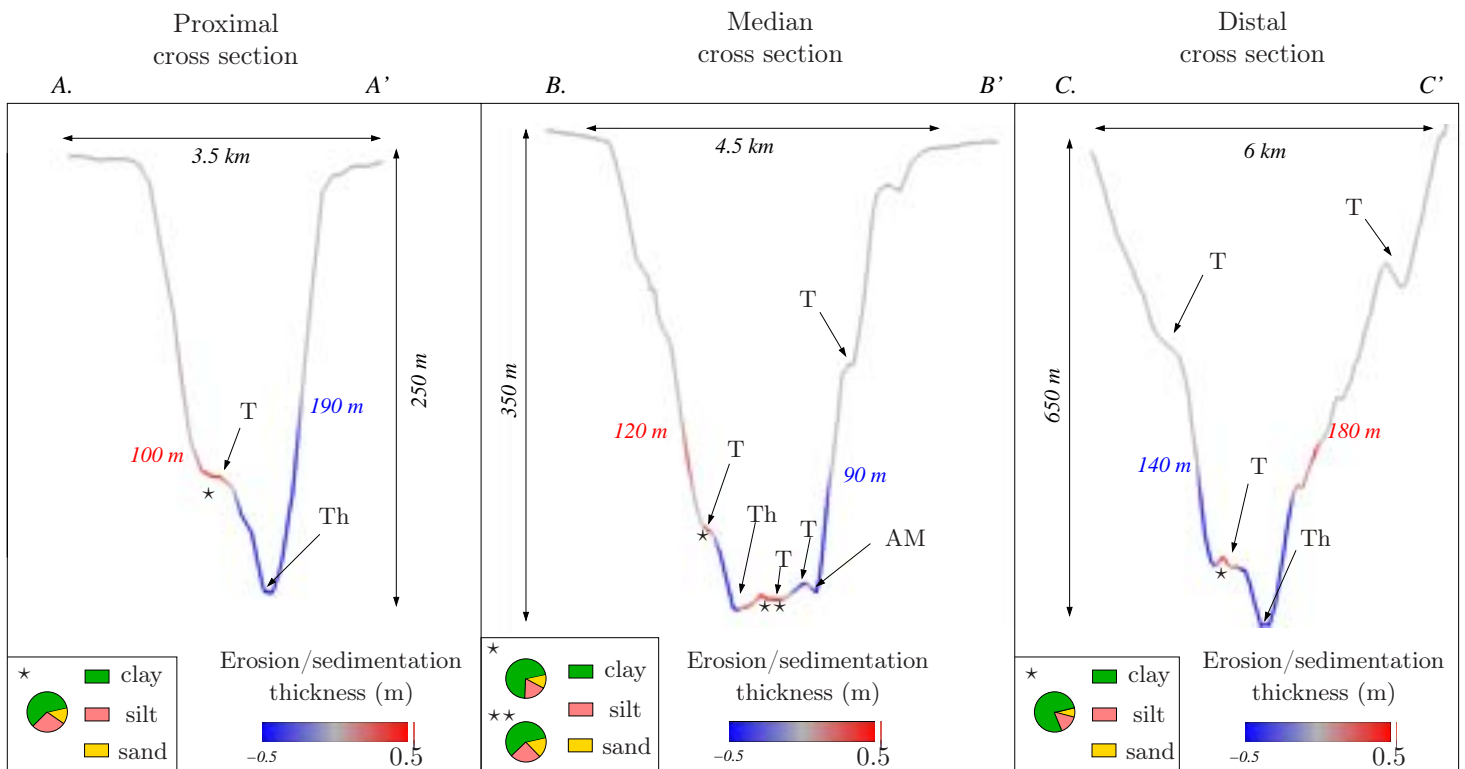


Figure 9.24: Cross section through showing computed erosion and deposition between initial and final time for the 1999 turbulent surge. Thickness variations are in metres. The median cross section BB' shows bed sediment distribution of the deposits (\* and \*\*) for 2 terraces located at different high up to channel axis. Deposits distribution for lowest terraces (\*) is also presented for sections AA' and CC'. See location in Fig. 9.23 (Th: thalweg, T: terraces and AM: abandoned meander)



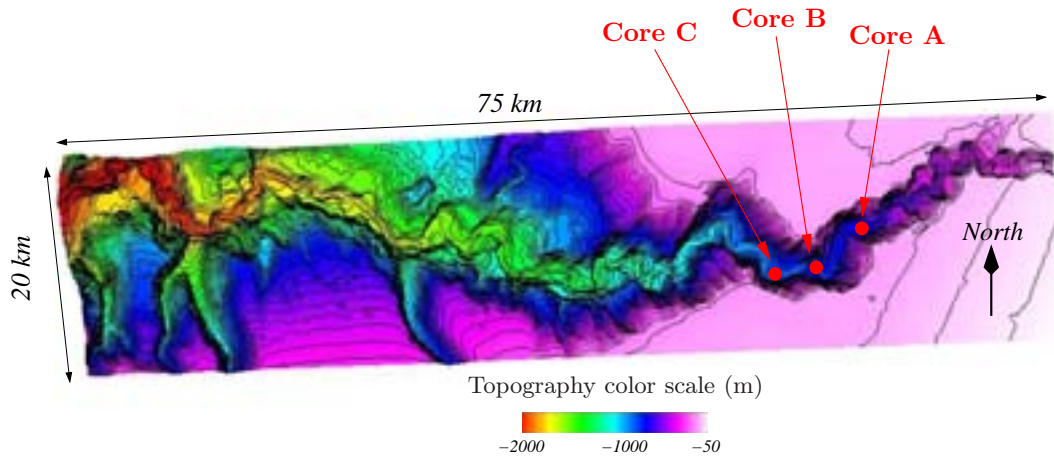


Figure 9.25: Cores corresponding to transect 1 localisation along canyon profile (contours are in metres; isobaths are at 40-m intervals).

Down canyon evolution of the units is difficult to constrain as cores are located at different altitudes above the thalweg axis. S1 sequence shows a decrease of the thickness and a disappearance of the basal facies (Ta) with the distance. S2 is thin in core A and only reduced to Te facies. Thickness and grain size of S2 are maxima in core B (Td to Te facies). Downward only the upper part of Td and Te are present and the thickness is low. S3 sequence follows the same trend as S1 (*Gaudin et al. submitted*).

Figure 9.26b shows model results for turbidite thickness variations for the S1 sequence. Thicknesses for all the cores are very close to those measured for S1. Indeed, A, B and C cores have a mean deposit thickness of 19, 15 and 7 cm, respectively, and the simulation result gives a value of 21, 18 and 10 cm, respectively. The simulation slightly overestimates sedimentation for all the cores.

Deposits are crudely fining up but analysis of facies evolution during simulation show the following observations.

Firstly, during the first 500 iteration steps, bed elevation is unchanged. Deposition in core A appears later than in other cores (after iteration 900). The reason seems to be the small elevation of this core above channel axis. However, when turbidity current dynamic allows initiation of sedimentation, the deposition rate increase very fast. The settling velocity of this deposition is estimated to be close to 8 cm/h. For other cores, the sedimentation rate is relatively constant after iteration step 500. The value of the deposit velocities for B and C cores are estimated to 1.8 and 1.3 cm/h respectively.

Secondly, for A and C cores, particles initially deposited are removed during an erosional phase. These erosional short periods can be induced by the upstream increase of sedimentary supply of the turbidity current due to destabilization of canyon flanks. Erosion thickness for A and C cores is 2.5 and 0.5 cm respectively. This difference in thickness is related to the distance between

cores location and current source (core C is at 11 km from core A downstream) but also to the relative elevation of core to the channel axis (10 m for core A and 40 m for core C).

Thirdly, all deposit thickness curves show periods of by pass (neither sedimentation nor erosion). These levels can be correlated with description made for the fig. 9.26c. Indeed, during this dynamic flow regime, erosion and sedimentation are balanced inducing an apparent stop in bed elevation variations.

Figure 9.26c shows the bed sediment distribution of the deposits through time obtained with the model for the three considered cores.

The simulation overestimates clay proportion when compared with mean grain size distribution in fig. 9.26a. This overestimate could be related to the model calibration of initial bed sediment proportion and flow concentration. Indeed, at initial time, each all has the same bed sediment proportion (table 9.5). During flow injection, the value of the volume concentration of each particle class remains constant (table 9.4).

For A and B cores, the model correctly reproduces the fining upward trend of Bouma sequence. For C core, sand proportion is relatively constant during sedimentation and fine particles are dominant. The vertical segregation of grains is not clearly visible for this core. According to Kneller (1995) and Kneller and Branney (1995), the way to deposit uniform beds is by steady depletive flows. In our case, the flow could be considered as steady and depletion could be induced by concave-up slope or laterally expending of channel width. The flow tends to collapse (thickness abruptly decreases) as it spreads and to reconcentrate. Grain to grain interaction becomes the most dominant particle support process and the flow quickly freezes.

## 5 Discussion

According to model results, flow velocity, density and thickness changed continuously down channel. Slope of the canyon floor decreases downchannel thus decreasing the driving force. Consequently this decrease both flow velocity and rate of water entrainment. Water entrainment results in progressive increase in flow thickness in the canyon. The rate of water entrainment at the upper interface of the turbidity current depends on the stability of the flow as characterized by the gradient Richardson number (Bo Pedersen, 1980; Stacey, 1982), although a reasonable approximation, made in the model, is to relate the rate of entrainment to the bulk Richardson (or Froude) number (Parker et al., 1986). The higher the bulk Froude number, the greater the rate of entrainment is. The fundamental implication of water entrainment is that turbidity currents can never achieve equilibrium, because the flow thickness always increases with time (and consequently with distance) (Parker et al., 1986; Stacey and Bowen, 1988). In the canyon, the turbulent surge is, initially, relatively thin (35 m) and spreads dramatically in the first 10 kilometres (up to 200 m above the thalweg). Observations made by Gaudin et al. (*submitted*) show that the flow is able to deposit particles on terraces located at few hundred metres above the thalweg axis and confirm the estimated flow thickness. Downstream, current height evolves according to canyon morphology variations. When channel width increases, flow spreads and thickness decreases. The estimated flow thicknesses match well with results obtained by Pirmez and Imran (2003). Indeed, using a simple conservation model, they predict a flow thickness increase from 30 m to 150 m on the first 200 kilometres. Clarke (1988), using the empirical relationship from Baker (1973), estimates a 120 m thick for the current induced by the 1929 Grand Banks earthquake at approximately the 100 kilometre mark. In addition, observations made in the Var Canyon on flanks erosion, show that the 1979 collapse remained confined to the channel until it began to overtop the levees at approximately the 50 kilometre mark (Piper and Savoye, 1993). These observations help to deduce an average flow thickness of 200 m at this distance from the source.

Velocity of natural turbidity currents have been studied only superficially because of inherent difficulties in devising and deploying monitoring systems. Turbidity currents in Scripps Submarine Canyon have been monitored up to the point at which current meters were lost, giving minimum flow speeds of 1.9 m/s (Inman et al., 1976). Larger natural flows have been studied indirectly, by examining records of submarine cable breaks (Heezen and Ewing, 1952; Genesseeux et al., 1980), variation in levee heights of submarine channels at channel bends (Komar, 1969), and the height of flow deposits and deposit characteristics (Bowen, 1984). Quantitative results of these studies give an average velocity comprised between

0.8m/s (Navy Fan, Bowen, 1984) and 20 m/s (Laurentian Fan, Heezen and Ewing, 1952; Piper et al., 1985). The model maximum velocity for the 1999 turbulent surge is bounded by 3 and 4 m/s. This value is relatively close to the 2 to 4 m/s average velocity estimation made by Pirmez and Imran (2003) for the formation of the Amazon Channel. In addition, for the 1979 Nice collapse, records of cable breaks give an average velocity of the turbidity current of 6 m/s for the first 80 kilometres (Genesseeux et al., 1980; Piper and Savoye, 1993; Mulder, 1993; Mulder et al., 1997). For the 1929 Grand Banks earthquake, current velocity, estimated by Clarke (1988), was smaller than 9 m/s on the first 50 kilometres. Regarding those values, the mean head velocity obtained with the model seems consistent with the expected velocity of the 1999 turbulent surge.

Failure scars are observed on the canyon flanks. Some of them may extend to the axial channel (*Gaudin et al., submitted*). Erosion by recent turbidity currents is visible in cores collected on low altitude terraces. Cores (transect 1, see Fig. 9.25 for location) show that there is an important erosion/deposition processes on the low altitude terraces localised close to the thalweg. These processes result from the spill over of the top part of the turbidity currents flowing down thalweg. Depending on the height of the flow, medium or fine particles can settle on the terrace. When the turbidity current moves downstream, sand and silt volume concentrations in the flow both decrease because of the combined decrease of its velocity and transport capacity. This tendency is well reproduced by the model. Indeed the more distal is the point, the less is the sand fraction. The model gives a mean value of sand proportion for A and C cores of 20% and 11% respectively. The modelised flow is density stratified, having a dense basal layer of fluid and sediment (Mulder and Alexander, 2001), with a less dense, more homogeneous mixed region above. A number of models for the distribution of density in gravity currents have been proposed (Middleton, 1966b, 1993; Simpson and Britter, 1978; Garcia, 1990, 1994). The distribution used in this model is based on theoretical and experimental studies realised by Garcia and Parker (1993). It suggests that turbidity currents have patterns of vertical sediment distribution rather similar to those of shear flows in which vertical sediment concentration profile follows a power law distribution (Rouse, 1937; Middleton and Southard, 1984) with an exponent that is directly proportional to the ratio between the current shear velocity and the grain settling velocity. Relatively low values of this ratio predict high near-bed concentrations of suspended sediment, decaying rapidly upwards. Kneller and Buckee (2000) show that this consideration has two important consequences. Firstly, any multiple grain-size current must be stratified in terms of both density and grain-size, particularly if it is depositional or close to being so. Secondly, the sorting increases upward.

When turbidity current spills over a terrace, two types of deposition occur : dynamic deposition or decantation (*Gaudin et al., submitted*). (1) The first one produces laminated beds as well as coarse grained deposits. As the flow reach the top of the terraces, it acquires its own erosive and depositional dynamic. Rapid fluctuations in the velocity and in the near-bottom shear strength could explain laminated deposits. (2) The second type of deposition results from the slow decantation of the dilute upper part of the flow. The seismic facies inside flat-topped terraces is layered suggesting this steady particle decantation. Analysis of sedimentary facies on cores (*Gaudin et al., submitted*) yields top-cut-out Bouma sequences and a fast sedimentation rates (1 m/kyr). This suggests that the levee growth vertically by spilling of the top of the turbidity currents. On seismic profiles (Pichevin et al., 2003), terraces follow the lateral migration of the talweg. The seismic facies inside this kind of terrace is chaotic at the base and layered at the top suggesting that these terraces are initially formed due to slope failures and persist as nested sedimentary levees. Turbidity currents moving into the the canyon spill over the initial slump deposit. The finest particles transported in the top part of the turbidity current settle and form the layered facies.

The sedimentary deposits of turbidity currents form Bouma sequences (Bouma, 1962). In nature, complete sequences are rarely observed. Three reasons can explain the absence of facies in Bouma-type turbidites. (1) Turbulent surges are short duration events ; hence, variation in depositional conditions with time may not always be appreciated from their deposits. Model results show that deposits thickness is relatively small compared with flow size. In many cases, deposits of turbulent surges may be hard to recognize in the sedimentological record, because thin fine beds may not be easily distinguished from other fine sediments (pelagic, hemipelagic or contourite) and thin beds may be later homogenized by bioturbation or be completely eroded (Mulder and Alexander, 2001). For example, this erosion could be induced by a change of the turbidity current source position or an increase of the next energy flows. (2) At some distance from the source, the flow becomes subcritical and depletive (velocity decreases with distance). This transformation can be controlled by a channel enlargement or gradient change and may produce a stationary or near-stationary hydraulic jump (Morris et al., 1998). Beyond the hydraulic jump, the flow has a lower velocity (Genesseeux et al., 1980 ; Normark and Piper, 1991), and its sediment load is mostly fine grained (fine sand or finer) and fully transported in suspension. The resulting depletive flow tends to produce Bouma sequences with progressive changes in sedimentary structures and grain size. Progressive settling of particles or non-uniform distribution

of grain size can explain the lack of individual units of the Bouma sequence. (3) During a single event, the model results show that particles initially deposited are removed during short-time erosional phases. The upstream erosion of the canyon flank increases the sediment supply. Turbidity currents are sediment gravity flows, and consequently flow energy is directly linked to sediment load. By increasing quantity of particle transported, the flow energy increases and erosion could occur. On deposits records, this kind of short-time localised erosional events can explain small erosive contacts inside some of the turbidite sequences and also the lack of some units in Bouma sequences.

## 6 Conclusion

The goal of this work has been to calibrate a Cellular Automata model for turbulent flows. Most past attempts at modeling turbidity currents in a subaqueous environment have been limited to one spatial dimension, or have assumed that the flow reached a steady state. In addition, sedimentation was often neglected, thus severely limiting the applicability of such models.

The present model is more general and widely applicable than previous models. There have been no prior attempts at constructing a Cellular Automata model for turbidity current hydrodynamics. In addition, the model for flow motion is dynamically coupled to the environment through a bed-sediment conservation equation. Such coupling is fundamental in modeling natural turbidity currents, because the environment has a strong impact on flow behavior.

As previously noted, there are only few observations of turbidity currents in nature and the turbulent surge event of December 1999 in Capbreton Canyon represents an exceptional case study for validation of the model. The model estimates the longitudinal evolution of the turbulent surge and the vertical evolution of deposits. The model results well fit with cores datas and deposition erosion repartition in the canyon. The thalweg is a preferential zone of erosion. Flow regime over terraces is always positionnal and terraces can be interpreted as nested levees. It suggests that turbidity current dynamics has a strong impact on deposit location. It also suggests that formation of a Bouma sequence is not a regular processes. Phases of low/high sedimentation rate exist in the sequence deposition. Erosion can exist between depositional phase generating intrabed erosional surfaces.

Although the present model is more general than existing models and is adequate for the simulation presented here, many additional physical parameters could be included to improve simulation. For example, sediment transport mechanism in the present model consist entirely of suspended load transport.

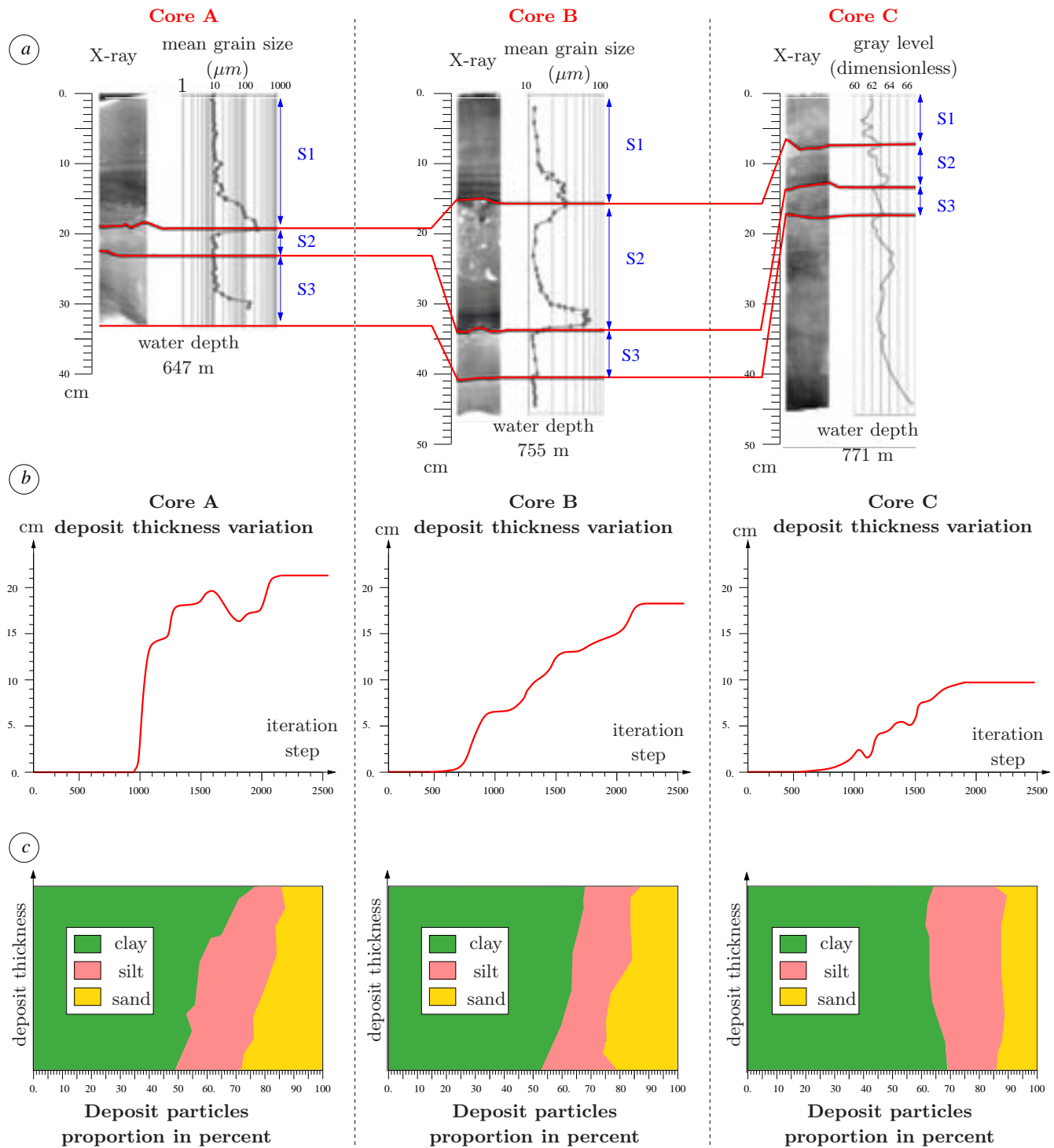


Figure 9.26: a : sedimentology and stratigraphy of 3 cores (from *Gaudin submitted*). For each core X-ray image and grain size are presented. S1 corresponds to the 1999 turbulent surge deposit. Bottom figures are the results obtained with the model and present thickness variations (b) and bed sediment distribution (c) of the deposits for the 3 considered cores.

However, turbidity currents may often transport a significant amount of sediment as bed load. In addition, many environmental processes have been neglected. For example, consolidation of sediment can have a significant impact on erosion.

This model represents an "efficient" effort (i.e. computational time versus available data) to quantify effects of basin morphology and sediment properties on mechanics of turbidity currents and on characteristics of resul-

ting deposits or erosion.

## Acknowledgments

We thank the crews of the R/V Thalia (IFREMER), R/V Suroît (IFREMER) and R/V Marion Dufresne (IFREMER) for the survey carried out within the framework of the Unité de Recherche Marine 17. We are also indebted to the Groupe Cartographie-Traitement de données of IFREMER for the multibeam data processing.

---

## Conclusion

*Le modèle présenté dans ce chapitre permet de simuler l'évolution dynamique d'un courant turbulent, et plus précisément son impact sur la topographie et ce pour chaque itération. L'utilisation des automates cellulaires est une première dans la modélisation de ces écoulements. Cette approche est une alternative intéressante aux méthodes classiques généralement utilisées pour modéliser les courants gravitaires en milieu marin profond. Elle semble même plus efficace que ces dernières qui sont principalement réalisées en une dimension ou restreintes à des cas d'étude simples comme ceux présentés dans le premier article. Ce modèle est plus général et prend en compte les comportements caractéristiques de ces écoulements. L'évolution du courant est par exemple dynamiquement couplée à son environnement grâce à une équation de conservation des sédiments et permet ainsi de quantifier l'impact de l'écoulement sur le fond.*

*La bouffée turbide dans le Canyon de Capbreton représente un cas d'étude exceptionnel et suffisamment contraint pour assurer une validation du modèle. Le modèle permet d'estimer l'évolution longitudinale et verticale du courant et des dépôts. Les résultats du modèle sont en accord avec les données de carottes. Des zones d'érosion ou de sédimentation préférentielles peuvent être définies au sein du canyon. De plus, le modèle montre qu'il existe au sein de l'écoulement des évolutions rapides de la dynamique du courant conduisant à l'absence de certaines unités dans les séquences de dépôts.*

*Ce modèle constitue une approche efficace pour quantifier les effets de la morphologie des bassins et de la répartition des sédiments sur la dynamique des courants gravitaires et sur les zones privilégiées de dépôt et d'érosion.*



# Références des articles

- [1] Avolio, M. V. and Di Gregorio, S. and Mantovani, F. and Pasuto, A. and Rongo, R. and Silvano, S. and Spataro, W., Hexagonal Cellular Automata simulation of the 1992 Tessina Landslide, *Proceedings of the 5<sup>th</sup> annual conference of the International Association for Mathematical Geology*, 1, 291–297, 1999.
- [2] Avolio, M. V. and Di Gregorio, S. and Mantovani, F. and Pasuto, A. and Rongo, R. and Silvano, S. and Spataro, W., Simulation of the 1992 Tessina landslide by a Cellular Automata model and future hazard scenarios, *J. Applied Earth Observation and Geoinformatics*, 2(1), 41–50, 2000.
- [3] Babonneau, N. and Savoye, B. and Cremer, M. and Klein, B., Morphology and architecture of the present canyon and channel system of the Zaire deep-sea fan, *Mpartar. Petrol. Geol.*, 19, 445–467, 2002.
- [4] Bagnold, R.A., Auto-suspension of transported sediment : turbidity currents., *Proc. Roy. Soc. London, A.265*, 315–319, 1962.
- [5] Baker, V.R., Paleohydrology and sedimentology of Lake Missoula flooding in Eastern Washington., *The Geological Society of America, Special paper, 144*, 73 pp., 1973.
- [6] Bo Pedersen, F., A monograph on turbulent entrainment and friction in two-layer flow., *Ph.D. thesis, Danish Technical University, Lyngby, Denmark, published as Series paper 25, IHHE, DTU, Lyngby, Denmark, 397 pp.*, 1980.
- [7] Bouma, A.H., Sedimentology of some Flysch Deposits. A Graphic Approach to Facies Interpretation., *Elsevier*, 168 p., 1962.
- [8] Bouma, A.H. and Normark, W.R. and Barnes, N.E., Submarine Fans and Related Turbidite Systems., *Springer-Verlag, New-York*, 7–11, 1985.
- [9] Bowen, A.J. and Normark, W.R. and Piper, D.J.W., Modelling of turbidity currents on Navy Submarine Fan, California Continental Borderland., *Sedimentology*, 31(2), 169–185, 1984.
- [10] Bradford, S. F. and Katopodes, N. D., Hydrodynamics of turbid underflow. i :formulation and numerical analysis, *J. Hydraulic Engineering*, 125(10), 1006–1015, 1999.
- [11] Burks, A. W and von Neumann, J., Theory of Self-Reproducing Automata, *Univ. of Illinois Press, Urbana IL*, 1966.
- [12] Burks, A. W, Essays on Cellular Automata, *Univ. of Illinois Press*, 1970.
- [13] Bursik, M.I., Theory of the sedimentation of suspended particles from fluvial plumes., *Sedimentology*, 42, 831–838, 1995.
- [14] Chopard, B. and Masselot, A. and Dupuis, A., A lattice gas model for erosion and particles transport in a fluid, *Computer Physics Communications*, 129, 167–176, 2000.
- [15] Cirac, P. and Bourillet, J.F. and Griboulard, R. and Normand, A. and Mulder, T., Le canyon de Capbreton : nouvelles approches morphostructurales et morphosédimentaires. Premiers résultats de la campagne ITSAS., *C.R.Ac. Sci., Paris*, 332, 447–455, 2001.
- [16] Clarke, J.E.H., The geological record of the 1929 "Grand Banks" earthquake and its relevance to deep-sea clastic sedimentation., *Ph.D. thesis, Dalhousia University, Halifax*, 1988.
- [17] Daly, R. A., Origin of Submarine Canyons, *Am. J. Sci. Ser. 5*, 31(231), 401–420, 1936.
- [18] D'Ambrosio, D. and Di Gregorio, S. and Iovine, G., Simulating debris flows through a hexagonal cellular automata model : SCIDDICA S3-Hex., *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 3, 545–559, 2003.
- [19] Di Gregorio, S. and Rongo, R. and Siciliano, C. and Sorriso-Valvo, M. and Spataro, W., SCIDDICA-3 : A Cellular Automata Model for Landslide Simulation, in *Morabito F.C. (Ed.), Advances in Intelligent Systems, IOS Press Amsterdam*, 324–330, 1997.
- [20] Di Gregorio, S. and Serra, R. and Villani, M., Simulation of soil contamination and bioremediation by a Cellular Automata model, *Complex Systems*, 11(1), 31–54, 1998.
- [21] Di Gregorio, S. and Rongo, R. and Siciliano, C. and Sorriso-Valvo, M. and Spataro, W., Mount Ontake landslide simulation by the Cellular Automata model SCIDDICA-3, *Physics and Chemistry of the Earth (A)*, 2(24), 97–100, 1999.
- [22] Dietrich, W. E., Settling velocity of natural particles, *Water Resour. Res.*, 18, 1615–1626, 1982.



- [23] Düringer, P. and Paicheler, J.-C. and Schneider, J.-L., Un courant d'eau peut-il générer des turbidités? Résultats d'expérimentations analogiques., *Mar. Geol.*, *99*, 231–246, 1991.
- [24] Ellison, T.H. and Turner, J.S., Turbulent entrainment in stratified flows, *J. Fluid Mech.*, *6*, 423–448, 1959.
- [25] Frignani, M. and Courp, T. and Cochran, J.K. and Hirschberg, D. and Vitoria i Codina, L., Scavenging rates and particle characteristics in and near the Lacaze-Duthiers submarine canyon, northwest Mediterranean., *Continental Shelf Research*, *22*, 2175–2190, 2002.
- [26] Frisch, U. and Hasslacher, B. and Pomeau, Y. Lattice gas automata for the Navier-Stokes equation, *Phys. Rev. Lett.*, *56*, 1505–1508, 1986.
- [27] Garcia, M., Depositing and eroding sediment driven flows : turbidity currents., *St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, University of Minnesota, Project Report No. 306, 179 p.*, 1990.
- [28] Garcia, M. and Parker, G., Entrainment of bed sediment into suspension, *J. Hydraulic Engineering*, *117(4)*, 414–435, 1991.
- [29] Garcia, M., Depositional turbidity currents laden with poorly sorted sediment., *J. Hydraul. Eng.*, *120*, 1240–1263, 1994.
- [30] Garcia, M. and Parker, G., Experiments on hydraulic jumps in turbidity currents near a canyon-fan transition, *Science*, *245(4916)*, 393–396, 1989.
- [31] Garcia, M. and Parker, G., Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current, *J. Geophys. Res.*, *98*, 4793–4807, 1993.
- [32] Gardner, M., Mathematical Games : The Fantastic Combinations of John Conway's New Solitaire Game Life, *Scientific American*, *223(4)*, 120–123, 1970.
- [33] Genesseeaux, M. and Mauffret, A. and Pautot, G., Les glissements sous-marins de la pente continentale niçoise et la rupture de cables en mer Ligure (Méditerranée occidentale)., *C.R. Acad. Sci., Paris, série II*, *290*, 959–963, 1980.
- [34] Habib, P., Aspects géotechniques de l'accident du nouveau port de Nice., *Revue Française de Géotechnique*, *65*, 3–15, 1994.
- [35] Hay, A.E., Turbidity currents and submarine channel formation in the Rupert Inlet, British Columbia. 1. Surge observations., *J. Geophys. Res.*, *92*, 2875–2881, 1987.
- [36] Hay, A.E., Turbidity currents and submarine channel formation in the Rupert Inlet, British Columbia. 2. Roles of Continuous Surge-Type Flow., *J. Geophys. Res.*, *92*, 2883–2889, 1987.
- [37] Heezen, B. C. and Ewing, M., Turbidity Currents and Submarine Slumps, and the 1929 Grand Banks Earthquake, *American Journal of Science*, *250*, 849–873, 1952.
- [38] Heezen, B. C. and Ericson, D. B. and Ewing, M., Further evidence for a turbidity current following the 1929 Grand Banks Earthquake, *Deep Sea Res.*, *1*, 193–202, 1954.
- [39] Inman, D.L. and Nordstrom, C.E. and Flick, R.E., Currents in submarine canyons : an air-sea-land interaction., *Annual Rev. Fluid Mech.*, *8*, 275–310, 1976.
- [40] Klingebiel, A. and Legigan, P., Histoire géologique des divagations de l'Adour IV<sup>e</sup> Centenaire du détournement de l'Adour 1578-1978., *Extrait des actes du congrès de Bayonne*, 23–33, 1978.
- [41] Kneller, B.C., Beyond the turbidite paradigm : physical models for deposition of turbidites and their implications for reservoir prediction., *Characterization of Deep Marine Clastic Systems (eds. A.J. Hartley and D.J. Prosser)*, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, *94*, 31–49, 1995.
- [42] Kneller, B.C. and Branney, M.J., Sustained high-density turbidity currents and the deposition of thick massive beds., *Sedimentology*, *42*, 607–616, 1995b.
- [43] Kneller, B.C. and McCaffrey, W.D., Depositional effects of flow non-uniformity and stratification within turbidity currents approaching a bounding slope : deflection, reflection and facies variation., *J. Sedimentary Res.*, *69*, 980-991, 1999.
- [44] Kneller, B.C. and Buckee, C., The structure and fluid mechanics of turbidity currents : a review of some recent studies and their geological implications, *Sedimentology*, *57*, 62–94, 2000.
- [45] Komar, P.D., The channelized flow of turbidity currents with application to Monterey deep-sea fan channel., *Journal of Geophysical Research*, *74*, 4544–4558, 1969.
- [46] Kottke, B. and Schwenk, T. and Breitzke, M. and Wiedicke, M. and Kudrass, H.R. and Spiess, V., Acoustic facies and depositional processes in the upper submarine canyon Swatch of No Ground (Bay of Bengal), *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, *50*, 979–1001, 2003.
- [47] Krause, D. C. and White, W. C. and Piper, D. J. W. and Heezen, B. C., Turbidity currents and cable

- breaks in the western New Britain trench , *Geological Society of America Bulletin* , 81, 2153–2160, 1970.
- [48] Lane-Serff, G.F. and Beal, L.M. and Hadfield, T.D., Gravity current flow over obstacles., *J. Fluid Mech.*, 292, 9–53, 1995.
- [49] Laval, A., Modélisation d'écoulements de type bouffée de densité. Application à l'interprétation des dépôts turbiditiques., *Ph.D. thesis, Université Bordeaux I*, 262 p., 1988.
- [50] Laval, A. and Cremer, M. and Beghin, P. and Ravenne, C., Density surges : two-dimensional experiments., *Sedimentology*, 35, 73–84, 1988b.
- [51] Lericolais, G. and Allenou, J.P. and Berné, S. and Morvan, P., A new system for acquisition and processing of very high resolution seismic reflection data., *Geophysics*, 55, 1036–1046, 1990.
- [52] Luthi, S., Some new aspects of two-dimensional turbidity currents., *Sedimentology*, 28, 97–105, 1980.
- [53] Margolus, N. and Toffoli, T. and Vichniac, G., Cellular Automata supercomputers for fluid-dynamics modeling , *Physical Rev. Lett.* , 56(16), 1694–1696, 1986.
- [54] Métivier, F. and Lajeunesse, E. and Cacas, M.-C., Submarine Canyons in the Bathub., *J. Sedimentary Res.*, 75(1), 6–11, 2005.
- [55] Middleton, G.V., Experiments on density and turbidity currents. I Motion of the head., *Can. J. Earth Sci.*, 3, 627–637, 1966.
- [56] Middleton, G.V., Small Scales Models of Turbidity Currents and the criterion for Auto-Suspension., *Jour. Sediment. Petrol.*, 36, 202–208, 1966b.
- [57] Middleton, G.V. and Hampton, M.A., Sediment gravity flows : mechanics of flow and deposition., *Turbidity and Deep Water Sedimentation (Eds. G.V. Middleton and A.H. Bouma)*, S.E.P.M., Pacific Section, Short Course Lecture Notes, pp. 1-38., 1973.
- [58] Middleton, G.V. and Southard, J.B., Mechanics of sediment movement., *Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Short Course Notes No. 3.*, 1984.
- [59] Middleton, G.V., Sediment deposition from Turbidity Currents., *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21, 89–114, 1993.
- [60] Migeon, S. and Weber, O. and Faugeres, J.-C. and Saint-Paul, J., SC0PIX : A new X-ray imaging system for core analysis., *Geo-Marine Letters*, 18, 251–255, 1999.
- [61] Morris, S.A and Kenyon, N.H. and Limonov, A.F. and Alexander, J., Downstream changes of large-scale bedforms in turbidites around the Valencia channel mouth, north-west Mediterranean : implications for palaeoflow reconstruction., *Sedimentology*, 45, 365–377, 1998.
- [62] Muck, M.T. and Underwood, M.B., Upslope flow of turbidity currents : A comparison among field observations, theory, and laboratory models., *Geology*, 18, 54–57, 1990.
- [63] Mulder, T., La vitesse du courant de turbidité de 1979 à Nice : apports de la modélisation., *C. R. Acad. Sci., Paris, série IIa*, 317, 1449–1455, 1993.
- [64] Mulder, T and Savoye, B and Syvitski, J.P.M., Numerical modelling of the sediment budget for a mid-sized gravity flow : the 1979 Nice turbidity current., *Sedimentology*, 44, 305–326, 1997.
- [65] Mulder, T. and Alexander, J., The physical character of sedimentary density currents and their deposits., *Sedimentology*, 48, 269–299, 2001.
- [66] Mulder, T. and Migeon, S. and Savoye, B. and Faugères, J.-C., Inversely-graded turbidite sequences in the deep Mediteranean sediments. A record of deposits by flood-generated turbidity currents ?, *Reply Geo-Marine Letters*, 22, 86–93, 2002.
- [67] Mulder, T. and Cirac, P. and Gaudin, M. and Bourillet, J.F. and Tranier, J. and Normand, A. and Weber, O. and Griboulard, R. and Jouanneau, J.M. and Anschutz, P. and Jorissen, F.J, Understanding Continent-Ocean Sediment Transfer., *American Geophys. Union Publ.*, 85(27), 257-261–262, 2004.
- [68] Normark, W.R., Observed parameters for turbidity-current flows in channels, Reserve Fan, Lake Superior., *J. Sed. Petrol.*, 59, 423–431, 1989.
- [69] Normark, W.R. and Piper, D.J.R., Initiation Processes and Flow Evolution of Turbidity Currents : implications for depositional record., *SEPM Special Publication*, 46, 207–230, 1991.
- [70] Paola, C., Quantitative models of sedimentary basin filling, *Sedimentology*, 47(1), 121–178, 2000.
- [71] Parker, G., Conditions for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents., *Mar. Geol.*, 46, 307–327, 1982.
- [72] Parker, G. and Fukushima, Y. and Pantin, H. M., Self-accelerating turbidity currents., *Jour. Fluid Mech.*, 171, 145–181, 1986.
- [73] Parker, G and Garcia, M. and Fukushima, Y. and Yu, W, Experiments on turbidity currents over an erodible bed , *IAHR J. Hydraulic Res.* , 25(1), 123–147, 1987.

- [74] Pichevin, L. and Mulder, T. and Savoye, B. and Gervais, A. and Cremer, M. and Piper, D.J.W., The Golo submarine turbidite system (east corsica margin) : morphology and processes of terrace formation from high-resolution seismic reflection profiles., *Geo-Marine Letters*, 23, 117–124, 2003.
- [75] Pickering, K.T. and Hiscott, R.N. and Hein, F.J., Deep Marine Environments : Clastic Sedimentation and Tectonics., *Unwin Hyman London* 416 pp., 1989.
- [76] Piper, D.J. and Shor, A.N. and Farre, J.A. and O'Connell, S. and Jacobi, R., Sediment slides and turbidity currents on the Laurentian Fan : Sidescan Sonar Investigations near the epicenter of the 1929 Grand Banks Earthquake., *Geology*, 13, 538–541, 1985.
- [77] Piper, D.J.W. and Savoye, B., Processes of late Quaternary turbidity current flow and deposition in Var deep-sea fan, north-west Mediterranean Sea., *Sedimentology*, 40, 557–583, 1993.
- [78] Pirmez, C. and Imran, J., Reconstruction of turbidity currents in Amazon Channel., *Mar. and Petr. Geology*, 20, 823–849, 2003.
- [79] Pirmez, C., Flow reconstruction and evolution of sinuous channels , *International Conference Deep Water Processes in Modern and Ancient Environments* , 2003.
- [80] Prigozhin, L. , Sandpiles and river networks : Extended systems with nonlocal interactions , *Phys. Rev. E* , 49(2), 1161–1167, 1994.
- [81] Ravenne, C. and Beghin, P., Apports des expériences en canal à l'interprétation sédimentologique des dépôts de cônes détriques sous-marins., *Rev. Inst. Fr. Pétrol.*, 38, 279–297, 1983.
- [82] Rottman, J. W. and Simpson, J. E. and Hunt, J. C. R. and Britter, R. E., Unsteady gravity current flows over obstacles : Some observations and analysis related to the Phase II trials., *J. Hazardous Materials*, 11, 325–340, 1985.
- [83] Rouse, H., Modern concepts of the mechanics of turbulence., *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 102, 463–543, 1937.
- [84] Salles, T. and Lopez S. and Cacas, M.-C. and Mulder, T., Cellular Automata Models of Density Currents, *submitted to J. Comp. Phys.*, 2006.
- [85] Schumm, S.A., The Fluvial System, *Wiley, New-York*, 338 p., 1977.
- [86] Segre, E. and Deangeli, C., Cellular automaton for realistic modelling of landslides, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2, 1–15, 1995.
- [87] Shepard, F.P. and Dill, R.F., Submarine Canyons and other Sea Valleys., *Rand McNally Geology Series*, 381 p., 1966.
- [88] Simpson, J.E. and Britter, R.E., The dynamics of the head of gravity current advancing over a horizontal surface., *Jour. Fluid Mech.*, 94, 477–495, 1978.
- [89] Stacey, M.W., A Theoretical Study of Density and Turbidity Currents., *PhD thesis, Dalhousie University, Halifax.*, 1982.
- [90] Stacey, M.W. and Bowen, A.J., The vertical structure of Density of Turbidity Currents : Theory and Observations., *Journ. of Geophysical Research*, 93, 3528–3542, 1988.
- [91] Stow, D.A.V. and Howell, D.G. and Nelson, C.H., Sedimentary tectonic, and sea-level controls., *Bouma, A.H., Normark, W.R., Barnes, N.E. (Eds.), Submarine Fans and Related Turbidite Systems, Springer-Verlag, New-York*, 15–22, 1985.
- [92] Syvitski, J.P.M. and Smith, J.N. and Calabrese, E.A. and Boudreau, B.P., Basin sedimentation and the growth of prograding deltas., *Journal of Geophysical Research*, 93, 6895–6908, 1988.
- [93] Syvitski, J.P.M. and Alcott, J.M., GRAIN2 : Prediction of particle size seaward of river mouths., *Computers and Geoscience*, 19, 399–446, 1993.
- [94] Syvitski, J.P.M. and Alcott, J.M., RIVER3 : Simulation of river discharge and sediment transport., *Computers and Geoscience*, 21, 89–151, 1995.
- [95] Toffoli, T., Cellular Automata as an alternative to (rather than an approximation of) differential equations in modeling physics , *Physica D* , 10, 117–127, 1984.
- [96] Toffoli, T. and Margolus, N. , Cellular Automata Machines : A New Environment for Modeling , *Cambridge, MA : MIT Press* , 1987.
- [97] Tranier, J., Etude des processus sédimentaires dans la partie supérieure du canyon de Capbreton, *Origine des terrasses, DEA, Université Bordeaux 1*, 34 pp., 2002.
- [98] Ulam, S. M. and Von Neumann, J., Random ergodic theorems ,*American Mathematical Society Bull.* , 51(9), 660(No.165), 1945.
- [99] Von Neumann, J., Theory of Self Reproducing Automata , *Edited and completed by A. W. Burks. Urbana, IL : University of Illinois Press* , 1966.

- [100] Wilde, P. and Normark, W.R. and Chase, T.E. and Gutmacher, C.E., Potential petroleum reservoirs on Deep-Sea fans off Central California., *Bouma, A.H., Normark, W.R., Barnes, N.E. (Eds.), Submarine Fans and Related Turbidite Systems, Springer-Verlag, New-York*, 35-42, 1985.
- [101] Winterwerp, J.C., On the dynamics of high-concentrated mud suspensions., *Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Delft*, 1999.



# Chapitre 10

## Description stationnaire d'une succession d'évènements

### Résumé

Dans ce chapitre, nous proposons de simuler l'architecture des dépôts pour une succession d'évènements gravitaires. Pour ce faire, le modèle moyenne les processus physiques en considérant les évènements successifs comme des états quasi-stationnaires pour lesquels le transport sédimentaire prend des valeurs permanentes. L'automate cellulaire échange de l'énergie et de la matière avec ses voisins. Pour chaque évènement géologique, nous supposons qu'un état stationnaire permet de représenter l'impact de l'évènement sur la construction de l'architecture sédimentaire. Ainsi, il devient possible de modéliser à l'échelle du réservoir (maille de 100 m et domaine de pluri-kilométrique) une succession d'évènements turbulents correspondant à l'histoire géologique d'un système.

Deux formations de systèmes chenalisés sont reproduites dans la première partie, afin d'illustrer les capacités du modèle. La première vise à reconstruire les étapes initiales de la formation du complexe chenalisé du système du Pab inférieur situé sur la marge Indo-Pakistanaise. La seconde consiste en la simulation de la construction d'une succession de systèmes chenalisés empilés latéralement. Ce type de formation est décrit dans de nombreux systèmes profonds notamment celui du système turbiditique récent du Congo au niveau de la marge Angolaise. Les résultats montre que la méthode permet une représentation précise de l'organisation spatiale, de la géométrie et de la variabilité des unités géologiques constituant les architectures sédimentaires des environnements de dépôt.

L'étude des facteurs externes qui contrôlent l'évolution des systèmes chenal-levées en milieu marin profond est réalisée dans la seconde partie. Elle se base sur quatre directions d'investigation. (1) L'impact du changement de pente sur l'évolution d'un système chenalisé. Elle permet de reproduire d'une part la zone proximale du chenal préférentiellement érosive avec des levées bien formées, et une zone distale lobée proche de celle décrite en milieu naturel pour les systèmes profonds. (2) L'analyse de l'influence des paramètres de l'écoulement sur l'architecture des dépôts. Les variations au niveau de la source de l'écoulement correspondent à une combinaison de pulses d'intensité plus ou moins fortes. Différentes architectures sont obtenues avec emboîtement de levées et remplissage du système chenalisé par des argiles ou du sable. (3) La reproduction d'une architecture sédimentaire induite par un chenal méandriforme, elle donne un exemple de l'hétérogénéité liée à ce type de géométrie. (4) La construction d'une architecture grâce à une succession de cycles de dépôt et d'érosion.

Ainsi, en permettant une caractérisation fine des hétérogénéités dans les milieux turbiditiques profonds, le modèle se révèle être un bon moyen de localisation et de prédiction des réserves d'hydrocarbure.

### Sommaire

---

Résumé . . . . .	119
<b>10.1 Position du problème . . . . .</b>	<b>120</b>
10.1.1 Energie potentielle . . . . .	120
10.1.2 Energie cinétique . . . . .	120
10.1.3 Hauteur de "run-up" . . . . .	121
<b>10.2 Coût de transfert et schéma de distribution . . . . .</b>	<b>122</b>
10.2.1 Le coût énergétique . . . . .	122
10.2.2 Critères de choix . . . . .	124



10.2.3	Introduction de la dissipation dans le schéma de distribution	128
10.2.4	Distribution de la matière	129
<b>10.3</b>	<b>Erosion - Dépôt</b>	<b>130</b>
10.3.1	Initialisation	130
10.3.2	Transport des sédiments	130
10.3.3	Prise en compte du temps de l'évènement	134
10.3.4	Mise en place dans le schéma de distribution	135
<b>10.4</b>	<b>Obtention à l'échelle réservoir d'un modèle géologique</b>	<b>135</b>
<b>10.5</b>	<b>Impact des contrôles externes sur l'architecture des dépôts</b>	<b>161</b>
	<b>Conclusion</b>	<b>183</b>

Afin de diminuer les difficultés liées au paramétrage du pas de temps qui est nécessaire dans le modèle dynamique précédent et pour simuler, sur des temps géologiques, l'impact d'une succession d'évènements sur l'architecture des dépôts une seconde méthode est proposée. Un brevet IFP a été déposé sur ce modèle et est actuellement en cours de validation.

## 10.1 Position du problème

On considère un écoulement sub-aquatique de grains, tous de même masse volumique  $\rho_s$ . Soit  $C \in [0, 1]$  la concentration volumique de cet écoulement et  $h$  sa hauteur. Dans la suite toutes les colonnes de fluide ou de sédiments considérées, de hauteur  $h$ , sont supposées avoir une surface de base unitaire.

### 10.1.1 Energie potentielle

La colonne de sédiment au dessus de cette cellule est soumise à son poids et la poussée d'Archimède soit pour l'ensemble de la colonne :

$$\mathbf{F} = -(\rho_s - \rho_a) \underbrace{Ch}_{\text{"volume" de sédiments}} g \mathbf{e}_z$$

<sup>1</sup>On pourrait introduire un coefficient  $\chi_G$  spécifiant la hauteur du centre de gravité de la colonne, ceci en supposant une similarité des profils de concentration. Ici on a donc  $\chi_G = \frac{1}{2}$ .

<sup>2</sup>Cette vitesse n'est qu'une vitesse moyenne et si on suppose, pour un écoulement laminaire, un profil de vitesse linéaire, nul à la base de la colonne, on a la vitesse de l'ensemble eau et sédiment à l'altitude  $z$  (en prenant pour référence l'altitude de la cellule) qui est donnée par :

$$u(z) = 2U \frac{z}{h}$$

on a alors bien :

$$\frac{1}{h} \int_0^h u(z) dz = U$$

et l'énergie cinétique de la colonne est donnée par :

$$e^K = \frac{1}{2} \rho_a (1 + RC) \int_0^h u^2 dz$$

soit :

$$e^K = \frac{1}{2} \rho_a (1 + RC) \frac{4U^2}{h^2} \frac{h^3}{3} = \frac{2}{3} \rho_a h (1 + RC) U^2$$

où les calculs ont été fait en supposant un profil homogène de concentration ( $\chi_G = \frac{1}{2}$ ). En fait on peut s'attendre à une décroissance de la concentration avec la hauteur qui en augmentant la dilataance permettrait aux grains de s'écouler plus vite.

avec  $\rho_a$  la *masse* du fluide ambiant,  $\mathbf{e}_z$  un vecteur unitaire orienté suivant la verticale vers le haut et  $g$  l'accélération locale due à la gravité.

On définit l'énergie potentielle de ce volume de sédiment par :

$$e^P = \underbrace{\Delta \rho Chg}_{\text{poids immergé du sédiment}} \underbrace{\left(z + \frac{h}{2}\right)}_{\text{altitude du centre de gravité de la colonne}} \quad (10.1)$$

où l'on a noté  $\Delta \rho = \rho_s - \rho_a$  la différence des masses volumiques et  $z$  est l'altitude de la base de la cellule.  $z + \frac{h}{2}$  est donc l'altitude du centre de gravité de la colonne de fluide chargé en sédiments, ceci en supposant que la concentration  $C$  est uniformément répartie sur la verticale<sup>1</sup>.

### 10.1.2 Energie cinétique

Si on suppose que les grains entraînent le fluide ambiant sur la hauteur de la colonne  $h$  et que l'ensemble de la colonne se déplace à la vitesse  $U$ , alors l'énergie cinétique de la colonne est donnée par<sup>2</sup> :

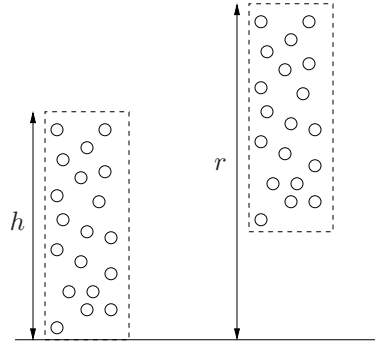


FIG. 10.1 – Conservation de la concentration de l'écoulement.

$$e^K = \frac{1}{2} \underbrace{[\rho_a(1-C)h + \rho_sCh]}_{\text{masse de la colonne en mouvement}} U^2$$

soit en introduisant  $R = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} = \frac{\Delta\rho}{\rho_a}$ , il vient :

$$e^K = \frac{1}{2} \rho_a h (1 + RC) U^2 \quad (10.2)$$

### 10.1.3 Hauteur de "run-up"

L'énergie totale de la colonne de fluide chargée est donnée par :

$$e = e^P + e^K$$

On peut se demander qu'elle serait la hauteur de l'écoulement si toute l'énergie cinétique de l'écoulement était transformée en énergie potentielle. Cette hauteur, notée  $r$ , est appelée hauteur de run-up.

On suppose que les grains sont portés en suspension par la turbulence générée par l'écoulement<sup>3</sup>. La concentration volumique de grains  $C$  est donc variable dans le temps et l'espace suivant les conditions de l'écoulement et l'énergie cinétique turbulente nécessaire à la suspension des grains. Nous supposons pour simplifier que l'énergie cinétique turbulente  $e^{K_T}$  est prise en compte de manière "transparente" dans le terme  $e^K$ .

On suppose que lors de la dissipation de l'énergie cinétique  $e^K$  et de sa transformation en énergie potentielle  $e^P$  on conserve la masse de sédiment ainsi que la concentration volumique. On élève donc l'ensemble de la colonne jusqu'à ce que son sommet soit à la hauteur  $r$  (cf. figure 10.1).

#### 10.1.3.1 Expression en fonction de l'énergie totale

Si toute l'énergie de la colonne est transformée en énergie potentielle on a alors :

$$\Delta\rho Chg \left( z + r - \frac{h}{2} \right) = e$$

soit :

$$\rho_a RChg \left( z + r - \frac{h}{2} \right) = e$$

et finalement la formulation de la hauteur de run-up en fonction de l'énergie totale de la colonne de fluide chargé :

$$r = \frac{e}{\rho_a RChg} + \frac{h}{2} - z$$

#### 10.1.3.2 Expression en fonction de la hauteur et de l'énergie cinétique

On peut chercher à calculer la hauteur de run-up en fonction de la hauteur de fluide chargée et de l'énergie cinétique de la colonne.

Si toute l'énergie cinétique est transformée en énergie potentielle on a alors :

$$\begin{aligned} \Delta\rho Chg \left( z + r - \frac{h}{2} \right) &= \Delta\rho Chg \left( z + \frac{h}{2} \right) \\ &+ \frac{1}{2} \rho_a h (1 + RC) U^2 \end{aligned}$$

ou encore :

$$\begin{aligned} RChg \left( z + r - \frac{h}{2} \right) &= RChg \left( z + \frac{h}{2} \right) \\ &+ \frac{1}{2} h (1 + RC) U^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z + r - \frac{h}{2} &= z + \frac{h}{2} \\ &+ \frac{1}{2} h \frac{1 + RC}{RChg} U^2 \end{aligned}$$

et finalement :

$$r = h + \frac{1 + RC}{RC} \frac{U^2}{2g}$$

que l'on peut également écrire en fonction de l'énergie cinétique, en utilisant l'équation 10.2 :

<sup>3</sup>L'hypothèse d'une répartition homogène de la concentration sur la verticale n'est ici pas justifiée. On devrait définir un profil vertical de concentration pour lequel on peut poser une hypothèse de similarité.

$$r = h + \frac{e^K}{\rho_a RCgh} \quad (10.3)$$

## 10.2 Coût de transfert et schéma de distribution

Soit  $\lambda \in [0, 1]$  la portion d'énergie (et de matière) cédée par l'automate  $C_i$  à l'automate  $C_j$ . Par convention dans un tel échange l'automate  $C_i$  est considéré a priori vidé de la matière que l'on distribue.

### 10.2.1 Le coût énergétique

Afin d'effectuer le transfert d'énergie de l'automate  $C_i$  vers ses voisins, il convient de calculer le coût énergétique de cette opération.

Si on considère la condition initiale décrite dans la figure 10.2 et que l'on s'intéresse aux échanges de matière de la cellule centrale vers ses voisins.

Le transfert dépend d'une part de la quantité d'énergie disponible sur la cellule centrale et d'autre part du coût énergétique correspondant à ce transfert. Afin de rendre compte dans le calcul du coût de l'énergie cinétique de la cellule, on augmente "virtuellement" le centre de gravité,  $h_{cg}$ , des cellules à l'aide de la hauteur de run-up. De telle sorte que l'on a :

$$\begin{aligned} h_{cg} &= r - \frac{h}{2} \\ h_{cg} &\geq \frac{h}{2} \end{aligned}$$

Le calcul du coût s'effectue en deux opérations.

La première, décrite dans la figure 10.3, représente le passage des portions transférées de la cellule centrale vers ses cellules adjacentes. Cette opération correspond à l'énergie utilisée pour faire passer le centre de gravité de la colonne déplacée de l'altitude  $z_i + r_i - h_i/2$  à  $z_j + r_i - h_i/2$ . Le cas d'une surélévation du centre de gravité peut s'interpréter comme une transformation de l'énergie cinétique disponible en énergie potentielle. Inversement, la descente du centre de gravité correspond à la transformation de l'énergie potentielle en énergie cinétique.

La valeur en terme de coût énergétique de cette première opération, notée  $W_{ij}^1$ , est donnée par l'expression ci-dessous :

$$\begin{aligned} W_{ij}^1(\lambda) &= g\lambda M_i \left( z_j + r_i - \frac{h_i}{2} - z_i - r_i + \frac{h_i}{2} \right) \\ W_{ij}^1(\lambda) &= g\lambda M_i (z_j - z_i) \end{aligned}$$

La seconde opération, schématisée dans la figure 10.4, décrit la répartition de la quantité déplacée dans la cellule de transfert. En terme de coût, on peut voir cette dernière opération comme l'énergie nécessaire pour faire "entrer" la quantité transférée sur la cellule. Cette étape va se traduire par une élévation du centre de gravité de la colonne présente sur la cellule avant transfert et aussi par une diminution de l'altitude du centre de gravité de la colonne transférée (équivalent à l'effondrement de cette colonne).

On obtient alors pour cette seconde opération le coût énergétique,  $W_{ij}^2(\lambda)$ , suivant :

$$\begin{aligned} W_{ij}^2(\lambda) &= gM_j \left( z_j + \frac{\lambda(2r_i - h_i) + 2r_j - h_j}{2} \right) \\ &\quad - gM_j \left( z_j + r_j - \frac{h_j}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( z_j + \frac{\lambda(2r_i - h_i) + 2r_j - h_j}{2} \right) \\ &\quad - g\lambda M_i \left( z_j + r_i - \frac{h_i}{2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{ij}^2(\lambda) &= gM_j \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( \frac{1}{2} (h_i - h_j) + r_j - r_i \right) \end{aligned}$$

On en déduit alors le coût énergétique total du transfert  $W_{ij}$  :

$$\begin{aligned} W_{ij}(\lambda) &= W_{ij}^1(\lambda) + W_{ij}^2(\lambda) \\ W_{ij}(\lambda) &= g\lambda M_i (z_j - z_i) + gM_j \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) + \frac{1}{2} (h_i - h_j) + r_j - r_i \right) \\ W_{ij}(\lambda) &= g(M_j + \lambda M_i) \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( z_j - z_i + \frac{h_i - h_j}{2} + r_j - r_i \right) \\ W_{ij}(\lambda) &= W_{ij}^1(\lambda) + W_{ij}^2(\lambda) \\ W_{ij}(\lambda) &= g\lambda M_i (z_j - z_i) + gM_j \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) + \frac{1}{2} (h_i - h_j) + r_j - r_i \right) \\ W_{ij}(\lambda) &= g(M_j + \lambda M_i) \lambda \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + g\lambda M_i \left( z_j - z_i + \frac{h_i - h_j}{2} + r_j - r_i \right) \end{aligned}$$

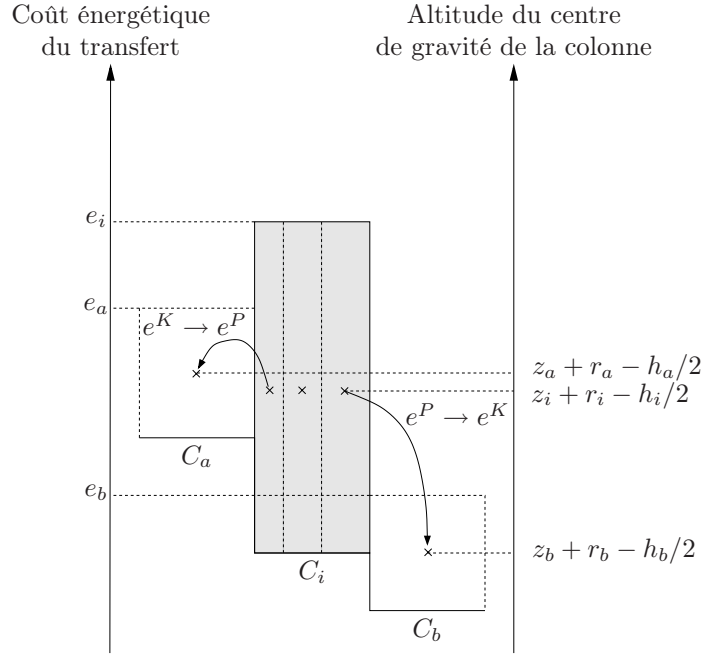


FIG. 10.2 – Echanges d'énergie entre automates et coûts associés : description de la condition initiale.

on pose alors :

$$\begin{aligned}\alpha_i &= gM_i \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ \beta_{ij} &= gM_j \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + gM_i \left( z_j - z_i + \frac{h_i - h_j}{2} + r_j - r_i \right)\end{aligned}$$

de telle sorte que :

$$W_{ij}(\lambda) = \alpha_i \lambda^2 + \beta_{ij} \lambda \quad (10.4)$$

La cession de matière n'est possible que si le coût est inférieur à l'énergie disponible pour cette opération. Or l'énergie utilisée est l'énergie cinétique et on aboutit à :

$$e_i^K \geq W_{ij}(\lambda)$$

La condition de distribution s'écrit alors :

$$e_i^K \geq \alpha_i \lambda^2 + \beta_{ij} \lambda$$

on remarque que :

$$\begin{aligned}\beta_{ij} &= gM_j \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + gM_i \left( z_j - z_i + \frac{h_i - h_j}{2} + r_j - r_i \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_{ij} &= gM_j \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + gM_i \left( z_j + \frac{h_j}{2} + r_j - r_i \right) - e_i^P\end{aligned}$$

De plus, on a toujours :

$$\alpha_i \geq 0$$

La valeur de  $\beta_{ii}$  est déduite en supposant que la cellule  $C_i$  est a priori vidée de la matière que l'on distribue soit :

$$\begin{aligned}\beta_{ii} &= gM_i (z_i - r_i) - e_i^P \\ \beta_{ii} &= -gM_i \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ \beta_{ii} &= -\alpha_i\end{aligned} \quad (10.5)$$

Soit  $n_i = |K_i|$  le cardinal de  $K_i$ .

A priori toute distribution  $(\lambda_{ij})_{j \in K_i} \in [0, 1]^{n_i}$  est telle que :

$$\sum_{j \in K_i} \lambda_{ij} = 1 \quad (10.6)$$

et :

$$\forall j \in K_i \quad e_i^K \geq W_{ij}(\lambda_{ij}) \quad (10.7)$$

où l'on a posé :

$$W_{ij}(\lambda) = \alpha_i \lambda^2 + \beta_{ij} \lambda$$

est acceptable. La condition 10.6 exprime la conservation de la matière et la condition 10.7 la faisabilité de l'échange en terme de coût.

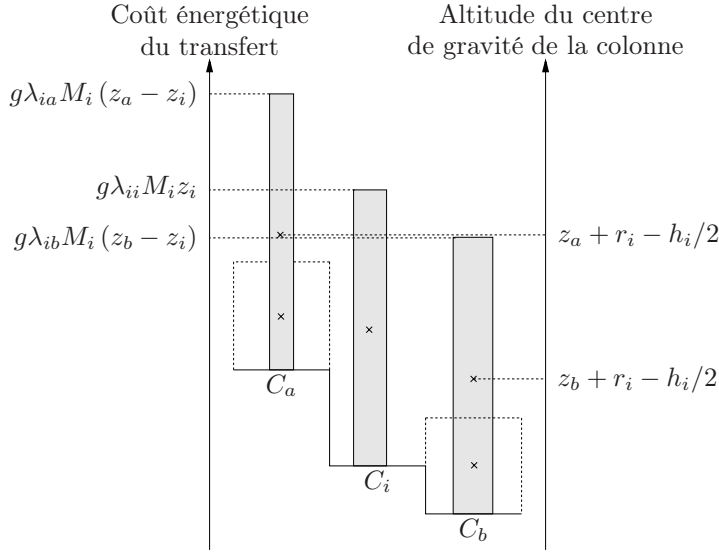


FIG. 10.3 – Première étape de la répartition : transfert de la matière vers les cellules voisines.

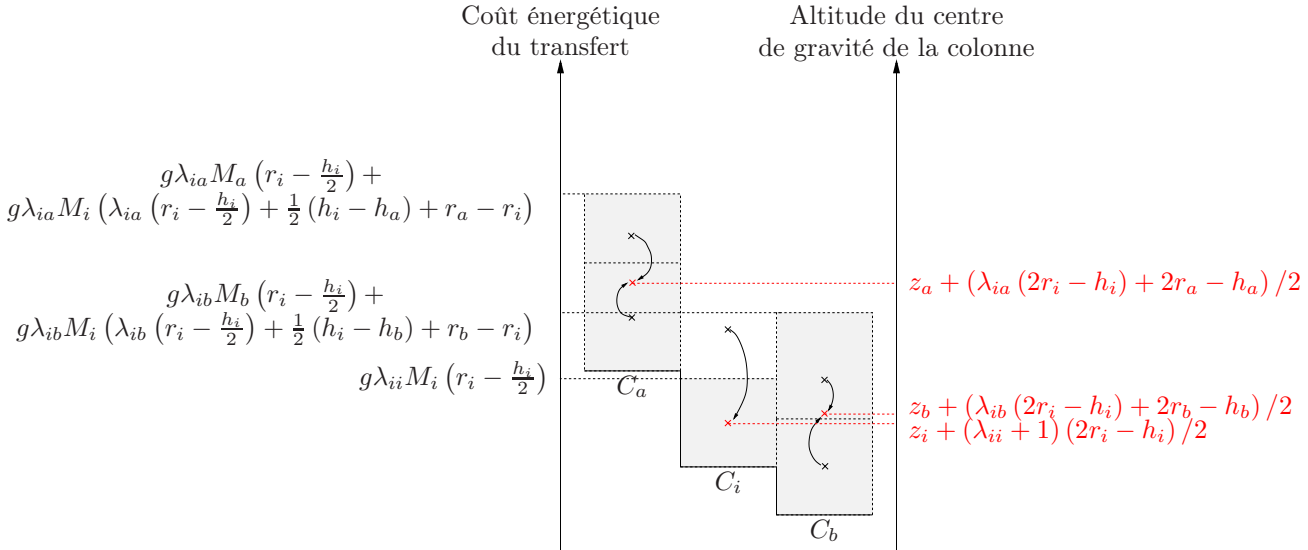


FIG. 10.4 – Seconde étape : répartition de la quantité transférée sur les cellules et obtention des nouveaux états.

Il existe toujours au moins une distribution acceptable, celle, telle que  $\lambda_{ii} = \delta_{ij}$  qui consiste à conserver toute la matière dans l'automate  $C_i$ . En effet la condition 10.7 de faisabilité est alors réduite à :

$$\begin{aligned} e_i^K &\geq \alpha_i + \beta_{ii} \\ e_i^K &\geq 0 \end{aligned}$$

ce qui est toujours vrai. On est à partir de là contraint de se donner un critère de choix parmi les distributions  $(\lambda_{ij})_{j \in K_i} \in [0, 1]^{n_i}$  acceptables.

### 10.2.2 Critères de choix

On réordonne  $K_i$  en définissant :

$$(j_{ik})_{k \in \{1, \dots, n_i\}} \subset K_i$$

tel que :

$$\forall (k_1, k_2) \in \{1, \dots, n_i\}^2 \quad k_1 \leq k_2 \Rightarrow \beta_{ij_{ik_1}} \leq \beta_{ij_{ik_2}}$$

et  $\left\{ \begin{array}{l} \{1, \dots, |K_i|\} \rightarrow K_i \\ k \mapsto j_{ik} \end{array} \right.$  est surjective.

Soit  $m_i = \max\{k \mid \beta_{ij_{ik}} \leq e_i\}$ ,  $m_i$  est bien défini car  $\beta_{ii} \leq e_i$ , de plus on a pour toute distribution  $(\lambda_{ij_{ik}})_{k \in \{1, \dots, n_i\}} \in [0, 1]^{n_i}$  acceptable :

$$\forall k \in \{1, \dots, n_i\} \quad k > m_i \Rightarrow \lambda_{ij_{ik}} = 0$$

### 10.2.2.1 Première méthode : égalité du coût marginal

Soit :

$$\begin{aligned} w_{ij} &= \partial_\lambda W_{ij} \\ w_{ij} &= 2\alpha_i \lambda + \beta_i \end{aligned}$$

le coût marginal de distribution. C'est à dire le coût unitaire qu'il faut pour à partir d'une situation donnée  $(\lambda_{ij})$  augmenter le transfert d'une unité.

On peut faire le postulat que lors d'un échange le coût marginal est le même pour chaque couple d'automates  $(C_i, C_j)$ , à savoir que  $C_i$  donne de la matière à un voisin "tant qu'il ne coûte pas plus cher" de donner à un autre.

On cherche<sup>4</sup> donc la distribution  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, n_i\}} \in [0, 1]^{n_i}$  avec  $m'_i = \max \{k \mid \lambda_{ijk} > 0\} \leq m_i$  telle que :

$$\sum_{k=1}^{m'_i} \lambda_{ijk} = 1$$

et :

$$\forall k \in \{1, \dots, m'_i\} \quad w_{ijk}(\lambda_{ijk}) = w_i$$

**En pratique** On suppose pour la cellule  $C_i$  considérée que les proportions d'énergie sont nulles soit :  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, n_i\}} = 0$ . La figure 10.5 illustre la méthode utilisée pour calculer ces proportions.

On cherche alors la valeur de  $\lambda_{ij1}$  telle que le coût marginal  $w_{ij} = \beta_{ij2}$  d'où :

$$\lambda_{ij1} = \frac{\beta_{ij2} - \beta_{ij1}}{2\alpha_i}$$

si :

$$\begin{aligned} \lambda_{ij1} > 1 &\Rightarrow \text{on pose } \lambda_{ij1} = 1 \\ \lambda_{ij1} < 1 &\Rightarrow \text{on calcule la valeur de } \lambda_{ij2} \end{aligned}$$

Dans le cas où  $\lambda_{ij1} < 1$ , la valeur de  $\lambda_{ij2}$  est déterminée en supposant que le coût marginal  $w_{ij} = \beta_{ij3}$  d'où :

$$\begin{aligned} \lambda_{ij2} &= \frac{\beta_{ij3} - \beta_{ij2}}{2\alpha_i} \\ \lambda_{ij1} &= \frac{\beta_{ij3} - \beta_{ij1}}{2\alpha_i} \end{aligned}$$

si :

$$\begin{aligned} \lambda_{ij1} + \lambda_{ij2} > 1 &\Rightarrow \text{on détermine les valeurs de } \lambda_{ij1}, \lambda_{ij2} \\ \lambda_{ij1} + \lambda_{ij2} < 1 &\Rightarrow \text{on calcule la valeur de } \lambda_{ij3} \end{aligned}$$

– Pour  $\lambda_{ij1} + \lambda_{ij2} > 1$ , les proportions finales  $\lambda_{ij1}^*$  et  $\lambda_{ij2}^*$  sont données par :

$$\lambda_{ijk}^* = \frac{\lambda_{ijk}}{\sum_{n \in \{1, 2\}} \lambda_{ijn}}$$

où  $k \in \{1, 2\}$ .

– Pour  $\lambda_{ij1} + \lambda_{ij2} > 1$ , on réitère l'opération précédente jusqu'à obtenir  $\sum_n \lambda_{ijn} > 1$ .

### 10.2.2.2 Temps de relaxation

Si le coût effectif est tel que  $W_{ij}(\lambda_{ij}) \geq e_i^K$  la condition de faisabilité 10.7 n'est plus assurée, on doit introduire un temps de relaxation  $\chi \in ]0, 1[$  tel que  $W_{ij}(\chi \lambda_{ij}) = e_i^K$ , soit :

$$\begin{aligned} e_i^K &= \sum_{j \neq i} \alpha_i (\lambda_{ij} \chi)^2 + \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} \chi \\ &\quad + \alpha_i \left(1 - \sum_{j \neq i} \lambda_{ij} \chi\right)^2 + \beta_{ii} \left(1 - \sum_{j \neq i} \lambda_{ij} \chi\right) \\ e_i^K &= \chi^2 \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \chi \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} \\ &\quad + \alpha_i (1 - (1 - \lambda_{ii}) \chi)^2 + \beta_{ii} (1 - (1 - \lambda_{ii}) \chi) \\ e_i^K &= \chi^2 \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i \left[1 - 2(1 - \lambda_{ii}) \chi + (1 - \lambda_{ii})^2 \chi^2\right] \\ &\quad + \chi \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} + \beta_{ii} (1 - \chi + \lambda_{ii} \chi) \\ e_i^K &= \chi^2 \left[ \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \right] \\ &\quad + \chi \left[ \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) (2\alpha_i + \beta_{ii}) \right] + \beta_{ii} + \alpha_i \end{aligned}$$

On pose alors l'équation suivante :

$$\phi(\chi) = a\chi^2 + b\chi + c$$

avec :

$$\begin{cases} a &= \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \\ b &= \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) (2\alpha_i + \beta_{ii}) \\ c &= \beta_{ii} + \alpha_i - e_i^K \end{cases}$$

comme le coefficient  $a > 0$ ,  $\phi$  est une parabole dont la convexité est tournée vers le haut. De plus, d'après la définition de  $\beta_{ii}$  ( cf. équation 10.5) on a :

$$\begin{cases} a &= \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \\ b &= \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) \alpha_i \\ c &= -e_i^K \end{cases}$$

<sup>4</sup>La condition  $m'_i = \max \{k \mid \lambda_{ijk} > 0\} \leq m_i$  revient à éliminer avant le calcul de la distribution les automates  $\{C_{jik}\}_{k \in \{m_i+1, \dots, n_i\}}$ .

<sup>5</sup>Dans le cas où l'énergie cinétique  $e_i^K = 0$ , on a alors distribution de l'énergie uniquement sur les cellules dont le coût marginal est négatif. En effet, l'énergie utilisée pour la distribution est puisée dans l'énergie cinétique. Donc la condition de faisabilité est vérifiée puisque  $W_{ij}(\lambda_{ij}) \leq 0$ . On gagne donc forcément de l'énergie et on peut poser un temps de relaxation  $\chi = 1$ .



Si on suppose que  $e_i^K > 0$  alors on remarque que le coefficient  $c < 0$  donc  $\phi(0) < 0$ . On en déduit que  $\phi$  admet une seule racine strictement positive  $\chi_i^5$ .

Le discriminant de cette équation noté  $D_\phi$ , est donné par :

$$D_\phi = b^2 - 4ac$$

soit :

$$D_\phi = \left[ \sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) \alpha_i \right]^2 + 4 \left[ \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \right] e_i^K$$

on constate que  $D_\phi \geq 0$  et le taux de relaxation est alors donné par :

$$\chi_i = \max \left\{ \frac{-\sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} + (1 - \lambda_{ii}) \alpha_i \pm \sqrt{D_\phi}}{2 \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + 2 \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2} \right\}$$

$$\chi_i = \frac{-\sum_{j \neq i} \beta_{ij} \lambda_{ij} + (1 - \lambda_{ii}) \alpha_i + \sqrt{D_\phi}}{2 \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + 2 \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2}$$

**En pratique** On calcule le coût marginal en éliminant du calcul les automates  $\{C_{jik}\}_{k \in \{m_i+1, \dots, n_i\}}$  à l'aide des coefficients  $\alpha_i$  et  $\beta_{ij}$ . Une fois la distribution des  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, n_i\}}$  déterminée le temps de relaxation  $\chi_{C_i}$  pour la cellule  $C_i$  est donné par :

$$\chi_{C_i} = \min(\chi_i, 1)$$

Le temps de relaxation de l'itération  $\chi$  correspond au minimum des  $\chi_{C_{k \in \{1, \dots, n_{Cell}\}}}$  calculés où  $n_{Cell}$  est égale au nombre total de cellules du modèle étudié.

### 10.2.2.3 Seconde méthode : minimisation du coût total effectif

On cherche à trouver la distribution acceptable  $(\lambda_{ij})_{j \in K_i} \in [0, 1]^{n_i}$  qui minimise le coût total effectif donné par :

$$W_i = \sum_{j \in K_i} W_{ij}(\lambda_{ij})$$

ce qui revient à minimiser :

$$\widetilde{W}_i = \sum_{j \in K_i} \widetilde{W}_{ij}(\lambda_{ij})$$

Ceci revient donc à chercher la sous-distribution  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, m_i\}} \in [0, 1]^{m_i}$  qui minimise la somme :

$$\widetilde{W}_i(\lambda_{ij_1}, \dots, \lambda_{ij_{m_i}}) = \sum_{k=1}^{m_i} \widetilde{W}_{ijk}(\lambda_{ijk})$$

sous la condition :

$$\sum_{k=1}^{m_i} \lambda_{ijk} = 1$$

La solution est donnée en annulant les dérivées partielles de la fonction :

$$\widetilde{W}_i(\lambda_{ij_1}, \dots, \lambda_{ij_{m_i}}) + \mu \left( \sum_{k=1}^{m_i} \lambda_{ijk} - 1 \right)$$

soit par le système d'équations :

$$\begin{cases} \partial_{\lambda_{ij_1}} \widetilde{W}_i + \mu = 0 \\ \vdots \\ \partial_{\lambda_{ij_{m_i}}} \widetilde{W}_i + \mu = 0 \\ \sum_{k=1}^{m_i} \lambda_{ijk} = 1 \end{cases}$$

qui vaut :

$$\begin{cases} 2\alpha_i \lambda_{ij_1} + \beta_{ij_1} + \mu = 0 \\ \vdots \\ 2\alpha_i \lambda_{ij_{m_i}} + \beta_{ij_{m_i}} + \mu = 0 \\ \sum_{k=1}^{m_i} \lambda_{ijk} = 1 \end{cases}$$

et on voit l'analogie avec l'approche précédente si les  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, m_i\}}$  sont positifs puisque  $-\mu$  est alors égal au coût marginal. Cependant comme la résolution n'assure pas que la positivité des  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, m_i\}}$  on doit se contenter d'un calcul approché.

On peut utiliser la convexité de la fonction  $\widetilde{W}_i$  et approcher la distribution  $(\lambda_{ijk})_{k \in \{1, \dots, m_i\}}$  par itération successives.

### 10.2.2.4 Remarques

Il n'y a pas beaucoup de sens à chercher l'évolution d'une cellule se vidant au centre d'un maillage car on n'atteindra jamais un état stationnaire et le temps de relaxation va vite tendre vers 0 comme on pourrait s'y attendre. On doit donc maintenir le même état à chaque itération. On va donc chercher à obtenir les différents états avant de déterminer les érosions-dépôts.

Dans le cas étudié, le coût énergétique est décrit à partir d'une fonction convexe et il semble que la minimisation du coût marginal et du coût total soient équivalentes dans ce cas. En effet, prenons l'exemple de 2 paraboles, on obtient alors à partir de la minimisation du coût total :

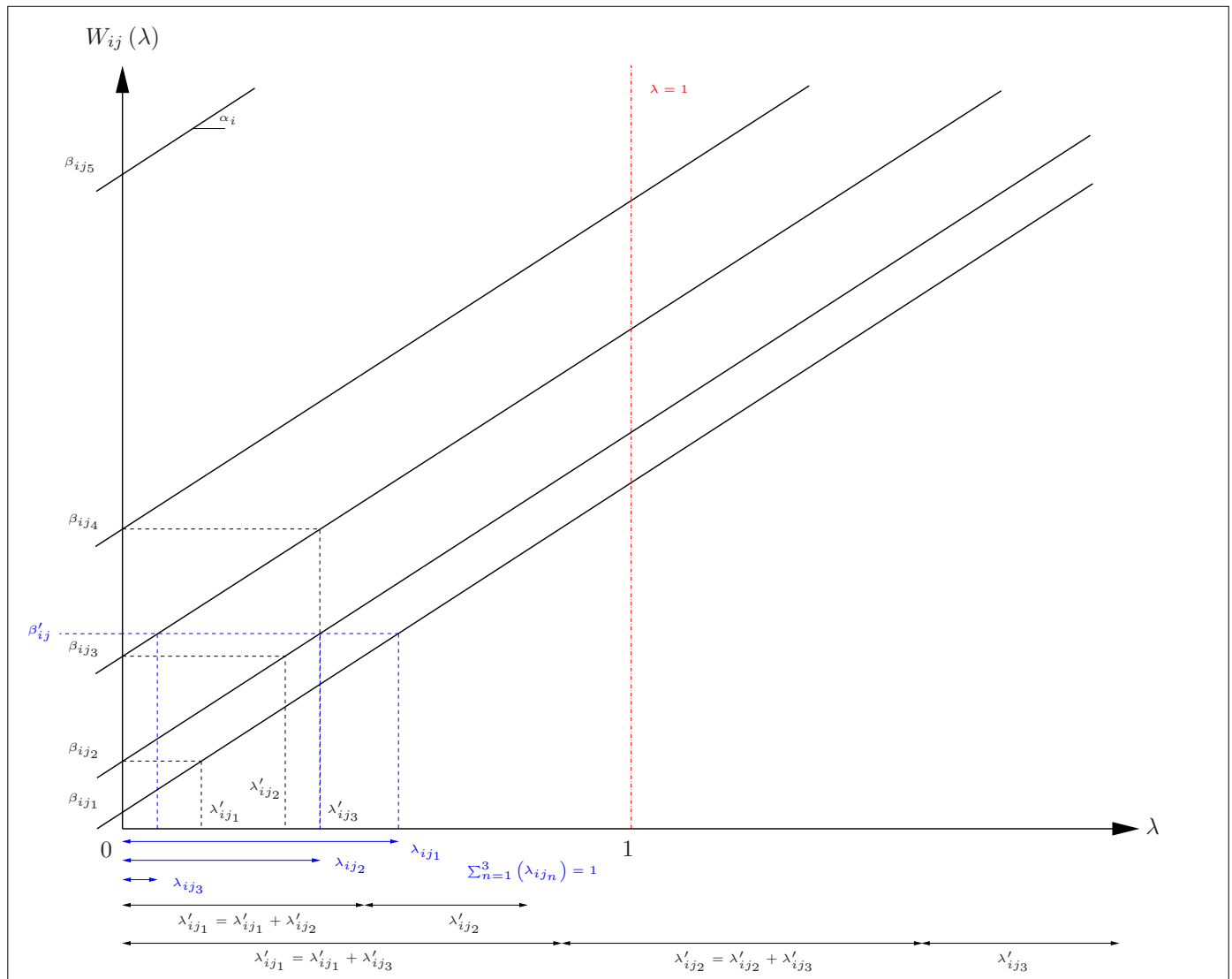


FIG. 10.5 – Calcul des proportions distribuées à l'aide de la méthode du coût marginal.

$$\alpha \left( \lambda^2 + (1 - \lambda)^2 \right) + \beta_1 \lambda + (1 - \lambda) \beta_2 + \gamma_1 + \gamma_2 = 0$$

On détermine le minimum en annulant la dérivée soit :

$$\alpha (2\lambda - 2(1 - \lambda)) + \beta_1 - \beta_2 = 0$$

$$\alpha (4\lambda - 2) + \beta_1 - \beta_2 = 0$$

$$\lambda = \frac{\beta_2 - \beta_1}{4\alpha} + \frac{1}{2}$$

D'ou :

$$\lambda_1 = \frac{\beta_2 - \beta_1}{4\alpha} + \frac{1}{2}$$

$$\lambda_2 = \frac{\beta_1 - \beta_2}{4\alpha} + \frac{1}{2}$$

On retrouve bien le résultat obtenu dans le cas de l'égalité du coût marginal pour  $\lambda_1 > 0$  et  $\lambda_2 > 0$ . Cette approche est basée sur une hypothèse de convergence du phénomène vers un état quasi-stationnaire (défini lorsque les variations de l'écoulement sur tout le domaine simulé sont négligeables) qui n'est pas prouvée mathématiquement (tant au niveau de son existence qu'au niveau de son unicité) mais qui est vérifiée dans la pratique. Elle permet du reste d'approximer la représentation d'une succession d'évènements élémentaires pour une échelle de temps géologique.

### 10.2.3 Introduction de la dissipation dans le schéma de distribution

#### 10.2.3.1 Valeur de la dissipation

Lors de son déplacement une partie de l'énergie d'un écoulement est dissipée sous forme de frottements. Cette dissipation correspond au travail des forces de friction sur le fond et à l'interface avec le fluide ambiant.

L'approche utilisée pour déterminer cette dissipation est équivalente à celle proposée par Parker et al. [148] dans le calcul de la dissipation de l'énergie turbulente. En effet, au cours d'une itération, on considère que l'énergie dissipée correspond à une proportion  $\gamma$  de l'énergie cinétique contenue dans la cellule. On fait donc l'hypothèse suivante :

$$W_i^f = \gamma e_i^K \quad (10.8)$$

où  $W_i^f$  représente à l'énergie dissipée pour la cellule  $C_i$ .

#### 10.2.3.2 Mise en place dans le modèle

Dans notre approche, la dissipation est introduite lors de la distribution des énergies.

Dans un premier temps, on détermine les valeurs des portions d'énergie transférée  $(\lambda_{ij})_{j \in K_i} \in [0, 1]^{n_i}$  en utilisant une des deux méthodes précédemment décrites et en prenant en compte la dissipation d'énergie. On a la nouvelle valeur du coût énergétique, donnée par l'équation 10.4, qui vaut :

$$W_{ij}(\lambda) = \alpha_i \lambda^2 + \beta_{ij}^{Wf} \lambda$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha_i &= gM_i \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ \beta_{ij}^{Wf} &= gM_j \left( r_i - \frac{h_i}{2} \right) \\ &\quad + gM_i \left( z_j - z_i + \frac{h_i - h_j}{2} + r_j - r_i \right) + W_i^f \end{aligned}$$

**Temps de relaxation** Une fois les  $\lambda_{ij}$  calculés, on introduit le temps de relaxation  $\chi \in ]0, 1[$  afin de satisfaire la condition de faisabilité 10.7 soit :

$$W_{ij}(\chi \lambda_{ij}) = e_i^K$$

soit :

$$\begin{aligned} e_i^K &= \chi^2 \left[ \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \right] + \chi \sum_{j \neq i} \beta_{ij}^{Wf} \lambda_{ij} \\ &\quad - \chi \left[ (1 - \lambda_{ii}) (\alpha_i + W_i^f) \right] + W_i^f \end{aligned}$$

Les nouveaux coefficients de l'équation  $\phi(\chi)$  sont les suivants :

$$\begin{cases} a = \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \\ b = \sum_{j \neq i} \beta_{ij}^{Wf} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) (\alpha_i + W_i^f) \\ c = W_i^f - e_i^K \end{cases}$$

La valeur du déterminant est alors :

$$\begin{aligned} D_\phi &= \left[ \sum_{j \neq i} \beta_{ij}^{Wf} \lambda_{ij} - (1 - \lambda_{ii}) (\alpha_i + W_i^f) \right]^2 \\ &\quad + 4 \left[ \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + \alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2 \right] [e_i^K - W_i^f] \end{aligned}$$

On a  $D_\phi \geq 0$  et le taux de relaxation est alors donné par :

$$\chi_i = \frac{-\sum_{j \neq i} \beta_{ij}^{Wf} \lambda_{ij} + (1 - \lambda_{ii}) (\alpha_i + W_i^f) + \sqrt{D_\phi}}{2 \sum_{j \neq i} \alpha_i \lambda_{ij}^2 + 2\alpha_i (1 - \lambda_{ii})^2}$$

**Energie après dissipation** Après avoir obtenu la valeur minimale du temps de relaxation pour l'ensemble des cellules du maillage, on met à jour les valeurs des énergies.

Ces nouvelles valeurs sont données par l'expression ci-dessous :

$$\check{e}_i = e_i - \chi W_i^f$$

où  $\check{e}_i$  représente l'énergie après dissipation.

#### 10.2.4 Distribution de la matière

Une fois l'algorithme de transfert d'énergie réalisé, on considère que les échanges de matière sont proportionnels à ce flux d'énergie. On en déduit donc les différents transferts des états des cellules de la manière suivante :

$$\begin{aligned} h_{ij} &= \chi \lambda_{ij} h_i \\ e_{ij} &= \chi \lambda_{ij} \check{e}_i \\ C_{ij} h_{ij} &= \chi \lambda_{ij} C_i h_i \end{aligned}$$

Ces définitions permettent d'assurer la conservation de la masse et de l'énergie totale<sup>6</sup>. Suivant l'élévation des voisins, on peut avoir conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique ou réciproquement. En particulier en s'écroulant sur elle-même la portion de la colonne de sédiments  $\lambda_{ii} h_i$  laissée dans l'automate  $C_i$  produit de l'énergie cinétique.

Dans la pratique les nouvelles valeurs sont obtenues en additionnant pour chaque cellule l'ensemble des flux entrants et en soustrayant ceux sortants :

$$\begin{aligned} \tilde{e}_i &= \check{e}_i + \sum_j e_{ji} - \sum_j e_{ij} \\ \tilde{h}_i &= h_i + \sum_j h_{ji} - \sum_j h_{ij} \\ \widetilde{C_i h_i} &= C_i h_i + \sum_j C_{ji} h_{ji} - \sum_j C_{ij} h_{ij} \end{aligned}$$

où  $\tilde{x}$  correspond à la nouvelle valeur de l'état  $x$ .

**Considération sur la dissipation** Nous supposons dans cette approche que la dissipation d'énergie est uniquement liée au transfert de matière, ainsi on peut montrer que l'égalité suivante est vérifiée :

$$\begin{aligned} \check{e}_i + \underbrace{\sum_j \chi \lambda_{ji} \check{e}_j}_{\text{flux entrant après dissipation}} &- \underbrace{\sum_j \chi \lambda_{ij} \check{e}_i}_{\text{flux sortant après dissipation}} \\ &= e_i + \underbrace{\sum_j \chi \lambda_{ji} (1 - \chi \delta_j) e_j}_{\text{flux entrant après dissipation}} \\ &- \underbrace{\sum_j \chi \lambda_{ij} e_i}_{\text{flux sortant avant dissipation}} - \underbrace{\lambda_{ii} \chi \delta_i e_i}_{\text{dissipation dans la cellule centrale}} \end{aligned} \quad (10.9)$$

où on a :

$$\begin{aligned} \check{e}_i &= (1 - \chi \delta_i) e_i \\ \delta_i &= \frac{W_i^f}{e_i} e_i^K \end{aligned}$$

Cette égalité est vérifiée après avoir constaté que, une fois le temps de relaxation  $\chi$  appliqué, la valeur de  $\lambda_{ii}$  est donnée par :

$$\lambda_{ii} = 1 - \sum_j \chi \lambda_{ij}$$

donc :

$$\begin{aligned} e_i + \sum_j \chi \lambda_{ji} (1 - \chi \delta_j) e_j - \sum_j \chi \lambda_{ij} e_i - \lambda_{ii} \chi \delta_i e_i \\ &= e_i \left( 1 - \sum_j \chi \lambda_{ij} - \lambda_{ii} \chi \delta_i \right) + \sum_j \chi \lambda_{ji} (1 - \chi \delta_j) e_j \\ &= e_i (\lambda_{ii} - \lambda_{ii} \chi \delta_i) + \sum_j \chi \lambda_{ji} (1 - \chi \delta_j) e_j \\ &= \lambda_{ii} e_i (1 - \chi \delta_i) + \sum_j \chi \lambda_{ji} (1 - \chi \delta_j) e_j \\ &= \lambda_{ii} \check{e}_i + \sum_j \chi \lambda_{ji} \check{e}_j \\ &= \left( 1 - \sum_j \chi \lambda_{ij} \right) \check{e}_i + \sum_j \chi \lambda_{ji} \check{e}_j \\ &= \check{e}_i + \sum_j \chi \lambda_{ji} \check{e}_j - \sum_j \chi \lambda_{ij} \check{e}_i \end{aligned}$$

Dans la pratique, il est donc possible de calculer le temps de relaxation  $\chi$  minimal pour une itération donnée. Ce dernier permet de déterminer pour chaque cellule la quantité d'énergie dissipée. L'énergie de toutes les cellules est alors mise à jour en retranchant le terme de dissipation. Pour finir, le transfert de matière et d'énergie est réalisé.

<sup>6</sup>On a conservation de l'énergie totale dans le cas où la dissipation n'est pas prise en compte.

## 10.3 Erosion - Dépôt

L'approche envisagée est une description quasi-stationnaire de l'écoulement. On s'intéresse donc dans un premier temps, à la distribution de l'énergie afin d'obtenir les différents états puis, ensuite, aux règles d'érosion dépôt.

### 10.3.1 Initialisation

La modélisation d'un écoulement impose de se donner un ensemble de paramètres initiaux caractérisant l'écoulement mais aussi la structure du fond sédimentaire.

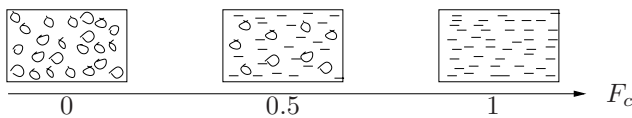
#### L'écoulement

Il est caractérisé par des conditions moyennes aux bords : sa hauteur  $h$ , son énergie  $e$ , sa concentration volumique<sup>7</sup> en sédiment  $C$  et un temps  $T_{ev}$ .

Ce temps  $T_{ev}$  correspond à la description moyenne stationnaire de l'écoulement résultant d'une succession d'évènements. Une idée du type de transport des sédiments au sein de l'écoulement est schématisée dans la figure 10.6.

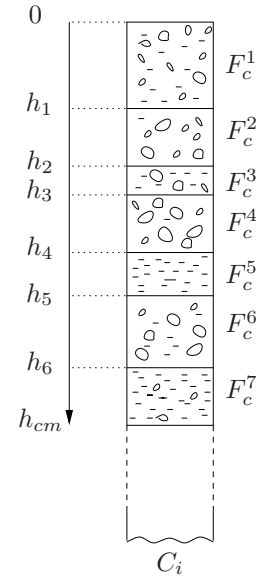
#### Le fond sédimentaire

Chaque cellule du maillage est caractérisée par une constitution du fond qui lui est propre. Nous définissons un paramètre de description du fond  $F_c$  correspondant à la fraction volumique en sédiments cohésifs présents dans le sol. En première approche, nous considérons que les caractéristiques entre les sédiments cohésifs et non-cohésifs sont fonctions des forces d'interactions (forces de Van Der Waals) et nous supposons que pour un diamètre  $D_s < 63 \mu m$ , le sédiment est cohésif.



De plus, nous définissons une hauteur maximale d'érosion pour l'écoulement considéré  $h_{cm}$ . Cette hauteur est décrite en terme de couches successives de fractions volumiques  $F_c$  différentes.

Ainsi pour chaque cellule, nous pouvons proposer une constitution du fond indépendante. L'exemple ci-dessous schématise un type de description du fond sédimentaire pour une cellule du maillage :



Nous recherchons un comportement moyen de l'écoulement sur le temps  $T_{ev}$ . Il correspond à des zones en érosion ou en dépôt. Dans une première approximation, nous ne considérons pas de transport par charriage et on suppose que l'érosion se fait sous forme de copeaux.

### 10.3.2 Transport des sédiments

#### 10.3.2.1 Généralités

Les sédiments, qu'ils soient cohésifs ou non, sont entraînés, transportés et déposés par l'écoulement. Du fait des propriétés des sédiments (taille des grains, cohésion ...), différents types de transport vont coexister au sein du mélange.

En général, les particules non-cohésives sont transportées par charriage sur le fond ou par suspension. Le charriage se produit au niveau de l'interface entre le fond et l'écoulement alors que le transport par suspension est réalisé sur toute la hauteur de l'écoulement. La couche limite du transport par suspension est localisée proche du sol, à une hauteur  $z_a$  au dessus du fond  $z_b$ . Sous cette couche limite, le transport des sédiments non-cohésifs est principalement réalisé par charriage.

Pour des concentrations relativement faibles, les particules cohésives sont uniquement transportées par suspension. Pour des concentrations plus importantes, il peut aussi y avoir charriage de ces sédiments dans une couche proche du fond ; cependant nous considérerons que seul le transport par suspension est pris en compte pour les particules cohésives.

<sup>7</sup>Nous considérerons plusieurs classes de sédiments dans le modèle : argile, silt, sable. Ces sédiments seront supposés cohésifs et non-cohésifs ( $D_{sed} > 63 \mu m$ ) et chaque classe sera définie par une concentration volumique  $C_i$ .

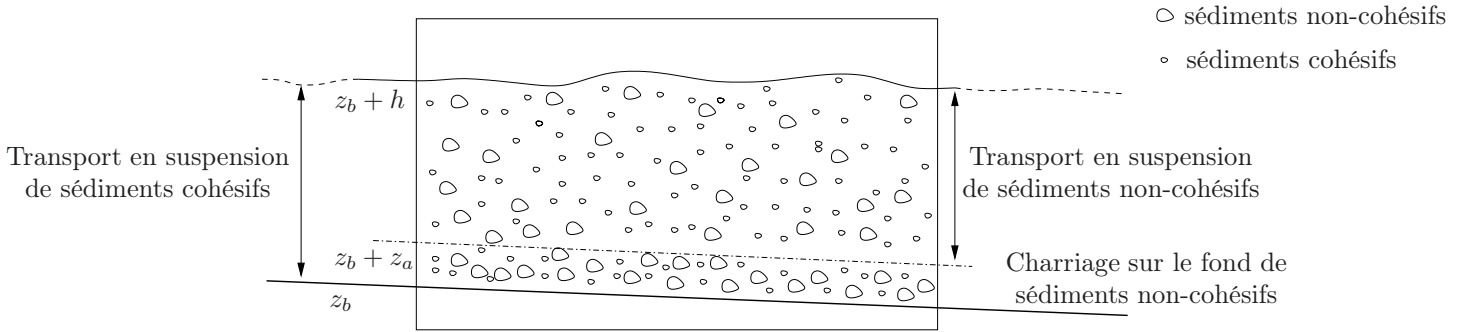


FIG. 10.6 – Caractéristique du transport des sédiments cohésifs et non-cohésifs dans un écoulement de hauteur  $h$ .

### 10.3.2.2 Transport en suspension

#### Formulation du dépôt

Des expériences sur les dépôts ont montré que les particules cohésives et non-cohésives n'interagissent pas dans la colonne de l'écoulement dans le cas de faibles concentrations. Dans ce cas, les règles classiques de calcul des taux de dépôts restent valides.

**Sédiments non-cohésifs** Le dépôt est déterminé à partir de la vitesse de chute des sédiments  $v_s$  et de la concentration des sédiments en suspension près du fond  $c_b$ <sup>8</sup>.

La concentration  $c_b$  peut être reliée à la concentration volumique des sédiments  $C$  par une fonction  $r_0$  qui représente le rapport  $c_b/C$ . Cette fonction dépend de la taille des sédiments considérés. D'après les expériences de Garcia et al. [58, 59], sa valeur varie entre 1,6 et 2. Il est possible d'utiliser, dans le cas d'un mélange de plusieurs granulométries, l'expression suivante :

$$\frac{c_{bi}}{C_i} = 0,4 \left( \frac{D_i}{D_{sg}} \right)^{1,64} + 1,64$$

où  $D_{sg}$  représente la moyenne géométrique de la taille des sédiments en suspension dans le mélange et l'indice  $i$  la classe granulométrique considérée.

On peut à l'aide de la formulation précédente obtenir le taux de dépôt  $D_{nc,i}$  pour des sédiments non-cohésifs :

$$D_{nc,i} = c_{bi} v_{si}$$

**Sédiments cohésifs** Nous utilisons la formule de Krone pour les dépôts :

<sup>8</sup>Les mécanismes entraînant un ralentissement de la chute des sédiments comme la floculation ne sont pas pris en compte pour les sédiments non-cohésifs.

<sup>9</sup>La fonction d'Heavyside est définie comme suit :

$$H(x) = \begin{cases} 1_{\mathbb{R}_+} \\ 1 \text{ si } x > 0 \\ 0 \text{ si } x < 0 \end{cases}$$

$$D_{c,i} = c_{bi} v_{si} \left[ \frac{\tau_{dc,c} - \tau_b}{\tau_{dc,c}} \right] H \left[ \frac{\tau_{dc,c} - \tau_b}{\tau_{dc,c}} \right]$$

avec  $\tau_b$  la contrainte exercée sur le fond :

$$\tau_b = \rho_a v_*^2$$

où  $H[x]$  est une fonction d'Heavyside<sup>9</sup> et  $\tau_{dc,c}$  correspond à la contrainte critique de dépôt pour les sédiments cohésifs.

De plus, cette contrainte est fonction des fluctuations liées à la turbulence qui sont exprimées par la vitesse de cisaillement au niveau du fond  $v_*$  :

$$v_* = \sqrt{C_d U^2}$$

où  $C_d$  est le coefficient de frottement sur le fond et  $U$  la vitesse moyenne de l'écoulement.

**Hypothèse sur le taux de sédimentation** Afin d'uniformiser les valeurs des taux de sédimentation pour les sédiments cohésifs et non-cohésifs, nous calculerons le taux de sédimentation pour une classe granulométrique  $i$  de la manière suivante :

$$D_i = c_{bi} v_{si} \left[ \frac{\tau_{dc}^g - \tau_b}{\tau_{dc}^g} \right] H \left[ \frac{\tau_{dc}^g - \tau_b}{\tau_{dc}^g} \right]$$

ainsi le dépôt des sédiments en suspension est possible que si la contrainte de cisaillement de l'écoulement est inférieure à la contrainte critique de dépôt globale.

On en déduit alors, la valeur totale du taux de sédimentation pour l'ensemble des sédiments présents dans l'écoulement :

$$\Gamma_D = \sum_{i=1}^n D_i \quad (10.10)$$

où  $n$  représente le nombre de classes sédimentaires pris en compte dans le modèle.



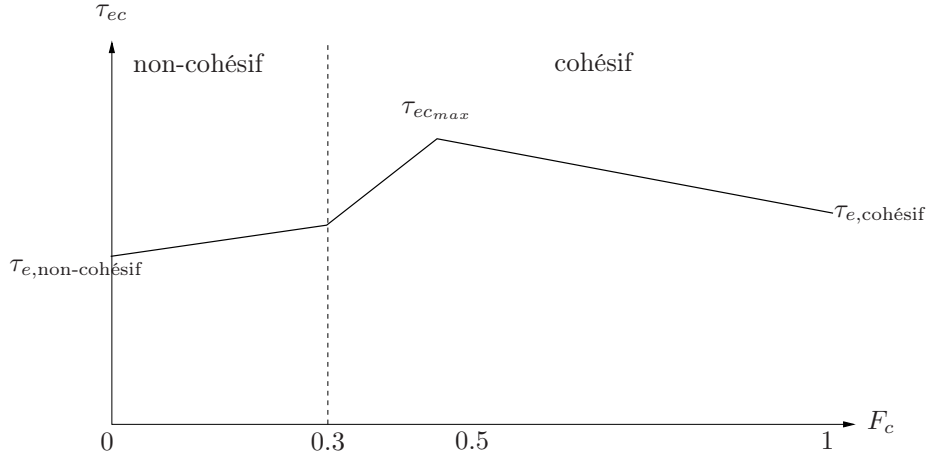


FIG. 10.7 – Variations de la contrainte critique d'érosion en fonction de la fraction volumique en sédiments cohésifs.

### Formulation de l'érosion

Le flux d'érosion des sédiments dépend fortement de la composition du lit au niveau de la surface supérieure. A l'aide d'expériences il a été montré que deux régimes peuvent être définis : un régime cohésif et non-cohésif. La quantité d'argile est le paramètre gouvernant le passage entre ces deux régimes. Lorsque la quantité d'argile est inférieure à 5 – 10 %, le comportement du lit est plus ou moins non-cohésif. Les particules non-cohésives sont alors transportées par charriage et suspension suivant les conditions hydrodynamiques de l'écoulement. Les particules cohésives sont facilement enlevées de la couche supérieure du fond. Pour une quantité d'argile supérieure à 5 – 10%, le lit a un comportement cohésif. Les particules cohésives et non-cohésives agissent alors de manière indépendante dans le fond mais sont érodées en même temps.

Lorsque la quantité de sédiments cohésifs dans le fond  $F_c$  est inférieure à une proportion critique  $F_{cr}$ , les sédiments sont supposés se comporter de manière indépendantes pendant l'érosion.

**Sédiments non-cohésifs**  $F_c < F_{cr}$  Les formulations classiques de l'érosion pour les sédiments non-cohésifs sont plus ou moins valides. On définit la valeur du taux d'érosion  $E_{nc,i}^{nc}$  pour le régime non-cohésif de la manière suivante :

$$E_{nc,i}^{nc} = v_{si} c_a$$

De nombreuses expressions sont utilisées pour déterminer la valeur de la concentration à l'équilibre pour les sédiments non-cohésifs  $c_a$ . Nous utiliserons l'expression proposée par Van Rijn :

$$c_a = 0,015 \frac{d_{50} T^{1,5}}{a D_*^{0,3}}$$

dans laquelle :

$$\begin{aligned} d_{50} &= \text{taille moyenne des grains [m]} \\ a &= \text{altitude de référence [m]} \\ T &= \text{paramètre de transport} \\ D_* &= \text{diamètre adimensionnel} \end{aligned}$$

Le paramètre  $a$  qui correspond à l'altitude de référence est pris égal à :

$$a = \max(0,01h, k_s)$$

avec  $k_s$  coefficient de Nikuradse qui est lié à la taille des grains ou des rides éventuelles pour des sédiments non-cohésifs relativement fins de diamètre  $D$ , sa valeur est approximativement égale à  $3D$ .

Le paramètre de transport des grains  $T$  est défini par :

$$T = \frac{\tilde{v}_*^2 - v_{*c}^2}{v_{*c}^2}$$

avec  $v_{*c}$  calculé en fonction de  $\theta_c$  issu du diagramme de Shields et  $\tilde{v}_*$  vitesse de frottement relative aux grains :

$$\begin{aligned} v_{*c}^2 &= \frac{\Delta\rho}{\rho_a} g D \theta_c \\ \theta_c &= \frac{0,3}{1 + 1,2D_*} + 0,555 [1 - \exp(-0,02D_*)] \end{aligned}$$

et

$$\tilde{v}_* = \frac{\kappa U}{\log \frac{30h}{3\epsilon D}}$$

où  $e$  correspond à l'indice des vides et  $\kappa$  à la constante de Von Karman.

Nous ferons l'hypothèse que  $v_* = \tilde{v}_*$ , on en déduit la formulation pour le paramètre  $T$  suivante :

$$T = \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}}$$

avec :

$$\tau_{ec} = \rho_a v_{*c}^2$$

soit :

$$E_{nc,i}^{nc} = 0,015 \frac{d_{50}}{D_*^{0,3}} \frac{v_{si}}{a} \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right]^{1,5} H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right]$$

**Sédiments non-cohésifs**  $F_c > F_{cr}$  Si  $F_c > F_{cr}$ , les sédiments cohésifs et non-cohésifs sont supposés être érodés au même instant et au même taux. La formule de Partheniades semble être la formulation la plus précise du taux d'érosion des particules non-cohésives. Ainsi, on pose :

$$E_{nc,i}^c = (1 - F_c) M \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right] H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right]$$

dans laquelle  $\tau_{ec}$  correspond à la contrainte critique d'érosion en  $[N/m^2]$  (cf. figure 10.7). En considérant que la densité du fond reste constante et égale à  $1650 \text{ kg/m}^3$ , le coefficient d'érodabilité<sup>10</sup>  $M$  est supposé égal à  $10^{-7} \text{ m.s}^{-1}$ .

**Sédiments cohésifs** L'érosion des sédiments cohésifs est obtenue par la formule de Partheniades. Comme la quantité de sédiments cohésifs peut varier, celle présente dans le fond  $F_c$  est ajoutée à la formule traditionnelle. On obtient alors la formulation suivante pour  $E_{c,i}$  :

$$E_{c,i}^{nc} = F_c M \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^{nc}}{\tau_{ec}^{nc}} \right] H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^{nc}}{\tau_{ec}^{nc}} \right]$$

avec  $\tau_{ec}^{nc}$  en  $[N/m^2]$  correspond à la contrainte critique d'érosion pour le régime non-cohésif soit pour  $F_c < F_{cr}$ . Dans le cas du régime cohésif on utilisera la valeur  $\tau_{e,c}$  précédemment définie :

$$E_{c,i}^c = F_c M \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right] H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right]$$

### 10.3.2.3 Transport par charriage

Les expériences en laboratoire montrent que les rides et les dunes sont de moins en moins présentes lorsque la proportion en sédiments cohésifs augmente sur le fond. Au-dessus d'une certaine proportion critique de ces types de sédiments, aucune rides n'est formée et le fond se comporte comme un matériel cohésif.

Dans le cas où le fond ne contient pas de sédiments cohésifs, on peut appliquer les formules classiques de transport par charriage. Le taux de transport par charriage est

noté  $S_{b,0}$ . Nous ferons l'hypothèse que ce taux de transport par charriage décroît linéairement dans un régime non-cohésif. De plus, dans le cas d'un régime cohésif il sera supposé nul.

Le taux de transport par charriage est alors donné par la formule suivante :

$$S_b = \begin{cases} \left(1 - \frac{F_c}{F_{cr}}\right) S_{b,0} & F_c < F_{cr} \\ S_b = 0 & F_c > F_{cr} \end{cases}$$

avec :

$$\begin{aligned} S_b &= \text{taux de transport par charriage } [m^2/s] \\ S_{b,0} &= \text{taux de transport par charriage} \\ &\quad \text{des sédiments non-cohésifs } [m^2/s] \\ F_c &= \text{proportion de sédiments cohésifs} \\ F_{cr} &= \text{proportion de sédiments cohésifs critique} \end{aligned}$$

La valeur de  $S_{b,0}$  est obtenue à l'aide de la formule de Van Rijn :

$$S_{b,0} = 0,5 v_* d_{50} D_*^{-0,3} T$$

A partir des considérations précédentes sur le paramètre de transport  $T$ , on obtient :

$$S_{b,0} = 0,5 v_* \frac{d_{50}}{D_*^{0,3}} \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right]$$

D'où une valeur pour le taux d'érosion pour le charriage égale à :

$$E_{b,i} = \left(1 - \frac{F_c}{F_{cr}}\right) 0,5 \frac{v_*}{L_0} \frac{d_{50}}{D_*^{0,3}} \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}}{\tau_{ec}} \right] H \left[1 - \frac{F_c}{F_{cr}}\right]$$

$L_0$  étant la dimension caractéristique des cellules du modèle.

### 10.3.2.4 Taux d'érosion total : charriage et suspension

Afin d'obtenir un taux d'érosion totale  $\Gamma_E$  qui exprime à la fois le charriage sur le fond et le flux d'érosion de sédiments en suspension, nous allons établir une formule globale à partir des expressions précédemment décrites.

En ce qui concerne les flux d'érosion pour la suspension nous établissons la formule suivante :

$$\begin{aligned} E_{susp} &= M^s (1 - F_c) \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right]^{1,5} H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] \\ &\quad + M^s F_c \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right]^{1,5} H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] \\ E_{susp} &= M^s \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right]^{1,5} H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] \end{aligned}$$

La formule pour le charriage est donnée par :

$$\begin{aligned} E_{char} &= \left(1 - \frac{F_c}{F_{cr}}\right) M^c \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] \\ &\quad \times H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] H \left[1 - \frac{F_c}{F_{cr}}\right] \end{aligned}$$

<sup>10</sup>Un ensemble de mesures montre que pour des lits naturels dans des systèmes fluviaux, le coefficient  $M$  prend des valeurs comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-5} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

On en déduit la valeur de  $\Gamma_E$  :

$$\begin{aligned}\Gamma_E &= E_{susp} + E_{char} \\ \Gamma_E &= \left( M^s \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right]^{0,5} + \left( 1 - \frac{F_c}{F_{cr}} \right) \right. \\ &\quad \left. M^c H \left[ 1 - \frac{F_c}{F_{cr}} \right] \right) \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right] H \left[ \frac{\tau_b - \tau_{ec}^g}{\tau_{ec}^g} \right]\end{aligned}\quad (10.11)$$

où  $\tau_{ec}^g$  est la contrainte d'érosion critique globale et ( $M^s$ ;  $M^c$ ) les coefficients d'érodabilité pour la suspension et le charriage respectivement.

### 10.3.2.5 Entraînement du fluide ambiant

D'après la définition de Ellisson et Turner [45], le coefficient d'entraînement du fluide ambiant que l'on notera  $E_w$  dépend du nombre de Richardson généralisé :

$$R_i = \frac{g \Delta \rho h}{\rho U^2}$$

Ce nombre caractérise les effets stabilisants de la différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant au niveau de l'interface. Il correspond au rapport entre les forces gravitaires et inertielles. Lorsque  $R_i$  dépasse une valeur critique proche de l'unité, l'écoulement est dit supercritique. L'entraînement devient alors faible.

D'après les résultats de Parker et al. [149], nous exprimons la valeur de  $E_w$  de la manière suivante :

$$E_w = \frac{E_0}{\sqrt{1 + 718 R_i^{2,4}}}\quad (10.12)$$

On remarque que pour  $R_i \rightarrow 0$  la valeur de  $E_w$  est proche de  $E_0 = 0,075$ . Si  $R_i$  est grand alors on peut faire l'approximation de  $E_w$  par la formule ci-dessous :

$$E_w = 2,8 \cdot 10^{-3} R_i^{-6/5}$$

Ces formules sont calibrées expérimentalement pour des  $R_i \leq 100$ , elles reproduisent de manière satisfaisante les données expérimentales de Ellisson et Turner.

La figure 10.8 montre l'imbrication de l'entraînement du fluide ambiant dans la méthode de distribution.

### 10.3.3 Prise en compte du temps de l'évènement

Une fois calculé les taux d'érosion et de dépôt, il est possible de coupler l'évolution de l'écoulement avec celle du fond.

Pour ce faire, nous considérons l'équation de conservation des sédiments du fond aussi appelée équation d'Exner qui prend la forme suivante :

$$(1 - \gamma) \frac{\partial z}{\partial t} = \Gamma_D - \Gamma_E$$

avec  $z$  et  $\gamma$  respectivement l'altitude et la porosité du lit.

A priori,  $\gamma$  est fonction des  $F_c$ . En effet, plus la proportion en sédiments cohésifs sur le fond est importante plus la porosité est faible. On pose donc<sup>11</sup> :

$$\begin{aligned}\gamma &= (\gamma_0 - F_c)_+ \\ \gamma &= \max(0, \gamma_0 - F_c)\end{aligned}$$

A chaque itération, on détermine donc la valeur des taux d'érosion et de dépôt moyen sur la durée  $T_{ev}$  de l'évènement en supposant l'état stationnaire atteint.

Il est alors possible de calculer les hauteurs érodées ou déposées correspondant à l'évènement simulé. Pour une cellule  $n$ , on a :

$$h_{ero/dep}^n = T_{ev} \frac{\Gamma_D - \Gamma_E}{(1 - \gamma)}$$

où  $T_{ev}$  est le temps de l'évènement.

Dans le cas où  $\Gamma_D \geq \Gamma_E$ , on va déposer une couche de sédiments. On définit alors, après le passage de l'évènement, une nouvelle couche de sédiments sur le fond en prenant en compte la hauteur déposée et les fractions volumiques des différentes classes composant le dépôt.

Si pour une des classes sédimentaires la valeur de  $D_i - E_i > 0$ , on considère que toute érosion d'une autre classe granulométrique est négligée sur cette cellule (*i.e.* l'écoulement ne se charge pas en sédiments érodés) et seuls les sédiments en dépôt sont pris en compte.

Dans le cas où l'écoulement sur la cellule est érosif, on regarde si la hauteur érodée est inférieure à la première couche définie dans la section 10.3.1. Si c'est le cas, les règles d'érosion appliquées en prenant en compte uniquement les fractions  $F_i^1$  des sédiments présents dans cette première couche est correcte. Dans le cas contraire, on doit appliquer les règles d'érosion en utilisant pour les valeurs des fractions  $F_i$  une moyenne sur l'ensemble des couches subissant l'érosion (noté  $\xi = \{1 \dots k\}$ ). Soit  $F_i^\xi$  la nouvelle valeur de la fraction volumique des sédiments de la classe  $i$  présents dans les couches  $1 \dots k$ , cette fraction est une moyenne pondérée sur la hauteur :

$$F_i^\xi = \frac{\sum_{j=1}^k h_i^j F_i^j}{\sum_{j=1}^k h_i^j}$$

<sup>11</sup>On fait l'hypothèse que la porosité  $\gamma$  est invariante avec le temps et  $\gamma_0$  est supposée égale à 0,27.

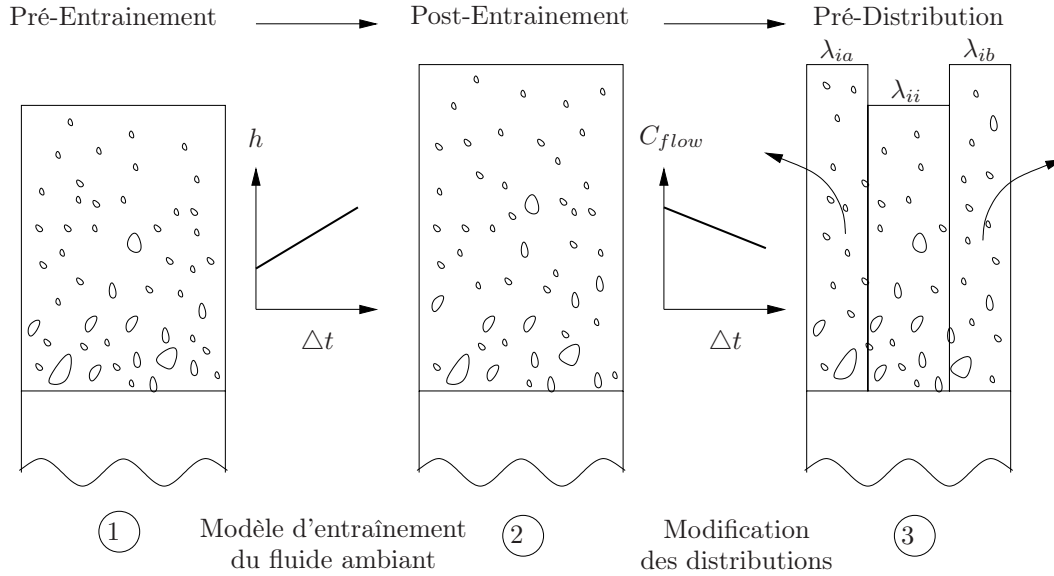


FIG. 10.8 – Mise en place du modèle d'entraînement du fluide ambiant dans l'algorithme de distribution.

### 10.3.4 Mise en place dans le schéma de distribution

Le schéma de distribution, décrit dans le chapitre 10.2, permet de calculer entre chaque itération les variations des états des cellules (énergies, hauteurs, concentrations).

On applique ensuite les règles d'érosion et de dépôt précédemment définies. Ces règles vont modifier les valeurs des concentrations volumiques au sein de l'écoulement. Pour les prendre en compte dans l'algorithme de distribution, nous appliquons les considérations suivantes :

1. Les calculs des coûts énergétiques sont fonctions des concentrations pré-érosion/dépôt et sont déterminés avant le calcul des règles d'érosion - dépôt.
2. Les valeurs des concentrations pour la classe granulométrique  $n$ , distribuées de la cellule  $i$  vers  $j$ , sont données en utilisant les nouvelles concentrations à l'aide de l'expression suivante :

$$C_{ij}^n h_{ij} = \chi \lambda_{ij} [C_i^n h_i + (E_{i,n} - D_{i,n})]$$

où  $\chi$  est le temps de relaxation défini dans la section 10.2.3.2. Les valeurs des érosions pour chaque cellule sont calculées avec les formules suivantes :

$$E_{i,n} = F_i^\xi \frac{h_{ero,i}^n}{T_{ev}} \chi$$

3. La valeur de la concentration pour la classe granulométrique  $n$  qui reste dans la cellule  $i$  est donnée par l'expression ci-dessous :

$$C_{ii}^n h_{ii} = \lambda_{ii} C_i^n h_i$$

où :

$$\lambda_{ii} = 1 - \sum_j \chi \lambda_{ij}$$

La figure 10.9 présente le couplage des règles d'érosion - dépôt avec l'algorithme de distribution dans le cas où l'écoulement au niveau de la cellule étudiée est érosif.

## 10.4 Obtention à l'échelle réservoir d'un modèle géologique

Le modèle précédemment décrit permet de mimer les processus gouvernant le comportement des courants turbulents. L'automate cellulaire échange de l'énergie et de la matière avec ses voisines. Pour chaque évènement géologique défini, le modèle consiste à déterminer un état stationnaire. Nous supposons que cet état est représentatif de l'impact de l'évènement sur la construction de l'architecture sédimentaire. Ainsi, il devient possible de modéliser à l'échelle réservoir une succession d'évènements turbulents correspondant à l'histoire géologique d'un système.

Afin d'illustrer les capacités du modèle, deux formations de systèmes chenalés sont reproduites. La première vise à reconstruire les étapes initiales de la formation du complexe chenalé du système du Lower Pab situé sur la marge Indo-Pakistanaise. L'interprétation de la construction de ce dernier a été proposée par Eschard et al. [?]. La seconde consiste en une succession de systèmes chenalés empilés latéralement. Ce type de formation est décrit dans de nombreux systèmes profonds notamment celui du fan récent du Congo au niveau de la marge Angolaise. Nous prendrons comme exemple le système décrit par Raïsson et Temple [?] sur le champ Girassol.

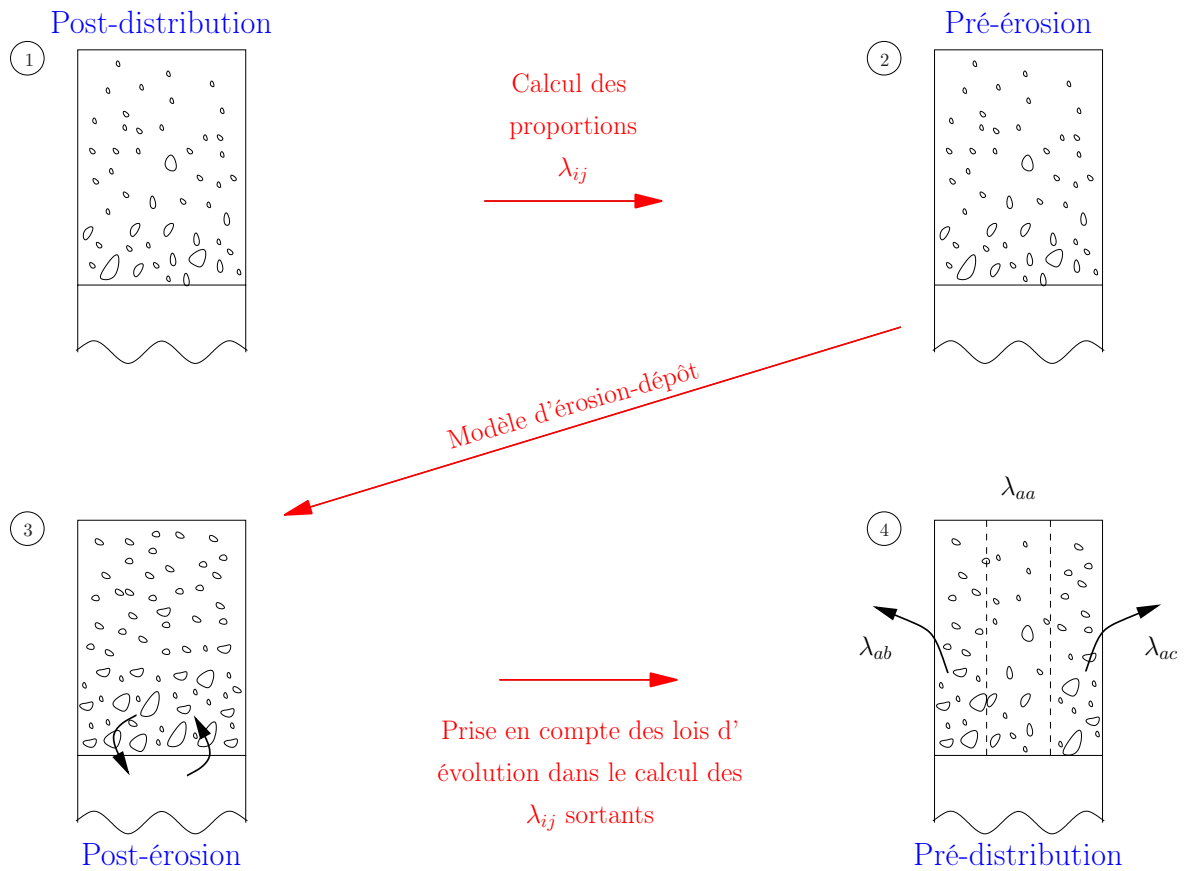


FIG. 10.9 – Mise en place du modèle d'érosion-dépôt dans l'algorithme de distribution.

# Turbidity currents reservoir scale geological modeling

*submitted to Marine Geology*

T. SALLES<sup>1,2</sup>, S. LOPEZ<sup>1</sup>, T. MULDER<sup>2</sup>, M.-C. CACAS<sup>1</sup>, R. ESCHARD<sup>1</sup>, O. LERAT<sup>1</sup>, T. EUZEN<sup>1</sup>

**Abstract.** A numerical model has been developed to simulate sedimentary architecture resulting from turbidity currents over geological time. The model is based on the cellular automata paradigm. The automata exchange matter and energy and are built in order to reproduce the physical processes which govern turbidity current behavior. The simulated architecture is the result of a given set of geological events. For each of these events a steady state is computed that is assumed to be representative of the average effect of a turbidity current on the construction of the sedimentary architecture. Using model capacities, we reproduce the first sequence of the Lower Pab channel complex formation and a unit of lateral stacked channels of the Angolan deep offshore Girassol field. The model results show that the simulated sedimentary facies distribution is realistic and allow a better prediction of the deposits organization in turbiditic systems. Moreover, this model improves stratigraphic modeling resolution and can take over diffusive methods at reservoir scale. The advantages of this numerical approach are a better identification and understanding of deposits heterogeneities and may provide a better representation of the spatial organization, geometry and variability of the geological units that form reservoir architecture in deep sea clastic systems.

## 1 Introduction

Oil industry, and more precisely oilfields exploration and production, needs to acquire a very precise knowledge of the subbottom geology in order to provide an accurate estimate of oil reserves, model production or oil development management. This implies to know underground architecture, in other words to be able to define the geometry and nature of geological layers. Oil industry combines technical measurements with experimental and numerical models. Reservoir-scale models are an essential technical step in field exploration and exploitation. The goal of these models is to generate a precise field description taking into account its sedimentary architecture and/or its petrophysic properties.

Turbidity currents are submarine density flows, *i.e.* they are driven by the density excess of a sediment loaded current over its ambient fluid. In case of turbidity currents the sediment is kept in suspension by turbulence. Turbidity currents often occur in oceans, lakes and reservoirs (Normark and Piper, 1991). They have long been recognised as playing a major role in the transport of clastic sediment to the deep oceans (Middleton, 1993; Parker et al., 1986), and the construction of major features as the large system of the Amazon (Hiscott, 1997; Lopez, 2001).

Despite a relatively simple operating principle, the sedimentary heterogeneities of the turbidity currents deposits (called turbidites) and the generated architectures are still poorly understood and hardly linked to physical processes. One of the main reasons comes from modern systems *in situ* measurements difficulties. Indeed, observations are rare because of unpredictability and destructive nature of the turbidity currents. Nevertheless, heterogeneities characterization is a crucial point for oil reservoirs exploration and exploitation. It helps to foresee the location of potential reservoirs objects and also those forming permeability barrier depending on petrophysics properties differences.

Heterogeneities characterization is traditionally performed statistically using spatial rules given by outcrop or subsurface data (well logs, cores, seismic ...). However, this kind of approach cannot reproduce and explain a specific statistic distribution. Nevertheless, it is still an operational alternative to deterministic approaches, which are still challenging to numerically simulate physical processes over geological times.

Simplifying turbidity currents physical rules at spatial and temporal sedimentary basin scales, stratigraphic modeling simulates average but realistic distribution of various lithologies. Nevertheless, as stratigraphic modeling does not integrate inertial effects, this approach cannot simulate the sedimentary architecture at fine reservoir scale. To reach such a level of details, most known approaches use partial differential equations which are then discretized with several methods and numerical schemes (Bradford and Katopodes, 1999; Audusse et al., 2004). These discretizations can take advantage of inventive mesh (Das et al., 2004) or can also be made with geometric objects scale (Hugot et al., 2000).

However, difficulties emerge from model parameters calibration (Pirmez and Imran, 2003). In addition, these methods are not well fitted to geological time scale deposits modeling and most of the time, it focuses on transient states description instead of looking at an average result. Following recent developments in computing science, innovative numerical methods emerged from alternative computational paradigms such as cellular automata, neuronal nets and genetic algorithms.

In this paper, we implement a process-based model of multi-lithology submarine turbidity currents using the cellular automata paradigm. The main characteristic features which define turbidity current such as gravitational and inertial effects are taken into account. It includes ambient fluid entrainment and lithology dependent erosion and deposition rules to progressively build a full three dimensional geological architecture.



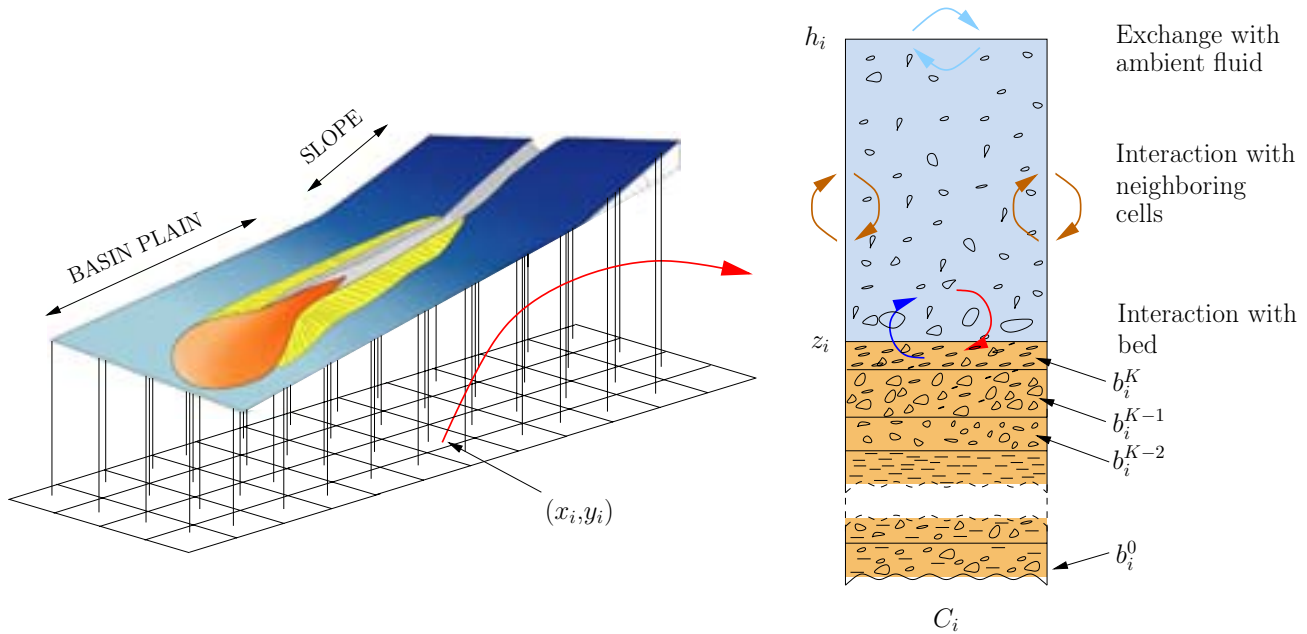


Figure 10.10: Discretization domains, rules applied to each cell and substratum description.

All the sedimentary objects such as erosive channels or overflow levees could be reproduced. Moreover, to achieve an operational model over geological time scale, turbiditic deposits were considered to be the results of a succession of quasi steady state events for which sediment transport had permanent values. Thus, using the classification of Syvitski [Syvitski, 1989], the proposed process-based model fits well with the *event model* terminology. Indeed, contrary to *real-time model* whose predictions are at the resolution of modern sampling rates, this model predicts the net product of a particular set of processes and at time resolution beyond normal sampling schemes. It mixes and matches the steady-state condition with the rare but important geologic events. As defined by Syvitski [Syvitski, 1989], the interest is in the final deposit and not in the physics of sediment transport even though the laws of physics are employed to predict this final deposit.

Using this model, we reproduce two sedimentary architectures resulting from the succession of turbiditic events. The first architecture corresponds to a unit of the Lower Pab channel complex. This unit results from an incision and fill phase. During incision phase, external levees are developed and the channel axis acts as a by-pass conduit through which clastic sediments are transported into the deep-sea, and provide confining and sorting mechanisms that allow sand to reach the basin plain. By decreasing the sediment supply, the fill phase occurs. Internal sandy levees are formed and sandy channels aggrade inside the thalweg. The second architecture is a unit of lateral stacked channels of the Angolan deep offshore Girassol field. The model reproduces six phases. Each of these phases illustrates the story of a elementary

channel evolution from its incision to its filling and abandonment. The model shows that the simulated sedimentary facies distribution is realistic and allow a prediction of the deposits organization in complex turbiditic systems. The model results help to identify and understand the deposits heterogeneities and provide a representation of the spatial geometry and variability of geological units.

## 2 Numerical model

As for other numerical methods (*e.g.* Bradford and Katopodes, 1999), the cellular automata approach relies on a discretization of time and space. Space is discretized into a regular grid (tessellation) with each of the cell being called cellular automaton (figure 10.10). For a given time, each cell has a finite number of states defining the automaton state. This state at time step  $t_n$  is function of a finite number of cells state from the previous time step  $t_{n+1}$ . At each new time step, the rules are applied for all cells of the simulation domain and give a new generation of automata entirely dependent on the previous generation (Wolfram, 1986). Contrary to finite volume models where the rules stem from partial differential equations considered as reproducing local processes at infinitesimal scale, the rules used in this approach are directly postulated at the automata scale.

### 2.1. Notations

Considering a set of successive events  $(\xi^k)_{k \in \{1, \dots, K\}}$ , with  $K$  the number of events, the model simulates each automaton  $C_i$  evolution and resulting state after event  $\xi^k$ .

The event  $\xi^k$  is characterized by its duration  $T^k$  and a set of boundary conditions  $\mathcal{B}_k$  containing flow initial parameters and the definition of the sedimentary classes. In addition, if two automata share a common border, they form a neighborhood and we define the set  $K_i$  composed of the neighboring cells of the automaton  $C_i$ . For model description, following notations are used (figure 10.10):  $\forall i \in I$ , where  $I$  is the set of cells, automaton state  $C_i$  is characterized by :

- ▷  $z_i$ : substratum elevation of the automaton.
- ▷  $\mathbf{b}_i$ : substratum sedimentary description with  $\mathbf{b}_i = (b_i^k)_{k \in \{0,1,\dots,K\}}$ . For  $k \in \{0,1,\dots,K\}$ ,  $b_i^k = \left( d_i^k, \left( \phi_{i,l}^k \right)_{l \in \{1,\dots,L\}} \right)$  is the event  $\xi^k$  deposited sedimentary brick which is defined with its thickness  $d_i^k$  and its volumic concentration for the sediment class  $l$  :  $\phi_{i,l}^k \in [0,1]$ . Sedimentary brick  $b_i^0$  characterizes the initial paleotopography.
- ▷  $h_i$  : thickness of the flow above the automaton.
- ▷  $e_i$ : automaton energy, sum of the potential energy  $e_i^P$  and the kinetic energy  $e_i^K$ .
- ▷  $\mathbf{c}_i$  : sediment class volumic concentration, with  $\mathbf{c}_i = (c_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$ .  $c_{i,l} \in [0,1]$  is the volumic concentration of the sediment class  $l$  in suspension.  $L$  is the total number of sediment classes.
- ▷  $\mathbf{E}_i$  : eroded sediment flux vector (carried from substratum towards suspended load), with  $\mathbf{E}_i = (E_{i,G}, E_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$ .  $E_{i,G}$  is the substratum global erosion flux and  $E_{i,l}$  is the sediment class  $l$  eroded flux.
- ▷  $\mathbf{D}_i$  : deposited sediment flux vector (falling from the suspended load towards the substratum), with  $\mathbf{D}_i = (D_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$ .  $D_{i,l}$  is the sediment class  $l$  deposited flux.
- ▷  $w_i$  : ambient fluid entrainment rate into suspension.

And  $\forall i \in I$ , we define for each automaton  $C_i$  :

- ▷  $G_i = (z_i, \mathbf{b}_i)$  : the state variables that describe geological records.
- ▷  $f_i = (\mathbf{E}_i, \mathbf{D}_i, w_i)$  : matter exchange fluxes (water and particles) between turbidity current and its environment.
- ▷  $\hat{P}_i = (h_i, e_i, \mathbf{c}_i)$  : state variables set used to describe the turbidity current physics.
- ▷  $P_i = (\hat{P}_i, f_i)$  : state variables set coupling turbidity current and its environment variables.

- ▷  $Q_i = (G_i, P_i)$  : state variables set of the automaton.

Moreover,  $Q = (Q_i)_{i \in I}$ ,  $G = (G_i)_{i \in I}$  and  $P = (P_i)_{i \in I}$  define, respectively, automaton set state, overall geology and automata physical state.

Also, for each event  $\xi^k$  we define:

- ▷  $T^k$  : the event duration.
- ▷  $(C_i)_{i \in I_k}$  :  $I_k$  automata set for which informations (cores, diagraphy, wells ... datas) are available.
- ▷  $(P_i^k)_{i \in I_k}$  :  $(C_i)_{i \in I_k}$  given physical states set inferred from previous informations.

To reach the steady state, four steps are considered : in (1) the initial topography is defined; then in (2) the cellular automata is built; in (3) follows the initialisation of automata physical states for each geological event  $\xi^k$  and in (4), the automata physical states evolve according to distribution rules. Finally, once the steady state has been reached, the resulting sedimentary architecture is built for the simulated geological event.

## 2.2. Paleotopography definition

The model simulates deep sea topography evolution due to a succession of geological events over geological time scale. The method is described in the frame of turbidity currents but could be extended to other gravity events that include several erosion and deposition phases such as debris-flows. Initial deep sea paleotopography and sediment class composition are given by acquisition model data (wells, seismic, cores ...). Initial topography  $(z_i^0)_{i \in I}$  and substratum description  $(\mathbf{b}_i^0)_{i \in I}$  are determined thanks to these methods and are supposed to be well defined before applying the numerical model. Thus, substratum initial geology, given by  $(G_i^0)_{i \in I} = (z_i^0, \mathbf{b}_i^0)_{i \in I}$ , is known.

## 2.3. Cellular automata construction

The surface corresponding to the initial paleotopography is sampled over a regular mesh with nodes  $(M_i)_{i \in I}$  having the respective elevations  $(z_i^0)_{i \in I}$  from the 2D regular mesh, each node is defined with an elevation  $(z_i^0)_{i \in I}$  (figure 10.10). The dual mesh of this regular mesh gives a set of identical geometric cells  $(C_i)_{i \in I}$  with base  $A_i$ . These cells are called automata and are given the elevations  $(z_i^0)_{i \in I}$ . Using the fact that automata have the same geometrical base  $A_i = A$ , a simplification consists in considering all volumic quantities as implicitly related to the area  $A$ . The following method allows to compute  $Q^k$  the resulting state of the automata after event  $\xi^k$ , using its previous state  $Q^{k-1}$ . First, a steady state of all automata is looked for, then, the resulting state is computed.

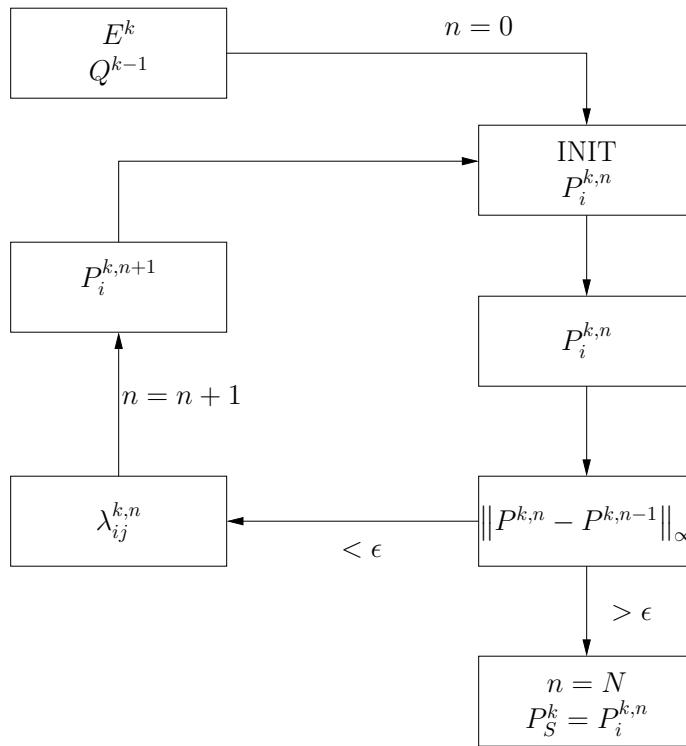


Figure 10.11: Diagram showing the used process to reach automata stationary state for a given geological event.

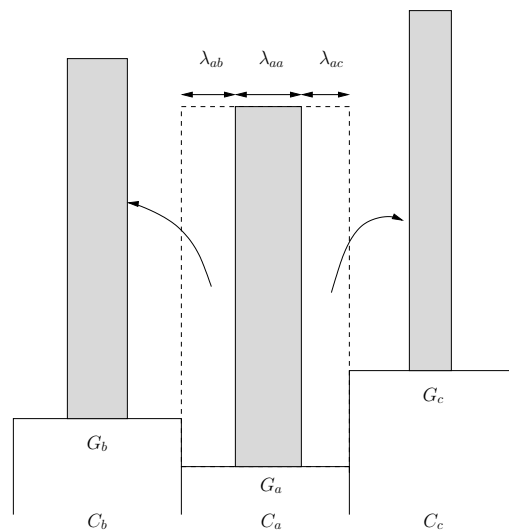


Figure 10.12: Matter and energy distribution between neighbors.

Thus at a given step, the cellular automata state describes the steady physical behavior of the flow and the geological deposits.

## 2.4. Boundary conditions

To each event  $\xi^k$ , corresponding to a turbidity current, a event duration  $T^k$  is associated. The set of automata localised anywhere in the simulation domain, for which some informations (paleotopography: cores, wells and flow characteristics: velocity measurements ... ) are available, defines a non-empty sub-set of  $I$  called  $I_k$ . These available informations describe the boundary conditions, the automata  $(C_i)_{i \in I_k}$  define a sub-set of automata for which physical states  $(P_i^k)_{i \in I_k}$  are described.

## 2.5. Stationary physical state computation

In what follows the main assumption is that for a given event  $\xi^k$  the evolution of the topography resulting from erosion or deposition will not dramatically affect the overall flow distribution at the event time scale. As for now, this postulate excludes the modeling of catastrophic event such an important bank collapse.

At a given topography point, a turbidity current will erode or deposit sediments through time. For the considered point, successive turbidity current physical states  $P_i = (h_i, e_i, \mathbf{c}_i, f_i)$  are simulated using a steady state description. This approach is used to build the sedimentary architecture resulting from the event  $\xi^k$ . Using such steady states, the method avoids to continuously simulate the sedimentary architecture resorting to a transient model.

To obtain the steady state, a physical states sequence,  $(P^{k,n})_{n \in N}$ , is built. The sequence converges on a limit  $P_S^k$ . Each of the intermediate states corresponds to matter and energy exchanges between automata. Nevertheless these intermediate states do not affect the automata geological state. In the following, these states will be called physical states in order to make the distinction with the steady physical states which modify the sedimentary architecture. It is worth nothing that these physical states could be used to compute the transient evolution of the system. Exchanges are computed until automata physical states become constant up to a numerical precision. This limit state  $P_S^k$  is the steady physical state related to event  $\xi^k$ . Finally, sedimentary architecture (geological state) is computed using  $P_S^k$ .

Figure 10.11 is a diagram showing the process to compute the automata steady physical state of a turbidity event  $\xi^k$  when the previous state  $Q^{k-1} = (Q_i^{k-1})_{i \in I}$  is known.

For  $k \in \{1, \dots, K\}$ , the following algorithm is used to reach  $P_S^k$  :

1. Iterative process initialisation for  $n = 0$  :  $(G_i^{k,0})_{i \in I}$  and  $(P_i^{k,0})_{i \in I}$ .
2. Computation of the matter and energy distribution coefficients  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$ .
3. Matter and energy distribution.
4. New physical state  $(P_i^{k,n+1})_{i \in I}$  computation.
5. Verify if automata state  $(P_i^{k,n+1})_{i \in I}$  has reach a steady state comparing with  $(P_i^{k,n})_{i \in I}$ .
6. If steady state is not reach, the process is reiterated from step 2.

### 2.5.1. Recursive process initialisation

For a turbiditic event  $\xi^k$ , the substratum geology  $(G_i^{k-1})_{i \in I} = (z_i^{k-1}, b_i^{k-1})_{i \in I}$  corresponding to the initial step or resulting from the event  $\xi^{k-1}$  simulation is known. We introduce for the initial state of the automata set  $Q^{k,0} = (Q_i^{k,0})_{i \in I} = (G_i^{k,0}, P_i^{k,0})_{i \in I}$ , with states  $(P_i^{k,0})_{i \in I_k} = (P_i^k)_{i \in I_k}$  given and  $(P_i^{k,0})_{i \in J_k} = (0)_{i \in J_k}$  where  $J_k$  is the complementary set of  $I_k$  in  $I$ . In other words, at the begin of the event simulation, except the automata for which the state are known, all the other automata  $(C_i)_{i \in J_k}$  have null physical states values. It means that turbidity current height above the automata, automata energetic state, current sediment class concentration, matter exchange fluxes (ambient fluid and particles) are set to zero for  $i \in J_k$ .

### 2.5.2. Recurrence assumption

In the search for the steady state  $P_S^k$ , automata physical states  $P^{k,n} = (P_i^{k,n})_{i \in I}$  after step  $n$  is assumed to be known. To compute the physical states  $P^{k,n+1} = (P_i^{k,n+1})_{i \in I}$ , we assume that each automata  $C_i$  is able to give to its neighbor  $C_j$  ( $j \in K_i$ ) a proportion  $\lambda_{ij}^{k,n} \in [0, 1]$  of its turbid fluid, with :

- ▷ the conservation condition :  $\sum_{j \in K_i} \lambda_{ij}^{k,n} = 1$ .
- ▷  $\lambda_{ii}^{k,n}$  the proportion of turbid flow which stays in automaton  $C_i$ .

These proportions  $\lambda_{ij}^{k,n}$  are function only of the considered automaton and neighboring automata states. The distribution  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$  is chosen such that it minimizes the work  $W_i = \sum_{j \in K_i} W_{ij}$ , where  $W_{ij}$  defines the work performs by the gravity force to move a fluid quantity from  $C_i$  to  $C_j$ .

As an example, figure 10.12 shows matter and energy distribution between neighbors, with  $G_a$ ,  $G_b$  and  $G_c$  substratum states in each automaton  $C_a$ ,  $C_b$  and  $C_c$ . Automata  $C_a$  gives the proportion  $\lambda_{ab}$  of its matter and energy to  $C_b$ , the proportion  $\lambda_{ac}$  of its matter and energy to  $C_c$  and keeps the proportion  $\lambda_{aa}$  of its matter and energy.

Let  $e_i$  be the energy of the automaton  $C_i$ . Automaton kinetic energy  $e_i^K$  is equal to  $e_i - e_i^P$  with  $e_i^P$  the potential energy defined by :

$$e_i^P = \rho_{S,i}g \left( z_i + \frac{h_i}{2} \right)$$

where  $g$  denotes the acceleration due to gravity and  $\rho_{S,i} = \rho_a \sum_{l=1}^L R_l c_{i,l}$ , the parameter  $R_l = (\rho_{s_l} - \rho_a)/\rho_a$ , where  $\rho_{s_l}$  is the density of the  $l^{th}$  sediment class and  $\rho_a$  the ambient fluid density.

A proxy for the vertical averaged velocity  $U_i$  is deduced from  $e_i^K$  with the following formula :

$$e_i^K = \frac{1}{2} \rho_{T,i} U_i^2$$

where  $\rho_{T,i} = \rho_{S,i} + \rho_a$ .

In order to simulate the hydrodynamic pressure linked to the kinetic energy, the distributed fluid quantity is computed using the run-up height  $r_i$  instead of the actual current thickness  $h_i$  (Di Gregorio et al., 1999). Run-up  $r_i$  is computed considering that automata energy  $e_i$  has exclusively a potential origin and is given by the following formula (figure 10.28) :

$$r_i = \frac{e_i}{g\rho_{S,i}h_i} + \frac{h_i}{2} - z_i$$

Once the  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$  distribution obtained,  $P_i^{k,n+1}$  states are computed as follows :

- ▷ if  $i \in I_k$ , state  $P_i^{k,n+1} = P_i^k$  is given with the event  $\xi^k$ .
- ▷ if  $i \in J_k$ , resulting state from a fluid distribution between neighbors is :
  - ★ for automaton fluid height  $h_i^{k,n+1}$ :

$$h_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} h_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} (h_j^{k,n} + w_j^{k,n}) \quad (10.13)$$

where  $w_j$  is the ambient fluid entrainment rate into suspension

- ★ for automata energy  $e_i^{k,n+1}$ :

$$h_i^{k,n+1} e_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} e_i^{k,n} h_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} h_i^{k,n} (e_j^{k,n} - \alpha e_j^{k,n}) \quad (10.14)$$

where  $\alpha$  is an energetic dissipation rate link to the loss of energy for maintaining grains in suspension. This rate is an increasing function of automata dimensions characterised by  $\sqrt{A}$ .

- ★ for automata sediment class volumic concentration  $\mathbf{c}_i^{k,n+1}$ :

$$h_i^{k,n+1} \mathbf{c}_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} h_i^{k,n} \mathbf{c}_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} (h_j^{k,n} \mathbf{c}_j^{k,n} + \mathbf{E}_j^{k,n} - \mathbf{D}_j^{k,n}) \quad (10.15)$$

where  $\mathbf{E}_i$  and  $\mathbf{D}_i$  are the eroded and deposited sediments fluxes vectors. The method is developed for multiple sediment class turbidity currents.

Matter fluxes terms in distribution rules  $f_i^{k,n} = (\mathbf{E}_i^{k,n}, \mathbf{D}_i^{k,n}, w_i^{k,n})$  are only used to express the transferred quantities to neighbor automata.

Once, the physical physical state  $\hat{P}_i^{k,n+1} = (h_i^{k,n+1}, e_i^{k,n+1}, \mathbf{c}_i^{k,n+1})$  is known. Instantaneous fluxes terms  $\tilde{f}_i^{k,n+1}$  are computed using the substratum composition ( $G_i^{k-1}$ ).

### 2.5.3. Fluxes computation

Fluxes are function of the physical states and instantaneous fluxes  $\tilde{f}_i^{k,n+1}$  are given by the automata interaction with the ambient fluid and the bed. Averaging the instantaneous fluxes  $\tilde{f}_i^{k,n+1}$  over event  $\xi^k$  duration  $T^k$  gives the mean fluxes  $f_i^{k,n+1}$ .

### Ambient fluid entrainment

Ambient fluid instantaneous entrainment rate is computed using the following expression (Parker et al., 1986) :

$$\tilde{w}_i^{k,n+1} = \frac{0.075}{\sqrt{1 + 718(\mathfrak{Ri}_i^{n+1})^{2.4}}}$$

where  $\mathfrak{Ri}$  is the Richardson number of the flow computed using  $U_i$  with the formula :

$$\mathfrak{Ri} = \frac{g\rho_{S,i}h_i}{\rho_a U_i^2}$$

Averaged ambient fluid entrainment is taken equal to its instantaneous counterpart :

$$w_i^{k,n+1} = \tilde{w}_i^{k,n+1}$$

### Deposition

Instantaneous flux of deposition for the sediment class  $l$  is expressed with the following formula :

$$\tilde{D}_{i,l}^{k,n+1} = c_{b_i,l}^{k,n+1} v_{s,l} \left[ \frac{\tau_{cd,l} - \tau_{b_i}^{k,n+1}}{\tau_{cd,l}} \right]_+$$

where :

- ▷  $v_{s,l}$  is the fall velocity of the  $l^{th}$  sediment class in quiescent water. An empirical relationship developed by Dietrich (Dietrich, 1982) is used for its estimation.



- ▷  $c_{b_{i,l}}$  is the near-bed concentration of the  $l^{th}$  sediment (Garcia, 1994) above the bed which takes into account grains vertical segregation :

$$\frac{c_{b_{i,l}}}{c_{i,l}} = 0.4 \left( \frac{d_l}{d_{sg}} \right)^{1.64} + 1.64$$

where  $d_{sg}$  denotes the geometric mean grain size of the suspended sediment mixture and  $d_l$  the diameter of the  $l^{th}$  sediment.

- ▷  $\tau_{cd,l}$  is a critical deposition shear stress for lithology  $l$ .
- ▷  $[\cdot]_+$  is the characteristic function of  $\mathbb{R}_+ : \mathbb{I}_{\mathbb{R}_+}$ .
- ▷  $\tau_{b_i}$  is the bed shear stress :

$$\tau_{b_i} = \rho_{T,i} v_{\star_i}^2 = \rho_{T,i} C_D U_i^2$$

with  $v_{\star}$  represents the shear velocity,  $C_D$  is the bed drag coefficient. A typical range of values presented by Parker et al. (Parker et al., 1987) is  $0.002 \rightarrow 0.06$ . The smaller values are associated with relatively large scale flows, while the larger values are primarily associated with laboratory.

Measured values for the critical shear stress for deposition ( $\tau_{cd,l}$ ) range from  $0.05$ -  $0.25 N/m^2$  (van Ledden, 2001). Herein, critical shear stresses for deposition are set to  $\tau_{cd,1} = 0.05 N/m^2$ ,  $\tau_{cd,2} = 0.15 N/m^2$  and  $\tau_{cd,3} = 0.2 N/m^2$  for clay, silt and sand respectively (table 10.2).

Averaged  $l^{th}$  deposited sediments fluxe is also taken equal to its instantaneous counterparts :

$$D_{i,l}^{k,n+1} = D_{i,l}^{k,n+1}$$

## Erosion

The global eroded sediments instantaneous flux  $\tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^\kappa)$  corresponding to the erosive action of a flow with physical state  $P_i^{k,n+1}$  on a sedimentary brick  $b_i^\kappa$  is given by :

$$\tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^\kappa) = M^\kappa \left[ \frac{\tau_{b_i}^{k,n+1} - \tau_{ce}^\kappa(b_i^\kappa)}{\tau_{ce}^\kappa(b_i^\kappa)} \right]_+$$

where  $M^\kappa$  and  $\tau_{ce}^\kappa$  parameters depend on the sedimentary brick composition,  $\tau_{ce}$  is the critical erosion shear stress (Ockenden et al., 1989).

Measurements showed for natural beds in open water that the erosion rate  $M^\kappa$  ranges from  $10^{-3}$  to  $10^{-5} kg/(m^2s)$  (van Ledden, 2001). The range is mainly explained by the consolidation process. Assuming a constant bed density ( $\rho_b = 1650 kg/m^3$ ), the erosion rate is

assumed to be  $M^\kappa = 10^{-7} m/s$  (Ockenden et al., 1989) (table 10.1).

$\tau_{ce}$  is chosen in order to have erosion or deposition but never both at the same step. It means that the maximum value of any  $\tau_{cd,l}$  is smaller than the minimum value of  $\tau_{ce}$  (*i.e.* for any sediment class  $l$  and any sedimentary brick  $b_i^\kappa$  we have  $\tau_{cd,l} < \tau_{ce}(b_i^\kappa)$ ). An overview of measurements showed that for natural beds in open water, the critical shear stress for erosion ranges from  $0.1$  to  $1.0 N/m^2$  (Van Rijn, 1993). The large range is mainly explained by the consolidation process, which causes a time-dependency of the critical erosion shear stress. Herein, the consolidation process is not taken into account. Therefore, the critical shear stress is supposed to be constant in time and space. In a first instance, a constant value of  $0.5 N/m^2$  is used for the critical erosion shear stress  $\tau_{ce}^\kappa$ . Consolidation and rheological effects could be taken into account by introducing a time dependent formulation of this critical erosion shear stress.

Eroded sediments instantaneous flux for the lithology  $l$  is then given by :

$$\tilde{E}_{i,l}^{\kappa,n+1}(b_i^\kappa) = \phi_{i,l}^\kappa \tilde{E}_{i,G}^{\kappa,n+1}(b_i^\kappa)$$

$\phi_{i,l}^\kappa$  is  $l^{th}$  sediment class volumic concentration content in  $b_i^\kappa$  sedimentary brick.

If erosion occurs ( $E_{i,G} > 0$ ), we define  $t_i^\kappa$  the necessary time to erode the thickness  $d_i^\kappa$  of the sedimentary brick  $b_i^\kappa$  under the physical state  $P_i^k$  :

$$t_i^{n+1,\kappa} = \frac{d_i^\kappa}{\tilde{E}_{i,G}^{\kappa,n+1}}$$

The index of the deepest brick eroded by the turbidity current is deduced as follows :

$$\kappa_i^{k,n+1} = \min \left\{ \kappa \left\{ \begin{array}{l} \kappa \in \{0, \dots, k-1\} \\ \prod_{q=\kappa}^{k-1} \tilde{E}_{i,G}^{q,n+1}(b_i^\kappa) > 0 \\ \sum_{q=\kappa}^{k-1} t_i^q \leq T^k \end{array} \right\} \right\} - 1$$

where the initial substratum thickness is set to infinity ( $d^0 = \infty$ ) in order to have  $\kappa_i^{k,n+1} \geq 0$ .

According to its definition the sedimentary brick  $b_i^{\kappa_i^{k,n+1}}$  is not eroded entirely but only by the thickness  $\delta_i^{\kappa_i^{k,n+1}}$  :

$$\delta_i^{k,n+1} = \tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^{\kappa_i^{k,n+1}}) \left( T^k - \sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} t_i^q \right)$$

and finally the total eroded thickness  $\Delta_i^k$  during the event  $\xi^k$  is equal to (figure 10.13) :



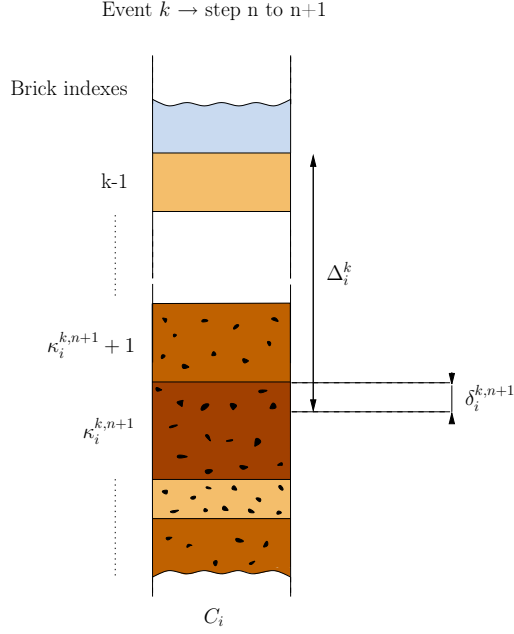


Figure 10.13: If erosion occurs for the event  $\xi^k$  from step  $n$  to  $n+1$ , definition of the total eroded thickness  $\Delta_i^k$  and of the last eroded brick thickness  $\delta_i^{k,n+1}$ .

$$\Delta_i^k = \sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} d_i^q + \delta_i^k$$

Finally,  $l^{th}$  sediment class average eroded flux  $E_{i,l}^{k,n+1}$  for event  $\xi^k$  is :

$$E_{i,l}^{k,n+1} = \frac{\sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} \phi_{i,l}^q d_i^q + \delta_i^k \phi_{i,l}^{\kappa_i^{k,n+1}}}{T^k}$$

and we obtain the vector  $\mathbf{E}_i^{k,n+1}$ .

Once averaged fluxes have been computed, we obtain the physical state  $P_i^{k,n+1}$  of automaton  $C_i$  using equation 10.13, 10.14 and 10.15.

#### 2.5.4. Recurrence stop : stationary event

Let  $\epsilon > 0$  be an arbitrary small number and  $N > 0$  be an integer such that for the  $N^{th}$  recurrence loop we have  $\|P^{k,N} - P^{k,N-1}\|_\infty < \epsilon$ . Then, the steady physical state  $P_S^k$  is assumed to be reached and is taken equal to  $P^{k,N}$ . Though the convergence has not been mathematically proven, in practice, we observe a fast convergence towards the steady state  $P_S^k$  in a variety of cases. The unicity of the solution is not proved either but in practice we think that the fact that we start from an empty grid assure that we catch the first steady state.

## 2.6. Sedimentary architecture construction

Once the steady physical state is reached the geological set  $G^k$  resulting from the event  $\xi^k$  is computed, after what the state  $Q^k$  of the automata set is obtained.

For event  $\xi^k$ , the substratum sedimentary description is modified when erosion occurs and a new sedimentary brick  $b_i^k$  is defined. Values of thickness,  $d_i^k$  and volumic concentration for sediment class  $l$ ,  $\phi_{i,l}^k \in [0, 1]$ , of the sedimentary brick are computed from the average erosion and deposition rates  $(\mathbf{E}_i^k, \mathbf{D}_i^k)$  of the steady physical state  $P_S^k$  applied to the duration  $T^k$ .

### 2.6.1. Erosion

If erosion occurs in  $C_i$  ( $E_{i,G}^k > 0$ ), for  $k' \in \{\kappa_i^k + 1, \dots, k\}$ , we set  $d_i^{k'} = 0$  and  $\phi_{i,l}^{k'} = \phi_{i,l}^{\kappa_i^k}$ . Using  $\kappa_i^k$  the index of the deepest brick eroded, the thickness of the deepest eroded brick is set to :

$$d_i^{\kappa_i^k} = \left( E_{i,G}^k T^k - \sum_{k'=\kappa_i^k+1}^k d_i^{k'} \right)$$

It means that the substratum composition value is equal to the composition value of the brick which is coming back to the surface due to erosion.

The substratum topography is updated using the following formula :

$$z_i^k = z_i^{k-1} - \Delta_i^k$$

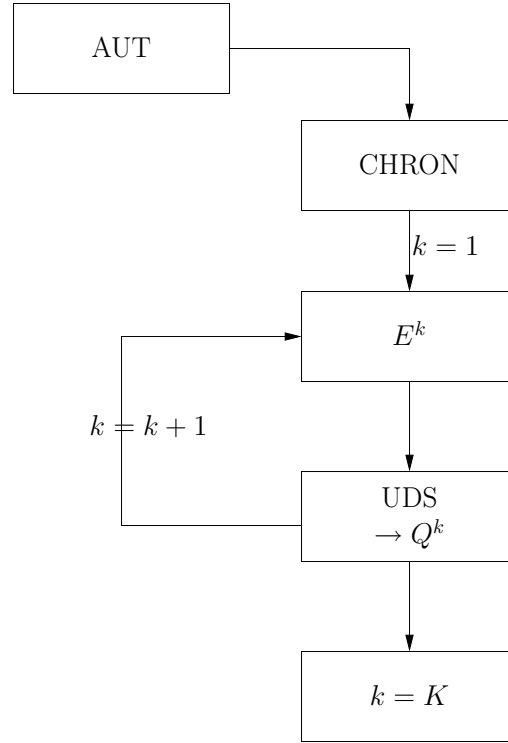


Figure 10.14: Diagram showing the used process to simulate successive geological events.

### 2.6.2. Deposition

If deposition occurs in  $C_i$  ( $E_{i,G}^k = 0$ ), the underlying bricks  $(b_i^{k'})_{k' < k}$  are not modified. The thickness of the new brick is given by :

$$d_i^k = \frac{T^k}{1 - \gamma_i^k} \sum_{l=1}^L D_{i,l}^k$$

where  $\gamma_i^k \in [0, 1]$  is the porosity of the brick and is function of the deposited sediment classes characterized by their geometric mean grainsize  $D_{i,l}^k$ .

The bed sediment volumic composition description is set to :

$$\phi_{i,l}^k = \frac{T^k}{d_i^k} D_{i,l}^k$$

Finally, we update the substratum topography :

$$z_i^k = z_i^{k-1} + d_i^k$$

The method simulates the sedimentary layers resulting from a turbidity current event  $\xi^k$ . To simulate a set of geological turbidity current events, we apply the above method recursively for each event.

Figure 10.14 is a diagram showing the process to simulate successive geological events :

1. cellular automata definition (AUT).

2. event instance chronological list (CHRON).

3. event  $\xi^k$  with  $k = 1$  is chosen.

4. substratum updating due to erosion and deposition phases in event  $\xi^1$  (UDS).

5. event  $k = k + 1$  computation.

When all events have been treated, loop stops.

## 3 Numerical results

To illustrate model efficiency, we propose to simulate two natural sedimentary architectures : (1) a channel complex in the Lower Pab system and (2) a unit of stacked channels of Angolan deep offshore Girassol field. For the two following numerical experimentations three sediment classes are considered: clay, silt and sand. Their characteristics are defined in table 10.2.

### 3.1. Formation of channel complex in Lower Pab system

The Pab Formation consists of deltaic and turbiditic sediments which were deposited during the Late Maastrichtian on the Indo-Pakistani passive margin (figure 10.15). Two superposed turbiditic systems onlap the slope carbonates.

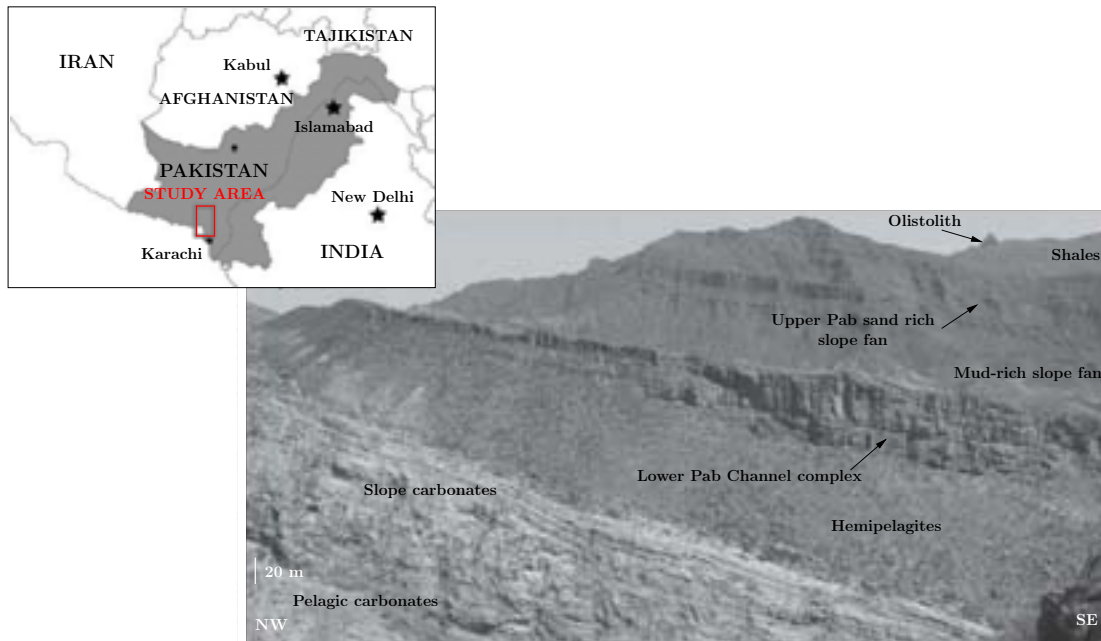


Figure 10.15: The Pab Formation in the Pab Range. Lower cliff is made up of stacked calci-turbidites deposited in a slope setting. This is overlain by hemipelagites and thin-bedded turbidites. A channel complex of the Lower Pab pinches out laterally. The complex is 60m thick to the SE of the photo and interfingers with overflow deposits to the NW. This channel complex is overlain by a mud-rich slope fan, consisting of channels of limited lateral extension embedded in hemipelagic deposits. The stacked tabular beds of the second cliff in the background correspond to the lobes and channel of the Upper Pab prograding sand-rich slope fan, overlain by shales. Blocks on the topmost part of the mountain are olistoliths of the Eocene carbonate platform collapsed in the shales (from Eschard et al., 2003).

The lowest turbiditic system (*Lower Pab*) is a sand-rich basin floor fan. This basin floor fan is overlain by a mud-rich slope fan formed during the subsequent sea-level rise, which drowned the shelf. The upper turbiditic system (*Upper Pab*) is a sand-rich slope fan formed during the progradation of a deltaic system in the shelf setting (Eschard et al., 2003).

The Lower Pab turbiditic system consists of sand-rich channel complexes distally passing to lobes northward interbedded with hemipelagites. Upstream, the channel complexes are confined in a canyon. Downstream of the canyon, three superposed channel/lobe complexes separated by hemipelagites can be observed (Eschard et al., 2003). We proposed to simulate the construction of one of the Lower Pab channel complexes in the proximal fan setting using the previous model.

### 3.1.1.1. General organisation of the Lower Pab system

At a regional scale, the Lower Pab turbiditic system consists of three sandstone units. Each of these units corresponds to a stage of the evolution of the Lower Pab turbiditic system in the lowstand systems tract of a third-order sequence (Mutti, 1992). The top of each sandstone unit is a major abandonment surface, with

a well-developed hard-ground (figure 10.16). The hemipelagic intervals record periods during which the fan was abandoned. The abandonment periods can be related either to major avulsion of the main feeder channels or to fourth-order allocyclicality. Figure 10.16 shows the organization of the last unit in the mid-fan setting of the Lower Pab turbiditic system.

The first unit consists of sand-rich massive lobes deposited on the basin floor. These lobes are made of stacked tabular beds of coarse-grained sandstone with normal grading and occasional plane-parallel laminations. The maximum cumulative thickness of these lobes is 50 m. The deposition of these lobes was the time equivalent of a major period of by-pass in the slope setting, possibly in relation with the incision of the canyon.

The second unit represents a massive channel complex passing downcurrent to sand-rich lobes which are less developed than the first unit lobes. It is separated from the first unit by a laterally continuous hemipelagic 5 m thick interval. In the proximal part of the second unit turbiditic stage, sediment accumulated in massive channel complexes. Their distal channel complex is 30 m thick. It consists of coarse-grained to pebbly sandstones infilling deeply incised turbiditic channel.

The third unit consists of an aggrading channel complex with significant overflow deposits and levees passing

downcurrent to poorly-developed lobes. The channel belt is around 40 m thick and onlaps the margin southward. It consists of dozens of amalgamated turbiditic channels. Overflow deposits are very well-developed laterally of the channel axis and towards the top of the channel sequences. This suggests that channels were mostly aggrading and constructive, storing most of the sediment in the mid-fan setting. As a result, lobes are poorly developed in the distal part of the fan.

The evolution of the turbiditic systems from unit one to unit three indicates an overall backstep of the basin floor fan as sediment supply decreased through time. By-pass features are common in the proximal part of the turbiditic system during the deposition of the massive lobes (first unit). Then, the amount of sediment accumulated in the lobes progressively decreased and sediment accumulated principally in the channel complex.

### 3.1.2. Conceptual model of Lower Pab system construction

Eschard et al. (Eschard et al., 2003) show that the formation of a channel complex at the canyon mouth setting is induced by several stages. First, the sediment bypasses through the channel incision, while at the same time levees aggrade laterally to the channel axis (Figure 10.17). During the by-pass phase in the channel, the sediment is ultimately deposited more distally, forming sand-rich lobes (Mutti, 1992). Levees aggradation and construction only occur if the flow is turbulent enough to maintain fine-grained material in suspension. In the proximal fan setting, or within a canyon, levees will be poorly developed because the flows are highly concentrated and turbulence is limited (Mulder and Alexander, 2001). Erosive processes are dominant and levees cannot aggrade, as observed in the channel complexes confined in the canyon of the Lower Pab sandstone (Eschard et al., 2003). Levees preferentially develop downstream of the slope break, where a substantial amount of the finer portion of the sediment are transported in suspension.

The channels start to fill when gravity flow velocity decreases. Massive sandstones, deposited by high-density turbidites, lap onto the channel erosional surface. According to Eschard et al. (Eschard et al., 2003), this onlap configuration, frequently observed in the Pab sandstone channel complexes, is the main evidence for diachronism between the levees construction and the channel-fill. The channel-fill backsteps and laps onto the basal surface upstream. The spill-over lobes are the last phase of the backstepping channel construction. Then, the channel complex is abandoned.

After this phase of quiescence, channel activity resumes, and a new erosional surface is formed. Three phases of channel incision and fill followed by abandonment are usually observed, forming multiple channel stories, before the final abandonment of the channel complexes.

A conceptual model proposed by Eschard et al.

(Eschard et al., 2003) illustrates the channel complex formation in the proximal fan setting of Lower Pab system (figure 10.17). The channel complex is made of superposed channel stories resulting from three phases of incision, fill and spill phases. Hemipelagites interbedded with levees deposits correspond to periods of abandonment of the channel complex. In the following, using the cellular automata model, we will reproduce the formation of a channel complex which have the same features as the ones observed in the Lower Pab system.

### 3.1.3. Simulation parameters

Tables 10.1 and 10.2 give initial values of the parameters for substrate, sediments and ambient fluid respectively. First step corresponds to the paleotopography definition. The initial topography is a noisy inclined plane whose slope is equal to  $1.5^\circ$ . The simulation area is a  $3\text{ km} \times 2\text{ km}$  domain divided in 100 m side square cells. Substratum composition is supposed to be uniform over all the domain and sediment class volumic concentration  $(\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0)$  are to 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand respectively. This allows to define the initial paleotopography  $(b_i^0)_{i \in I}$ . Thus substratum initial geology, given by  $G_i^0 = (z_i^0, b_i^0)_{i \in I}$ , is known.

Settling velocities are calculated using the relation of Dietrich (see section 2.5.3) (Dietrich, 1982). Values remain constant in time and space during the computation. It should be noted that flocculation is not taken into account.

Main simulation parameters are given in table 10.3. Each event has the same duration. To simplify data, averaged values are expressed. Flow energy is computed using potential and kinetic energy, which are given by flow thickness, velocity and volumic concentrations (see section 2.5.2).

The simulation includes the stack of 15 events (table 10.3). The number of source automaton is ranging from 1 to 8. It means that the maximum flow width at the injection point is equal to 800 m. Concistency of this value is difficult to verify as measures of natural turbidity currents are rare. Nevertheless, study of modern and ancient channel-levee systems give an idea of flow width thanks to channel width analysis. For example, Zaire lower channel-fan has a width ranging from 700 m to 1500 m (Babonneau et al., 2002). According to Pirmez and Imran (Pirmez and Imran, 2003), the Amazon channel width varies from 14 km in the canyon to few hundreds of metres in the middle fan channel. Input flow thickness is decreasing from an event to the other. Indeed, the first event has a flow thickness of 150 m and the last one a thickness of 30 m. Third column gives the value of the velocity. Values are ranging from 2 to  $0.5\text{ m.s}^{-1}$  and matching well with the estimated flow velocity in Amazon middle fan channel which is comprised between 2.5 and  $0.5\text{ m.s}^{-1}$  (Pirmez and Imran, 2003).



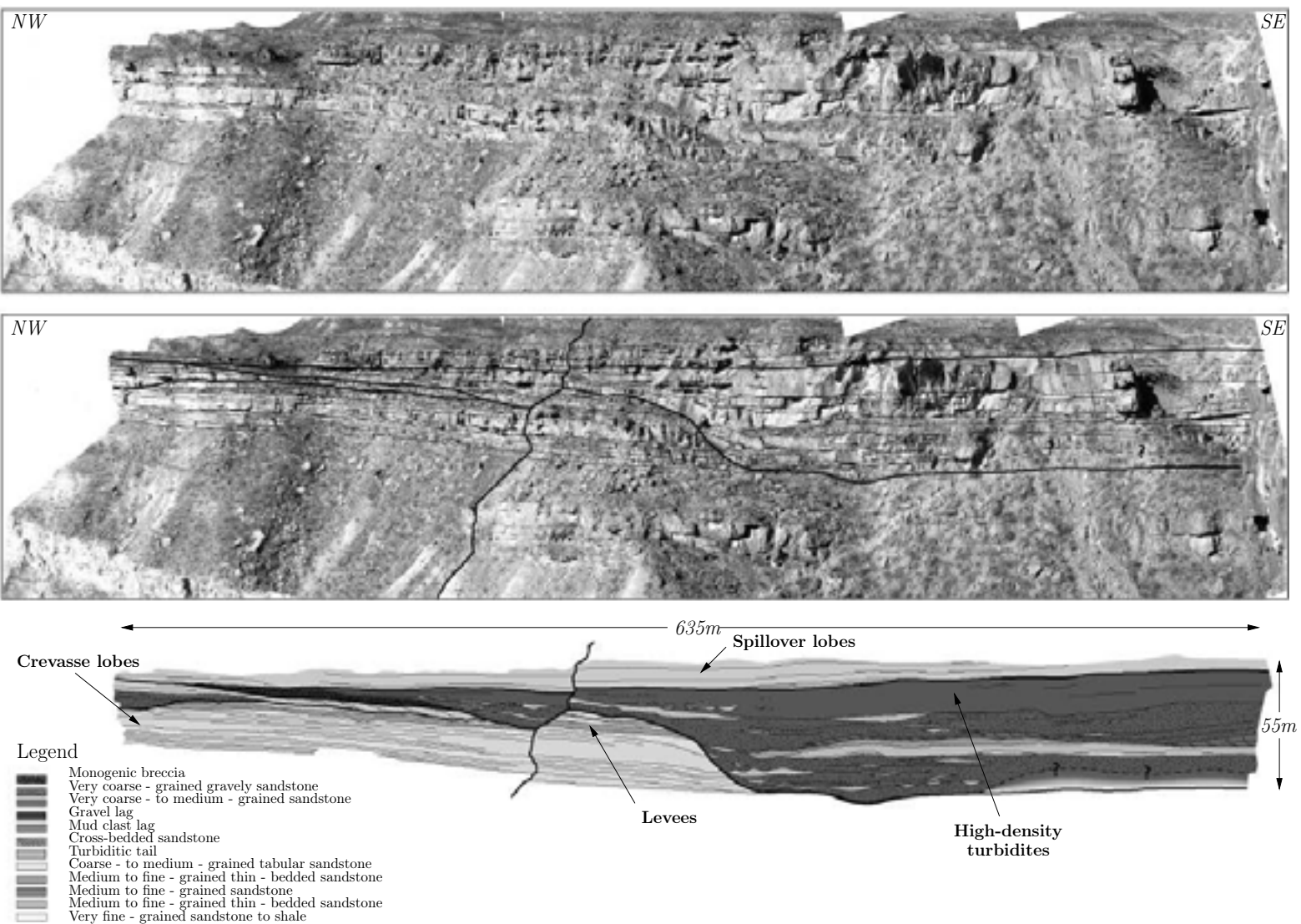


Figure 10.16: Stacked channels of a channel complex in the mid-fan setting. The channel complex shows a basal erosional surface with moderate incision. Tabular deposits at the base of the channel complex are interpreted as crevasse lobes. Thin-bedded sandstones are interpreted as being confined levee and overflow deposits preserved between the individual channels. Construction and spill processes increase in importance upwards in the channel complex, as erosion and by-pass processes decrease. Channel complex shows a convex-up geometry due to the aggradation of a spill-over lobe in the final stage of its infill. This lobe pinches out to the NW (from Eschard et al., 2003).

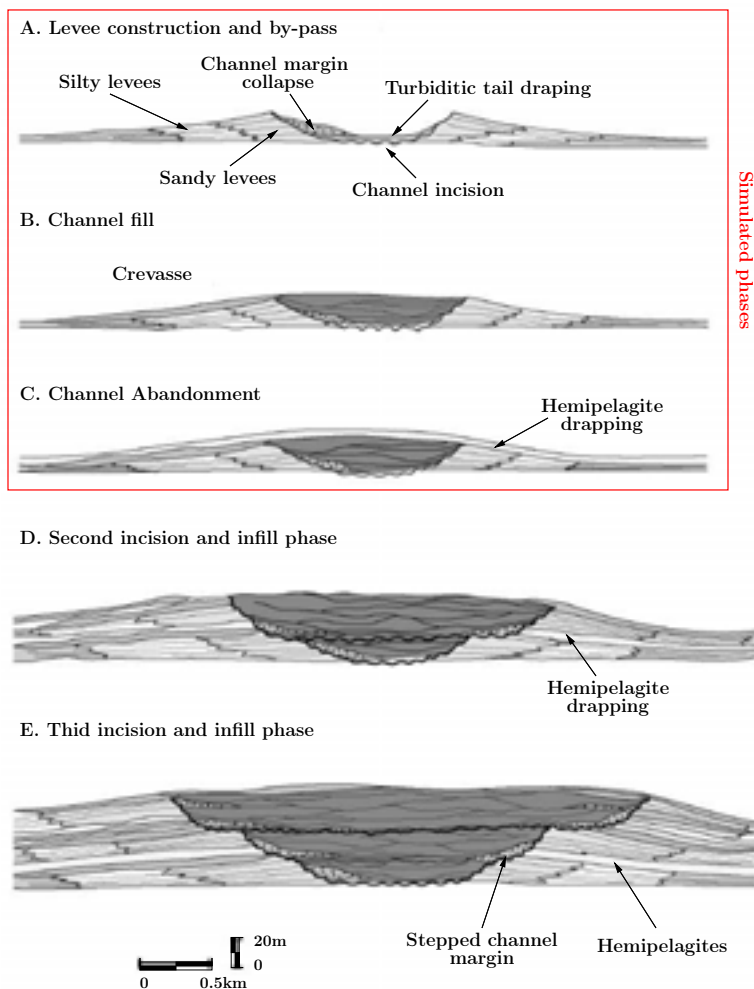


Figure 10.17: Genetic model for channel complex formation in the proximal fan setting. The channel complex is made up of superposed channel stories resulting from three phases of incision, fill and spill phases. Hemipelagites interbedded in the levees correspond to periodic of abandonment of the channel complex. Simulated phases correspond to the first channel formation (from Eschard et al., 2003).

The volumic sediment concentration is equal to 4% for the first events and is set to 10% for the others. Different terminologies of flow type nomenclature according to sediment concentration exist. For Mulder and Cochonat (Mulder and Cochonat, 1996), a flow with a volumic sediment concentration under 5% corresponds to a low-density turbidity current. A 10% volumic sediment concentration fits well with the terminology used to define concentrated density flows type according to Mulder and Alexander (Mulder and Alexander, 2001). The three last columns introduce the volumic concentration for clay, silt and sand respectively. As observed by Bagnold (Bagnold, 1962) and Middleton and Hampton (Middleton and Hampton, 1973) for very-low-volume concentration flows ( $C < 9\%$ ) the sediment is supported mainly by the upward component of fluid turbulence. As a consequence these flows have low compet-

ence and transport preferentially and over long distances fine particles. Clay concentration is about 80% in the first events and falls to 55% for the last events. Thanks to these informations, the state variables set  $(Q_i)_{i \in I}$  is fully defined.

Two main phases emerge from the analysis of simulation flow parameters : (1) the levees construction due to the activity of low-concentrated turbidity currents and (2) the channel fill by several concentrated flows.

### 3.1.5. Simulation results

Two different steps of a channel complex formation are presented in figures 10.18 and 10.19. These steps are related to the successive flow parameters variations defined in the previous section and summarized in table 10.3. The cross-sections of figures 10.18 and 10.19 are located 500 m downstream of the sources.



bed drag coefficient	$2.10^{-3}$
bed porosity	0.3
erosion rate ( $M^k$ in m/s)	$6.10^{-7}$
clay volumic concentration	80%
silt volumic concentration	15%
sand volumic concentration	5%

Table 10.1: Substratum sedimentary parameters.

sediment class	grainsize ( $\mu m$ )	density	critical deposition shear stress (N/m)
clay	55	2.65	0.05
silt	90	2.65	0.1
sand	130	2.65	0.12

ambient fluid kinematic velocity	$1.10^6 m^2.s^{-1}$
ambient fluid density	1.03

Table 10.2: Sediment class and ambient fluid parameters. Density is expressed in  $10^3 kg.m^{-3}$ .

event number	phase number	source cell number	flow thickness	flow mean velocity	sediment concentration	clay concentration	silt concentration	sand concentration
1	1A	1	150	2	4	80	12	8
1	1A	3	150	2	4	80	12	8
1	1B	8	70	1.125	4	80	12	8
1	1B	9	70	1.08	4	79	12	9
1	1B	8	75	1.15	4	79	12	9
1	1B	7	65	1.07	4	78	13	9
1	1C	8	60	1.15	4	77	13	10
1	1C	8	55	0.9	4	76	14	10
6	2A/B/C	1	30	0.7	10	55	25	20
1	2D	1	30	0.5	10	55	25	20

Table 10.3: Parameters definition for simulation of channel complex formation. Flow thickness is in metre, flow mean velocity is in metre per second and volumic sediment concentration is in percent.

source cell number	phase number	flow mean thickness	flow mean velocity	volumic concentration	clay concentration	silt concentration	sand concentration
4	A	105	2	4	80	15	5
3	B	95	1.6	6	50	20	30
3	C	80	1.1	5	55	20	25
3	D	70	0.7	5	70	20	10
2	E	40	0.5	4	85	10	5
2	F	40	0.3	4	95	5	0

Table 10.4: Parameters definition for simulation of a channel incision and infill. Flow thickness is in metre, flow mean velocity is in metre per second and sediment volumic concentration is in percent.

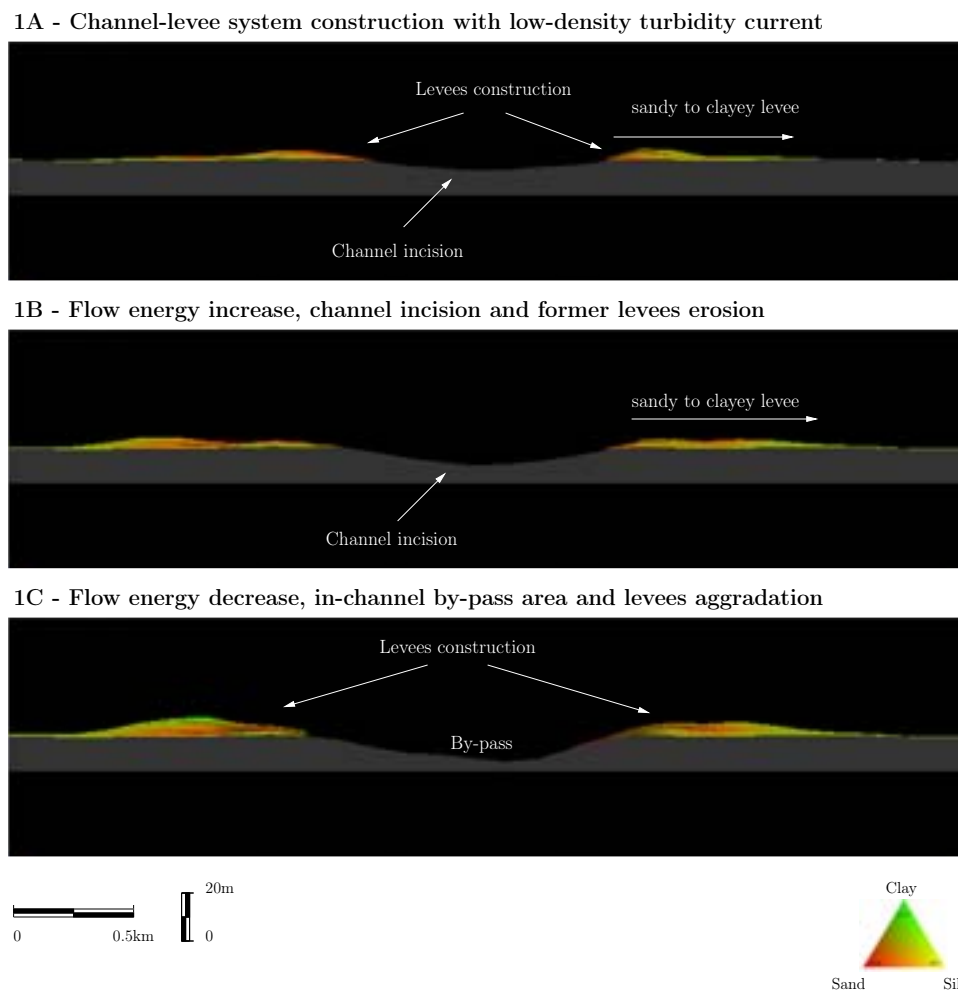


Figure 10.18: First phase : channel incision and levees construction. Evolution of a cross section located 500m from the source cells.

### Levees construction / Low-concentrated turbidity currents

During first step (figure 10.18) the channel-levee system is formed and three phases are presented.

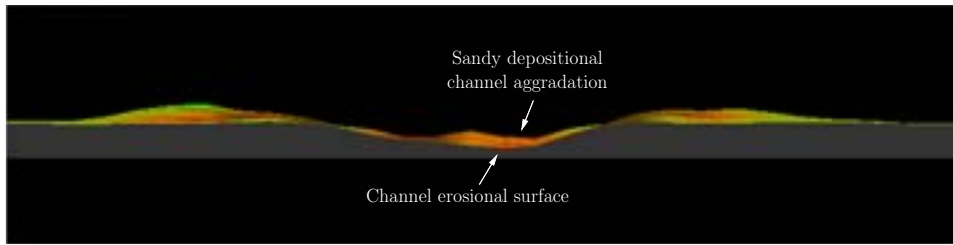
Phase 1A shows the construction of a channel-levee system (lines 1-2 in the parameters definition presented in table 10.3). An erosive channel progressively forms as the flow incises the substratum until it reaches an equilibrium state. During this main incision phase, levees are formed far away from the channel conduit constructing external levees which grow rapidly. In the levees, deposits show a lateral particles segregation: near the channel axis, the levees are made of the coarsest particles (sand and silt) while the proportion of clay progressively increases going away from the thalweg. The channel depth is about 10 m and the channel width is about 1000 m.

Following this phase of incision, input parameters are changed to simulate a global increase of flow energy (table 10.3). The flow width is passing from 300 m to 800 m. It corresponds to phase 1B in the figure 10.17.

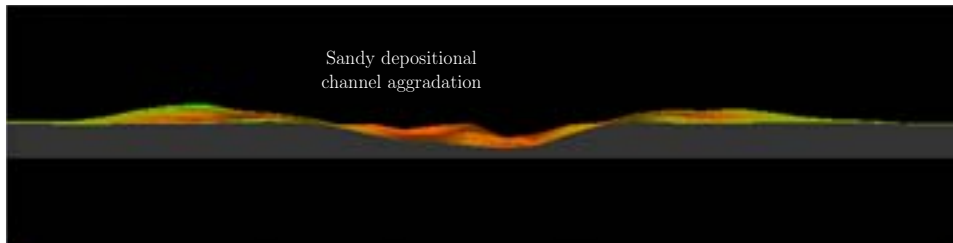
In nature, several phenomena could induce such change in flow characteristics. For example, a destabilization of channel flank during flow path will increase the sediment supply, consequently increasing the driving force and therefore the rate of water entrainment. This flow changes have two main consequences on sedimentary architecture. First, former levee deposits close to channel axis are eroded and the turbidity current incises more deeply the thalweg. Secondly and simultaneously, new levees overlay the previous deposits. These levees have the same features as the previous ones with a lateral segregation in grain-size deposits. The channel depth is not modified and has a value close to 10 m but channel width increases from 1000 m to 1500 m.

Phase 1C simulates a decrease of flow energy. The flow thickness is less than 65 m. As energy decreases, turbidity current is not able to spill over the external levees and keeps confined inside the channel-levee system. The flow, which is driven by the density excess can not support all of its load as it spreads laterally. These changes induce the construction of aggradational levees.

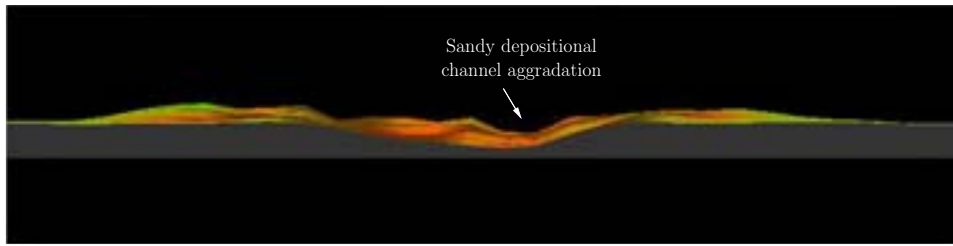
2A - System filling with concentrated density flows



2B - Left elementary channel-levee system construction



2C - Right elementary channel-levee system construction



2D - Energy decrease, last channel fill and abandonment

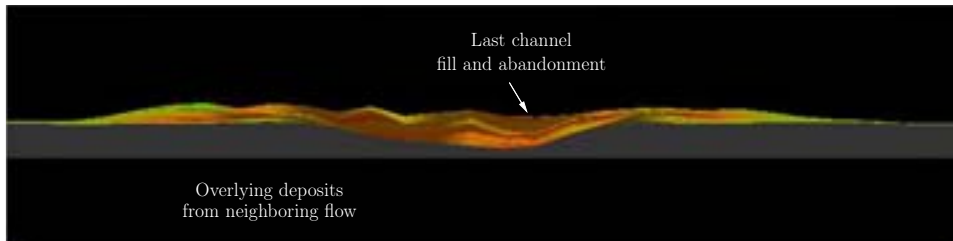


Figure 10.19: Second phase : channel fill by several concentrated density currents. Evolution of a cross section located 500m from the source cells.

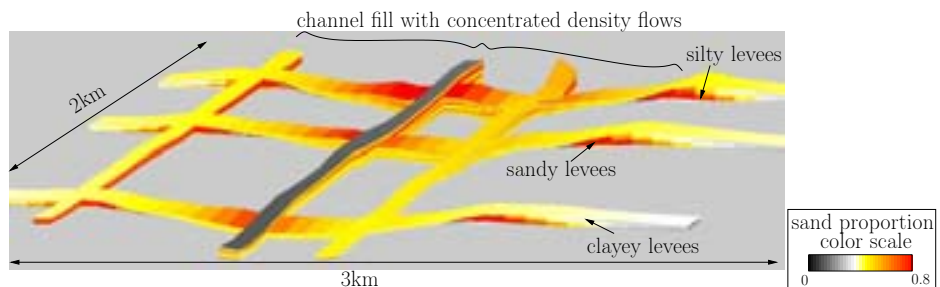


Figure 10.20: Distribution of sand in the channel complex turbiditic system.

The levees composition is fining upward with a sandy/silty base and a clayey upper part. Channel incision during this phase is practically stopped and the thalweg is a transitional by-pass area where turbidity currents have an energy insufficient to deeply incise substratum but sufficient to prevent sedimentation. The final channel depth is about 20 *m* and the channel width is about 1500 *m*.

### Channel fill / Concentrated flows

The second step (figure 10.19) corresponds to the channel-levee system fill. Internal sandy levees are formed and sandy channels aggrades inside thalweg. Seven events simulates this filling (table 10.3). The flows are defined as concentrated density currents. Values of thickness, velocity and volumic sediment concentration remain constant for all the events except for the last one in which flow velocity decreases to 0.5 *m.s*<sup>-1</sup>. The source width is set to 100 *m* and the source cell is moved at the end of each event and a new channel is formed downstream to the sediment supply automaton position. The source automata positions are located inside the channel and are randomly chosen during simulation run.

During the phase 2A, the channel start to fill. It occurs because the flow energy is not sufficient to transport the coarse materials downstream. Sand particles settle on the channel erosional surface. An elementary channel is formed inside the channel-levee complex. The elementary channel relief is equal to 5 *m* and its width is about 400 – 600 *m*. Aggradation of the channel occurs when the flow has reached a physical balanced state : the flow behavior is mainly depositional with the ratio between levees growth and channel fill remaining constant. Indeed, an increase of this ratio would induce a confinement of the flow with levees growing faster than the channel is filling. This confinement would maintain more sediments in suspension and finally the thalweg would become a by-pass area. On the contrary, the flow would become more and more unconfined : it would spread laterally and finally lose all its energy.

Phases 2B and 2C show different steps in channel-levee complex fill. Using several source positions elementary inner sandy channel-levee systems are built inside the thalweg and are stacked laterally. Two main elementary systems are formed and aggrade progressively depending on the location of the source. The width and relief of these elementary systems are similar to the one described in phase 2A with values equal to 5 *m* for the depth and 400 – 600 *m* for the width.

During phase 2D the flow velocity decreases (table 10.3). It simulates an unbalance of the ratio levees-growth/channel-fill. Indeed, the channel starts to fill with coarse particles and levees do not grow sufficiently to maintain the aggradation of the elementary channel system. Thus, the upper channel is filled with the

coarsest particles driven by the flow.

### Deposits distribution

Figure 10.20 shows the distribution of sand in the simulation domain. In the following, particles segregation and downstream sedimentary architecture evolution are studied.

In the proximal area, external levees deposits due to low-concentrated turbidity currents show a lateral and vertical grain size segregation with the coarsest particles in the basal part of the levees and close to channel axis. The proportion of clay progressively increases as flow spreads laterally. In this upper part of the channel-levee system, the channel depth is about 35 *m* and the channel width is about 2000 *m*. Levees thickness is equal to 15 *m*. The internal deposits are mainly composed of sand and silt, and the sand proportion which is close to 75% in the thalweg is rapidly decreasing to 45% at 500 *m* from channel axis.

900 *m* downstream of the source, the external levees are less developed than in the upper part, but like for the proximal area, deposits show a lateral particles segregation. This downstream decrease of the channel relief could be explain by flow evolution. The turbidity current is progressively purged of a part of its fine components by overbank flow and by sedimentation on levees. In addition, as current spreads laterally, its energy and its erosive power decrease progressively. As long as the flow energy is sufficient to maintain sediments in suspension, sedimentation does not occur, but with distance, energy falls and coarse, then fine, particles start to settle. The channel depth is 25 *m* and external levees thickness is about 10 *m*. For concentrated flows, the same observations could be made. The sand proportion in the internal deposits is equal to 70% in the thalweg and close to 35% at 500 *m* from the channel axis.

Particles distribution inside this distal deposits shows a decrease of coarse grains mainly inside the channel fill. The channel complex depth is about 15 *m* and the channel width is about 1500 *m*. External levees thickness is equal to 5 *m*. Comparison of sand proportion in the external levees and inside the channel complex shows that low-concentrated turbidity currents are able to transport sand over longer distance than the concentrated flows. Indeed, in the distal area the proportion of sand inside the thalweg is equal to 55% whereas its proportion in levees is close to 70%.

### Comparisons with the natural system

This numerical test shows the role of flow thickness, velocity, suspended sediment concentrations and grain-size distribution on the transport efficiency. We observe that different sedimentary features were obtained ranging from large erosive to elementary depositionnal channels. The diachronism between the external levees con-

struction and the channel fill is reproduced. The system sedimentary characteristics is geometrically similar to the genetic model described in figure 10.17. External levees deposits show a lateral particles segregation with highest proportion of the coarsest sediments near the channel axis. During the construction of these levees, the channel acts as a by-pass conduit as observed by Eschard et al. (Eschard et al., 2003). The channel fill is linked to variations in the parameters controlling the system. Reasons for these changes could be sea-level rise (Eschard et al., 2003), trapping coarse materials in a new estuary (Piper et al., 1999) or tectonic activity, triggering channel banks destabilization upstream of the simulation domain. During this fill phase, sands, deposited by concentrated flows, overlay the channel erosional surface, as observed in the Pab channel complexes (Eschard et al., 2003). This fill corresponds to the stack of elementary sandy channels due to several phases of aggradation and avulsion.

## 3.2. Lateral offset stacked channels of Angolan deep offshore Girassol field

### 3.2.1. Geologic setting

The tectonic, geologic, and sedimentary basin evolution of Angola during the Mesozoic and Cenozoic resulted from the Early Cretaceous rifting of Gondwanaland, the subsequent separation of Africa and South America, and the progressive widening of the South Atlantic Ocean by plate accretion (Stark et al., 1991; Sequeira et al., 1998). During the Cenozoic, huge loads of sediments were delivered to the Angola margin as a consequence of uplift and westward tilting of the African craton, sea-level changes and increased river runoff (Kolla et al., 2001). The sediment supply, especially from the Congo river during the Tertiary, resulted in the progressive basinward shift of the Angolan margin and the creation of the Tertiary Congo Fan (Figure 10.21) (Amaral et al., 1998; Sequeira et al., 1998). Structural modifications of this fan resulted mainly from sediment loading, updip extension and downdip compression, as well as mobilization of Loerne (Aptian) salt and to a lesser extent Albian platform rifting and basement fractures. All of the many recent giant discoveries (*e.g.*, Dalia, Girassol, Hungo, Kuito, Landana fields) off the Angolan margin have their stratigraphic targets in the Malembo formation of the Tertiary Congo Fan (Amaral et al., 1998; Pettingill, 1998).

The main complex of the Girassol field is an upper Oligocene channel-levee complex (fig. 10.21). It is interpreted as a complex of four turbiditic channel sequences, which were individually picked in a deterministic way thanks to excellent quality of 3D high resolution seismic. Multi-attribute interpretation of seismic facies led to definition of architectural elements as con-

stitutive parts of reservoir architecture. They are characterized by a consistent sedimentological context such as erosive channel, channel margin, stacked channels with more or less aggradation and lateral migration (Kolla et al., 2001).

### 3.2.2. Elementary channel architecture

Using several studies on Quaternary and Tertiary West African fans, a variety of sinuous channels evolution has been described. Elementary channel migrations show generally the same channel type from the beginning to the end (Kolla et al., 2001). Complex migrations show combinations of more than one type of elementary channel. Kolla et al. (Kolla et al., 2001) show that the unique characteristic of deep-water sinuous channels is the varying degree of vertical aggradation as they migrate laterally. Between unique lateral migration component or aggradation, all intermediate steps are possible. According to Raisson and Temple (Raisson and Temple, 2004) when the vertical aggradational component is negligible compared to the lateral migration, a characteristic geometry defined as lateral offset stacked channels is obtained (figure 10.22). The sedimentological model lets appear that individual channels have a width of about 200 *m*. Lateral migration preserves the heterogeneity linked to channel margins. Aggradation leads to erosion of the upper part of each individual channel inducing a smaller preserved channel volume (Raisson and Temple, 2004).

Reservoir modeling commonly requires a description of sedimentary heterogeneity on a scale smaller than that given by seismic resolution. In particular, complexes of laterally offset stacked turbiditic channels require a description at the scale of individual channel bodies, while seismic data only displays the outside geometry of their lateral stack, *i.e.* a turbidite fairway.

The most common representation of channels in a fairway is by stochastic object modeling; *i.e.*, populating the observed fairway by individual channels, but without ensuring a consistency between the individual channels. On the other hand, one essential characteristic of these channels is to evolve by progressive migration laterally and/or downdip. Stochastic object modeling does not simulate the channel surrounding environments and fails to adequately represent the progressive channel evolution, and therefore provides a poor rendering of the distribution of heterogeneity in the reservoir.

In this part, we focus on the simulation of a realistic succession of individual channels that can build the fairway observed on seismic. To show that our model describes small scale heterogeneity, we reproduce the sedimentological model proposed by Raisson and Temple (Raisson and Temple, 2004) (figure 10.22). The final result is a deterministic succession of channels laterally stacked to build the seismically observed envelope.



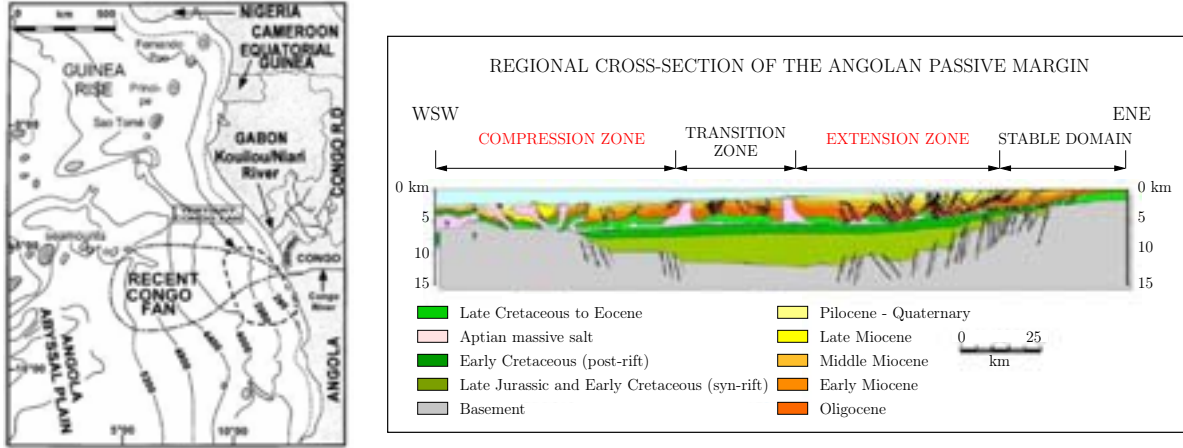


Figure 10.21: Bathymetric map of the Gulf of Guinea, off west Africa (modified after Kolla et al., 2001), within the outlines of Quaternary (Recent) and Tertiary Congo fans shown on left side. Bathymetric contours are in metres. Right side shows a cross section of the Angolan passive margin located in the Congo fan defining the structural style associated with the Aptian salt deformation (from Raisson and Temple, 2004).

Even in the absence of any calibration, the resulting architecture fits the general "texture" of the complex, and provides a better simulation of flow pathways than random object modeling.

### 3.2.3. Simulation parameters

Parameters used to initialize the value of substrate, sediments and ambient fluid are given in tables 10.1 and 10.2.

The initial topography is a noisy inclined plane with a  $1.5^\circ$  slope. Simulation area is a  $1.5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  domain divided into  $100 \text{ m}$  side square cells. Substratum composition is supposed to be uniform over all the domain and sediment class volumic concentration ( $\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0$ ) are to 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand respectively. This allows to define the initial paleotopography ( $b_i^0$ ) $_{i \in I}$ . Thus substratum initial geology, given by  $G_i^0 = (z_i^0, b_i^0)_{i \in I}$ , is known.

The settling velocities and critical shear stress values defined in the previous numerical test are used in this simulation (see section 3.1.4.).

Simulation consists in reproducing a succession of six elementary channels laterally stacked. All of the channels are built with the same initial flow story. Once the channel has been fill, the sediment supply source is shifted laterally. In our numerical test avulsion is forced, *i.e.* the sediment supply location is abruptly changed once the elementary channels have been built and then filled. Values of parameters used to initialize each flow conditions that induced channel stacked formation are given in table 10.4. The lateral migration component is ranging from  $100 \text{ m}$  to  $200 \text{ m}$ .

Analysis of table 10.4 shows that elementary channel con-

struction, fill and abandonment is realized in six phases. Initial width of the sediment supply source is ranging from  $400 \text{ m}$  at the beginning to  $200 \text{ m}$  at the end of the elementary channel story. The flow mean thickness varies from  $105 \text{ m}$  to  $40 \text{ m}$ . Flow velocity is set to  $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  for the initial phase and decreases to  $0.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  for the final phase. Like for the previous numerical test, these values are consistent with natural phenomena dimensions and velocities (Babonneau et al., 2002; Pirmez and Imran, 2003). Volumic concentration value ranges from 4% to 6% which corresponds to the volumic sediment concentration of turbidity currents according to Mulder and Alexander terminology (Mulder and Alexander, 2001). Distribution of the different sediment classes which compose the flow is given in the last three column of table 10.4 and allows to complete the initial definition of the state variables set ( $Q_i$ ) $_{i \in I}$ .

### 3.2.4. Simulation results

#### 3.2.4.1. Elementary channel evolution

The story of the first elementary channel system is presented in figure 10.23. The six different phases of the channel evolution are correlated with flow parameters variation given in table 10.4. The cross-section is located  $900 \text{ m}$  downstream of the source.

#### Elementary channel-levee system formation

During phase A, a channel-levee system is built. The channel depth is about  $30 \text{ m}$  and the channel width is about  $400 \text{ m}$ . Levees thickness is equal to  $10 \text{ m}$ . The levees construction and channel axis incision are simultaneous.



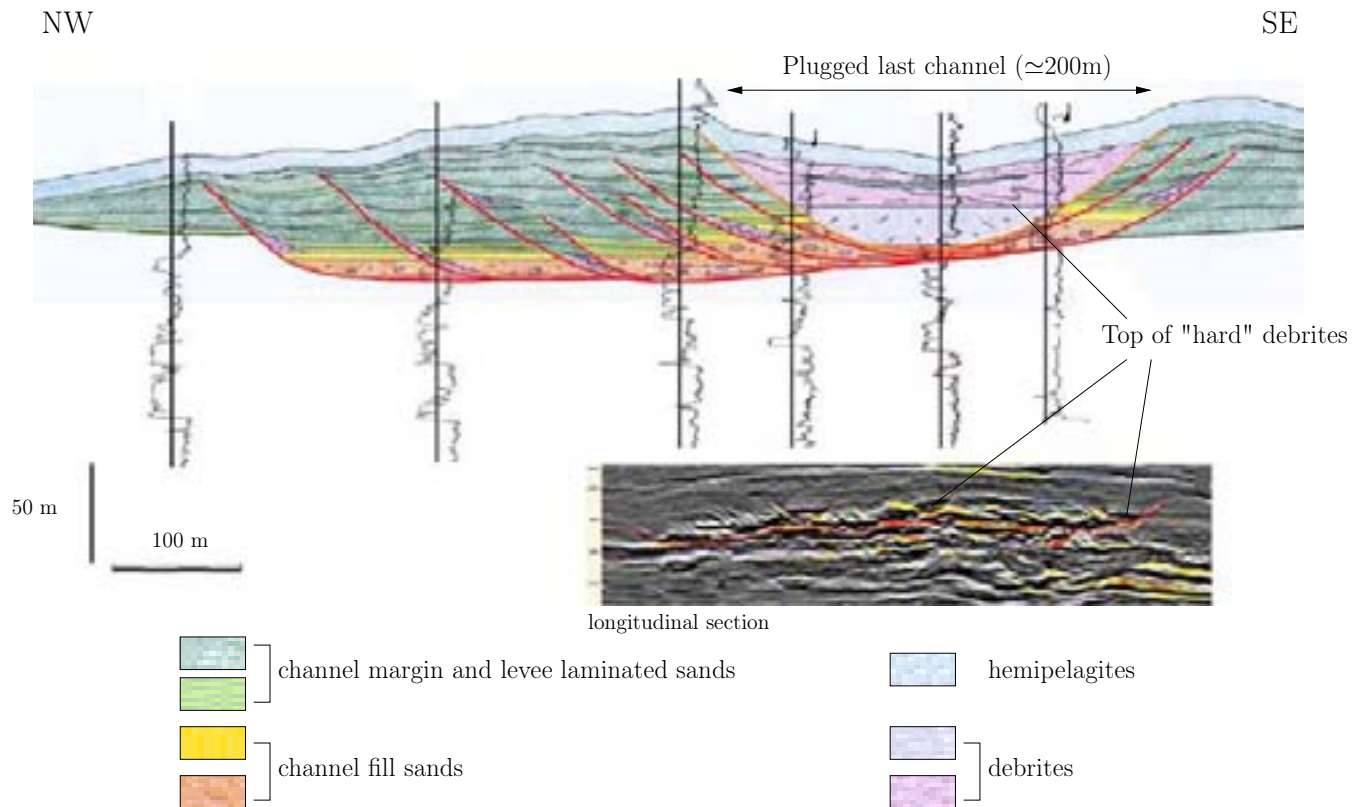


Figure 10.22: Sedimentological model of lateral offset stacked channels in Girassol sequence 4. Channel aggradation/lateral migration ratio is associated with the distribution of fine-scale heterogeneities (from Raisson and Temple, 2004).

The turbidity current is progressively purged of part of its fine components by overbank flow and by sedimentation on levees. The current becomes thinner and more concentrated as it flows downslope. Levees deposits show a vertical particles segregation. Indeed, they are fining upward with a basal part predominantly composed of sand and a silty to clayey upper one. In addition, flow spreading induces also a lateral particles segregation with the highest proportion of coarse particles settling near the channel axis. In fact, when current spreads laterally, its energy decreases with distance and flow competence progressively falls. As long as the energy is sufficient sedimentation does not occur, but once a critical energy level is passed over, according to settling velocity and critical depositional shear stress of each sediment class, coarse then fine particles start to settle.

#### First energy decrease / Sandy to silty channel fill

Then, input parameters are changed. We first describe phase B and phase C of the figure 10.23. The volumic concentration is slightly increased, sand volumic concentration is set to 30% in phase B and to 25% in C. In addition, flow width, thickness and velocity decrease. Thus, the resulting energy is lower than in phase A. As energy decreases, turbidity current is not able to spill over the external levees and keeps confined inside the

channel-levee system. Thus, levees aggradation stops. Moreover, the flow, which is driven by the density excess cannot support all its suspended load and therefore sand particles, then silt ones overlay the thalweg erosional surface. During phase B, the maximum sandy deposits thickness is about 5 m. During phase C, a similar deposits thickness is obtained and the average volumic deposit distribution is equal to 45%, 30%, 25% for sand, silt and clay respectively.

#### Second energy decrease / Silty to clayey channel fill

In phases (D, E and F), sand and silt volumic concentration decreases progressively. The clay volumic concentration during the phase F is equal to 95%. The parameters used to simulate the elementary channel-levee system abandonment show that flow energy must be very low to allow the settling of fine particles inside the channel axis (velocity ranging from 0.7 to  $0.3 \text{ m.s}^{-1}$ ). The silt particles are the first to settle then deposits fine upward and a clay plug is formed on top of the sequence. The maximum deposit thickness for these three steps is about 20 m.

This sedimentary architecture corresponds to the first elementary channel formation of the simulation run.

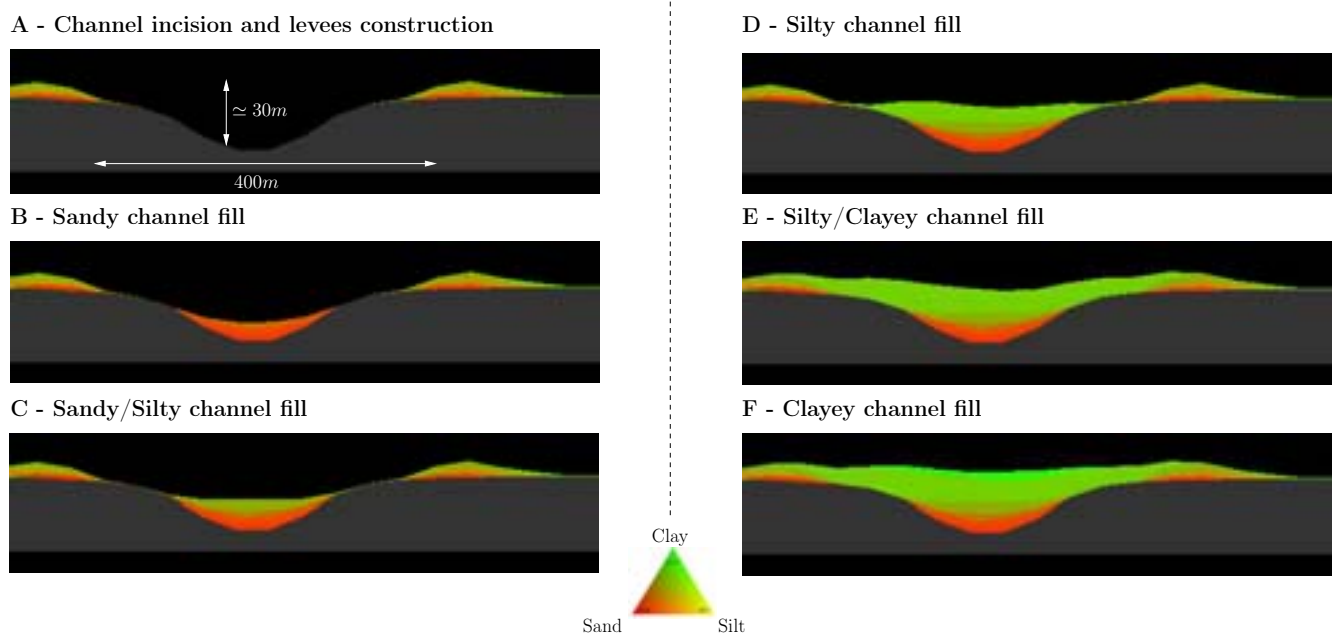
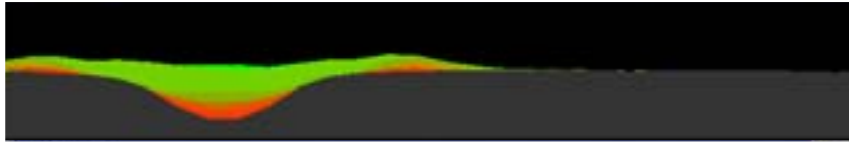
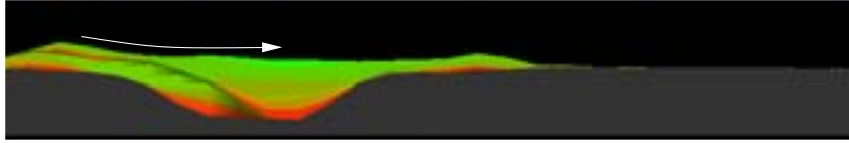


Figure 10.23: Evolution of the first elementary channel from its incision to its abandonment after clay plug filling. Cross-section is located at 900 m from the source cells. Values of flow parameters are given in table 10.4.

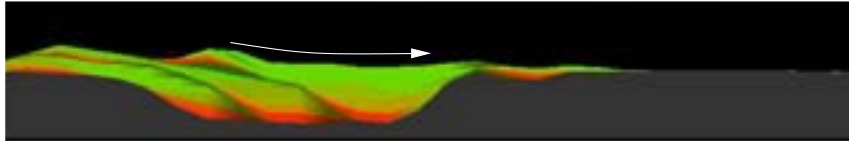
First elementary channel construction



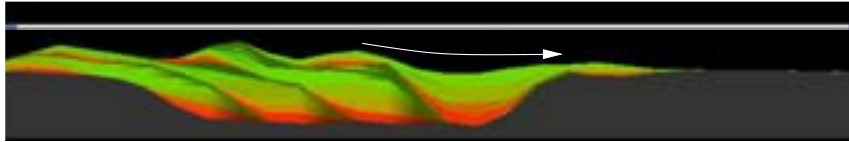
Second elementary channel construction laterally stacked



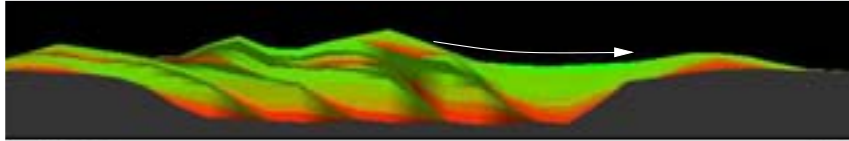
Third elementary channel construction laterally stacked



Fourth elementary channel construction laterally stacked



Fifth elementary channel construction laterally stacked



Last elementary channel construction laterally stacked

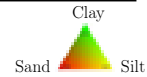
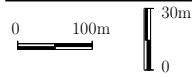
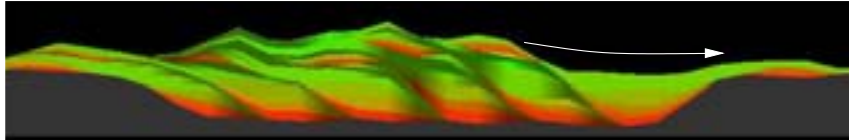


Figure 10.24: Model construction of lateral offset stacked channels. Evolution of a cross section located 900 m from source cells.

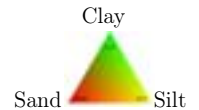
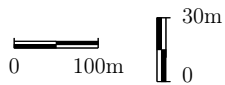
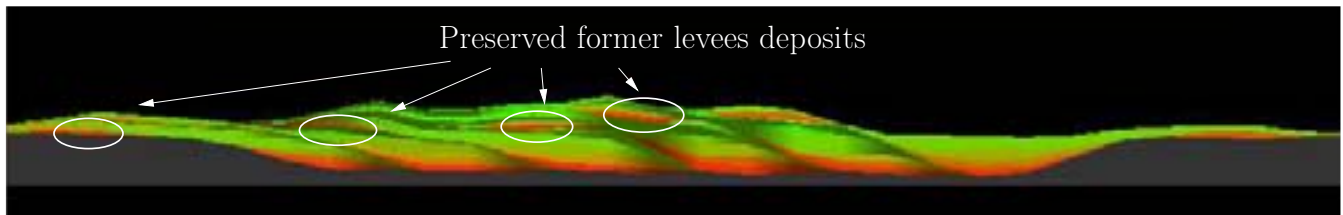


Figure 10.25: Simulation result of the lateral stacked channel.

It shows the different phases in channel evolution from its incision to its abandonment. Levees are formed during the incision of the channel. Then, due to flow variations, channel is progressively filled with coarsest particles at the beginning and finest ones on the upper part before abandonment.

### 3.2.4.2. Construction of the stacked channels

#### Lateral channel migration mechanisms

The trigger for abrupt lateral channel migrations (avulsion) is poorly understood. Kolla et al. (Kolla et al., 2001) postulated that periods of discrete channel migrations were the results of stronger, surge-type flows, whereas periods of gradual channel migration and vertical aggradation were the result of steady-type-flows. At least two mechanisms can promote the rapid lateral migration of channels. (1) Episodic failure of the outer bend of a meander (crevasse splay) can promote a rapid lateral shift in the channel by removing the confining wall. Such failures could be triggered by the undercutting of the channel wall at a cut-bank during the passage of surge- or steady-type flows, or even by tectonics, unrelated to the passage of a flow. (2) Abrupt deposition of a debris plug in the channel could also promote rapid channel migration by changing the gradient profile along the channel. On a straight channel segment, the channel may respond by incising the plug to re-establish an equilibrium gradient profile. On a meander bend, however, the plug may promote accelerated cut-bank erosion, leading to a period of rapid channel migration, or may promote erosion at the neck of a meander loop resulting in a meander cut-off.

#### Stacked channels evolution

Figures 10.24 and 10.25 show deposits cross-section evolution of six stacked channels. Cross-section is located 900 *m* downstream of the source. In figure 10.22, Raison and Temple (Raison and Temple, 2004) propose a sedimentological model where aggradation component is low compared to lateral migration one. In the simulation, no vertical aggradation is observed because the amount of incision between each channel-form is equivalent to the amount of deposition within.

#### Resulting architecture

The resulting architecture width is about 1200 *m* and the maximum deposits thickness is close to 50 *m*. Each stacked channel has the same inflow parameters and elementary channels width is around 200 *m*. Figure 10.24 shows the progressive construction of the six separate, partially preserved channel-forms that developed as the channel migrated right through alternating periods of cut-and-fill. Channel-forms that stack adjacent to one another form a series of shingled events inclined in the direction of migration. The inclined events correspond

to the remnants of channel-forms after several periods of cut-and-fill, and can be viewed as the result of abrupt channel migrations.

#### Architecture preservation

It appears that the lateral migration imposed in the simulation preserves one part of the channel levees in the opposite direction of migration (figure 10.25). The other levee is entirely eroded by the new channel formed after the migration. Levees created during the phase of incision overlay the previous channel-levee system. Thus, the obtained complex sedimentary architecture is characterized by high level of sedimentary heterogeneity with two main possible locations for coarse sediments either onlapping the erosional thalweg surfaces or the not-eroded basal levees deposits. To summarize, a complex sedimentary architecture has been built using several erosional and depositional cycles. It shows that depositional cycles preserve the previous sedimentary features such as external levees or channel infill after incision.

## 4 Discussion

The agreement between the sedimentological model and simulation results is very good, taking into account the complexity of the system under study and the fact that the natural phenomena are fully non stationary. We propose in this discussion to compare the cellular automata (CA) approach with the classical partial differential equation (PDE) one.

### 4.1. Space discretization

Several CA model have been developed in order to describe macroscopic phenomena and such approach seems promising to simulate large systems because they allow to choose a cell size which is appropriate for the scale of the simulation. Successful applications of this approach come from landslide (Segre and Deangeli, 1995; Di Gregorio et al., 1999; Avolio et al., 2000), lava flow (Avolio et al., 2003) or braided river simulations (Murray and Paola, 1994; Paola, 2000; Thomas and Nicholas, 2002). In continuum models, a macroscopic approach is also taken; it is assumed that a representative volume element exists, which is small enough (with respect to the scale length of the phenomena of interest) to allow a meaningful limiting operation  $\Delta V \rightarrow 0$ , yet large enough to allow the use of average quantities which vary smoothly in space.

### 4.2. Constitutive equations

The PDEs are obtained by performing mass and momentum balance on a volume element  $\Delta V$  for a small time  $\Delta t$ , and then letting  $\Delta V$  and  $\Delta t$  tend to zero. Constitutive equations are also used. Indeed, the disordered

nature of the flow and the lack of information on its internal structure involve to resort to empirical laws as integration of the Navier-Stokes equation remains impossible. If analytical solutions could be found, the advantage of the continuum approach would be overwhelming. However, for systems as complex as those which are considered here, this is not the case, so that, in the continuum approach a limit for  $(\Delta V, \Delta t) \rightarrow 0$  is followed by a discretization with finite time and volume increments. It is likely that these combined operations do not provide any particular advantage with respect to discrete modeling, in the case of sedimentary architecture modeling.

### 4.3. Geological time scale

Even if, no limitations due to small scales (*i.e.* reservoir scale) exist for continuum models, they reach their limits when long time scales involved in geological modeling are considered. Using CAs, we have proposed a possible way to average physical processes over time by representing geological events as successive quasi steady states for which sediment transport has permanent values. Nevertheless, finding such steady states from universal physics laws is not a simple matter. In a few situations, simplifying assumptions and tedious mathematical work can produce manageable models. Yet, on average, such efforts fail on instability properties such as shocks. Though they may have important physical meaning, those aspects are rarely important from the point of view of the overall geological succession of deposits or the sedimentary architecture. As described, CAs is an interesting approach to quickly obtain such stationary states at the expense of the mathematical rigor of classical continuum models. PDEs can provide detailed understanding of processes whereas CAs infer geological deposits from a succession of steady states.

### 4.4. Phenomenological assumptions

There is a subtle difference between CA-based and PDE-based modeling: when using a CA model, one is free to adopt phenomenological assumptions which may be well suited for the case, but uncommon in PDE modeling. For example, let consider well studied case of channel bank instabilities. In a PDE system this could be simulated by introducing a discontinuous coefficient. But numerical instabilities might arise, so that modelers tend to avoid these terms. While they may not be necessary under some operating conditions, they are needed to describe some transient phenomena which have been observed. In CAs, bank instabilities could be easily introduced using a toppling rule defined with a critical angle parameter similar to the one proposed by Chopard et al. (Chopard et al., 2002). The presence of modifiable parameters, although it may be disturbing, is basically unavoidable in this kind of complex interacting phenomena. In addition,

the testing period has been very long and we think that the results we obtained are not just 'a matter of fitting'. During model development we often could not achieve a satisfactory performance until we identified the dominating physical phenomena.

### 4.5. Perspectives

We are only simulating the evolution of flow over small domain ( $\simeq 3 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ ) and for simple bathymetry. The next step will be to simulate sedimentary architecture at geological scale over wider and complex surfaces. As, in its very conception, CAs are perfectly suited for object based programming and code parallelization enhancing model operational aspects, passing to larger domain will not be a problem. Nevertheless, in order to simulate the effects of curvature-induced secondary flow on lateral erosion and channel migration, additional rules have to be implemented. Several models have been developed in order to take into account helical flow impact on subaerial meandering channel evolution (Coulthard and Van De Weil, 2006) and could be a first step in our model enhancement. Moreover, recent experimental studies (Corney et al., 2006; Keevil et al., 2006) have shown that flow behavior in subaerial and submarine meandering system is strongly influenced by flow velocity profile differences which induce a reverse sense of the helical motion in submarine system as regards to fluvial system one. Using these new considerations, we will search for new rules and specific parameters that can help to take into account such phenomena in CA description.

## 5 Conclusion

Using the cellular automata paradigm, we have implemented a process-based model of multi-lithology submarine turbidity currents. It takes into account both gravitational and inertial effects when computing the flow over a given submarine topography. It includes ambient fluid entrainment and to obtain a realistic model a great attempt has been made to accurately define the lithology dependent erosion/deposition rules in order to progressively construct a full three dimensional geological architecture. The model for flow motion is coupled to environment through a bed-sediment conservation equation. In nature, topography changes have a strong impact on flow behavior and such coupling seems fundamental in modeling natural turbidity currents. To achieve an operational model over geological time scales, turbiditic deposits were considered to be the results of a succession of quasi steady state events for which sediment transport has permanent values. Using a stationary state approach to build each event sedimentary architecture avoids to continuously simulate the sedimentary architecture.

Two numerical tests have been presented. The first one simulates the construction of a turbiditic channel



complex similar to the ones found in the formation of the Lower Pab system. It is induced by a phase of channel incision and levees aggradation. Then channel is filled with aggrading sandy elementary channels. The second test reproduces a sedimentological model to interpret a seismic profil from Angolan deep offshore Girassol field. This model is a succession of channels laterally stacked thanks to lateral migration and aggradation component. Developed cellular automata model provides a realistic representation of these two deposit architectures. Lateral and downstream segregation of deposits composition is presented. Deposits architecture evolution is also reproduced through time.

Several reasons could be advanced to explain the choice of the cellular automata approach for turbidity currents reservoir and geological scales simulation.

To model fine scale reservoir sedimentary architecture, most approaches use discretized partial differential equations. Usually, a transitional states description schema is computed, thus these models do not fit to geological time scale deposits and are traditionally used to focuss on specific environment deposits modeling.

On the other hand, by taking into account the long time scales involved in geological modeling, operational mod-

els can barely take into account detailed physical processes governing sedimentation.

Stratigraphy modeling based on diffusion approaches of sediment transport have already proved successful at the basin scale. Yet, they reach their limits when smaller scales are considered where inertial effects overcome purely gravitational components. Stochastic object modeling is also commonly used to study deposits architecture at reservoir scale nevertheless such modeling fails to reproduce the evolution of complex sedimentary systems and therefore provides a poor simulation of the distribution of heterogeneity in the reservoir. By simulating each step of deposits formation, the cellular automata modeling provides a realistic sedimentary architecture construction and a fine description of deposits heterogeneity.

Finally, this process-based quasi steady approach allows a better identification and understanding of the depositional processes : we think that this will make the reservoir scale prediction more efficient in deep-sea clastic systems. Thanks to heterogeneity characterization, model helps to foresee potential reservoirs geological objects location which is a kee point for oil reservoirs exploration and exploitation.

---

## Les points essentiels

Le modèle développé permet de simuler les courants turbulents avec une approche originale basée sur le paradigme des automates cellulaires. Les caractéristiques principales du comportement de ces courants tel que les effets gravitationnel et inertiel mais aussi l'entraînement du fluide ambiant sont pris en compte. Le couplage entre le courant et le fond est réalisé à l'aide d'une équation de conservation. Cette étape est primordiale puisque les changements topographiques ont des conséquences importante sur la dynamique de l'écoulement. De plus, pour obtenir un modèle réaliste, un effort tout particulier a été apporté aux relations contrôlant l'érosion et le dépôt. L'utilisation des états stationnaires comme représentatif de l'impact du courant sur son environnement permet d'envisager la simulation sur des périodes longues avec des simulations de centaines d'évènements de plusieurs heures. Deux applications ont été présentées. Pour chacune de ces architectures sédimentaires, la distribution des faciès obtenue est réaliste et permet de mieux prévoir l'organisation des dépôts en milieu marin profond. De plus, le modèle améliore la résolution des modèles stratigraphiques et semble être une bonne alternative aux modèles diffusifs à l'échelle du réservoir. Le principal avantage de la méthode est une meilleure représentation de l'organisation spatiale, de la géométrie et de la variabilité des unités géologiques constituant les architectures

sédimentaires des environnements de dépôt. Enfin, en permettant une caractérisation fine des hétérogénéités dans les milieux turbiditiques profonds, le modèle se révèle être un bon moyen de localisation et de prédiction des réservoirs d'hydrocarbures.

## 10.5 Impact des contrôles externes sur l'architecture des dépôts

A partir du modèle d'automates cellulaires qui utilise la description stationnaire d'évènements gravitaires, une étude des facteurs externes qui contrôlent l'évolution des systèmes chenel-levées en milieu marin profond est réalisée. Elle se base sur quatre directions d'investigation:

1. La première présente l'impact du changement de pente sur l'évolution d'un système chenalisé. Elle permet de reproduire, d'une part la zone proximale du chenel préférentiellement érosive avec des levées bien formées et d'autre part une zone distale lobée proche de celle décrite en milieu naturel pour les systèmes profonds.
2. La seconde s'intéresse à l'influence des paramètres de l'écoulement sur l'architecture des dépôts. Les variations au niveau de la source de l'écoulement correspondent à une combinaison de pulses d'intensité plus ou moins fortes. Différentes architectures sont obtenues avec emboîtement de



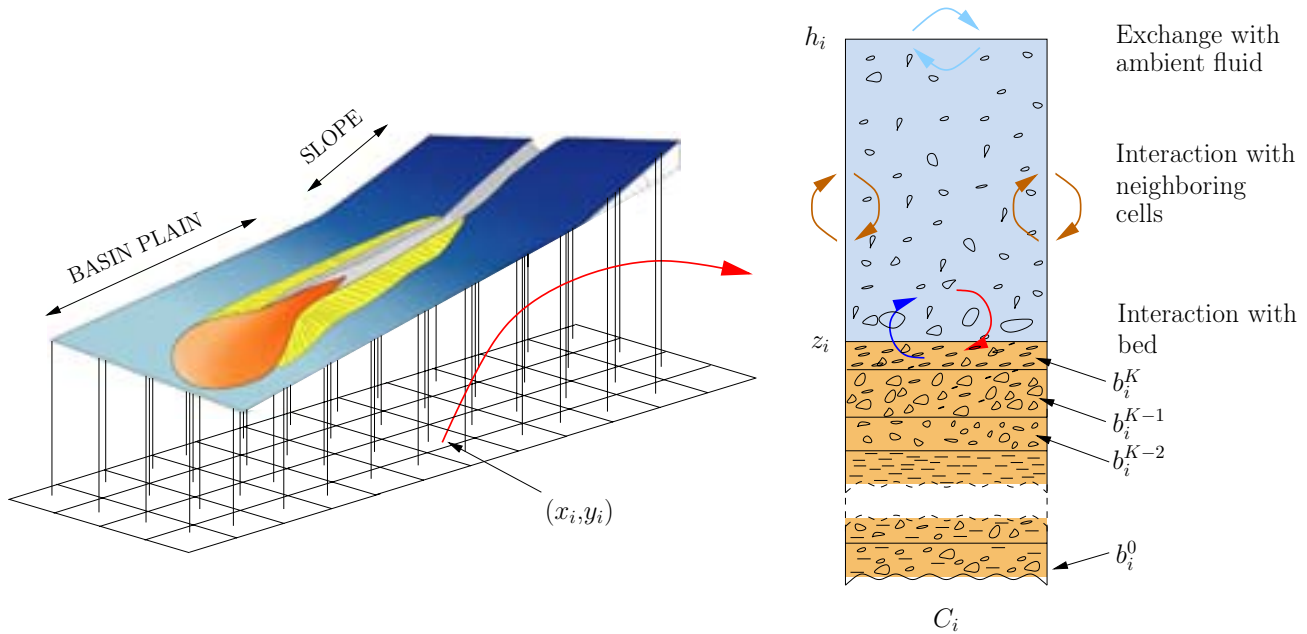


FIG. 10.26 – Discretization domain and rules applied to each cell.

levées et remplissage du système chenalé par des argiles ou du sable.

3. La troisième renseigne sur les zones préférentielles de dépôts sableux dans les systèmes méandri-formes. Pour ce faire, une topographie initialement sinueuse est utilisée et un écoulement continu

est simulé. L'architecture sédimentaire obtenue montre le comportement caractéristique des écoulements turbulents sous-marins pour ces géométries.

4. La quatrième correspond à la construction d'une architecture par une succession de cycles de dépôt et d'érosion.

## Integrating Basin-Scale Forcing Parameters in Turbidity Currents Process-Based Modeling

*submitted to SEPM Special Publication*

T. SALLES<sup>1,2</sup>, S. LOPEZ<sup>1</sup>, T. MULDER<sup>2</sup>, M.-C. CACAS<sup>1</sup>, R. ESCHARD<sup>1</sup>, O. LERAT<sup>1</sup>, T. EUZEN<sup>1</sup>

**Abstract.** A numerical model has been developed to simulate sedimentary architecture resulting from turbidity currents over geological time. The model is based on the cellular automata paradigm. The automata exchange matter and energy and are built to reproduce the physical processes which govern turbidity current behavior. The simulated architecture is the result of a given set of geological events. For each of these events a steady-state is computed that is assumed to be representative of the average effect of a turbidity current on the construction of the sedimentary architecture. Using model capacities, we investigate on the impact of external controls on deep water depositional systems. Topography control on geological deposits is studied using different slopes. Several architecture are also reproduced thanks to spatial and temporal variations in the occurrence and magnitude of the events. The role of suspended concentration and grainsize distributions on the transport efficiency are presented. The model results show that small variations of flow inputs may have strong controls on deposits evolution. This numerical approach allows a better identification and understanding of key physical parameters and may provide a better prediction of reservoir architecture in deep sea clastic systems.

## 1 Introduction

Turbidity currents are submarine density flows, *i.e.* they are driven by the density excess of a sediment loaded current over its ambient fluid. In the case of turbi-

dity currents the sediment is kept in suspension by turbulence. According to Bagnold [Bagnold, 1962], the sediment concentration threshold by volume which defines turbidity currents *sensu stricto* is set to 9%, this value corresponds to the Bagnold limit for full turbulent sup-

port of sediment. Turbidity currents can occur in the atmosphere as a result of sand or dust storms, snow in avalanches and volcanic eruptions, or under water as a result of several phenomena such as storm, wave loading, earthquakes [Bradford and Katopodes, 1999], transformation of slumps, slides or floods [Normark and Piper, 1991]. Density currents such as turbidity currents have long been recognised as playing a major role in the transport of clastic sediment to the deep oceans [Middleton, 1993], and the construction of major morphological features as the large turbiditic systems of the Bengal, Indus and Amazon, which together cover 2% of the total area of the Earth's ocean basins [Keevil et al., 2006].

Depositional systems in deep-water basin margins have been classified on the basis of grain-size and feeder system into several classes from mud-rich to gravel-rich point-source submarine fans, multiple-source submarine ramps and linear-source slope aprons [Reading and Richards, 1994]. All these systems have common characteristic sedimentary architectures such as canyons, channels, levees and lobes. Although submarine channels are the primary conduits for turbidity currents, very little is known about the structure of fluid velocity or sediment concentration of density currents within these channels. The difficulties in measuring such flows, together with their infrequent and destructive nature, make that only a few direct measurements of natural turbidity currents are available. Turbidity currents were imaged using sonar in the Rupert Inlet, Canada [Hay, 1987], revealing details of their gross form. Submarine channels flanked by levees have been studied since the early work done by Normark [Normark, 1970] and Walker [Walker, 1978]. As a matter of fact, channel-levee systems dominate the upper fan architecture of most large and medium-sized submarine fans. They act as conduits through which clastic sediments are transported into the deep sea, and provide confining and sorting mechanisms that allow sand to reach the basin plain. Channel-levee systems also form important repositories with coarse-grained sediment trapped along channel-axes [Bouma et al., 1985] and fine-grained sands and silts deposited on levees [Hiscott et al., 1997].

In comparison with in situ measurements, theoretical models are an attractive method to understand main characteristics and behaviour of turbidity currents. They have recently received greater attention because of the increased computational power and improved available numerical methods. Numerical simulations allow a greater understanding of turbidity currents and their depositional mechanics by examining the interdependence between flow and sedimentation parameters in a detailed manner, without the scaling limitations of experiments and the unpredictability and expense of field observations [Bradford and Katopodes, 1999; Hartel et al., 2000]. However, difficulties emerge from model parameters calibration [Pirmez and Imran, 2003]. Following recent de-

velopments in computing science, innovative numerical methods emerged from alternative computational paradigms such as cellular automata, neuronal nets and genetic algorithms.

In this paper, we implement a process-based model of multi-lithology submarine density currents using the cellular automata paradigm. The main characteristic features which define turbidity current such as gravitational and inertial effects are taken into account. It includes ambient fluid entrainment and lithology dependent erosion and deposition rules to progressively build a full three dimensional geological architecture. All the sedimentary objects such as erosive channels, overflow levees and depositional lobes could be reproduced. Moreover, to achieve an operational model over geological time scale, turbiditic deposits were considered to be the results of a succession of quasi steady state events for which sediment transport had permanent values. Thus, using the classification of Syvitski [Syvitski, 1989], the proposed process-based model fits well with the *event model* terminology. Indeed, contrary to *real-time model* whose predictions are at the resolution of modern sampling rates, this model predicts the net product of a particular set of processes and at time resolution beyond normal sampling schemes. It mixes and matches the steady-state condition with the rare but important geologic events. As defined by Syvitski [Syvitski, 1989], the interest is in the final deposit and not in the physics of sediment transport even though the laws of physics are employed to predict this final deposit.

Using this model, we investigate the impact of external parameters on deep sea channel-levee systems over four cases. The first case illustrates the impact of slope break on turbiditic channel and its downstream evolution. Then the effects of cyclic flow parameters and energy variations on the sedimentary architecture of the channels are studied in the second case. The third case focuses on the evolution of turbidity flow in meandering channels and studies the sand deposits location in these channels. Finally using several erosional and depositional cycles, a complex sedimentary architecture is built.

## 2 Numerical model

As for other numerical methods [e.g. Bradford and Katopodes, 1999], the cellular automata approach relies on a discretization of time and space. Space is discretized into a regular grid (tessellation) with each of the cell being called a cellular automaton (figure 10.26). For a given time, each cell has a finite number of states defining the automata state. This state at time step  $t_n$  is function of a finite number of cells state from the previous time step  $t_{n+1}$ . At each new time step, the rules are applied for all cells of the simulated domain and give a new generation of automata entirely dependent on the

previous generation [Wolfram, 1986]. Contrary to finite volume models where the rules stem from partial differential equations considered as reproducing local processes at infinitesimal scale, the rules used in this approach are directly postulated at the automata scale.

Considering a set of successive events  $(\xi^k)_{k \in \{1, \dots, K\}}$ , with  $K$  the number of events. The model simulates each automata  $C_i$  evolution and resulting state after event  $\xi^k$ . The event  $\xi^k$  is characterized by its duration  $T^k$  and a set of boundary conditions  $\mathcal{B}_k$  containing flow initial parameters and the definition of the sedimentary classes. In addition, if two automata share a common border, they form a neighborhood and we define the set  $K_i$  composed of the neighboring cells of the automaton  $C_i$ . The set  $G_i^k$  characterizes the geological record stored in the automaton  $C_i$  at time step  $t_k$  with :

- $z_i^k$  the elevation of  $C_i$  at time  $t_k$ ,
- $(b_i^0, \dots, b_i^k)$  the preserved part at time  $t_k$  of the sedimentary bricks deposited in the automaton by the events  $\xi^1, \dots, \xi^k$ .

Notations are summarized in table 10.5.

## 2.1. Cellular automata construction

The surface corresponding to the initial paleotopography is sampled over a regular mesh with nodes  $(M_i)_{i \in I}$  having the respective elevations  $(z_i^0)_{i \in I}$  (figure 10.26). The dual mesh of this regular mesh gives a set of identical geometric cells  $(C_i)_{i \in I}$  with base area  $A_i$ . These cells are called automata and are given the elevations  $(z_i^0)_{i \in I}$ . Using the fact that automata have the same geometrical base  $A_i = A$ , a simplification consists in considering all volumic quantities as implicitly related to the area  $A$ . The following method allows to compute  $Q^k$  the resulting state of the automaton after event  $\xi^k$ , using its previous state  $Q^{k-1}$ . First, a steady-state of all automata is looked for, then, the resulting state is computed. Thus at a given time step, the cellular automata state describes both the steady-state physical behavior of the flow and the geological deposits.

## 2.2. Steady physical state computation

In what follows the main assumption is that for a given event  $\xi^k$  the evolution of the topography resulting from erosion or deposition will not dramatically affect the overall flow distribution at the event time scale. As for now, this postulate excludes the modeling of catastrophic event such as important bank collapses.

At a given topography point, a turbidity current will erode or deposit sediments through time. For the considered point, successive turbidity current physical states

$P_i = (h_i, e_i, \mathbf{c}_i, f_i)$  are simulated using a steady-state description with :

- $h_i$  the height of the turbidity current above the automaton  $C_i$ ,
- $e_i$  the energy of the automaton  $C_i$ ,
- $\mathbf{c}_i$  the sediment class volumic concentration,
- $f_i$  the matter exchange fluxes.

This approach is used to build the sedimentary architecture resulting from the event  $\xi^k$ . Using such steady states, the method avoids to continuously simulate the sedimentary architecture resorting to a transient model.

To obtain the steady-state, a physical states sequence,  $(P_S^{k,n})_{n \in \mathbb{N}}$ , is built. The sequence converges to a limit  $P_S^k$ . Each of the intermediate states corresponds to matter and energy exchanges between automata. Nevertheless these intermediate states do not affect the automata geological state. In the following, these states will be called physical states in order to make the distinction with the steady physical states which modify the sedimentary architecture. It is worth nothing that these physical states could be used to compute the transient evolution of the system. Exchanges are computed until automata physical states become constant up to a numerical precision. This limit state  $P_S^k$  is the steady physical state related to event  $\xi^k$ . Finally, sedimentary architecture (geological state) is computed using  $P_S^k$ .

For  $k \in \{1, \dots, K\}$ , the following algorithm is used to reach  $P_S^k$  :

- 1 - Iterative process initialisation for  $n = 0$  :  $(G_i^{k,0})_{i \in I}$  and  $(P_i^{k,0})_{i \in I}$ .
- 2 - Computation of the matter and energy distribution coefficients  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$ .
- 3 - Matter and energy distribution.
- 4 - New physical state  $(P_i^{k,n+1})_{i \in I}$  computation.
- 5 - Verify if automata state  $(P_i^{k,n+1})_{i \in I}$  has reach a steady state comparing with  $(P_i^{k,n})_{i \in I}$ .
- 6 - If steady state is not reach, the process is reiterated from step 2.

### 2.2.1. Recurrence assumption

In the search for the steady state  $P_S^k$ , automata physical states  $P^{k,n} = (P_i^{k,n})_{i \in I}$  after step  $n$  is assumed to be known. To compute the virtual physical states  $P^{k,n+1} = (P_i^{k,n+1})_{i \in I}$ , we assume that each automata  $C_i$  is able to give to its neighbor  $C_j$  ( $j \in K_i$ ) a proportion  $\lambda_{ij}^{k,n} \in [0, 1]$  of its turbid fluid, with :

- the conservation condition :  $\sum_{j \in K_i} \lambda_{ij}^{k,n} = 1$ .
- $\lambda_{ii}^{k,n}$  the proportion of turbid flow which stays in automaton  $C_i$ .

These proportions  $\lambda_{ij}^{k,n}$  are function only of the considered automaton and neighboring automata states.

<i>Parameters</i>	<i>Definitions</i>
$z_i$	→ topography altitude of automata center $(x_i, y_i)$
$b_i = (b_i^k)_{k \in \{0,1,\dots,K\}}$	→ substratum sedimentary description
$K$	→ total number of events
$L$	→ total number of lithologies
$b_i^k = \left( d_i^k, \left( \phi_{i,l}^k \right)_{l \in \{1,\dots,L\}} \right)$	→ deposited sedimentary brick thickness and volumic concentration
$h_i$	→ height of turbid flow above the automata
$e_i$	→ automata energy density
$e_i^P$	→ potential energy density
$e_i^K$	→ kinetic energy density
$\mathbf{c}_i = (c_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$	→ turbidity current sedimentary composition description
$c_{i,l} \in [0, 1]$	→ volumic concentration of the lithology $l$ in suspension.
$\mathbf{E}_i = (E_{i,G}, E_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$	→ eroded sediments flux composition description
$E_{i,G}$	→ substratum global erosion flux
$E_{i,l}$	→ lithology $l$ eroded flux
$\mathbf{D}_i = (D_{i,l})_{l \in \{1,\dots,L\}}$	→ deposited sediments flux composition description
$D_{i,l}$	→ lithology $l$ deposited flux
$w_i$	→ ambient fluid entrainment rate into suspension
$G_i = (z_i, b_i)$	→ state variables set used to built geological deposits
$f_i = (E_i, D_i, w_i)$	→ matter (water and particles) exchange fluxes
$\hat{P}_i = (h_i, e_i, c_i)$	→ state variables set used to describe the turbidity current physic
$P_i = (\hat{P}_i, f_i)$	→ state variables set coupling turbidity current and its environment
$Q_i = (G_i, P_i)$	→ automata $C_i$ state variables set
$T^k$	→ event duration

TAB. 10.5 – Model notations.

<i>Parameters</i>	<i>Values</i>
density	→ $2650 \text{ kg.m}^{-3}$
clay diameter	→ $5 \mu\text{m}$
silt diameter	→ $60 \mu\text{m}$
sand diameter	→ $135 \mu\text{m}$

TAB. 10.6 – Sediment class characteristics.

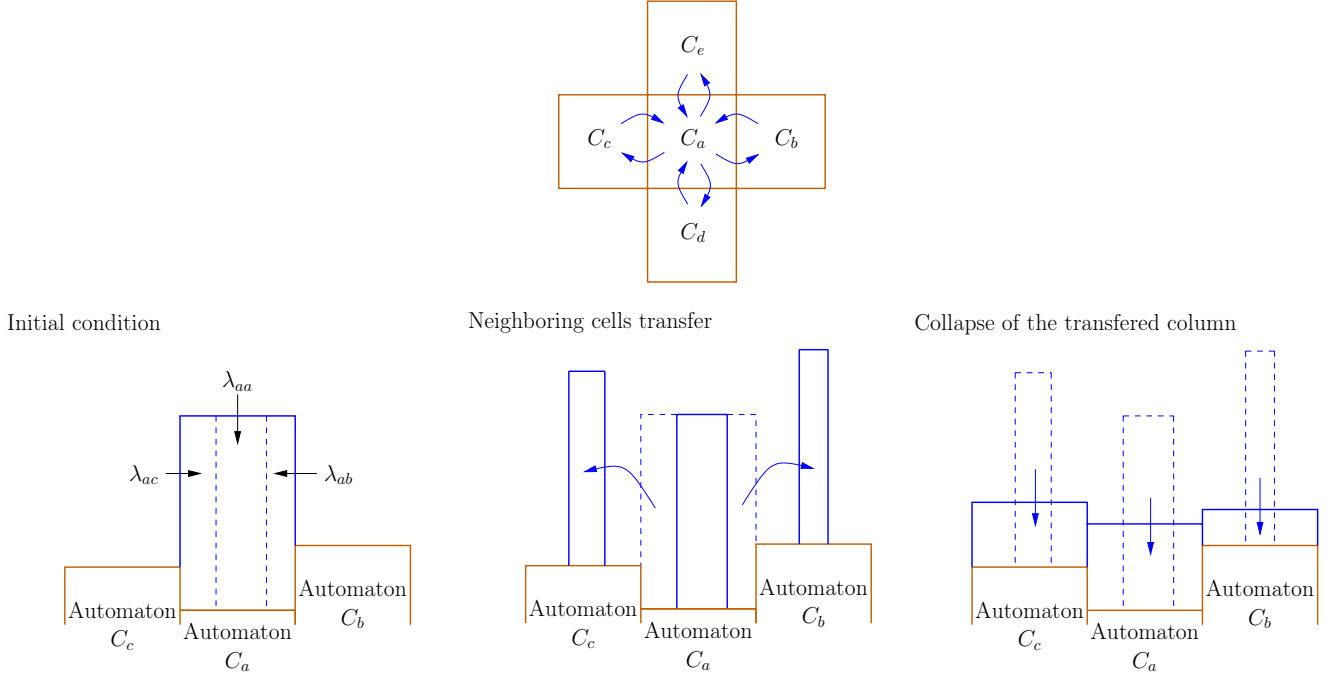


FIG. 10.27 – Matter and energy exchange between neighbors. Distribution of  $\lambda_{ij}$  that minimizes the work of gravity.

The distribution  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$  is chosen such that it minimizes the work  $W_i = \sum_{j \in K_i} W_{ij}$ , where  $W_{ij}$  defines the work performs by the gravity force to move a fluid quantity from  $C_i$  to  $C_j$ .

As an example, figure 10.27 shows matter and energy distribution between neighbors, with  $G_a$ ,  $G_b$  and  $G_c$  substratum states in each automata  $C_a$ ,  $C_b$  and  $C_c$ . Automata  $C_a$  gives the proportion  $\lambda_{ab}$  of its matter and energy to  $C_b$ , the proportion  $\lambda_{ac}$  of its matter and energy to  $C_c$  and keeps the proportion  $\lambda_{aa}$  of its matter and energy.

Let  $e_i$  be the energy of the automaton  $C_i$ . Automaton kinetic energy  $e_i^K$  is equal to  $e_i - e_i^P$  with  $e_i^P$  the potential energy defined by :

$$e_i^P = \rho_{S,i} g \left( z_i + \frac{h_i}{2} \right)$$

where  $g$  denotes the acceleration due to gravity and  $\rho_{S,i} = \rho_a \sum_{l=1}^L R_l c_{i,l}$ .

The parameter  $R_l = (\rho_{s_l} - \rho_a) / \rho_a$ , where  $\rho_{s_l}$  is the density of the  $l^{th}$  sediment class and  $\rho_a$  the ambient fluid density.

A proxy for the vertical averaged velocity  $U_i$  is deduced from  $e_i^K$  with the following formula :

$$e_i^K = \frac{1}{2} \rho_{T,i} U_i^2$$

where  $\rho_{T,i} = \rho_{S,i} + \rho_a$ .

In order to simulate the hydrodynamic pressure linked to the kinetic energy, the distributed fluid quantity is

computed using the run-up height  $r_i$  instead of the actual current thickness  $h_i$  [Di Gregorio et al., 1999]. Run-up  $r_i$  is computed considering that automata energy  $e_i$  has exclusively a potential origin and is given by the following formula (figure 10.28) :

$$r_i = \frac{e_i}{g \rho_{S,i} h_i} + \frac{h_i}{2} - z_i$$

Once the  $(\lambda_{ij}^{k,n})_{j \in K_i}$  distribution is obtained, states  $P_i^{k,n+1}$  are computed as follows :

★ for automaton fluid height  $h_i^{k,n+1}$  :

$$h_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} h_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} (h_j^{k,n} + w_j^{k,n}) \quad (10.16)$$

where  $w_j$  is the ambient fluid entrainment rate into suspension.

★ for automata energy  $e_i^{k,n+1}$  :

$$h_i^{k,n+1} e_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} e_i^{k,n} h_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} h_i^{k,n} (e_j^{k,n} - \alpha e_j^{k,n}) \quad (10.17)$$

where  $\alpha$  is an energetic dissipation rate link to the loss of energy for maintaining grains in suspension. This rate is an increasing function of automata dimensions characterised by  $\sqrt{A}$ .

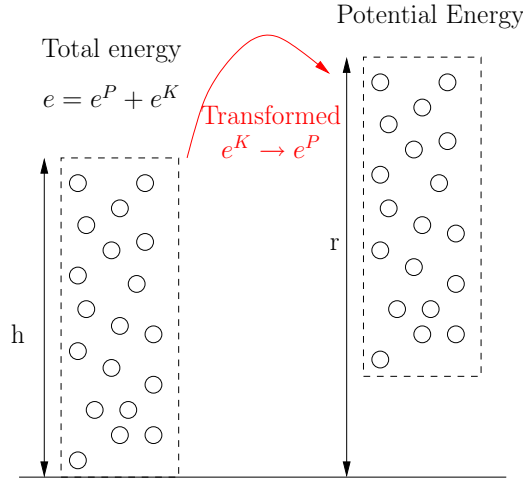


FIG. 10.28 – Run-up definition.

★ for automata sediment class volumic concentrations  $\mathbf{c}_i^{k,n+1}$  :

$$h_i^{k,n+1} \mathbf{c}_i^{k,n+1} = \lambda_{ii}^{k,n} h_i^{k,n} \mathbf{c}_i^{k,n} + \sum_{j \in K_i} \lambda_{ji}^{k,n} (h_j^{k,n} \mathbf{c}_j^{k,n} + \mathbf{E}_j^{k,n} - \mathbf{D}_j^{k,n}) \quad (10.18)$$

where  $\mathbf{E}_i$  and  $\mathbf{D}_i$  are the eroded and deposited sediments fluxes vectors. The method is developed for multiple grain-size turbidity currents.

Matter fluxes terms in distribution rules  $f_i^{k,n} = (\mathbf{E}_i^{k,n}, \mathbf{D}_i^{k,n}, w_i^{k,n})$  are only used to express the transferred quantities to neighbor automata.

Once, the physical state  $\hat{P}_i^{k,n+1} = (h_i^{k,n+1}, e_i^{k,n+1}, \mathbf{c}_i^{k,n+1})$  where :  
is known, instantaneous fluxes terms  $\hat{f}_i^{k,n+1}$  are computed using the substratum composition ( $G_i^{k-1}$ ).

### 2.2.2. Fluxes computation

Fluxes are functions of the physical states and instantaneous fluxes  $\hat{f}_i^{k,n+1}$  are given by the automata interaction with the ambient fluid and the bed. Averaging the instantaneous fluxes  $\hat{f}_i^{k,n+1}$  over event  $\xi^k$  duration  $T^k$  gives the mean fluxes  $f_i^{k,n+1}$ .

#### Ambient fluid entrainment

Ambient fluid instantaneous entrainment rate is computing using the following expression [Parker et al., 1986] :

$$\tilde{w}_i^{k,n+1} = \frac{0.075}{\sqrt{1 + 718(\mathfrak{R}_i^{n+1})^{2.4}}}$$

where  $\mathfrak{R}_i$  is the Richardson number of the flow computed using  $U_i$  with the formula :

$$\mathfrak{R}_i = \frac{g \rho_{S,i} h_i}{\rho_a U_i^2}$$

Averaged ambient fluid entrainment is taken equal to its instantaneous counterpart :

$$w_i^{k,n+1} = \tilde{w}_i^{k,n+1}$$

#### Deposition

Instantaneous flux of deposition for the sediment class  $l$  is expressed with the following formula :

$$\tilde{D}_{i,l}^{k,n+1} = c_{b_i,l}^{k,n+1} v_{s,l} \left[ \frac{\tau_{cd,l} - \tau_{b_i}^{k,n+1}}{\tau_{cd,l}} \right]_+$$

- where :
- $v_{s,l}$  is the fall velocity of the  $l^{th}$  sediment class in quiescent water. An empirical relationship developed by Dietrich [Dietrich, 1982] is used for its estimation.
  - $c_{b_i,l}$  is the near-bed concentration of the  $l^{th}$  sediment [Garcia, 1994] above the bed which takes into account grains vertical segregation.
  - $\tau_{cd,l}$  is a critical deposition shear stress for lithology  $l$ .
  - $[\cdot]_+$  is the characteristic function of  $\mathbb{R}_+$  :  $\mathbb{I}_{\mathbb{R}_+}$ .
  - $\tau_{b_i}$  is the bed shear stress :

$$\tau_{b_i} = \rho_{T,i} v_{\star_i}^2 = \rho_{T,i} C_D U_i^2$$

with  $v_{\star}$  represents the shear velocity,  $C_D$  is the bed drag coefficient. A typical range of values presented by Parker et al. [Parker et al., 1987] is  $0.002 \rightarrow 0.06$ . The smaller values are associated with relatively large scale flows, while the larger values are primarily associated with laboratory.

Measured values for the critical shear stress for deposition ( $\tau_{cd,l}$ ) range from 0.05- 0.25  $N/m^2$  [van Ledden, 2001]. Herein, critical shear stresses for deposition are set to  $\tau_{cd,1} = 0.05 N/m^2$ ,  $\tau_{cd,2} = 0.15 N/m^2$  and  $\tau_{cd,3} = 0.2 N/m^2$  for clay, silt and sand respectively.



Averaged  $l^{th}$  deposited sediments fluxe is also taken equal to its instantaneous counterparts :

$$D_{i,l}^{k,n+1} = \tilde{D}_{i,l}^{k,n+1}$$

### Erosion

The global eroded sediments instantaneous flux  $\tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^k)$  corresponding to the erosive action of a flow with physical state  $P_i^{k,n+1}$  on a sedimentary brick  $b_i^k$  is given by :

$$\tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^k) = M^\kappa \left[ \frac{\tau_{b_i}^{k,n+1} - \tau_{ce}^\kappa(b_i^k)}{\tau_{ce}^\kappa(b_i^k)} \right]_+$$

where  $M^\kappa$  and  $\tau_{ce}^\kappa$  parameters depend on the sedimentary brick composition,  $\tau_{ce}$  is the critical erosion shear stress [Ockenden et al., 1989].

Measurements showed for natural beds in open water that the erosion rate  $M^\kappa$  ranges from  $1. \times 10^{-3}$  to  $1. \times 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$  [van Ledden, 2001]. The range is mainly explained by the consolidation process. Assuming a constant bed density ( $\rho_b = 1650 \text{ kg}/\text{m}^3$ ), the erosion rate is assumed to be  $M^k = 1. \times 10^{-7} \text{ m}/\text{s}$  [Ockenden et al., 1989].

$\tau_{ce}$  is chosen in order to have erosion or deposition but never both at the same step. It means that the maximum value of any  $\tau_{cd,l}$  is smaller than the minimum value of  $\tau_{ce}$  (i.e. for any sediment class  $l$  and any sedimentary brick  $b_i^k$  we have  $\tau_{cd,l} < \tau_{ce}(b_i^k)$ ). An overview of measurements showed that for natural beds in open water, the critical shear stress for erosion ranges from 0.1 to 1.0  $\text{N}/\text{m}^2$  [van Rijn, 1993]. The large range is mainly explained by the consolidation process, which causes a time-dependency of the critical erosion shear stress. Herein, the consolidation process is not taken into account. Therefore, the critical shear stress is supposed to be constant in time and space. In a first instance, a constant value of 0.5  $\text{N}/\text{m}^2$  is used for the critical erosion shear stress  $\tau_{ce}^\kappa$ . Consolidation and rheological effects could be taken into account by introducing a time dependent formulation of this critical erosion shear stress.

Eroded sediments instantaneous flux for the lithology  $l$  is then given by :

$$\tilde{E}_{i,l}^{k,n+1}(b_i^k) = \phi_{i,l}^\kappa \tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^k)$$

$\phi_{i,l}^\kappa$  is  $l^{th}$  sediment class volumic concentration content in  $b_i^k$  sedimentary brick.

If erosion occurs ( $E_{i,G} > 0$ ), we define  $t_i^k$  the necessary time to erode the thickness  $d_i^k$  of the sedimentary

brick  $b_i^k$  under the physical state  $P_i^k$  :

$$t_i^{n+1,\kappa} = \frac{d_i^k}{\tilde{E}_{i,G}^{\kappa,n+1}}$$

The index of the deepest brick eroded by the turbidity current is deduced as follows :

$$\kappa_i^{k,n+1} = \min \left\{ \kappa \left| \left\{ \begin{array}{l} \kappa \in \{0, \dots, k-1\} \\ \prod_{q=\kappa}^{k-1} \tilde{E}_{i,G}^{q,n+1}(b_i^k) > 0 \\ \sum_{q=\kappa}^{k-1} t_i^q \leq T^k \end{array} \right. \right\} \right\} - 1$$

where the initial substratum thickness is set to infinity  $d^0 = \infty$  in order to have  $\kappa_i^{k,n+1} \geq 0$ .

According to its definition the sedimentary brick  $b_i^{\kappa_i^{k,n+1}}$  is not eroded entirely but only by the thickness  $\delta_i^{k,n+1}$  :

$$\delta_i^{k,n+1} = \tilde{E}_{i,G}^{k,n+1}(b_i^{\kappa_i^{k,n+1}}) \left( T^k - \sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} t_i^q \right)$$

and finally the total eroded thickness  $\Delta_i^k$  during the event  $\xi^k$  is equal to :

$$\Delta_i^k = \sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} d_i^q + \delta_i^k$$

Finally,  $l^{th}$  sediment class average eroded flux  $E_{i,l}^{k,n+1}$  for event  $\xi^k$  is :

$$E_{i,l}^{k,n+1} = \frac{\sum_{q=\kappa_i^{k,n+1}+1}^{k-1} \phi_{i,l}^q d_i^q + \delta_i^k \phi_{i,l}^{\kappa_i^{k,n+1}}}{T^k}$$

and we obtain the vector  $\mathbf{E}_i^{k,n+1}$ .

Once averaged fluxes have been computed, we obtain the physical state  $P_i^{k,n+1}$  of automaton  $C_i$  using equation ??, 10.17 and 10.18.

### 2.2.3. Recurrence stop : steady-state event

Let  $\epsilon > 0$  be an arbitrary small number and  $N > 0$  be an integer such that for the  $N^{th}$  recurrence loop we have  $\|P^{k,N} - P^{k,N-1}\|_\infty < \epsilon$ . Then, the steady physical state  $P_S^k$  is assumed to be reached and is taken equal to  $P^{k,N}$ . Though the convergence has not been mathematically proven, in practice, we observe a fast convergence towards the steady state  $P_S^k$  in a variety of cases. The unicity of the solution is not proved either but in practice we think that the fact that we start from an empty grid assure that we catch the first steady state.

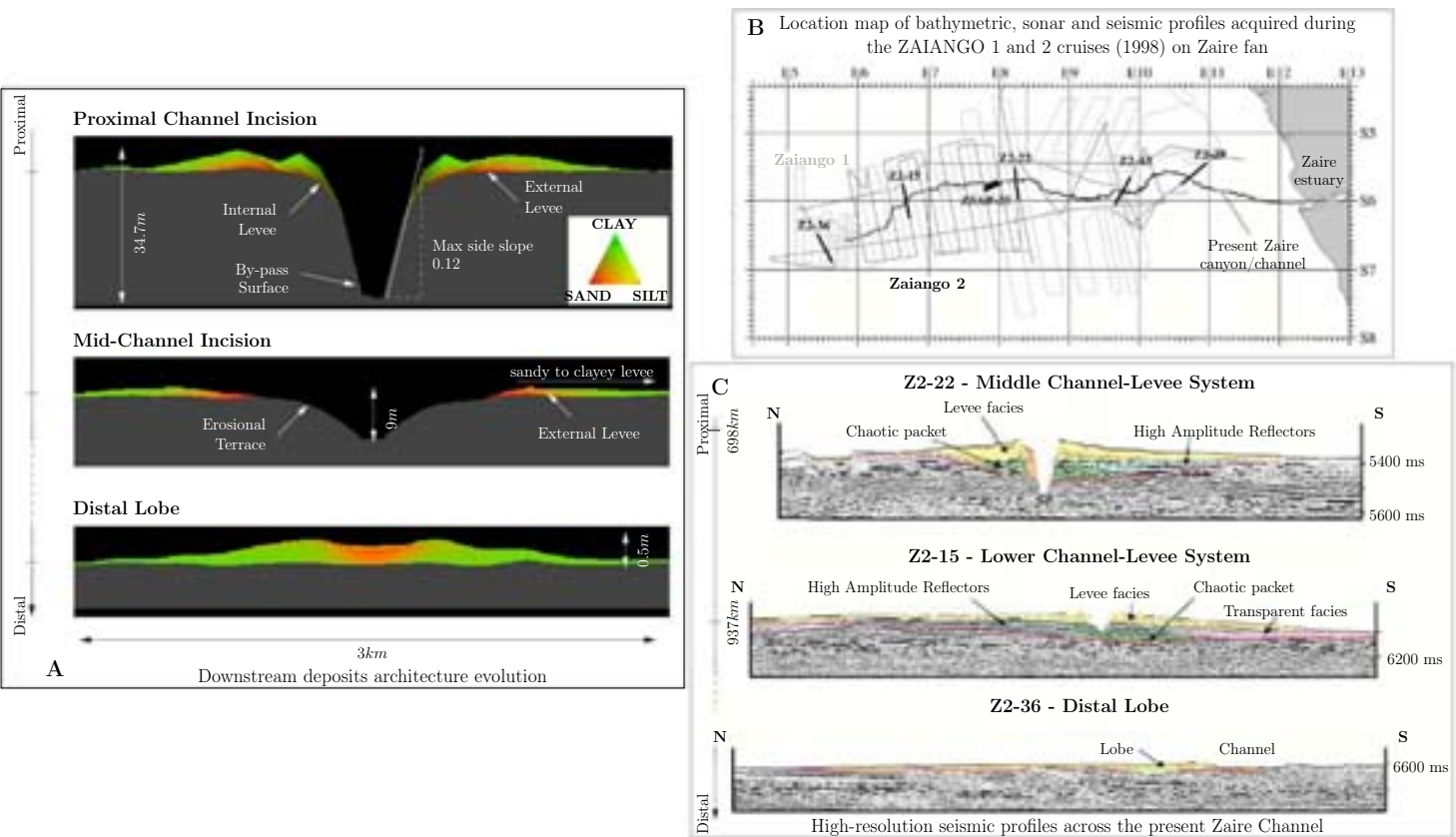


FIG. 10.29 – A- Location map of bathymetric, sonar and seismic profiles acquired during the ZAIANGO 1 and 2 cruises (1998) on Zaire Fan. Bold lines indicate locations of seismic profiles (from Babonneau et al. 2002). B- High-resolution seismic profiles across the present Zaire Channel from the most recent distal lobe. Location of profile in figure A. Light blue : hemipelagic cover. Orange : intra-channel units (slumps and inner levees deposits). Yellow : levees. Green : units composing avulsion lobes (chaotic seismic facies) (from Babonneau et al. 2002). C- Model results showing the downstream deposits architecture evolution due to slope and distance from source changes.

### 2.3. Sedimentary architecture construction

Once the steady physical state is reached the geological set  $G^k$  resulting from the event  $\xi^k$  is computed, after what the state  $Q^k$  of the automata set is obtained.

For event  $\xi^k$ , the substratum sedimentary description is modified when erosion occurs and a new sedimentary brick  $b_i^k$  is defined. Values of thickness,  $d_i^k$  and volumic concentration for lithology  $l$ ,  $\phi_{i,l}^k \in [0, 1]$  of this sedimentary brick are computed from the mean erosion and deposition rates ( $\mathbf{E}_i^k, \mathbf{D}_i^k$ ) of the steady physical state  $P_S^k$  applied to the duration  $T^k$ .

#### 2.3.1. Erosion

If erosion occurs in  $C_i$  ( $E_{i,G}^k > 0$ ), for  $k' \in \{\kappa_i^k + 1, \dots, k\}$ , we set  $d_i^{k'} = 0$  and  $\phi_{i,l}^{k'} = \phi_{i,l}^{\kappa_i^k}$ . Using  $\kappa_i^k$  the index of the deepest brick eroded, the thickness of the deepest eroded brick is set to :

$$d_i^{\kappa_i^k} = \left( E_{i,G}^k T^k - \sum_{k'=\kappa_i^k+1}^k d_i^{k'} \right)$$

It means that the substratum composition value is equal to the composition value of the brick which is coming back to the surface due to erosion.

The substratum topography is updated using the following formula :

$$z_i^k = z_i^{k-1} - \Delta_i^k$$

#### 2.3.2. Deposition

If deposition occurs in  $C_i$  ( $E_{i,G}^k = 0$ ), the underlying bricks ( $b_i^{k'}$ ) $_{k' < k}$  are not modified. The thickness of the new brick is given by :

$$d_i^k = \frac{T^k}{1 - \gamma_i^k} \sum_{l=1}^L D_{i,l}^k$$

where  $\gamma_i^k \in [0, 1]$  is the porosity of the brick and is function of the deposited sediment classes characterized by their geometric mean grainsize  $D_i^k$ .

The bed sediment volumic composition description is set to :

$$\phi_{i,l}^k = \frac{T^k}{d_i^k} D_{i,l}^k$$

Finally, we update the substratum topography :

$$z_i^k = z_i^{k-1} + d_i^k$$

The method simulates the sedimentary layers resulting from a turbidity current event  $\xi^k$ . To simulate a set of geological turbidity current events, we apply the above method recursively for each event.

## 3 Numerical results

For all the following numerical experimentations three sediment classes are considered: clay, silt and sand. Their characteristics are defined in table 10.6.

### 3.1. Slope impact on turbiditic systems architecture

#### 3.1.1 Simulation parameters

In this section we study the downstream evolution of the channel architecture along a simple depositionnal profile which shows a slope break between a proximal and a distal part. The initial topography is composed of two identical planes the upstream one having a slope of  $4^\circ$  and the downstream one having a slope of  $0.5^\circ$ . These slopes are consistent with slope and basin plain gradients. The simulation area is a  $3 \text{ km} \times 3 \text{ km}$  square domain divided in  $100 \text{ m}$  side square cells. The initial substratum composition is supposed to be uniform all over the simulation domain with respective sedimentary brick volumic concentration ( $\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0$ ) of 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand. Values of volumic concentration correspond to an average estimation of deposits composition of the Zaire fan (discussion with Babonneau). The initial porosity is set to 0.3 and is uniform all over the domain. During simulation, porosity varies depending on the proportion of each sediment class which composed the sedimentary brick.

The source automaton is chosen to be the automaton located at the top center of the mesh. Parameters which define flow characteristics at the source are: the flow thickness  $h_{i_0}^0 = 8 \text{ m}$ ; the flow initial velocity  $v_{i_0}^0 = 3 \text{ m.s}^{-1}$ ; the average sediment volumic concentration,  $c_{i_0}^0 = 5\%$  and the flow sedimentary composition description,  $(c_{i_0,1}^0, c_{i_0,2}^0, c_{i_0,3}^0) = (85\%, 10\%, 5\%)$  with values being respectively volumetric proportions of clay, silt and sand.

The simulation is realised considering a set of a hundred identical geological events keeping the location of the source automaton constant as well as the sediment and flow supplies.

#### 3.1.2 Results description

Figure 10.29A shows three cross-sections of the simulated block illustrating the downstream evolution of a channel levee system. Cross-sections are located at  $200 \text{ m}$ ,  $1300 \text{ m}$  and  $2700 \text{ m}$  from the source cell  $C_{i_0}$ . The first two cross-sections are located in the steepest part of the domain ( $4^\circ$  slope) while the third cross-section is located in the flat distal area ( $0.5^\circ$  slope).

### Upstream cross-section

In the proximal area, an erosive channel progressively forms as the flow incises the substratum until it reaches an equilibrium state. Then all sediment by-passes downstream with no deposition in the channel conduit itself. During the main incision phase levees are formed far away from the channel conduit, constructing external levees which grow rapidly. As the incision increases, levees are more and more confined and deposited closer to the channel axis, thus forming inner levees. This progressive confinement is controlled by two main factors. On the one hand, the topography of the previously deposited levees restricts the flow extension. On the other hand, the overspill of the turbulent cloud decreases through time as the channel incises the substratum: the finest part of the uppermost portion of the turbulent cloud starts to settle on both banks of the channel and creates the internal levees.

Channel width is about 400 – 500 *m* and cross-flow levee slopes are less than 6°. The maximal channel depth in this upstream part of the channel-levee system is about 35 *m* and levees thickness is about 4 – 5 *m*. This maximum depth approximately marks the maximum flow thickness of the current in this part of the channel. In the levees, deposits show a lateral particles segregation: near the channel axis, the levees are made of the coarsest particles (sand and silt) while the proportion of clay progressively increases going away from the thalweg.

### Middle cross-section

At 1300 *m* from the source, the channel-levee system is less developed than in the upper part. External levees construction and channel axis incision are simultaneous. Moreover, erosional terraces are developed on both sides of the channel flanks. These terraces are induced by a lateral transition of the flow dynamic. As current spreads laterally, its energy and its erosive power decrease progressively. As long as the flow energy is sufficient to maintain sediments in suspension, sedimentation does not occur, but with distance, energy falls and coarse, then fine, particles start to settle. Thus these terraces could be define as a transitional by-pass area where turbidity current has not enough energy to deeply incise its substratum but only to prevent sedimentation.

The maximal channel depth falls to 9 *m* and external levees thickness is about 1 – 2 *m*. Like for the upper cross-section, deposits show a lateral particles segregation with grain size decreasing away from the channel. The decrease of the channel depth downstream could be explain by flow evolution. The turbidity current is progressively purged of part of its fine components by overbank flow and by sedimentation on levees. The current then becomes thinner as it progresses downslope.

### Downstream cross-section

The distal cross-section is in the 0.5° slope plane and

is located at 2700 *m* from the source automaton and at 1200 *m* from the slope break. It shows a laterally spread deposit with a maximum thickness of 0.5 *m*. Particles distribution inside this distal deposits shows a predominance of fine grains. Nevertheless, an interesting feature is that sand proportion in the deposits increases upward in the continuation of the channel axis. Then a depositional channel progressively aggrades on the top part of the deposits. The increase of sand proportion is link to the impact of the channel topography on flow dynamic. Channelized flow is able to keep its load in suspension and coarse particles are driven over long distances in the basal part of the flow. At the beginning of the simulation, the unconfined flow spreads and lost rapidly its energy. Then only finest particles (clay) could travel and settle in the distal part of the domain. Once proximal channel-levee system construction is achieved, flow gets confined and silt and sand are transported further away downstream. This transport increases the proportion of coarse grains in the distal lobe. We observe that the channel-levee complex is prograding downwards and we could expect that the lobe will finally be incised by the flow and topped with similar levees as the ones described in the upstream part of the system.

Simulation runs show that topographic impact has major implications for the spatial distribution of sediment in the deep sea systems. This topographic impact could be induced by tectonic activity or results from interactions of unconfined currents with the intrabasinal highs and basin margins, and from interactions of channelized currents with channel flanks and sedimentary levees.

### 3.1.3 Comparisons with natural systems

Most of the simulated features in the above simple simulation run could be identified on the Zaire middle to distal channel-levee system. The Zaire deep-sea fan is one of the largest fans in the world still affected by turbidite sedimentation along a unique active turbidite channel. Figure 10.29B and C show location and interpretation of seismic profiles from Zaire middle channel-levee system to Zaire distal lobe. Babonneau et al. [Babonneau et al., 2002] have distinguished several seismic facies on these channel-levee profiles. Levee facies are acoustically characterised by continuous parallel to sub-parallel or wedging reflectors (Fig. 10.29C, yellow). Away from the channel axis, levees consist of lens shaped deposits of overbank turbidites. The channel-levee facies commonly overlies basal units characterised by chaotic facies (Fig. 10.29C, green) or by packets of high amplitude, low frequency reflectors with good continuity (Fig. 10.29C, blue). The basal units generally fill pre-existing topographic lows (on-lap) and are commonly lens shaped. Similar high amplitude reflections packets (HARP's) on the Amazon Fan have been interpreted by



Flood et al. [Flood et al., 1991] as sand-rich deposits of unchannelized turbidity currents that flowed down-fan from sites of channel avulsion. Moreover, Babonneau et al. [Babonneau et al., 2002] have identified intra-channel deposits (Fig. 10.29C, orange). They are characterised by inclined to sub-horizontal reflectors. Those units can correspond to slumps of the channel walls or to inner-levees deposits. Finally, seismic profile Z2-36 is situated at the distal end of the present Zaire turbidite system on the most recent lobe. A wide and superficial channel in continuation of the Zaire Channel is present on the border of the lobe unit.

Even if the scales between Zaire deep-sea fan and simulation test are different, the general geometry of the interpreted seismic profiles is similar to the one obtained with the model. The proximal channel in figure 10.29A is bounded with two types of levees on its both sides. These sedimentary objects are also described in the Zaire middle channel-levee system (Z2-22 in figure 10.29C). Indeed, the yellow facies are interpreted as levees facies and could correspond to the external levees of our simulation results. Moreover, the orange facies which define intra-channel units may correspond to the inner levees deposits shown in figure 10.29A. In the seismic profile Z2-15, the orange facies have disappeared like the inner levees in the mid-channel (figure 10.29A). In addition, external levees thicknesses have decreased in both cases. The chaotic facies (in green in figure 10.29C) show that the channel-levee system is prograding over deposits of unchannelized turbidity currents [Bonnell et al., 2005]. The distal lobe in figure 10.29A shows the same trend with a lens shaped clayey deposits corresponding to the unconfined turbidity current spreading phase and an aggrading depositional channel construction that overlay the previous deposits during the upstream channelized phase.

### 3.2. Impact of flow parameters variations on channel evolution

The flow distribution takes into account matter and energy exchange as presented in model description. This part focuses on the influence of flow parameters on the sedimentary architecture. Two tests are described. The first test simulates the construction of an elementary channel, the evolution of its architecture due to sediment supply and energy pulses and its final abandonment (figure 10.30). The second test deals with the necessary input flow conditions to induce a coarse channel fill (figure 10.31).

#### 3.2.1. Simulation parameters

For both tests, the same initial paleotopography is used. It is an inclined plane whose slope is equal to  $1.5^\circ$ . The simulation area is a  $3\text{ km} \times 3\text{ km}$  domain divided in  $100\text{ m}$  side square cells. Substratum composition is supposed to be uniform over all the domain and lithology volumic concentration ( $\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0$ ) are 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand respectively. The source automaton is a single cell located at the top center of the mesh. Its location is kept constant all along the simulations. Parameters which define the flow characteristics at the source are given on the right of the figures 10.30 and 10.31. Both cross-sections presented in figures 10.30 and 10.31 are located  $1\text{ km}$  downstream of the source.

#### 3.2.2. Energy pulses

Four different phases of channel evolution are presented in figure 10.30. These phases are related to flow parameters variations presented on the right side of the figure.

#### Channel-levee complex formation

During phase A, a channel-levee system is built. The channel depth is about  $2 - 3\text{ m}$  and the channel width is about  $800 - 1000\text{ m}$ . Levees thickness is lower than  $1\text{ m}$ . The sedimentary characteristics of the system are similar to the ones described in section 3.1.2. for the mid-channel incision (figure 10.29A). As observed in the previous case, external levees deposits show a lateral particles segregation with the highest proportion of coarse particles being near the channel axis. Erosional terraces, due to progressive changes in turbidity current lateral dynamic, develop on channel flanks.

#### Energy decrease / Inner levees formation

Following this phase of channel incision, input parameters are changed to simulate a global decrease of flow energy (phase B of figure 10.30). As energy decreases, turbidity current is not able to spill over the external levees and keeps confined inside the channel-levee system. In addition, its averaged volumic concentration  $C$  is dropped from 5 to 2%. The flow, which is driven by the density excess can not support all of its suspended load as it spreads laterally. These changes induce the construction of internal levees which downlap onto the erosional terraces. The internal levees deposits are fining upward with a sandy/silty base and a clayey upper part. The inner levees maximum thickness is about  $1.5\text{ m}$ . Moreover, we observe a thin layer of particles draping the thalweg which could be linked to a change of the equilibrium profile.

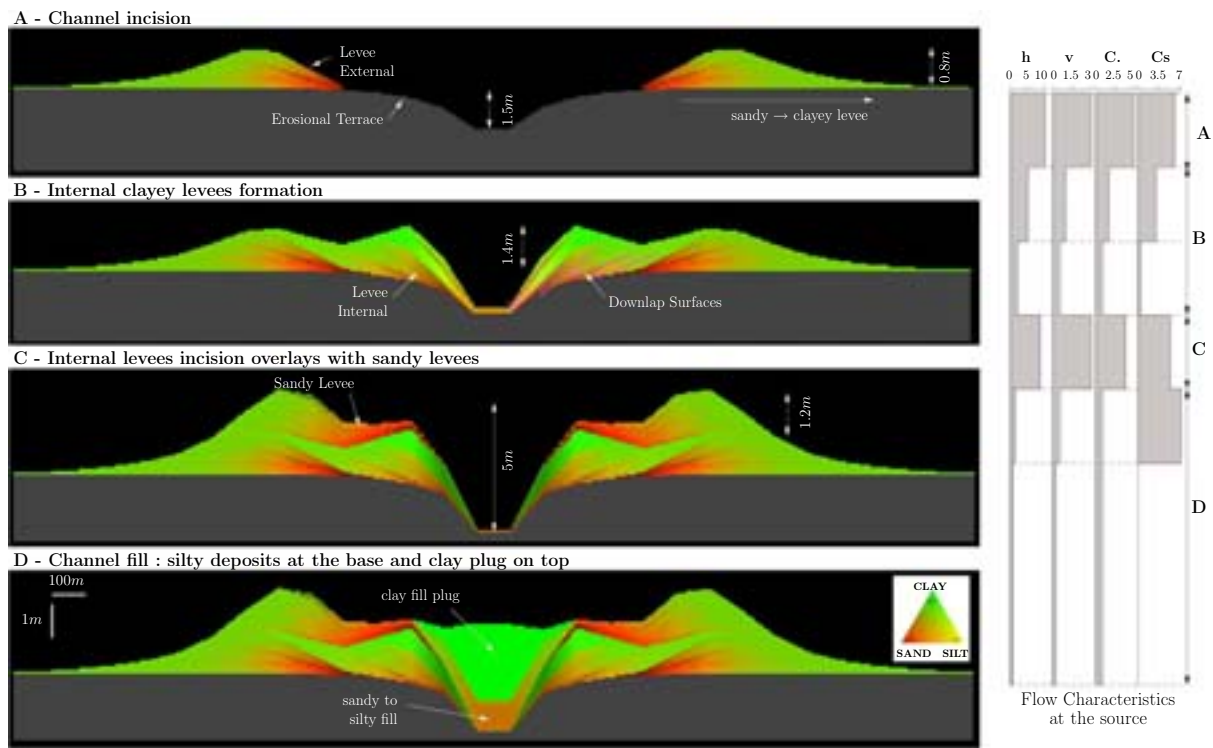


FIG. 10.30 – Evolution of an elementary channel from its incision to its abandonment after clay plug filling. Right column gives flow characteristics at the source.  $h$  is the flow thickness expressed in metres,  $v$  is the velocity in  $m.s^{-1}$ ,  $C$  (flow averaged volumic concentration) and  $C_s$  (flow sand volumic concentration) are in percent.

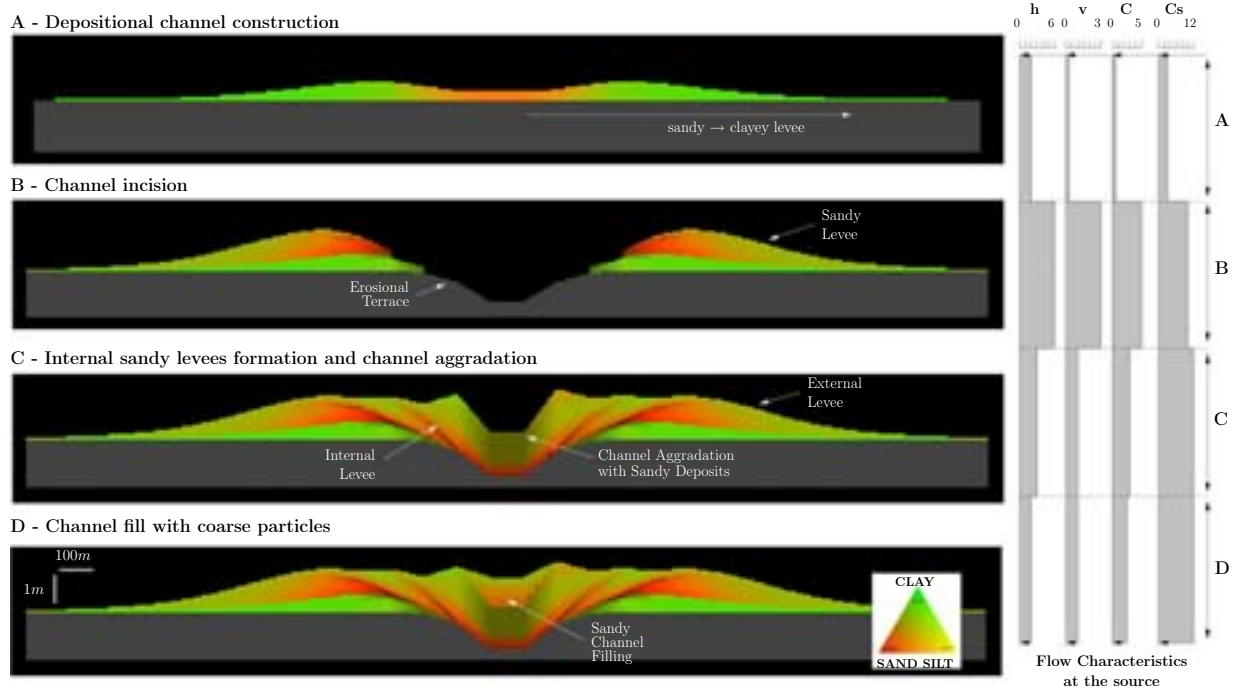


FIG. 10.31 – Evolution of an elementary channel from its incision to its filling with coarse materials. Right column gives flow characteristics at the source.  $h$  is the flow thickness expressed in metres,  $v$  is the velocity in  $m.s^{-1}$ ,  $C$  (flow averaged volumic concentration) and  $C_s$  (flow sand volumic concentration) are in percent.



### High energy pulse / Coarse inner levees formation

Phase C simulates an increase of flow energy. This return to high energy conditions has two main consequences on sedimentary architecture. 1) In the channel axis, the turbidity current incises its substratum. Inner levees and thalweg deposits from the previous phase are partially eroded. 2) On both sides of the channel axis, new levees form on top of the previous deposits. The channel relief is about 5 m and maximum levee thickness is about 1.2 m. These levees are quite different from the previous inner levees, particles lateral segregation being very selective : only coarse particles settle on the top of the ancient inner levees. As a matter of fact, even if the flow is energetic enough to transport coarse particles in suspension far from the thalweg, the topographic effect, due to the previous channel-levee system, plays a major role in controlling the flow dynamic, as already stressed in section 3.1.

### Channel fill

Last phase D simulates a decrease of flow energy in two steps. First, all the input parameters except the volumic concentration of sand are decreased, then the sand volumic concentration is also decreased (figure 10.30D). The increased of sand volumic concentration from 5% to 7% is useful to lay down coarse particles inside the channel. The parameters used to simulate the channel-levee system abandonment show that flow energy must be very low to allow the settling of fine particles inside the channel axis. The coarsest particles (silt and sand) fill the base of the channel during the first step then deposits fine upward and a clay plug is formed on top of the sequence.

### Comparisons with natural systems

Coarse inner levees have been observed by Piper et al. [Piper et al., 1999] in the Hueneme fan valley. These confined levees underlay erosive deposits such as the erosive terraces described in the phase A. Thick upward-fining sequences of sand beds accumulated on these inner levees. We make the same observation as the one proposed by Piper et al. [Piper et al., 1999], indeed, inner levees growth is related to a change in sedimentation conditions.

Other delta-fed fans show growth of confined levee systems during postglacial sea-level rise [Torres et al., 1997; Weber et al., 1997]. Facies changes suggest that the size of turbidity current decreases abruptly. Several phenomena could induce changes in flow behavior. For example, these changes could result from rising sea-level, leading to the development of an estuary and thus cutting off much of the potential for hyperpycnal flow and river-mouth failure.

### 3.2.3. Coarse channel fill

The usual representation of channel filling corresponds to the scenario presented in figure 10.30. Nevertheless, some other kinds of deep-sea channel-levee systems have been described. For example, the chenal-levee slope system from the Pab consists of massive sandstones forming channel/lobe complexes interbedded with hemipelagites [Eschard et al., 2003]. The test presented in the figure 10.31 illustrates a set of input flow parameters that could fill a channel-levee system with coarse materials.

### Depositional Channel

The first phase A shows the construction of a depositional channel. The channel progressively aggrades with sandy deposits inside the thalweg and the average grain-size of deposits decreases with distance to the channel axis. The depositional channel spreads laterally over 3 km and its depth is about 1 m. As noted previously, this kind of geometry is similar to the one described in deep-sea environments at the transition between channel-levee system and distal lobe [Wynn et al., 2002].

### Energy increase / External levees formation

Then, during phase B, flow parameters are changed : flow thickness is set to 6 m, velocity is set to  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , flow averaged volumic concentration and sand volumic concentration are set to 5% and 10% respectively. Thus, flow energy increases and turbidity current starts to erode the previous sedimentary architecture. Simultaneously, external sandy levees and erosional terraces appear as described in the two previous tests of section 3.1.2. and 3.2.2. The channel depth is about 3 – 4 m and maximum external levee thickness is about 1.5 m. Channel width is equal to 800 m.

### Energy decrease / sand levees formation and channel aggradation

Phase C simulates the formation of internal sandy levees and aggradation of a sandy channel inside thalweg. This evolution is realised using a set of parameters for which the sand volumic concentration remains constant and equal to 12% while the other parameters among which the flow energy decrease. First, the sediment by-passes through the channel incision, while at the same time internal levees aggrade laterally to the channel axis. Inner levees are formed over the erosional terraces as the turbidity current confinement forbids overspill over the external levees. These internal levees show onlap surfaces and have an overall thickness of 1 m. The channel starts to fill when the flow energy is not sufficient enough to transport the coarse materials downstream. Sand particles settle onto the channel erosional surface. A sandy bed channel aggradation is observed. The channel depth is equal to 1.5 m and its width is equal to 250 – 300 m. Aggradation of the channel occurs when the flow has

reached a physical balanced state : the flow behavior is mainly depositional with the ratio between levees growth and channel fill remaining constant. Indeed, an increase of this ratio would induce a confinement of the flow with levees growing faster than the channel is filling. This confinement would maintain more sediments in suspension and finally the thalweg would become a by-pass area. On the contrary a decrease of this ratio would make the channel fill faster than levees could grow, the flow would become more and more unconfined : it would spread laterally and finally lose all its energy.

### Channel fill

The last phase (D) illustrates sedimentary architecture changes related to a slight change of the previously identified ratio. A small decrease of flow thickness is performed. Consequently, channel starts to fill with coarse particles and levees do not grow anymore. This phase show the great sensitivity of the model link to small variations of simulation parameters (figure 10.31D).

#### 3.2.4. Comparison with natural systems

These two tests show the role of flow thickness, velocity, suspended sediment concentrations and grain size distribution on the transport efficiency. We observe that dependency on the chosen value for parameters, different sedimentary features were obtained ranging from erosive channels to depositional lobes or sedimentary levees. In addition we observe that the alternation of external and internal levees may be linked to variations in the flow parameters. Reasons for these changes could be sea-level rise, trapping coarse materials in a new estuary [Piper et al., 1999] or tectonic activity, triggering channel banks destabilization upstream of the simulated domain, increasing the sediment supply and therefore the driving force of the turbidity currents but also climatic variation, changing the frequency and amplitude of flood [Mutti et al., 1996 ; Mulder et al., 2003].

### 3.3. Sandy deposits preservation in meandering channels

In order to predict potential reservoirs in deep water meandering systems, it is crucial to better understand depositional behavior of turbidity currents. Using our process-based model, we simulated a turbidity flow over a sinuous initial topography. We focus on the differences of the deposits geometry between outer and inner flanks and on the sand distribution in the simulation domain.

#### 3.3.1. Simulation parameters

The initial topography is a sinuous channel with an amplitude of 300 m, a wavelength of 2 km, a width of 1 km and a depth of 10 m (figure 10.32). The channel incises an inclined plane with a 1.5° slope. Simulation area

is a 4 km × 4 km domain divided into 100 m side square cells. Substrate composition is supposed to be uniform all over the simulation domain and initial lithology volumic concentration ( $\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0$ ) are 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand respectively.

The source automata are chosen to be the automata located at the top center of the sinuous channel. The source width is equal to 500 m. Parameters which define flow characteristics at the source are: the flow thickness  $h_{i_0}^0 = 15 m$ ; the flow initial velocity  $v_{i_0}^0 = 3 m.s^{-1}$ ; the average sediment volumic concentration,  $c_{i_0}^0 = 5\%$  and the flow sedimentary composition description,  $(c_{i_0,1}^0, c_{i_0,2}^0, c_{i_0,3}^0) = (85\%, 10\%, 5\%)$  with values being respectively volumetric proportions of clay, silt and sand. The cross-sections of figure 10.32 are located on the first two meanders : 1 km and 2 km downstream of the source respectively.

The simulation is realised considering a set of fifty identical geological events keeping the location of the source automata constant as well as the sediment and flow supplies.

#### 3.3.2. Simulation results

##### Outer / inner flanks differences

The two cross-sections presented in figure 10.32 show the identical features, the coarsest particles are deposited on the external flank of the meanders and inside the thalweg. Moreover, due to small differences between current and ambient fluid density, the flow is able to spill over the channel flanks and dissymmetrical levees are formed with a higher ( $\simeq 1 m$ ) and wider ( $\simeq 1.8 km$ ) levee on the outer bank (cross-section C in figure 10.32). This obtained sedimentary architecture is a specific feature already observed in turbiditic systems [Hay, 1987 ; Peakall et al., 2000].

##### Particles distribution

The 3D views in figure 10.32 show the final distribution of clay (left view) and sand (right view) in the sinuous channel. Percentage of each of these particles is expressed with a color scale which is ranging from 0% (red) to 75% (white). In the channel neighborhood clay percentage in the deposits is lower than 10% and increases to 70% at about 1.5 km from the thalweg when flow spreads laterally. Sand particles are mainly deposited inside the channel and on the outer flank (sand percentage in this area ranges from 50% to 75%). Moreover, the proportion of sand on the inner flank deposits is lower than 10%. Sand on the outer levees reflects the inertial effect of the bend on the location of deposits. In the model, this result is valid for suspended load. Consequently when channel migrates the sand cannot be preserved inside meander loop and the two possible preservation areas are : (1) the outer flank of the external levees (sand distribution presented in the 3D view of the figure 10.32) or the co-

arse inner levees (figure 10.30C), (2) the thalweg where the sandy material is only preserved when the channel is abandoned.

Depending on flow energy, we suggest that two main depositional architectures could be obtained (figure 10.33). In the case of low-energy turbidity current, sand is preferentially deposited inside the channel and draped the thalweg. If current energy is sufficient, coarse material should be deposited on outer bend or on thalweg and could explain the absence of point bars identification (figure 10.32).

### 3.3.3. Comparisons with natural systems

Contrary to what is observed in fluvial systems, sandy particles are preferentially deposited on the external bend and levee of the sinuous channel. In nature, the two reasons for this difference are linked to the fact that : (1) sediment load is essentially suspended and inertial effect is prevailing and (2) even if the proportion of bed load is not negligible, reverse helical flow would tend to bring coarse material toward the outer bend. Presence of helical flow in submarine meandering channels has already been postulated thanks to analogies with fluvial open-channels [Imran et al., 1999; Peakall et al., 2000; Kolla et al., 2001]. Recent studies [Corney et al., 2006; Keevil et al., 2006] have shown that flow behavior in subaerial and submarine meandering system is strongly impacted by flow vertical velocity profile differences. Indeed, it is normally assumed that the vertical profile of downstream velocity in a subaerial flow increases with the height above the bed and the maximum velocity is found near the flow surface (figure 10.33)[Bridge, 1992]. However, in turbidity currents, this is not the case and the flow velocity maximum typically occurs in the lower portions of the flow [Stacey and Bowen, 1988; Felix, 2002].

Thus, contrary to the sense of the helical motion in fluvial system, the helical motion in submarine bends is reversed (figure 10.33)[Corney et al., 2006]. The combination of secondary flow that upwells at the outer bank and an absence of barriers to vertical sediment transport, provides an additional mechanism for the formation of coarse-grained outer bank deposits. Variations in basal flow and basal shear stress will influence the formation, development and facies of inner bend accumulations in submarine channels and ultimately may affect the evolution of these channels [Keevil et al., 2006]. The changes in basal flow around a bend are expected to alter the spatial variations in grain-size distribution and sediment sorting. Nevertheless sometimes, few coarse particles could settle on inner bend and inner levee. The toppling of this inner

levee coarse deposits could lead to 'point bar-like' facies that have been described by Abreu et al. [Abreu et al., 2002] though they would be different from fluvial point bar at least in their avalanching nature. Yet, for thick turbidity currents, two or more opposite helical flow cells may develop and could also lead to sand deposition on inner bend.

## 3.4. Erosional and depositional cycles

This last numerical test explores the model ability to reproduce the complex sedimentary architecture resulting from successive cycles of erosion and deposition.

### 3.4.1. Simulation parameters

The initial topography is still an inclined plane with its slope set to  $1.2^\circ$ . Simulation area is a  $2.5\text{ km} \times 3\text{ km}$  domain divided into  $100\text{ m}$  side square cells. The initial substratum volumic concentrations ( $\phi_{i,1}^0, \phi_{i,2}^0, \phi_{i,3}^0$ ) are set to 85%, 10% and 5% for clay, silt and sand. A single automata located at the upper left of the simulation domain defines the initial sediment supply location. From this location, a depositional cycle and an erosional cycle are simulated. Then a multiple feeder system composed of 6 automata located at 100, 500, 1000, 1500, 2000, 2400  $m$  from the upper left corner supply the second depositional cycle. Finally, a single automata located at 300  $m$  right of the initial source automaton defines the supply of the erosional cycle. The cross-sections shown in figure 10.34 are located 1  $km$  downstream of the source. Parameters which define flow characteristics at the source are given on the right of the figure. The sedimentary constructions resulting from each phase are shown both in cross-sectional view and in tridimensional view with a colorscale reflecting the grainsize distribution over the simulated domain.

### 3.4.2. Simulation results

The final architecture presented in figure 10.34D is due to the alternation of two depositional cycles and two erosional cycles.

#### First depositional cycle

The first depositional cycle (phase A) shows the formation of an aggrading channel. Coarse material deposit inside the thalweg and lateral segregation of the particles distribution with distance to the channel is observed. The 3D view shows that sand particles settle close to the source automaton. The depositional lobe spreads laterally over the entire domain at a distance of 500  $m$  from source automaton.

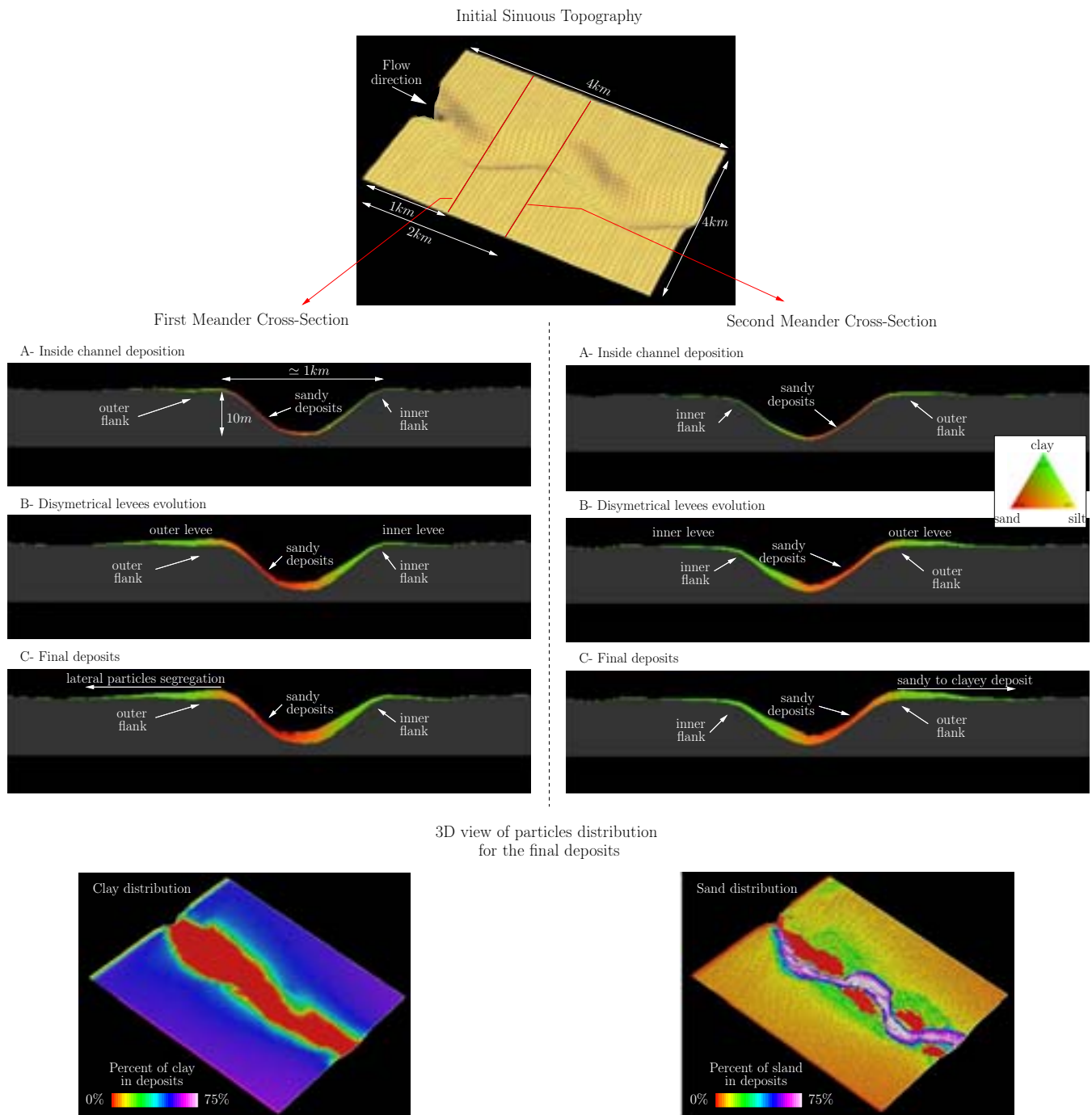


FIG. 10.32 – Impact of an initial sinuous topography on turbidity flow dynamic and resulting deposit architecture. Comparison between outer and inner flank deposits for the first two meanders. Bottom sketches show 3D view of clay and sand distribution in the final deposits.

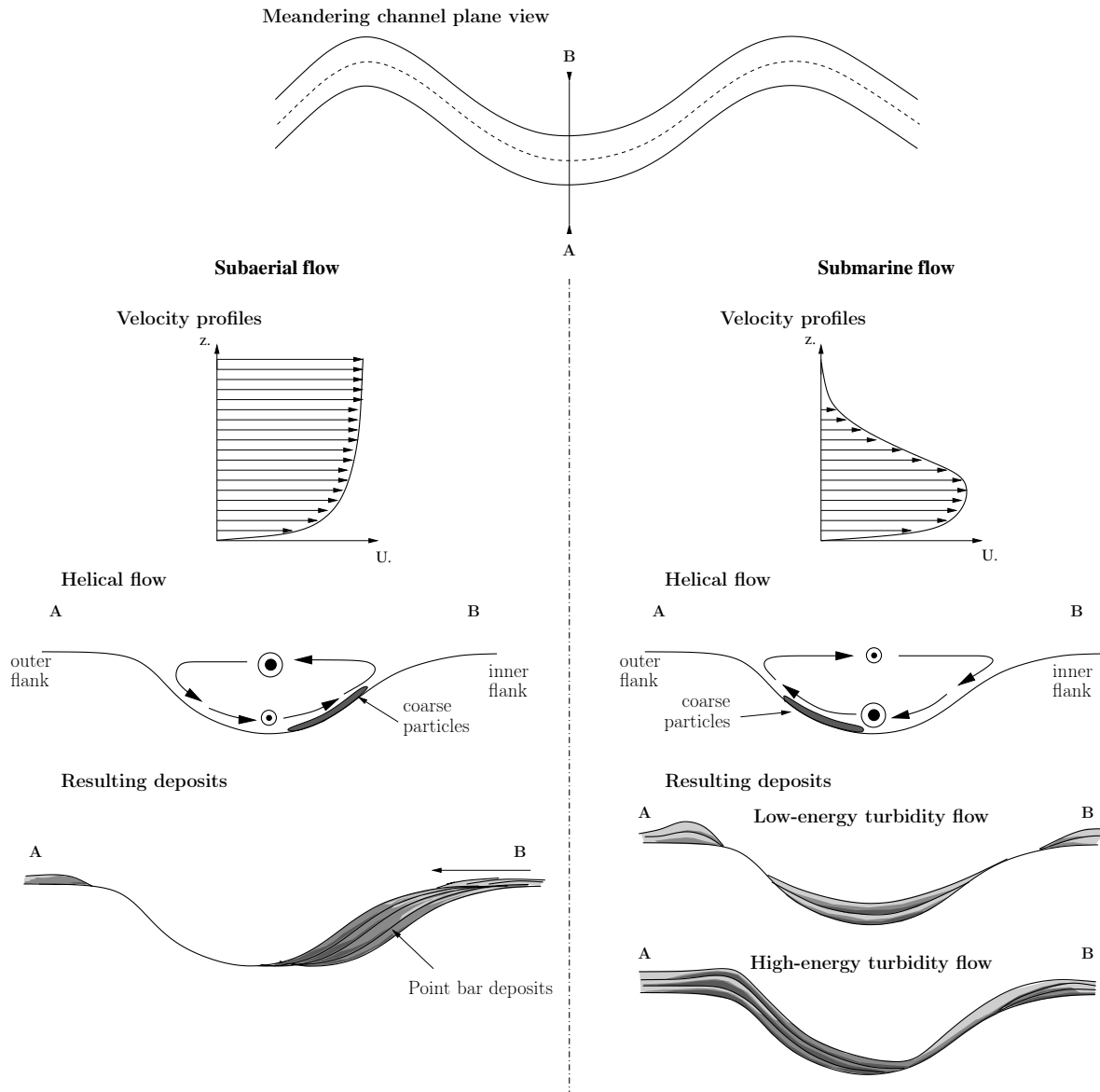


FIG. 10.33 – Impact of helical flow on deposit architecture in meandering channel-levee system. Comparison between subaerial and submarine flow are given. A and B symbolize the external and internal bend respectively. Velocity profiles for the 2 types of environments are drawn. Helical flow orientation and suspended coarse particles location are presented. Bottom figures show the resulting deposits for subaerial and submarine environments.



### First erosional cycle

The first erosional cycle (phase B) is obtained increasing the flow energy. Flow parameters evolution is divided into three steps. The turbidity current first starts to erode the depositional channel and a channel-levee system is formed with external-levees and erosional terraces. The 3D view B1 shows the grain-size distribution during the formation of the system. Coarse particles form the channel margin and channel width reduces downstream. Indeed, on proximal zone erosion width is about 800 m and decreases to 100 m in the distal area. During a second phase, the input flow parameters are changed and flow energy decreases. Thus, the current is not able to spill over the external levees and remains confined inside the channel-levee system. Consequently, internal levees deposits above the terraces. Moreover, coarse particles start settling inside the channel axis as shown in 3D view B2. A third phase simulates the filling of the channel with fine particles. The coarsest particles (sand and silt) fill the base of the channel then deposits fine upward and a clay plug is formed on top of the sequence.

### Second depositional cycle

The second depositional cycle (phase C) is realised with a multiple feeder system which is composed of 6 sources. As shown in the right column of figure 10.34, sand volumic concentrations are set to zero. Fine particles are deposited downstream the source automata and overlay the previous channel-levee system construction, inducing a flattened topography. This deposits are essentially composed of clay particles (3D view C) and their overall thickness is lower than 1 m.

### Second erosional cycle

The last simulated cycle is another erosional cycle (phase D). As previously, this erosion is obtained by increasing flow energy. A new channel is formed on the right side of the ancient system. The incision starts downstream of the sediment supply location. First phase is the incision of the fine particles. This incision is fast as clay critical erosion shear stress is low compared to bed shear stress induced by flow velocity. Simultaneously, external levees grow on both sides of the thalweg. When turbidity current starts to erode the right levee of the system built during the first erosional cycle, incision slows down. Indeed, external levees are mainly composed of coarse material which is difficult to erode in comparison with clayey deposits. Finally, a decrease of flow inputs increases levees thickness with sandy and silty material being deposited. The final sedimentary architecture thickness is about 5 m.

#### 3.4.3. Comparison with natural systems

Simulated cycles are directly linked to flow parameters. In nature, upstream flow conditions could be linked

to external forcing parameters such as climatic change, relative sea-level changes or topographic evolution. A complex sedimentary architecture has been built using several erosional and depositional cycles. It shows that depositional cycles could preserve the previous sedimentary features such as external levees or channel infill depending on incision strength.

However, the particles deposited during the abandonment phase help to preserve the earlier channel levee system.

From these numerical experiments, it seems that the variation of sediment supply through time is the most critical parameter for the sequential evolution of deep-sea fans. These variations of sediment supply could be related to external controls such as global sea-level fluctuations or climate changes. The model results help to understand spatial and temporal evolutions of channel-levee deposits driven by these controls.

## 4 Discussion

The variation of sediment supply through time is one of the most critical parameters for the sequential evolution of deep-sea fans. These variations of sediment supply could be related to external controls such as global sea-level fluctuations or climate changes. The model results help to understand spatial and temporal evolutions of channel-levee deposits driven by these controls.

### 4.1. Externals controls

Our numerical results show the complex interactions between sedimentary architectures and model input parameters. We focused on two points. First we consider the topographic control, notably due to downstream slope breaks, on deposits evolution. Then flow variations impacts are studied. These variations are related to changes in flow thickness, velocity, volumic concentration and grainsize distribution.

#### 4.1.1. Slope control

In any natural system the slightest changes in topography exert a potentially major influence on deposition of the turbidity currents either by controlling the non-uniformity of the currents or by confining them [Miller and Smith, 1977; Pickering et al., 1989; Kneller and Buckee, 2000]. The behavior of the currents varies with flow velocity, topography variations (obstacle height, channel sinuosity), flow density and most significantly, the density stratification within the current [Lane-Serff et al., 1995; Muck and Underwood, 1990]. In our numerical model formulation, turbidity currents can cross topographic obstacles thanks to the run-up height  $r_i$ . Indeed, run-up is the maximum height that can be reached by the flow for a given velocity.



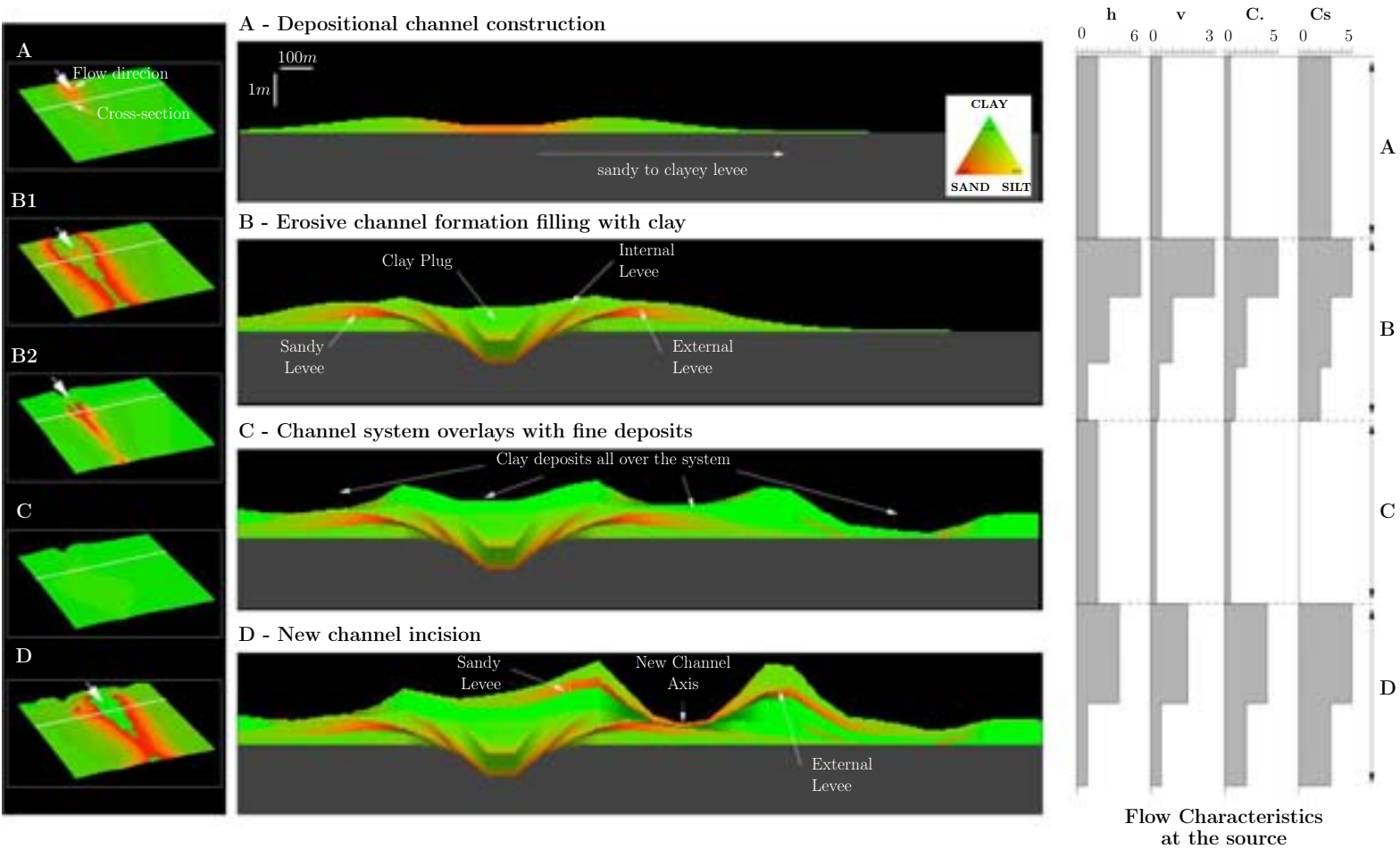


FIG. 10.34 – Deposits architecture resulting from several successive erosion and deposition cycles. Left sequence shows 3D view of particles distribution for main evolution features. Right column gives flow characteristics at the source.  $h$  is the flow thickness expressed in metres,  $v$  is the velocity in  $m \cdot s^{-1}$ ,  $C$  (flow averaged volumic concentration) and  $C_s$  (flow sand volumic concentration) are in percent.

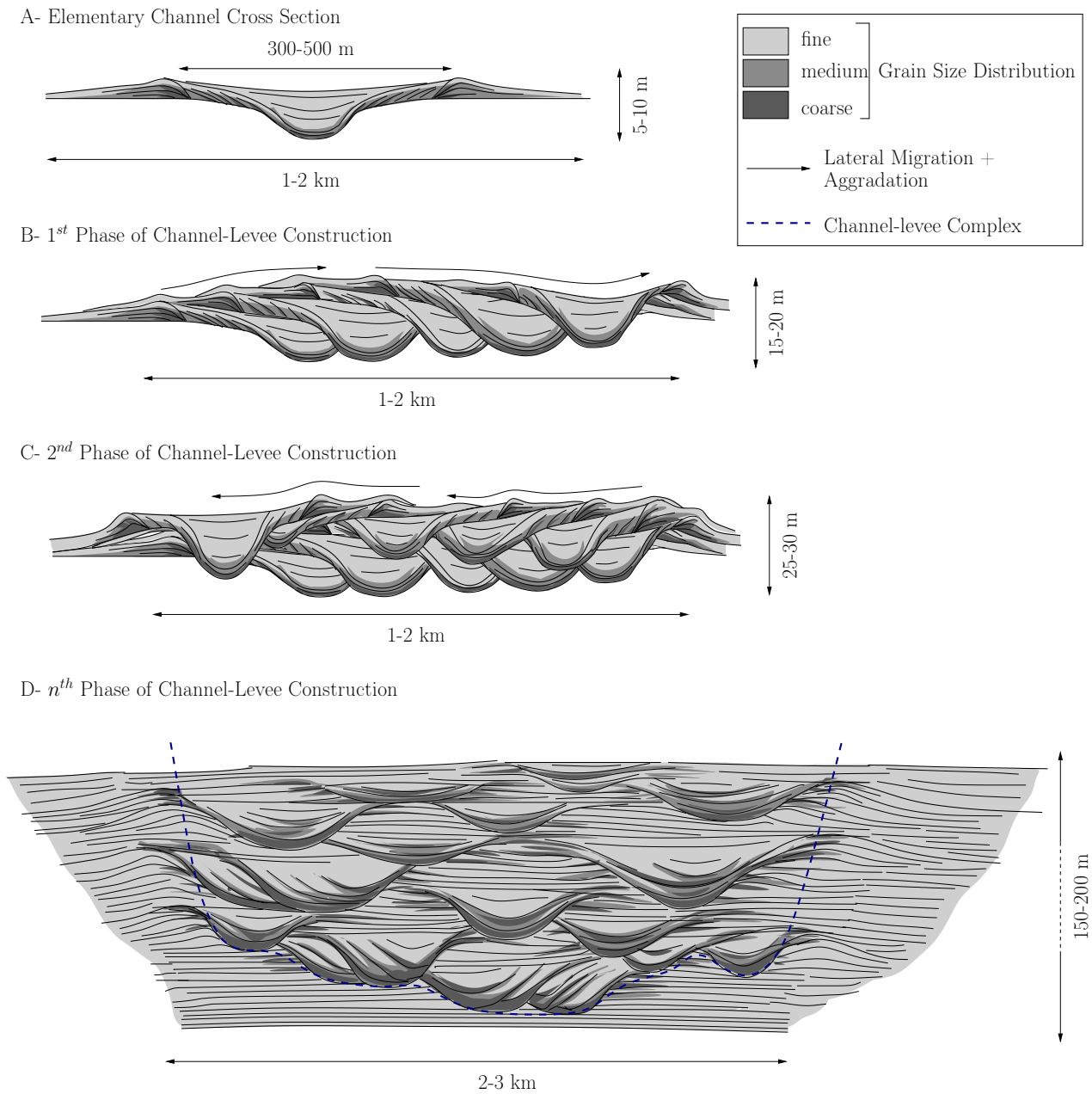


FIG. 10.35 – Genetic model for Channel Complex formation. The Channel Complex is made up of several elementary channels which are stacked depending of lateral migration and aggradation components.

Oceanographic data suggest that run-up heights in nature may be many hundreds of meters resulting in turbidity currents crossing obstacles much higher than the flow thickness [Muck and Underwood, 1990]. Interactions of turbidity currents with the topography have major implications for the distribution of sedimentary facies and architecture which, in a retroactive way, will control the evolution of the following turbidity current. Unconfined currents will be affected by the initial basin topography and the successive lobes they may deposit [Lopez, 2006]. Levees formation will then exert the major topographic control in channel levee systems. For a turbidity current with constant upstream conditions, figure 10.29A shows three kinds of sedimentary architectures linked to slope variations : erosive channels, depositional lobes and channel-levee construction. Downstream slope evolution and distance from the source both induce driving force decrease, consequently decreasing the flow velocity and the rate of water entrainment. This leads to both channel depth and width decrease with the proportion of coarse material decreasing too. Over a flatter topography, the turbidity currents spread laterally and form lobate deposits. When local equilibrium profile is reached the channel-levee system progrades over the lobe, current is confined progressively downstream, coarse particles are carried over longer distances and settle on ancient finer deposits.

#### 4.1.2. Flow characteristics

It is commonly acknowledged that turbidity flow variations have a strong impact on the deposited sedimentary architecture [Parker et al., 1986 ; Kneller, 2003]. However, it seems difficult to quantify this impact in geological deposits. Differences between sedimentary facies are often explained by high variations of flow parameters [Piper et al., 1999]. Model results show a variety of facies ranging from erosive channel to depositional lobes. Water entrainment results in a progressive increase of flow thickness. Consequently, in channel-levee systems flow thickness may exceed channel depth and fine sediment begin to spill over the levees, progressively removing material from the flow, and contributing to a gradual decrease in flow momentum. The observed rates of downstream thinning of the levee deposits (cf. figure 10.29) reflects low rates of sediment deposition and extremely gradual loss of sediment from the flow during transport. High sediment transport efficiency areas such as the channel axis present low accumulation rates compared with the overbank areas, allowing for the preservation of the channel conduit. The overspilling portion of turbidity currents is thinner than the channel depth. These dilute and thin flows deposit their sediment load relatively quickly. One could consider this behavior as rather surprising and may expect the flow to initially accelerate on the steep backside of the levees. However, because supercritical flows

entrain water at higher rates, they also tend to thicken and slow down allowing particles to settle. Variations of flow energy progressively change inside channel morphology. Flow with a predominantly sandy load would not spill sediment overbank while flows with a predominantly clayey load would deposit clay overbank while higher velocities within the channel would prevent deposition. The main reason for the presence of sand just at the base of the overbank is because lateral sand transport is limited to relatively short distance from the axis of the channel.

## 4.2. Stages of formation of a channel-levee complex

According to Kneller [Kneller, 2003] and Ferry et al. [Ferry et al., 2005], an equilibrium profile exist for turbiditic channels along their slope for a given set of flow conditions. Yet, as turbidity currents competence evolves when flows move downstream the equilibrium profile is difficult to define. Nevertheless, it means that sedimentary architecture is continuously modified by flow variations. For Kneller, lateral migration component is predominant when the channel is at grade and aggradational channels are formed when the equilibrium profile steepens and generates accommodation space. Peakall et al. [Peakall et al., 2000] suggest that sinuous submarine channels evolve to apparent equilibrium planform and then aggrade vertically, producing isolated, single-thread thalweg deposits.

According to several studies, it is usually accepted that constructive channel-levee complexes are almost exclusively composed of turbiditic deposits which are stacked laterally and vertically [Lopez, 2001 ; Kolla, 2001 ; Broucke et al., 2004]. Their geometry is mainly constructive and the spatial distribution is controlled by autocyclic sedimentary processes [Broucke et al., 2004]. This kind of turbiditic systems stem from two main phases : (1) the construction of the channel-levee complex characterized by well-developped external levees (few kilometres wide, hundreds of metres thick) and (2) axis fill with confined stacked channels (hundreds of metres wide, several metres thick). Most of the time, well-developped external levees are built during sediment transportation inside the channel axis as the fine fraction is progressively dragged out of the turbiditic flow and feeds plumes or over spills [Lopez, 2001]. Outer levees are associated with a phase of by-pass within the channel creating a large submarine valley. Then, the filling of this valley axis is due to smaller elementary channels migration.

Using our process-based model, we made a lot of runs in order to simulate the construction of huge external levees but we never manage to reproduce similar architectures. We think that a by-pass phase cannot be the cause for the formation of such huge levees but that external levees are rather formed by the succession of several events and result in the superposition of 2 – 5 m thick levees

progressively stacked through time (figure 10.35). From our model teaching, we propose an alternative geological model. We consider an elementary channel shown in the figure 10.35A and similar to the model results presented in figure 10.30D. Several features are figured such as outer/inner levees and channel axis fining upward filling with a clay plug on the upper part. The formation of the whole channel-levee complex is supposed to be the result of channels evolution due to a single direction of progressive lateral translation. Elementary channels are stacked due to aggradation and lateral migration component (figure 10.35B). This alternative model matches the seismic data available for the Chattian turbiditic system and interpreted by Broucke et al. [Broucke et al., 2004]. Moreover, the oblique lines they observe on seismic in the confined levees are relevant with the inner-levees downlap surfaces observed in our numerical tests (figure 10.30B). However, as presented in figure 10.34D, avulsions tend to preserve heterogeneity except in the channel axis direction where erosion occurs. When the direction of the migration component changes (figure 10.35C), the underlying deposits composed of the coarsest particles could be preserved during the incision phase (figure 10.34D). During the constructive phase proposed in most of the geological models, the turbidity flow is able to build up external levees with a thickness of about several hundreds of metres. Such discrepancy between the sizes of the sedimentary objects (external levees vs smaller channels filling the erosive valley) seems rather surprising to us. The genetic construction we proposed seems more realistic as flow small variations will have strong impact on channel evolution (figure 10.35D).

## 5 Conclusion

Using the cellular automata paradigm, we have implemented a process-based model of multi-lithology submarine turbidity currents. It takes into account both gravitational and inertial effects when computing the flow over a given submarine topography. It includes ambient fluid entrainment and lithology dependent erosion/deposition

rules to progressively construct a full three dimensional geological architecture. It produces sedimentary objects such as erosive channels, overflow levees, inner levees and depositional lobes that show features such as grainsize segregation. To achieve an operational model over geological time scales, turbiditic deposits were considered to be the results of a succession of quasi steady state events for which sediment transport had permanent values. Using this model we have studied the relationships between external forcing parameters and typical oil reservoir scales architecture.

Some spatial and temporal variability has been introduced both in the occurrence and magnitude of the events in order to reproduce the geological history of the deposits and various three-dimensional architectures have been obtained. The role of suspended sediment concentration and grain-size distribution on the transport efficiency of the flow was investigated. The varying compositions of the flow may not only reflect climatic variations, but also the effects of upstream basin physiography possibly trapping the largest grainsize lithologies. Interesting sedimentary features such as coarse inner levees and channel-levee heterogeneities were observed.

As the model takes into account physical laws, the interaction between the hydrodynamics of the flow and the substrate can provide insights into the impact of topographic controls on geological deposits. The preliminary results of the simulations give a better understanding of the formation of natural turbidity channel-levee complexes and can be used to propose alternative geological models. Indeed, this process-based quasi-steady approach allows a better identification and understanding of key physical parameters : we think that this will make the reservoir scale prediction more efficient in deep-sea clastic systems. It is a convenient tool to generate different kinds of sedimentary architectures. A futur step will be to simulate a long term three-dimensionnal architecture as the one we propose in the figure 10.35. Perspectives concern the rheology formulation improvement, bank collapses modeling and catastrophic events simulation.

---

## Conclusion

*En utilisant le paradigme des automates cellulaires, nous avons implémenté un modèle de courants turbulents composés de plusieurs lithologies. Il permet de reproduire différents types d'architectures sédimentaires tel que des chenaux érosifs, des levées de débordement, des levées internes, des lobes distaux. Avec le modèle nous avons étudié le lien entre les facteurs de contrôle à l'échelle du bassin et ceux à l'échelle du réservoir.*

*Des variations spatiales et temporelles ont été introduites tant au niveau de leurs fréquences que de leurs amplitudes afin de reproduire une histoire géologique moyenne à l'échelle du bassin. En les combinant différemment dans le temps, de multiples architectures tri-dimensionnelles ont été obtenues. Par exemple, les effets de fréquents pulses de faible intensité ont été comparés à ceux induits par des évènements plus rares mais d'intensité plus forte. Les variations dans les distributions temporelles des évènements sont liées à des contextes climatiques différents ou induites par divers*

*types de processus gravitaires tels que les courants hyperpycnaux ou les bouffées turbides.*

*Le rôle de la concentration du matériel en suspension ainsi que de sa distribution granulométrique sur l'efficacité du transport de l'écoulement ont aussi été étudiés. La composition de l'écoulement ne reflète pas seulement les variations climatiques mais aussi les effets de la géométrie amont du bassin, par exemple, un bassin perché aura tendance à emprisonner les particules les plus grossières, diminuant la quantité de ces particules dans l'écoulement au niveau de la zone aval.*

*De plus, les résultats du modèle ont permis de mieux comprendre le comportement des écoulements turbulents dans les systèmes chenalisés méandriformes. Il s'est avéré que les zones privilégiées de dépôt des particules sableuses n'étaient pas situées sur la partie interne des méandres (barre d'accrétion latérale) mais de manière préférentielle sur le bord externe. Cette remarque corroborée par des études récentes montre que l'analogie avec le système fluvial n'est qu'apparente et que les dépôts associés au passage de courants gravitaires sous-marins sont difficilement corrélables avec ceux habituellement rencontrés en milieu aérien.*

*Enfin, le modèle aide à la construction de systèmes sédimentaires complexes et permet d'apporter de nouvelles réflexions sur la formation de ces derniers. Il est apparu que la différence entre la formation de levées externes et internes n'est pas forcément liée à une forte diminution de l'énergie du courant. Il semble alors que le diachronisme généralement décrit entre la formation de la ceinture de méandres et le remplissage de celle-ci n'est pas obligatoire. Ainsi la composante de migration latérale est un facteur important dans la construction de ces systèmes sédimentaires.*



# Références des articles

- in the Gulf of Lions (western Mediterranean) : Marine and Petroleum Geology, 22, p. 827–843.
- [1] Abreu, V., Sullivan, M., Corniglia, V., Mohrig, D., Ying, D., Rossen, C., Dixon, B., O'Grady, D., Pirmez, C. and Das, H.S., 2002, Architectural analysis of sinuous channels : the underappreciated deepwater channel type : EAGE Deep-Water Research Conference, Parma, Italy, p. 21–25.
- [2] Amaral, J., Biteau, J. J. and Zaroslinska, P., Angola - the lower Congo basin Tertiary petroleum systems hydrocarbon distribution in relation with structural and sedimentary evolution (abs.), *AAPG International Conference and Exhibition, Extended Abstracts*, 924–925, 1998.
- [3] Audusse, E., Bouchut, F., Bristeau, M.O., Klein, R. and Perthame, B., A fast and stable well-balanced scheme with hydrostatic reconstruction for shallow water flows, in : *SIAM J. Sc. Comp.*, 25(6), 2050–2065, 2004.
- [4] Avolio, M. V., Di Gregorio, S., Mantovani, F., Pasuto, A., Rongo, R., Silvano, S. and Spataro, W., Simulation of the 1992 Tessina landslide by a Cellular Automata model and future hazard scenarios, *J. Applied Earth Observation and Geoinformatics*, 2(1), 41–50, 2000.
- [5] Avolio, M. V., Crisci, G.M., D'Ambrosio, D., Di Gregorio, S., Iovine, G., Rongo, R. and Spataro, W., An extended notion of Cellular Automata for surface flows modelling, *WSEAS Transactions on Computers*, 2, 1080–1085, 2003.
- [6] Babonneau, N., Savoye, B., Cremer, M. and Klein, B., 2002, Morphology and architecture of the present canyon and channel system of the Zaire deep-sea fan : Marine and Petroleum Geology, 19, p. 445–467.
- [7] Bagnold, R.A., 1962, Auto-suspension of transported sediment : turbidity currents : Proceedings of Royal Society of London, A262, p. 315–319.
- [8] Bonnel, C., Dennielou, B., Droz, L., Mulder, T. and Berné, S., 2005, Architecture and depositional pattern of the Rhône Neofan and recent gravity activity in the Gulf of Lions (western Mediterranean) : Marine and Petroleum Geology, 22, p. 827–843.
- [9] Bouma, A. H., Coleman, J.M. and DSDP Leg96 Shipboard Scientists, 1985, Mississippi fan : Leg96 program and principal results, Submarine fans and related turbidite systems : New-York, A.H. Bouma, W.R. Normark and N.E. Barnes, 351p.
- [10] Bradford, S. F. and Katopodes, N. D., 1999, Hydrodynamics of turbid underflow. i : formulation and numerical analysis : Journal of Hydraulic Engineering, 125.10, p. 1006–1015.
- [11] Bridge, J.S., 1992, A revised model for water-flow, sediment transport, bed topography and grain-size sorting in natural river bends : Water Resource Research, 28, p. 999–1013.
- [12] Broucke, O., Temple, F., Rouby, D., Robin, C., Calassou, S., Nalpas, T. and Guillocheau, F., 2004, The role of deformation processes on the geometry of mud-dominated turbiditic systems, Oligocene and Lower-Middle Miocene of the Lower Congo basin (West African Margin) : Marine and Petroleum Geology, 21, p. 327–348.
- [13] Corney, R.K.T., Peakall, J., Parsons, D.R., Elliott, L., Amos, K.J., Best, J.L., Keevil, G.M. and Ingham, D.B., 2006, The orientation of helical flow in curved channels : Sedimentology, 53, p. 249–257.
- [14] Chopard, B., Dupuis, A., Masselot, A. and Luthi, P.O., Cellular automata and lattice Boltzmann techniques : An approach to model and simulate complex systems, *Adv. Comp. Sys.*, 5(1), 2002.
- [15] Coulthard, T.J. and Van De Weil, M.J., A Cellular model of river meandering, *Earth Surf. Process. Landforms*, 31, 123–132, 2006.
- [16] D'Ambrosio, D., Di Gregorio, S. and Iovine, G., Simulating debris flows through a hexagonal Cellular Automata model : SCIDDICA S3-hex, *Natural Hazards and Earth Systems Sciences*, 3, 545–559, 2003.
- [17] Das, H., Imran, J., Pirmez, C. and Mohrig, D., Numerical modeling of flow and bed evolution in meandering submarine channels, *J. Geophysical Research, Oceans*, 109 art no. C10009. doi : 10.1029/2002JC001518, 2004.
- [18] Dietrich, W. E., 1982, Settling velocity of natural particles : Water Resource Research, 18, p. 1615–1626.
- [19] Di Gregorio, S., Rongo, R., Siciliano, C., Sorriso-Valvo, M. and Spataro, W., Mount Ontake landslide simulation by the Cellular Automata model SCIDDICA-3, *Physics and Chemistry of the Earth (A)*, 2(24), 97–100, 1999.



- [20] Eschard, R., Albouy, E., Deschamps, R., Euzen, T. and Ayub, A., 2003, Downstream evolution of turbiditic channel complexes in the Pab Range outcrops (Maastrichtian, Pakistan) : *Marine and Petroleum Geology*, 20, p. 691–710.
- [21] Felix, M., 2002, Flow structure of turbidity currents : *Sedimentology*, 49, p. 397–419.
- [22] Ferry, J.-N., Mulder, T. and Parize, O., Raillard, S. 2005, Concept of equilibrium profile in deep-water turbidite systems : effects of local physiographic changes on the nature of sedimentary process and the geometries of deposits, *in* D.M. Hodgson and S.S. Flint, eds, *Submarine Slope Systems : Processes and Products* : Geological Society of London, Special Publication 244, 232p.
- [23] Flood, R. D., Manley, P. L., Kowsmann, R.O., Appi, C. J. and Pirmez, C., 1991, Seismic facies and sedimentary processes of Submarine Fans and Turbidite Systems : New-York, P. Weimer and M.L. Links, p. 443–451.
- [24] Garcia, M.H., 1994, Depositional turbidity currents laden with poorly sorted sediment : *Journal of Hydraulic Engineering*, 120.11, p. 1240–1263.
- [25] Hartel, C., Meiburg, E. and Necker, F., 2000, Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity current head. part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries : *Journal of Fluid Mechanics*, 418, p. 189–212.
- [26] Hay, A. E., 1987, Turbidity Currents and Submarine Channel Formation in Rupert Inlet, British Columbia : I. Surge Observations : *Journal of Geophysical Research*, 92, p. 2875–2881.
- [27] Hiscott, R.N., Hall, R.R. and Pirmez, C., 1997, Turbidity current overspill from the Amazon Channel : texture of the silt/sand load, paleoflow from anisotropy of magnetic susceptibility, and implications for flow processes, *in* R.D. Flood, D.J.W. Piper, A. Klaus and L.C. Peterson, eds., 1997 *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results 155*, p. 53–78.
- [28] Hugot, A., Zaleski, S. and Joseph, P., Phenomenological modeling of catastrophic dilute gravity flows, *Oil and Gas Science and Technology- Rev. IFP*, 55(5), 471–483, 2000.
- [29] Imran, J., Parker, G. and Pirmez, C., 1999, A non-linear model of flow in meandering submarine and subaerial channels : *Journal of Fluid Mechanics*, 400, p. 295–331.
- [30] Keevil, G. M., Peakall, J., Best, J. L. and Amos, K.J., 2006, Flow structure in sinuous submarine channels : Velocity and turbulence of an experimental submarine channel : in press in *Marine Geology*.
- [31] Kneller, B. and Buckee, C., 2000, The structure and fluid mechanics of turbidity currents : a review of some recent studies and their geological implications : *Sedimentology*, 47, p. 62–94.
- [32] Kneller, B., 2003, The influence of flow parameters on turbidite slope channel architecture : *Marine and Petroleum Geology*, 20, p. 901–910.
- [33] Kolla, V., Bourges, P., Urruty, J. M. and Safa, P., 2001, Evolution of deep-water Tertiary sinuous channels offshore Angola (west Africa) and implications for reservoir architecture : *AAPG Bulletin*, 85.8, p. 1373–1405.
- [34] Lane-Serff, G.F., Beal, L.M. and Hadfield, T.D., 1995, Gravity current flow over obstacles : *Journal of Fluid Mechanics*, 292, p. 9–53.
- [35] van Ledden, M. , 2001, Modelling of sand-mud mixtures. PartII : A process-based sandmud model, *Delft Hydraulics Internal Report*, 75p.
- [36] Lopez, M., 2001, Architecture and depositional pattern of the Quaternary deep-sea fan of the Amazon : *Marine and Petroleum Geology*, 18, p. 479–486.
- [37] Middleton, G.V. and Hampton, M.A., Sediment gravity flows : mechanics of flow and deposition, *Turbidity and Deep Water Sedimentation (Eds G.V. Middleton and A.H. Bouma)*, *SEPM, Pacific Section, Short Course Lecture Notes*, 1–38, 1973.
- [38] Middleton, G. V., Sediment deposition from turbidity currents, *Annual Review of Earth and Planetary Science*, 21, 89–114, 1993.
- [39] Miller, T. P. and Smith, R. L., 1977, Spectacular mobility of ash flows around Aniackchak and Fisher calderas, Alaska : *Geology*, 5, p. 173–176.
- [40] Muck, M.T. and Underwood, M.B., 1990, Upslope flow of turbidity currents : a comparison among field observations, theory, and laboratory methods : *Geology*, 18, p. 54–57.
- [41] Mulder, T. and Cochonat, P., Classification of offshore mass movements, *J. Sed. Res.*, 66, 43–57, 1996.
- [42] Mulder, T. and Alexander, J., The physical character of subaqueous sedimentary density currents and their deposits, *Sedimentology*, 48, 269–299, 2001.
- [43] Mulder, T., Syvitski, J.P.M., Migeon, S., Faugères, J.-C. and Savoye, B., 2003, Marine hyperpycnal flows : initiation, behavior and related deposits : A

- review : *Marine and Petroleum Geology*, 20, p. 861–882.
- [44] Mutti, E., In Istituto di Geologia, Università de Parma (Ed.), *Turbidite sandstones*, (p. 275) San Donato Milanese : AGIP, 1992.
- [45] Mutti, E., Davoli, G., Tinterri, R. and Zavala, C., 1996, The importance of ancient fluvio-deltaic systems dominated by catastrophic flooding in tectonically active basins : *Memorie di Scienze Geologiche*, 84, p. 233–291.
- [46] Murray, A.B. and Paola, C., A cellular model of braided rivers, *Nature*, 371, 54–57, 1994.
- [47] Normark, W. R., 1970, Growth patterns of deep sea fans : *AAPG Bulletin*, 54, p. 2170–2195.
- [48] Normark, W. R. and Piper, D. J. W., 1991, Initiation processes and flow evolution of turbidity currents : implications for the depositional record, in Osborne, R.H. ed., *From Shoreline to Abyss : SEPM Special Publication*, Special Publication 46, p. 207–230.
- [49] Ockenden, M., Jones, R. and Hale, I., 1989, Grangemouth mud properties : Technical report SR 197, Hydraulics Research Limited, Wallingford, UK.
- [50] Paola, C., Modelling stream braiding over a range scales, *In Gravel Bed Rivers*, 5. Hydrological Society Inc. : Wellington, New-Zealand, 11–38, 2000.
- [51] Parker, G., Fukushima, Y. and Pantin, H., 1986, Self-accelerating turbidity currents : *Journal of Fluid Mechanics*, 171, p. 145–186.
- [52] Parker, G., Garcia, M., Fukushima, Y. and Yu, W., 1987, Experiments on turbidity currents over an erodible bed : *Journal of Hydraulic Research*, 25.1, p. 123–147.
- [53] Peakall, J., Mc Caffrey, B. and Kneller, B., 2000, A process model for the evolution, morphology, and architecture of sinuous submarine channels : *Journal of Sedimentary Research*, 70.3, p. 434–448.
- [54] Pettingill, H.S., Turbidites giants - lessons from the world's 40 largest turbidite discoveries (abs.), *European Association of Geoscientists and Engineers/AAPG Third Research Symposium Extended Abstracts*, unpaginated, 1998.
- [55] Pickering, K.T., Hiscott, R.N. and Hein, F.J., 1989, *Deep Marine Environments : Clastic Sedimentation and Tectonics* ; London, Unwin Hyman, 416p.
- [56] Piper, D.J.W., Hiscott, R.N. and Normark, W.R., 1999, Outcrop-scale acoustic facies analysis and latest Quaternary development of Hueneme and Dume submarine fans, offshore California : *Sedimentology*, 46.1, p. 47–78.
- [57] Pirmez, C. and Imran, J., 2003, Reconstitution of turbidity currents in Amazon Channel : *Marine and Petroleum Geology*, 20, p. 823–849.
- [58] Raisson, F. H. and Temple, F. M., Impact of sedimentary heterogeneity on reservoir monitoring in a turbiditic channel complex (Angolan deep offshore Girassol field case), *EAGE 66<sup>th</sup> Conference and Exhibition, Paris*, 2004.
- [59] Reading, H. G. and Richards, M., 1994, Turbidite Systems in Deep-Water Basin Margins Classified by Grain Size and Feeder System : *AAPG Bulletin*, 78.5, p. 792–822.
- [60] van Rijn L.C., 1993, Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas : The Netherlands, Aqua Publications, , 715p.
- [61] Segre, E. and Deangeli, C., Cellular Automataon for realistic modeling of landslides, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2, 1–15, 1995.
- [62] Sequeira, J., Campbell, M. and Smith, P., Comparison of key play elements of proven and potential petroleum systems of the South Atlantic margin - offshore Brazil and west Africa (abs.), *AAPG International Conference and Exhibition, Extended Abstracts*, 104–105, 1998.
- [63] Stacey, M. V. and Bowen, A. J., 1988, The vertical structure of density and turbidity currents : theory and observations : *Journal of Geophysic Research*, 93, p. 309–334.
- [64] Stark, D. M., Well evaluation conference, *Angola : Petroleum geology, Schlumberger Conference Proceedings*, 1–95, 1991.
- [65] Syvitski, J.P.M., 1989, The process-response model in Quantitative Dynamic Stratigraphy, in T.A. Cross, ed, *Quantitative Dynamic Stratigraphy* : Prentice-Hall, New-York, p. 309–334.
- [66] Thomas, R. and Nicholas, A.P., Simulation of braided river flow using a new cellular routing scheme, *Geomorphology*, 43, 179–195, 2002.
- [67] Torres, J., Droz, L., Savoye, B., Terentieva, E., Cochonat, P., Kenyon, N. H. and Canals, M., 1997, Deep-sea avulsion and morphosedimentary evolution of the Rhône Fan Valley and Neofan during the Late Quaternary (north-western Mediterranean Sea) : *Sedimentology*, 44.3, p. 457–447.
- [68] Van Rijn, L. C., Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas, *Aqua Publications, The Netherlands*, 1993.

- [69] Walker, R. G., 1978, Deep-water sandstone facies and ancient submarine fans : models for explanation for stratigraphic traps : AAPG Bulletin, 62, p. 932–966.
- [70] Weber, M.E., Wiedicke, M.H., Kudrass, H.R., Huebscher, C., and Erlenkeuser, H., 1997, Active growth of the Bengal Fan during sea-level rise and highstand : Geology, 25, p. 315–318.
- [71] Wolfram, S., 1986, Theory and Applications of cellular automata - Advanced series on complex systems ; River Edge, NJ, World Scientific Publishing, 570p.
- [72] Wynn, R.B., Kenyon, N.H., Masson, D.G., Stow, D.A.V. and Weaver, P.P.E., 2002, Characterization and recognition of deep-water channel-lobe transition zones : AAPG Bulletin, 86, p. 1441–1262.

# Chapitre 11

## Conclusions générales

Le but de cet thèse était de développer et tester une méthode de modélisation génétique de formation et remplissage des canyons et des complexes chenal-levées observés dans les systèmes turbiditiques profonds. Le développement de la méthode de simulation se devait d'être adaptée à la modélisation de l'évolution des canyons et complexes chenal-levées en se basant sur une approche génétique. Le calage et la validation de la méthode avec des données réelles devaient permettre de quantifier l'impact des paramètres externes, tels que la géométrie du bassin, la nature et la quantité des apports de sédiments sur l'architecture et l'hétérogénéité des dépôts.

### Le type d'écoulement

Les évènements considérés sont des écoulements turbulents d'une suspension de particules qui résultent essentiellement de l'incorporation d'eau dans les écoulements à forte concentration ou du prolongement dans le domaine marin d'un écoulement fluvial sub-aérien fortement chargé en sédiment (écoulement hyperpycnal). Ces types d'écoulements gravitaires sont actuellement reconnus comme étant les facteurs essentiels de la construction des structures sédimentaires observées en milieu marin profond.

### La méthode de modélisation

Afin de mettre au point une technique de modélisation qui permette de mimer numériquement la complexité des effets des processus sédimentaires mis en jeu, il est apparu nécessaire d'utiliser des méthodes de modélisation génétique originales. Pour ce faire, une approche basée sur le paradigme des automates cellulaires a été utilisée. Aux méthodes d'équations différentielles standards utilisées pour la modélisation de phénomènes complexes, les moyens de calcul offerts par ces derniers représentent une nouvelle alternative. Ils permettent de modéliser des systèmes naturels complexes en décrivant les comporte-

ments à partir d'interactions locales entre les différents ensembles qui les composent. Ce mémoire décrit pour la première fois l'utilisation de ce type de modélisation pour simuler les courants gravitaires sous-marins. L'ensemble sédimentaire est représenté par un domaine tridimensionnel maillé. Le modèle se construit par un enchaînement d'évènements unitaires d'érosion et de sédimentation. Dans le cadre de la méthode les écoulements unitaires ne sont pas simulés à l'aide d'une résolution complète des équations de l'hydrodynamique. On s'attache plutôt à représenter correctement les effets de ces écoulements sur l'érosion et la sédimentation en appliquant des règles de comportement simples. Deux approches sont proposées et permettent de simuler, d'une part, l'évolution fine d'un écoulement turbulent et d'autre part, de prévoir l'impact à l'échelle géologique d'une succession d'évènements. Elles rendent ainsi compte de la complexité de l'architecture et de l'hétérogénéité des dépôts des systèmes turbiditiques.

L'ensemble des résultats des tests proposés dans cette thèse sont le fruit de nombreux essais et erreurs successifs qui ont permis d'aboutir aux résultats présentés en ne retenant que les meilleurs cas de calcul. Cependant les multiples tests ont permis de définir des jeux de paramètres permettant d'offrir des résultats pratiquement directs et constituent une première base de données de paramètres pouvant servir au calage rapide de futurs cas d'étude.

### La description dynamique d'un écoulement unitaire

La première approche modélise un écoulement turbulent unitaire se déplaçant sur une géométrie tridimensionnelle complexe. Le couplage dynamique du fond et du courant permet une description pas à pas des variations de la morphologie du substrat. Cette évolution itérative, à pas constant, et à l'échelle du réservoir, permet une représentation fine de l'évolution de l'archi-

texture sédimentaire durant le passage de l'écoulement. Les variations de la composition lithologique des dépôts et de leur géométrie dans l'ensemble du domaine simulé sont calculées. Ce modèle est testé sur un cas réel, la bouffée turbide de décembre 1999 dans le canyon de Capbreton. Les résultats de cette étude montrent que le modèle est capable de reproduire les variations des dépôts liées à la ségrégation verticale et longitudinale des sédiments présents dans l'écoulement. Les hauteurs d'érosion sur les flancs du canyon et les valeurs des dépôts relatifs à la bouffée turbide de 1999 ont été comparées aux résultats du modèle, les corrélations montrent que le modèle permet une bonne approximation des phénomènes gravitaires non-stationnaires. De plus, le modèle donne des informations supplémentaires sur la dynamique de l'écoulement qui se révèle étroitement liée aux variations de la topographie. Cette sensibilité du modèle conduit notamment à des variations rapides du régime de l'écoulement avec des alternances de phases érosives et dépositionnelles, qui peuvent expliquer l'absence de faciès dans certaines séquences de dépôts turbiditiques visibles à l'affleurement.

## La description stationnaire d'une succession d'évènements

La seconde approche permet de simuler la construction d'architectures sédimentaires liées au passage de courants gravitaires sur des temps géologiques. L'utilisation d'un modèle génétique permettant une description relativement fine de l'architecture des dépôts sur une échelle de temps géologique est rendue possible, d'une part par l'utilisation du modèle d'automates cellulaires, mais aussi en supposant que l'obtention d'un état stationnaire, qui correspond à une stabilisation de l'échange de matière et d'énergie entre automates, est suffisant pour décrire correctement l'impact du courant sur le fond. Cette version, en produisant une distribution réaliste des faciès sédimentaires, permet de mieux comprendre l'agencement des dépôts. Les différents tests ont rendu possible la quantification de l'influence des paramètres du modèle (proportion des sédiments, concentration volumique, occurrence des évènements, ...) sur la morphologie des dépôts. Les faibles variations de ces paramètres vont notamment avoir un impact rapide et important sur l'architecture sédimentaire (levées internes et externes). Par l'utilisation d'états stationnaires il est possible de simuler la construction de systèmes sédimentaires complets en modélisant le recoupement de plusieurs systèmes élémentaires (c'est-à-dire des systèmes chenalisés unitaires : kilométrique en largeur et plurimétrique en hauteur). De plus, l'étude de système méandrique a permis de montrer que l'analogie avec le milieu aérien n'est pas clairement établie notamment en ce qui concerne les dépôts sableux. En effet, ils sembleraient être localisés sur le bord

externe des méandres ce qui explique le peu d'observations de barres d'accrétion latérale en milieu sous-marin. Ainsi, de nouvelles interprétations de la mise en place des architectures sédimentaires en milieu profond ont été obtenues. En particulier, la construction des systèmes sédimentaires est souvent interprétée en au moins deux étapes, une phase d'incision et de construction des levées externes (pluri-kilométriques en largeur et de plusieurs centaines de mètres en hauteur) suivie par une phase de remplissage de ce système. L'architecture sédimentaire enregistre alors deux périodes durant lesquelles l'écoulement est dynamiquement constant et ce pendant une période de temps importante. Le passage d'une phase à une autre correspond alors à un changement brutal et rapide du courant. Les résultats du modèle montrent que des faibles changements des paramètres définissant l'écoulement peuvent induire des variations importantes de l'architecture des dépôts. Ainsi, une nouvelle interprétation de la construction de ces types de systèmes sédimentaires consiste à supposer que la composante de migration latérale ainsi que le pouvoir érosif de l'écoulement permettent de construire de manière multi-événementielle une succession d'unités chenalisées élémentaires qui vont former un système aux dimensions équivalentes à celles proposées dans la première interprétation mais hautement plus complexe et hétérogène.

## Perspectives

A la vue des résultats du modèle, des études complémentaires pour une meilleure compréhension des écoulements turbulents sous-marins pourraient être orientées selon les grands axes suivants :

- La parallélisation du code permettant d'accélérer les temps de calcul du modèle ;
- La mise en place de règles relatives au comportement des écoulements turbulents dans les systèmes chenalisés méandriques ;
- Le passage d'écoulements turbulents faiblement concentrés à des écoulements concentrés (cohésion entre les particules ; interactions visqueuses entre les sédiments et le fluide les englobant ; collisions intergranulaires) ;
- Le développement d'une méthode inverse permettant de reconstruire les données d'un cas réel à partir d'observations *in-situ*.
- L'implémentation sur le même modèle d'écoulements bipartites.

En conclusion, l'utilisation de l'approche par Automates Cellulaires est un outil élégant et simple permettant d'obtenir une description précise de l'architecture sédimentaire des systèmes turbiditiques profonds. L'état d'avancement du modèle permet à l'heure actuelle des applica-

tions directes dans le domaine pétrolier. Il devient alors possible de prévoir les réserves potentielles pendant la phase d'exploration et ainsi obtenir une meilleure récupération pendant celle de production. La méthode permet également d'améliorer la résolution de la modélisation stratigraphique et peut prendre le relais des méthodes diffusives à l'échelle du réservoir. Les bénéfices appor-

tés au domaine pétrolier comprennent un positionnement amélioré des mesures et des essais sur site à partir de la représentation de l'organisation spatiale, de la géométrie et de la variabilité des unités géologiques en fonction de l'architecture sédimentaire et des environnements de dépôt.





## Quatrième partie

### Annexe



# Chapitre 12

## Vérifications comportementales des modèles d'automates cellulaires

### Résumé

*Cette annexe aborde le sujet de la vérification des deux modèles proposés dans ce manuscrit. Après discussion avec la division de Mathématique Appliquée de l'IFP, il est apparu que des solutions analytiques au problème présenté n'existent pas ou du moins semblent difficiles à déterminer. Ainsi, la démarche classique de vérification d'un modèle qui consiste à effectuer des comparaisons avec de telles solutions n'est ici pas envisageable.*

*De plus, pour des questions de priorité on a privilégié les comparaisons entre les résultats du modèle et les observations de terrain sur des bouffées turbiditiques uniques (validation du premier modèle sur la bouffée dans le canyon de Capbreton) ou sur des ensembles sédimentaires construits par des empilements d'événements (simulation des étapes de formation du système inférieur du Pab ou empilement de chenaux par migration latérale du champ Girassol). Ces études constituent la partie importante de validation du modèle.*

*Nous allons voir dans cette annexe les démarches plus systématiques de vérification du modèle qui permettent d'assurer que les codes élaborés remplissent bien les fonctions qui leur sont dévolues.*

### Sommaire

---

<b>Résumé . . . . .</b>	<b>195</b>
<b>12.1 Premier modèle - approche transitoire . . . . .</b>	<b>195</b>
12.1.1 Test d'isotropie . . . . .	195
12.1.2 Influence de la taille des cellules . . . . .	196
12.1.3 Comportement de l'écoulement en fonction de la pente . . . . .	196
<b>12.2 Second modèle - approche quasi-stationnaire . . . . .</b>	<b>197</b>
12.2.1 Test de stabilité . . . . .	197
12.2.2 Test d'isotropie et influence de la géométrie du maillage . . . . .	197
12.2.3 Ressaut hydraulique . . . . .	198
<b>12.3 Autres vérifications envisageables . . . . .</b>	<b>200</b>
12.3.1 Expériences analogiques IPG . . . . .	200
12.3.2 Comparaisons avec d'autres modèles numériques . . . . .	203

---

## 12.1 Premier modèle - approche transitoire

### 12.1.1 Test d'isotropie

Pour vérifier l'isotropie de la distribution, nous effectuons le test décrit ci-dessous.

Nous considérons des cellules carrées de 100 m de côté sur un domaine de 3 km × 3 km. Sur ce plan de

pente nulle, nous imposons en son centre, à l'état initial, une hauteur d'écoulement de 10 m. Cet écoulement va alors s'étaler en fonction de l'algorithme de distribution. Si celui-ci est correctement défini, on peut s'attendre à obtenir une distribution isotrope et une diminution régulière de la hauteur en s'éloignant de la cellule source. Et c'est en effet ce que nous observons sur la figure 12.1 qui montre l'évolution pour différentes itérations de la répartition de cette hauteur sur le domaine simulé.

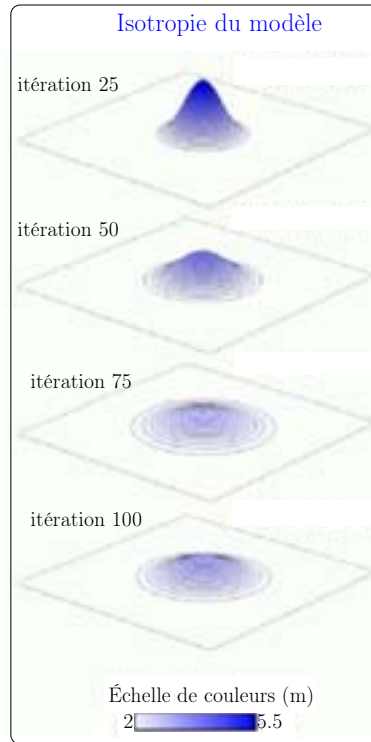


FIG. 12.1 – Effondrement d'une colonne d'eau sous son propre poids.

### 12.1.2 Influence de la taille des cellules

Nous vérifions que la dimension des cellules du maillage n'influence en rien la géométrie finale des dépôts.

Pour ce faire nous considérons un plan incliné d'une pente de  $10^\circ$ . Ce domaine est ensuite successivement divisé en cellules carrées de 100 et 250 mètres de côté. Pour les deux expériences, on applique au sommet du domaine un écoulement turbulent continu ayant une hauteur de 8m, une vitesse de 3 m/s et une concentration volumique de 5% (argile : 85%, silt : 10% et sable : 5%).

Les résultats pour les deux tests sont présentés dans la figure 12.2. L'écoulement va permettre la formation d'un système chenalisé rectiligne bordé de levées de part et d'autre de l'axe du chenal.

Les superpositions des topographies finales montrent que la géométrie et les dimensions des dépôts ne sont pas influencées par la taille des cellules. En effet, on observe, dans les deux cas, la formation de levées d'environ 40 cm de haut et de 200 à 300 mètres de large pour les plus développées. L'érosion, elle-aussi, est similaire avec une incision d'environ 50 cm de profondeur en amont et d'une dizaine de centimètres dans la partie aval.

Le seul paramètre du modèle qui dépend dans le modèle de la surface de la maille est la valeur du coefficient de friction sur le fond  $C_D$ . D'après *Garcia et Parker* [58], sa valeur peut varier entre 0.002 et 0.06. Nous avons utilisé, respectivement, une valeur de 0.09 et 0.056 pour les

deux tests.

### 12.1.3 Comportement de l'écoulement en fonction de la pente

De nombreux tests sur le comportement de l'écoulement ont été réalisés, il en existe notamment dans le premier article du chapitre 9 : *Cellular Automata Model of Turbidity Current* (en cours d'édition à *Geomorphology*). Dans cet article, plusieurs études en rapport avec les observations de terrain réalisées par *Hay* [69] dans la baie de Rupert sont présentées.

Ici, nous proposons un autre test montrant l'impact de la pente sur la géométrie des dépôts. Il s'agit de trois simulations réalisées sur 3 pentes différentes de  $0.2^\circ$ ,  $2^\circ$  et  $10^\circ$  respectivement. Le domaine de  $3 \text{ km} \times 6 \text{ km}$  est discrétisé en cellule carrée de 100 mètres de côté. Les caractéristiques de la source sont une hauteur initiale de 8, 10 et 18 mètres pour chacun des tests, une vitesse de 3 m/s et une concentration volumique de 5% (argile : 85%, silt : 10% et sable : 5%) pour toutes les simulations.

Les résultats présentés dans la figure 12.3 montrent que l'écoulement va avoir un comportement très différent suivant la pente :

- pour une pente de  $0.2^\circ$ , le courant s'étale rapidement et perd sa capacité de transport ce qui entraîne un dépôt rapide des particules sous forme d'un lobe avec la présence d'une zone circulaire faiblement érosive proche de l'injection.

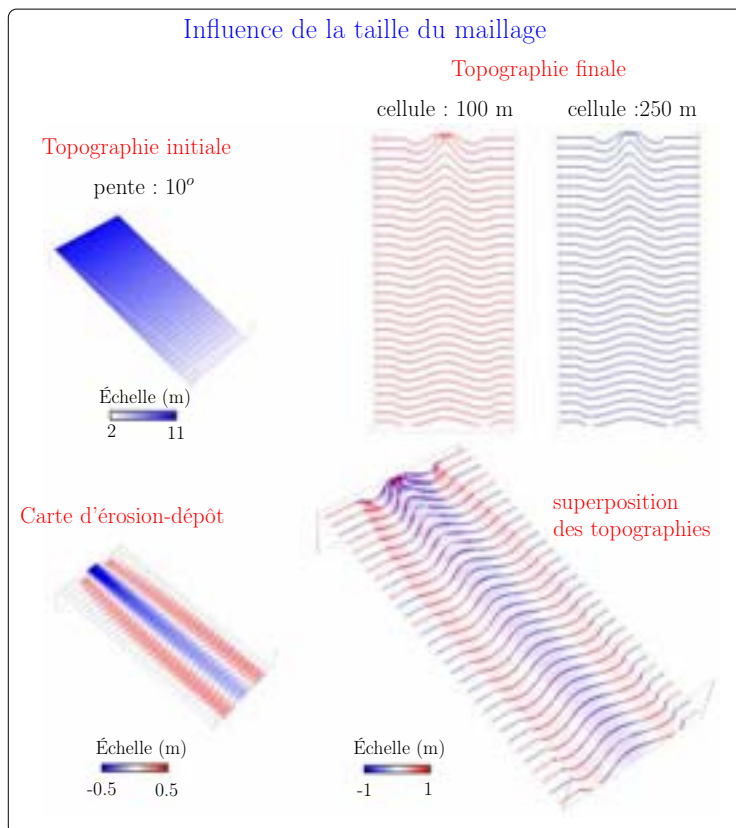


FIG. 12.2 – Influence de la taille du maillage.

- pour une pente de 2°, l'écoulement est plus énergétique et crée un chenal érosif avec une diminution de l'incision et une augmentation de la largeur avec la distance. La chenalisation de l'écoulement permet ainsi le transport des particules sur des distances plus importantes. De plus, on observe la présence de levées de part et d'autre de l'axe du chenal.
- pour une pente de 10°, l'écoulement conduit là-aussi à la formation d'un système chenalisé avec une incision plus profonde que dans le cas précédent. Les comparaisons avec la seconde simulation mettent en évidence une largeur de chenal qui n'est pas modifiée dans ce troisième test et des levées beaucoup moins développées.

Ce test montre que le réaction du courant simulé avec ce premier modèle et similaire au comportement des écoulements turbulents naturels dont l'impact sur la topographie va lui aussi changé en fonction de la pente.

## 12.2 Second modèle - approche quasi-stationnaire

### 12.2.1 Test de stabilité

Afin de mettre en évidence la stabilité du modèle, nous présentons un cas simple.

Soit un bassin fermé dont le fond est un plan incliné. L'étude consiste à remplir le bassin par une succession d'écoulements. La hauteur maximale atteinte par le niveau d'eau ne dépassera pas celle définie par l'altitude de la cellule source additionnée à la hauteur qu'on lui impose.

$$h_{max} = z_{source} + h_{source}$$

Ce test permet plusieurs vérifications. D'une part, on a pu vérifier la bonne distribution de l'énergie au travers de la répartition des hauteurs ainsi que la stabilité du modèle une fois le remplissage terminé (cf. figure 12.5). En effet, le fait d'imposer une hauteur d'écoulement au niveau de la source n'entraîne aucune modification de la hauteur de l'écoulement sur l'ensemble des cellules dès que le niveau d'eau du lac atteint la hauteur imposée sur la source ( $h_{max}$ ).

D'autre part, on peut remarquer que les énergies obtenues en fin de simulation pour l'ensemble des cellules sont proches des énergies potentielles car l'énergie cinétique est dissipée et les vitesses pour chacune des cellules tendent vers zéro.

### 12.2.2 Test d'isotropie et influence de la géométrie du maillage



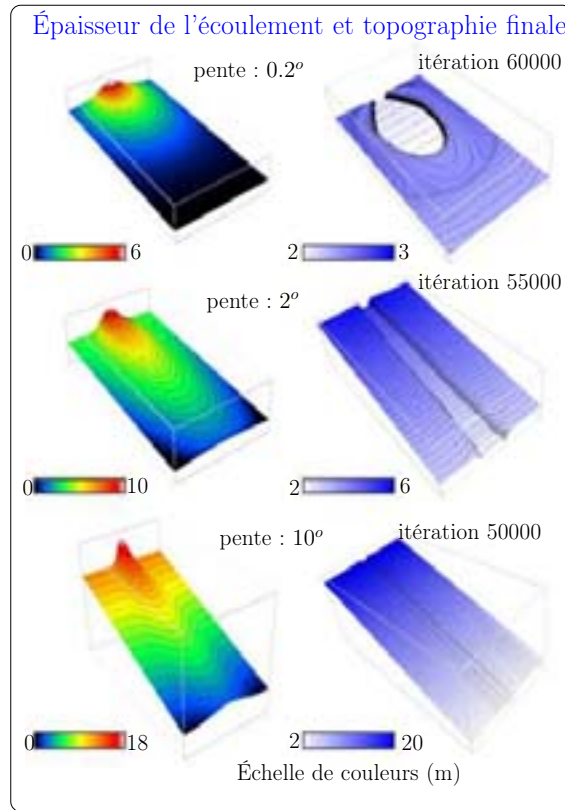


FIG. 12.3 – Influence de la pente sur la géométrie des dépôts.

Pour vérifier l'isotropie de la distribution, nous effectuons le même test que celui décrit pour le premier modèle.

Soit un plan de pente nulle, nous imposons en son centre, à l'état initial, une hauteur d'écoulement. Il va alors s'étaler en fonction de l'algorithme de distribution (cf. figure 12.6). Si celui-ci est correctement défini, on peut s'attendre à obtenir une distribution isotrope et une diminution régulière de la hauteur en s'éloignant de la cellule source.

Afin de vérifier que cette isotropie est indépendante de la taille du maillage nous effectuons le test sur trois géométries de maillage :

- triangulaire,
- carrée,

- hexagonale (cf. figure 12.7).

La figure 12.8 montre en plus de l'isotropie la propagation d'un front dont la hauteur diminue avec la distance.

### 12.2.3 Ressaut hydraulique

On appelle ressaut hydraulique une surélévation brusque de la surface libre d'un écoulement correspondant à un changement de sa dynamique (passage de  $Fr > 1$  à  $Fr < 1$ ). Ce phénomène peut s'observer en particulier dans le déversoir d'un barrage :

- l'écoulement, à faible vitesse en amont du barrage (1),
- s'accélère à l'approche de celui-ci (2),

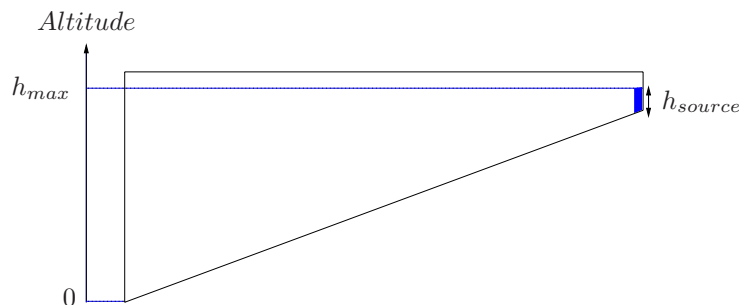


FIG. 12.4 – Modèle initial utilisé dans le cadre du test de stabilité.

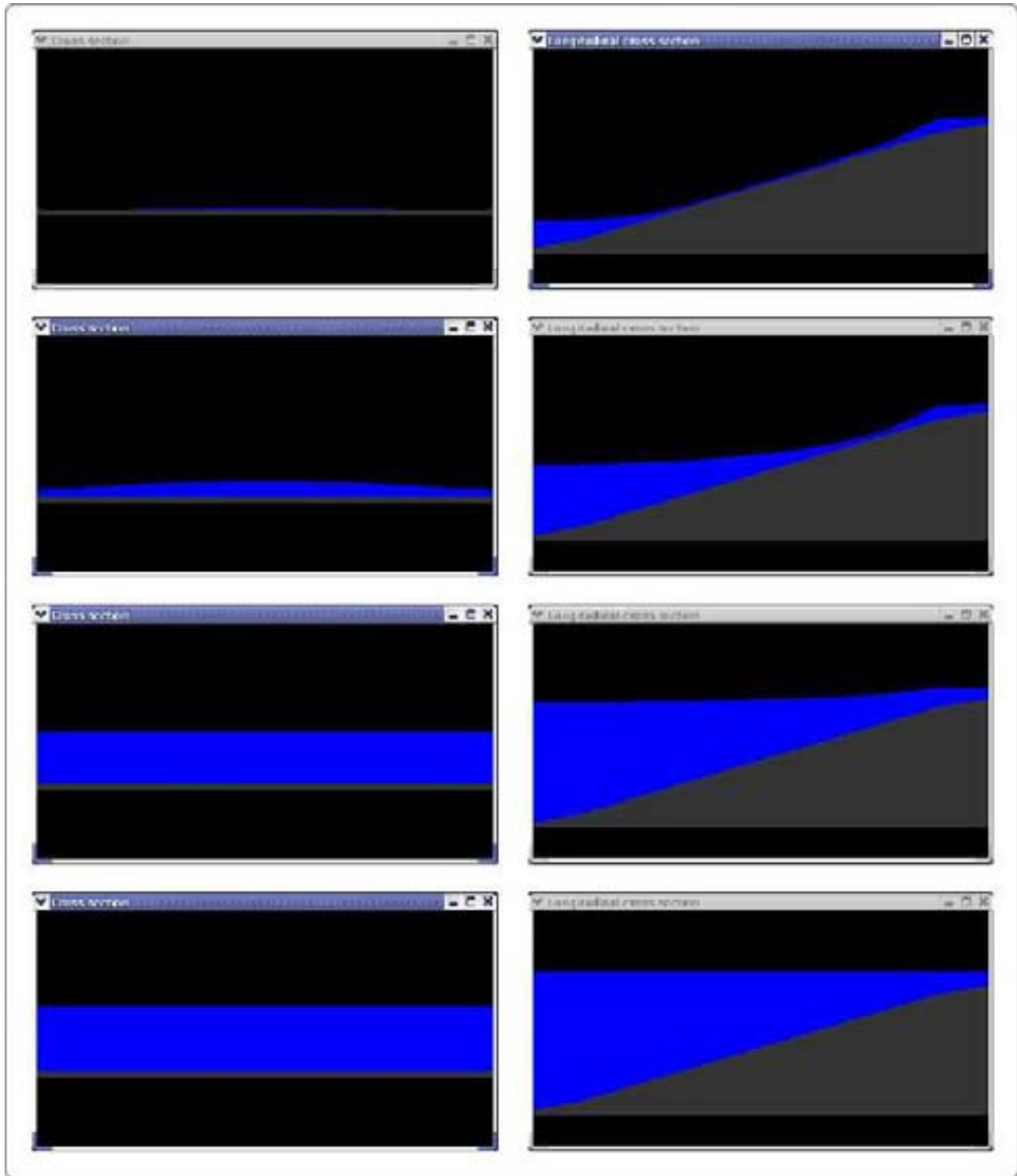


FIG. 12.5 – Hauteurs obtenues en cours de simulation pour les itérations 150, 400, 1250 et 4000 (de haut en bas respectivement). Les figures de droite correspondent à la section transversale centrale et celles de gauche à la section longitudinale centrale.

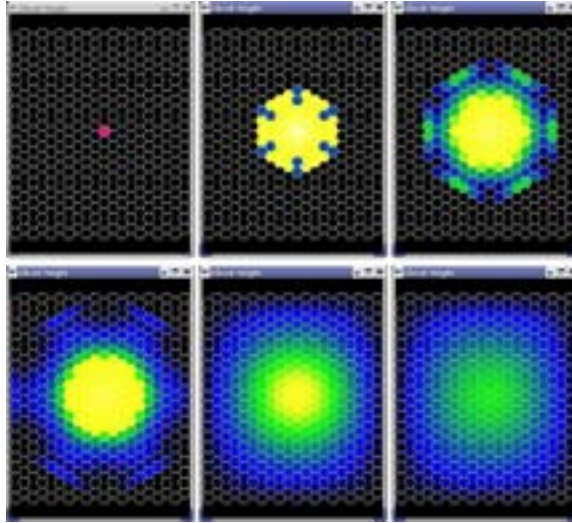


FIG. 12.6 – Variations de la hauteur de l'écoulement au cours de la simulation.

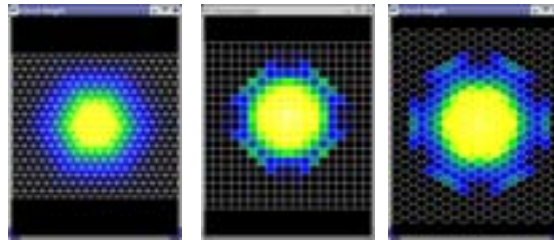
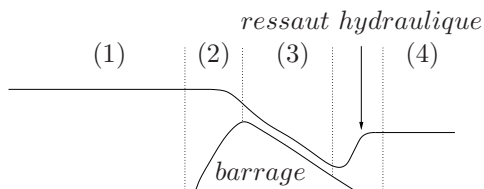


FIG. 12.7 – A partir d'une configuration similaire et pour la même itération, représentations de l'étalement de la colonne d'écoulement pour différentes formes de maillages.

- atteint une grande vitesse dans le déversoir (3)
- puis présente une transition brusque (ressaut) vers une zone de faible vitesse (4) ; on a en l'occurrence passage brutal du régime torrentiel (3) au régime fluvial (4).



Dans le cas du ressaut à l'aval d'un barrage ou, plus simplement, de celui qui se produit classiquement au fond d'un lavabo lorsque le jet du robinet impacte la vasque, le ressaut est stationnaire. Un ressaut hydraulique en mouvement correspond au phénomène du mascaret : un "mur d'eau" peut se former lorsque la marée montante remonte le cours d'une rivière.

Pour ce test, nous considérons le cas test présenté dans la figure 12.9. Il s'agit d'un courant de gravité se déplaçant dans le fond d'un bassin. Sur le fond plat est placé un obstacle symétrique de hauteur supérieure à celle de l'écoulement.

Dans un premier temps, l'écoulement ne peut franchir l'obstacle et reste bloqué dans la partie droite du système. On peut cependant remarquer que l'écoulement est capable de monter sur l'obstacle même si sa hauteur est inférieure à celle de l'obstacle grâce notamment à son énergie cinétique (cf. définition du run-up §10.1.3).

Une fois que l'écoulement atteint la hauteur requise pour franchir l'obstacle, son profil longitudinal est caractérisé par une zone d'accélération sur la partie descendante de l'obstacle et par une surélévation de la hauteur juste après l'obstacle caractérisant ainsi le ressaut hydraulique (cf. figure 12.10).

## 12.3 Autres vérifications envisageables

### 12.3.1 Expériences analogiques IPG

L'IFP a engagé en 2001 une collaboration avec l'équipe de François Métivier de l'Institut de Physique du Globe de Paris, dans le but de développer un dispositif expérimental de modélisation analogique pour étudier les processus sédimentaires en milieu marin profond.

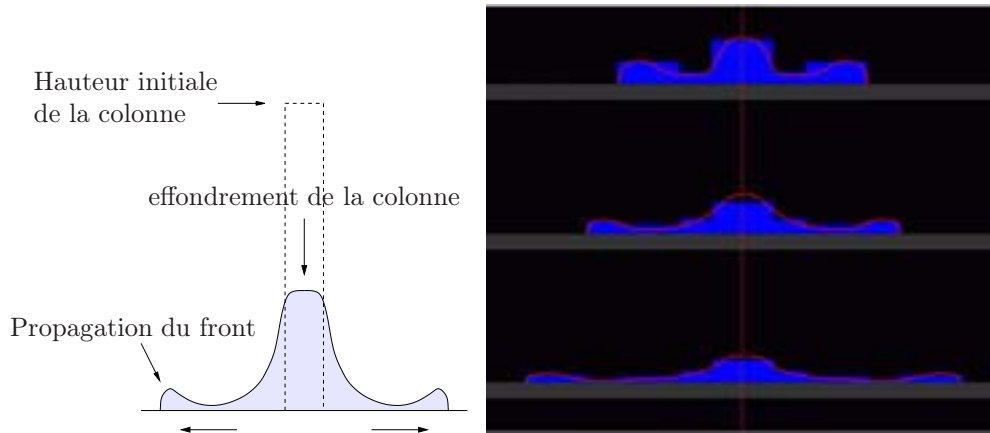


FIG. 12.8 – Visualisation de la propagation du front de l'écoulement.

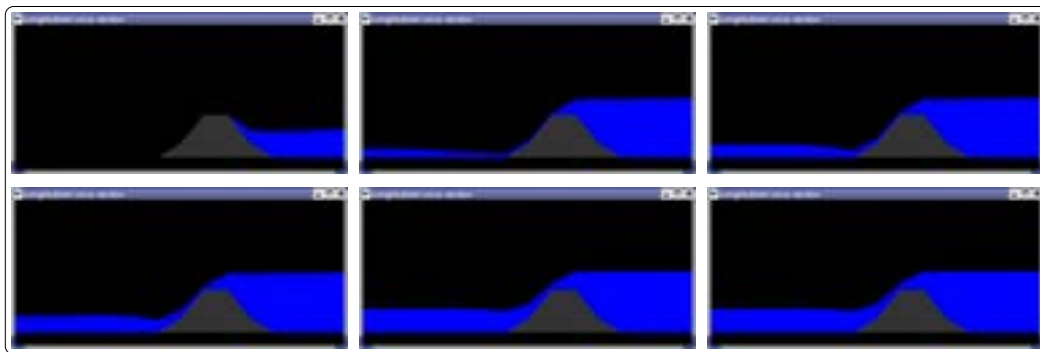


FIG. 12.9 – Résultat numérique du franchissement d'un obstacle par l'écoulement.

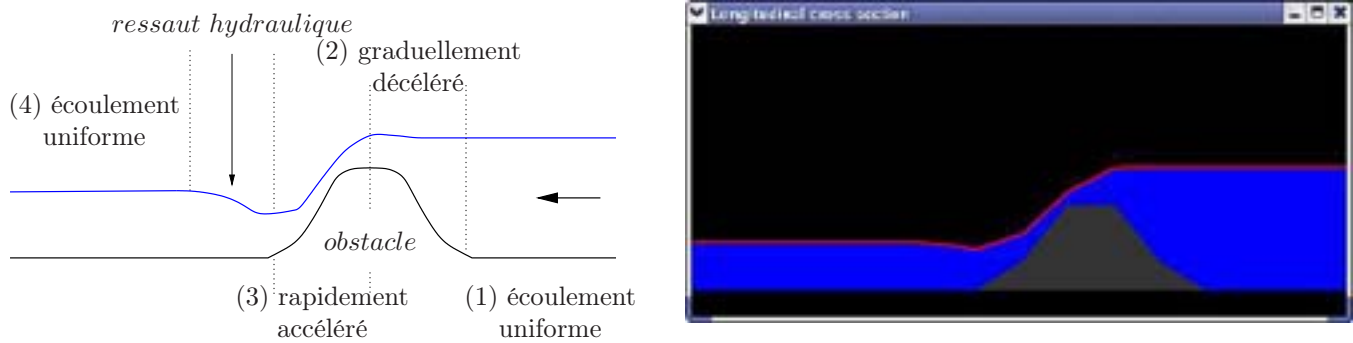


FIG. 12.10 – Mise en évidence d'un ressaut hydraulique.

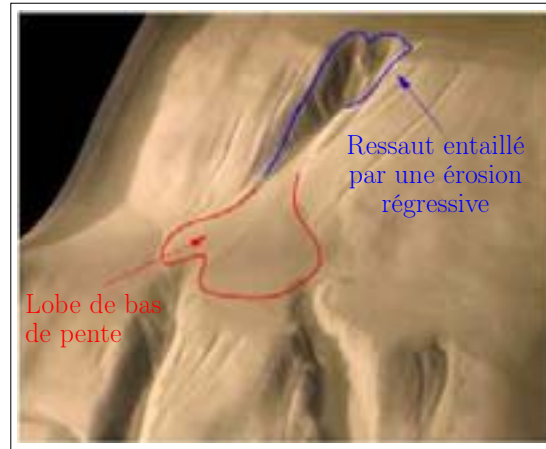


FIG. 12.11 – Expérience analogique avec modélisation d'un bassin perché en collaboration avec l'Institut de Physique du Globe de Paris.

Le but de ces expériences consistait entre autre au développement, pour ce type d'environnement de dépôt, d'une base physique nécessaire sur laquelle reposent les modèles stratigraphiques par approche génétique, en cours de développement à l'IFP et réalisés dans le cadre de ce manuscrit. Ce type de modélisation, nous l'avons vu, repose sur des règles de comportement des processus sédimentaires. Celles-ci sont déterminées le plus souvent à partir de connaissances empiriques que l'on a des processus physiques mis en jeu, d'où l'intérêt des modèles analogiques pour fournir ces règles.

Les expériences réalisées avaient pour objectif de mieux appréhender les potentialités offertes par le dispositif expérimental, notamment comme outil d'aide à la compréhension du fonctionnement global du système canyon-chenaux-lobes. Alors que les expériences de l'IPG cherchent surtout à analyser les facteurs contrôlant la localisation de l'érosion et sa morphologie, l'IFP a cherché à observer l'ensemble des processus d'érosion, de transport et dépôt.

Les observations sont restées très qualitatives ; il s'agissait d'explorer rapidement quelques directions de recherches futures, plutôt que d'effectuer une réelle étude expérimentale.

Dans l'expérience présentée dans la figure 12.11, on cherchait à reproduire une configuration de bassin perché en introduisant dans la topographie initiale une crête barrant transversalement le plan incliné. La crête forme un bassin fermé dans lequel il a été observé la formation d'une accumulation de saumure, ce qui a eu pour effet de ralentir, voire interrompre, la progradation de l'incision et le développement du lobe frontal situé en amont du bassin. Les profils d'expérience montrent une incision du canyon et la formation du lobe frontal sans progradation de la transition canyon-lobe. On observe une terminaison assez abrupte du lobe frontal, peut-être en raison de la présence d'accumulation de saumure en fond de bassin.

On observe très nettement la progradation de la transition canyon-lobe. Parmi les principales observations, on note que l'évolution de la topographie est très instable : l'incision initiale du canyon est très rapide, puis ralentit notablement. L'érosion régressive du lobe situé en amont de la tête de canyon est, elle aussi, un phénomène relativement rapide.

Cette expérience nous a surtout montré une limitation du dispositif : une dépression fermée dans la topographie engendre la formation d'une accumulation de fluide dense. Dans un système naturel ceci correspondrait à un lac d'eau turbide sans décantation du sédiment. Ceci ne serait envisageable que dans le cas d'un bassin alimenté par un écoulement hyperpycnal permanent. L'expérience ne permet pas de représenter une dépression envahie périodiquement par une bouffée turbide qui décante avant l'arrivée de la suivante.

Ces quelques expériences ont clairement montré l'intérêt du dispositif pour reproduire des configurations décrites par ailleurs dans les milieux naturels, comme par exemple l'évolution d'un bassin suspendu dans le système fossile d'Annot.

Il a été entrepris de reproduire ces expériences en utilisant l'approche transitoire du premier modèle. Les résultats ont montré une évolution cohérente du modèle avec l'apparition de surfaces érosives chenalisées sur les pentes amont et aval du bassin perché et la formation d'un lobe dans ce bassin. Il serait intéressant de poursuivre la vérification en l'étendant aux autres expériences réalisées mais aussi en faisant des études comparatives sur la profondeur des systèmes chenalisés, leurs emplacements ou encore les hauteurs des dépôts simulés. Pour ce faire il faudrait reprendre l'ensemble des données sur les expériences et définir des paramètres comparatifs principaux à tester. Dans ce cadre, il serait bon d'envisager la reprise de certaines expériences déjà effectuée afin de mieux préciser les comportements reproductibles de ceux

purement chaotiques de ces écoulements.

### 12.3.2 Comparaisons avec d'autres modèles numériques

Une façon de procéder à la vérification du modèle consiste aussi à comparer les résultats du calcul avec ceux d'autres modèles antérieurs. Par exemple en utilisant le modèle développé à l'IFP par Alexandre Hugot (2000) qui s'est inspiré d'un autre formalisme pour représenter

les mêmes écoulements turbulents. Ou encore le modèle développé par Simon Lopez (2004) dans le cadre d'un post-doctorat IFP-IFREMER et basé sur les équations de Saint-Venant. Dans le temps imparti, malheureusement, ces comparaisons n'ont pas pu être réalisées. Néanmoins, ces études ont été facilitées en intégrant les modèles d'automates cellulaires et le modèle Saint-Venant sur le même code. Ceci permettra aux futurs utilisateurs de réaliser aisément ces vérifications en utilisant le même outil numérique.





# Bibliographie

- [1] V. Abreu, M. Sullivan, V. Cornaglia, D. Mohrig, D. Ying, C. Rossen, B. Dixon, C. Pirmez, H.S. Das, and D. O'Grady. Architectural Analysis of Sinuous Channels : the Underrated Deepwater Channel Type. *In Pre-EAGE Deep-Water Research Conference, Parma, Italy.*, pages 21–25, May 2002.
- [2] J.R.L Allen. *Principles of Physical Sedimentology*. George Allen & Unwin, 1985.
- [3] A. Assani. *Recherche d'impacts d'une retenue sur le comportement d'une rivière ardennaise (hydrologie, sédimentologie, morphologie, végétation). Cas du barrage de Butchenwag sur la Warche (Belgique)*. PhD thesis, Université de Liège, 1997.
- [4] M.V. Avolio, S. Di Gregorio, F. Mantovani, A. Pasuto, R. Rongo, S. Silvano, and W. Spataro. Simulation of the 1992 tessina landslide by a cellular automata model and future hazard scenarios. 2 :41–50, 2000.
- [5] N. Babonneau. *Mode de fonctionnement d'un chenal turbiditique méandrique : Cas du Système Turbiditique Actuel du Zaïre*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 2002.
- [6] N. Babonneau, B. Savoye, M. Cremer, and B. Klein. Morphology and architecture of the present canyon and channel system of the zaire deep-sea fan. *MPG*, 19 :445–467, 2002.
- [7] G. Badalini, B. Kneller, and C. Winker. Architecture and Processes in the Late Pleistocene Brazos-Trinity Tubidite System, Gulf of Mexico Continental Slope. *In P. Weimer, R.M. Slatt, A.H. Bouma and D.T. Lawrence, editors, Gulf Coast Section Society of Economic Paleontologists and Mineralogists Foundation. 20th Annual Research Conference : Deep-Water Reservoirs of the World.*, pages 16–33, 2000.
- [8] R.A. Bagnold. The flow of cohesionless grains in fluids. *Philos. Trans. R. Soc. London*, A(249) :235–297, 1956.
- [9] R.A. Bagnold. Auto-suspension of transported sediment, turbidity currents. *PRSL*, A265 :315–319, 1962.
- [10] R.A. Bagnold. Beach and nearshore processes; part 1, mechanics of marine sedimentation. *Dans : The Sea (Edité par M.N. Hill), vol. 3. The earth beneath the sea. History, pages 507–528. John Wiley, New York.*, 1963.
- [11] D. Barca, G.M. Crisci, F.P. Di Gregorio, and F.P. Nicoletta. Cellular automata for simulating lava flows : a method and examples of the etnean eruptions. *Transport Theory and Statistical Physics*, 23(1-3) :195–232, 1994.
- [12] C.C. Bates. Rational theory of delta formation. *American Association of Petroleum Geologists Bulletin.*, 37 :2119–2162, 1953.
- [13] T.B. Benjamin. Gravity currents and related phenomena. *Jour. Fluid Mech.*, 31 :209–248, 1968.
- [14] E.R. Berlekamp, J. H. Conway, and R.K. Gut. *Winning ways for your mathematical plays*. Academic Press, New York, 1982.
- [15] S. Berné and B. Loubrieu. Canyons et processus sédimentaires récents sur la marge occidentale du golfe du lion. premiers résultats de la campagne calmar. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 328 :471–477, 1999.
- [16] R.T. Bonnecaze, M.A. Hallworth, H.E. Huppert, and J.R. Lister. Axisymmetric particle-driven gravity currents. *Jour. Fluid Mech.*, 294 :93–121, 1995.
- [17] R.T. Bonnecaze, H.E. Huppert, and J.R. Lister. Particle-driven gravity currents. *Jour. Fluid Mech.*, 250 :339–369, 1993.

- [18] A.H. Bouma, W.R. Normark, and N.E. Barnes. *Submarine Fans and Related Turbidite Systems*. Springer-Verlag, New-York., 1985.
- [19] A.H. Bouma and C.G. Stone. Fine-Grained Turbidite Systems. *AAPG Memoir*, 72, 2000.
- [20] A.J. Bowen, W.R. Normark, and D.J.W. Piper. Modelling of turbidity currents on Navy Submarine Fan, California Continental Borderland. *Sedimentology*, 31 :169–185, 1984.
- [21] W.H. Bradley. Patterns of grainsize distribution oin some point-bars of the usri river, india. *Science*, 150 :1423–1428, 1965.
- [22] J.S. Bridge and M.R. Leeder. A simulation model of alluvial stratigraphy. *Sedimentology*, 26(5) :617–644, 1979.
- [23] A.M. Burks. *J. von Neumann, Theory of Self-Reproducing Automata*. University of Illinois, Urbana, 1966.
- [24] A.M. Burks. *Essays on Cellular Automata*. University of Illinois, Urbana, 1970.
- [25] M.A. Chan and R.H. Dott. Shelf and Deep-Sea Sedimentation in Eocene Forearc Basin : Western Oregon Fan or non-Fan? *AAPG Bulletin*, 67 :2100–2116, 1983.
- [26] C.F. Chen. Particle flux through sediment fingers. *Deep Sea Res.*, 44 :1645–1654, 1997.
- [27] F.H. Chu and O.H. Pilkey. An analytical study of turbidity current steady flow. *Mar. Geol.*, 33 :205–220, 1979.
- [28] F.H. Chu and O.H. Pilkey. An analytical study of turbidity current steady flow. *Mar. Geol.*, 33 :205–220, 1979.
- [29] A. Church. A set of postulates for the foundation of logic. *Annals of Mathematics*, second series, 33 :346–366, 1932.
- [30] A. Church. An unsolvable problem of elementary number theory. *American Journal of Mathematic*, 1936.
- [31] A. Church. Review of turing 1936. *Journal of Symbolic Logic*, 1937.
- [32] P. Cirac, J.F. Bourillet, R. Gribouard, A. Normand, and T. Mulder. Le canyon de Capbreton : nouvelles approches morphostructurales et morphosédimentaires. Premiers résultats de la campagne ITSAS. *C.R. Acad. Sci., Paris*, 332 :447–455, 2001.
- [33] J.D. Clark, N.H. Kenyon, and K.T. Pickering. Quantitative Analysis of the Geometry of Submarine Channels : Implications for the classification of Submarine Fans. *Geology*, 20 :633–636, 1992.
- [34] E. Codd. *Cellular Automata*. Academic Press, New York, 1968.
- [35] B.J. Copeland. *The Church-Turing Thesis*. E. Zalta, 1996.
- [36] R.A. Daly. Origin of submarine canyons. *Am. Jour. Sci. Ser. 5*, 31 :401–420, 1936.
- [37] J.E. Damuth, R.D. Flood, C. Pirmez, and P.L. Manley. Architectural Elements and Depositional Processes of Amazone Deep-Sea Fan imaged by Long-Range Sidescan Sonar (GLORIA), Bathymetric Swatch-Mapping (Sea-Beam), High-Resolution Seismic and Piston-Core Data. *Chapman and Hall, London*, 1995.
- [38] R.P. Delinger. A model for generation of ash clouds by pyroclastic flows, with application to the 1980 eruptions at mount St. Helens, Washington. *Jour. Geophys. Res. B.*, 92 :284–10,298, 1987.
- [39] M.E. Deptuck, G.S. Steffens, M. Barton, and C. Pirmez. Architecture and Evolution of Upper Fan Channel-Belts on the Niger Delta Slope and in the Arabian Sea. *Marine and Pretroleum Geology*, 20 :649–676, 2003.
- [40] S. Di Gregorio, R. Rongo, C. Siciliano, M. Sorriso-Valva, and W. Spataro. Sciddica-3 : A cellular automata model for landslide simulation. *Advances in Intelligent System, Morabito F.C., IOS Press Amsterdam*, pages 324–330, 1997.
- [41] S. Di Gregorio, R. Serra, and M. Villani. Simulation of soil contamination and bioremediation by cellular automata model. *Complex Systems*, 11(1) :31–54, 1998.
- [42] S. Di Gregorio, R. Serra, and M. Villani. Applying cellular automata to complex environmental problems. *Theoretical Computer Science*, 217(1) :131–156, 1999.

- [43] Salavatore Di Gregorio and Roberto Serra. An empirical method for modelling and simulating some complex macroscopic phenomena by cellular automata. *Future Generation Computer Systems*, 16(2-3) :259–271, 1999.
- [44] T. Elliot. Depositional Architecture of a Sand-Rich, Channelized Turbidite System : the Upper Carboniferous Ross Sandstone Formation, Western Ireland. In P. Weimer, R.M. Slatt, A.H. Bouma and D.T. Lawrence, editors, *Gulf Coast Section Society of Economic Paleontologists and Mineralogists Foundation. 20th Annual Research Conference : Deep-Water Reservoirs of the World.*, pages 342–373, 2000.
- [45] T.H. Ellison and J.S. Turner. Turbulent entrainment in stratified flows. *Journal of Fluid Mechanics*, (6) :423–448, 1959.
- [46] D. Emery and K. Myers, editors. *Sequence Stratigraphy*, chapter Fluvial Systems, pages 111–133. BS, 1996.
- [47] M. Felix. Numerical model of turbidity current of non-cohesive material. Dans : Sediment transport and deposition by particulate gravity currents, programme and abstract volume, page 25. University of Leeds, <http://earth.leeds.ac.uk/turbconf/>, 1998.
- [48] M.A. Field, J.V. Gardner, and D.B. Prior. Geometry and Significance of stacked Gullies on the Northern California Slope. *Marine Geology*, 154 :323–338, 1999.
- [49] M. Flexor, P. Sentenac, and J.C. Yoccoz. Geometrie complexe et systemes dynamiques. *Colloque en l'honneur d'Adrien Douady, Orsay*, 2418 :–4437 Asterisque, N 261, 1995.
- [50] R.D. Flood and J.E. Damuth. Quantitative characteristics of sinuous distributary channels on the Amazon Deep-Sea Fan. *Geological Society of America Bulletin*, 98 :727–738, 1987.
- [51] R.D. Flood, D.J.W. Piper, A. Klaus, and L.C. Peterson. Proceedings of the Ocean Drilling Program, Leg 155, Scientific Results, 155. *Ocean Drilling Program, College Station, T.X.*, 1995.
- [52] U. Frisch, B. Hasslacher, and Y. Pomeau. Lattice-gas automata for navier-stokes equation. *Phys. Rev. Lett.*, 56(14) :1505–1508, 1986.
- [53] Y. Fukushima, G. Parker, and H.M. Pantin. Prediction of ignitive turbidity currents in scripps submarine canyon. *Marine Geology*, (67) :55–81, 1985.
- [54] G. Furnes. Turbidites modeling – the Norsk Hydro experience. *présentation interne IFP.*, 1999.
- [55] J.L. Galloway and W.T. Collins. Dual Frequency Acoustic Classification of Seafloor Habitat using QTC View. dans : *Proceedings of IEEE Oceans 98, Nice France*, 1998.
- [56] W.E. Galloway and L.F. Brown. Depositional Systems and Shelf-Slope relationship in Upper Pennsylvania Rocks : North Central Texas. *University of Texas, Bureau of Economic Geology Report Investigations*, 75 :63, 1972.
- [57] R. Gandy. *Church's thesis and principles for mechanism*. J. Barwise et al., North-Holland Publishing Co., Amsterdam-New York, 1980, 1978.
- [58] M. Garcia and G. Parker. Entrainment of bed sediment into suspension. *JHE*, 117(4) :414–435, 1991.
- [59] M. Garcia and G. Parker. Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current. *JGR*, 98(3) :4793–4807, 1993.
- [60] M. Gardner. *The Fantastic combinations of John Conway's new solitaire game Life*. Scientific American, 223, 1970.
- [61] M. Gaudin. *Processus de formation, de préservation et d'évolution des canyons sous-marins : comparaison entre les canyons de la marge du golfe du Lion (canyon de l'Aude) et de la marge sud aquitaine (canyon de Capbreton)*. Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux I., 2005.
- [62] M.A. Goodman and S.C. Cowin. Two problems in the gravity flow of granular materials. *Jour. Fluid Mech.*, 45 :321–339, 1971.
- [63] D.S. Gorsline and K.O. Emery. Turbidity Current Deposits in San Pedro and Santa-Monica basins off Southern California. *Geological Society of American Bulletin*, 70 :279–290, 1959.

- [64] Ph. Goujon. *De la logique a l'auto-organisation*. Editions OUSIA, distribution Paris : Vrin, 1999.
- [65] D. Granjeon and P. Joseph. *Numerical experiments in stratigraphy; recent advances in stratigraphic and sedimentologic computer simulations*, volume 62 of *SEPMSP*, chapter Concepts and applications of a 3-D multiple lithology, diffusive model in stratigraphic modeling, pages 197–210. Society for Sedimentary Geology, 1999.
- [66] D. Granjeon, P. Joseph, S. AssierRzadkiewicz, P. Bassant, O. Briec, A. Hugot, and J.L.P. Moreira. Application of 3D fluvial and turbiditic transport laws in stratigraphic modelling of siliclastic and carbonate formations. *dans : Lippard, S.J., Naess, A. and Sinding-Larsen, R. (eds.), Proceeding of the 5 Annual Conference of the International Association for Mathematical Geology, Trondheim.*, 1999.
- [67] R.A. Hagen, D.D. Bergensen, R. Moberly, and W.T. Coulbourn. Morphology of a large mendering Submarine Canyon System on the Peru-Chile forearc. *Marine Geology*, 119 :7–38, 1994.
- [68] B.E. Haner. Morphology and Sediments of Redondo Submarine Fan : Southern California. *Geological Society of America Bulletin*, 82 :2413–2432, 1971.
- [69] A.E. Hay. Turbidity currents and submarine channel formation in the rupert inlet, british columbia. 1. surge observations. *JGR*, 92 :2875–2881, 1987.
- [70] P. Heinrich, A. Mangeney, and G. Boudon. Simulation of water waves generated by a debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *Dans : Sediment transport and deposition by particulate gravity currents, programme and abstract volume*, 1998. page 71. University of Leeds, <http://earth.leeds.ac.uk/turbconf>.
- [71] P. Heinrich, A. Mangeney, and G. Boudon. Modéliser un raz de marée créé par un volcan : L'éruption à Montserrat le 26 décembre 1997. *La Recherche*, 318 :66–71, 1999.
- [72] P.L. Heller and W.R. Dickinson. Submarine Ramp Facies Model for Delta-Fed, Sand-Rich Turbidite Systems. *AAPG Bulletin*, 69 :960–976, 1985.
- [73] F. Hermann, D. Issler, and S. Keller. *Numerical simulations of powder-snow avalanches and laboratory experiments on turbidity currents*. Technical Report, Pierre Beghin Internationalworkshop on rapid gravitational mass movements. Cemagref, Grenoble., 1993.
- [74] F. Hermann, D. Issler, and S. Keller. Numerical simulations of powder-snow avalanches and laboratory experiments on turbidity currents. *Technical Report, Pierre Beghin Internationalworkshop on rapid gravitational mass movements.*, Cemagref, Grenoble., 1993.
- [75] J.-C. Heudin. *L'évolution au bord du chaos*. Paris : Hermes, 1998.
- [76] J.-C. Heudin, M. Magnier, and C. Lattaud. Complexity classes in the two-dimensional life cellular automata subspace. *Complex Systems*, 11 :419–436, 1997.
- [77] P.S. Hill, J.P.M. Syvitski, E.A. Cowan, and R.D. Powell. In situ observations of floc settling velocities in glacier bay, Alaska. *Mar. Geol.*, 145 :85–94, 1998.
- [78] D.C.J.D. Hoyal, M.J. Bursik, and J.F. Atkinson. The influence of diffusive convection on sedimentation from buoyant plumes. *Mar. Geol.*, 159 :205–220, 1999.
- [79] D.C.J.D. Hoyal, M.J. Bursik, and J.F. Atkinson. Settling-driven convection on sedimentation from stratified fluids. *J. Geophys. Res.*, 104 :7953–7966, 1999.
- [80] A. Hugot. Modélisation des processus de sédimentation gravitaire. *Revue bibliographique et analyse de 'Université Pierre et Marie Curie - Institut Francais du Pétrole.*, 1996. 131 p.
- [81] A. Hugot. *Modélisation des écoulements gravitaires catastrophiques par une approche objet dynamique : érosion-transport-dépôt*. Thèse de doctorat de l'Université Paris 6 Pierre et Marie Curie., 2000.
- [82] H.E. Huppert. Quantitative modelling of granular suspension flows. *Phil. Trans. Royal Soc. London, Ser. A*, 356 :2471–2496, 1998.
- [83] J. Imran, G. Parker, and N. Katopodes. A numerical model of channel inception on submarine fans. *JGR*, 103 :1219–1238, January 1998.

- [84] J. Imran, G. Parker, and C. Pirmez. A nonlinear model of flow in meandering submarine and subaerial channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 400 :295–331, 1999.
- [85] A.M. Johnson. *Physical Processes in Geology*. Freeman, Cooper and Co., San Fransisco, 1973.
- [86] K.A. Katsens and A.N. Shor. Depositional processes of a meandering channel on Mississipi Fan. *American Association of Petroleum Geologists Bulletin*, 69 :190–202, 1985.
- [87] A.D.T. Kirwan, L.J. Doyle, W.D. Bowles, and G.R. Brooks. Time-dependent hydrodynamic models of turbidity currents analyzed with data from Grand Banks and Orleansville events. *Jour. Sediment. Petrol.*, 56 :379–386, 1986.
- [88] I. Klaucke and R. Hesse. Fluvial features in the Deep-Sea : new insights from the Glacigenic Submarine drainage system of the Northern Atlantic Mid-Ocean Channel in the Labrador Sea. *Sedimentary Geology*, 106 :223–234, 1996.
- [89] B. Kneller. The influence of flow parameters on turbidite slope channel architecture. *MPG*, 20(6-8) :901–910, 2003.
- [90] B.C. Kneller and W.D. McCaffrey. Depositional effects of flow non-uniformity and stratification within turbidity currents approaching a bounding slope : deflection, reflection and facies variation. *J. Sedim. Res.*, 69 :980–991, 1999.
- [91] V. Kolla, P. Bourges, J.M. Urruty, and P. Safa. Evolution of Deep Water Tertiary Sinuous Channels Offshore Angola (West Africa) and implications for Reservoir Architecture. *AAPG Bulletin*, 85 :1371–1405, 2001.
- [92] P.D. Komar. The channelized flow of turbidity currents with application to Monterey deep sea fan channel. *Jour. Geophys. Res. B.*, 74(4) :544–558, 1969.
- [93] P.D. Komar. Hydraulic jumps in turbidity currents. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 82 :1477–1488, 1971.
- [94] P.D. Komar. Hydraulic jumps in turbidity currents. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 82 :1477–1488, 1971.
- [95] P. H. Kuenen. Estimated size of the Grand Banks turbidity currents. *Am. Jour. Sci.*, 250 :874–884, 1952.
- [96] T. Kuhn. *The Structure of Scientific Revolutions*. University of Chicago Press, 1962.
- [97] L. Landau and E. Lifchitz. *Mécanique des fluides*, vol. vi de *Physique théorique*. MIR, Moscou. 668 p., 1971.
- [98] G.F. Lane-Serff, L.M. Beal, and T.D. Hadfield. Gravity current flow over obstacles. *J. Fluid Mech.*, 292 :9–53, 1995.
- [99] A. Langlois and M. Phillips. *Automates Cellulaires - Application a la simulation urbaine*. Paris : Hermes, 1997.
- [100] G. Langton. Self-reproduction in cellular automata. *Physica D*, (10) :133–144, 1984.
- [101] M.F. Lapointe and M.A. Carson. Migration patterns of an asymmetric meandering river, the Rouge River, Quebec. *Water Ressources Research*, 22 :731–743, 1986.
- [102] M. Larchevêque. Turbulence développée homogène incompressible. *cours de DEA de mécanique*). Université Pierre et Marie Curie, Paris., 1995.
- [103] M.R. Leeder, G.H. Mack, J. Peakall, and S.L. Salyards. First quantitative test of alluvial stratigraphic models ; southern rio grande rift, new mexico. *Geology*, 24(1) :87–90, 1996.
- [104] P.N. Lin and H.W. Shen. Two-D flow with sediment by characteristics method. *Jour. Hydraulic Eng., ASCE*, 110(4) :615–626, 1984.
- [105] P. Lonsdale and C.D. Hollister. Cut-off at an Abyssal Meander South of Iceland. *Geology*, 7 :597–601, 1979.
- [106] S. Lopez. *Modélisation de Réservoirs Chenalis és Méandriformes. Approche Génétique et Stochastique*. Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris., 2003.
- [107] D.R. Lowe. Grain flow and grain flow deposits. *Jour. Sediment. Petrol.*, 46 :188–199, 1976.



- [108] D.R. Lowe. Subaqueous liquefied and fluidized sediment flows and their deposits. *Sedimentology*, 23 :285–308, 1976.
- [109] R. Lucchi and A. Camerlenghi. Upslope turbiditic sedimentation on the southeastern flank of the mediterranean ridge. *Boll. Oceanol. Teorica Ed Applicata*, 11 :3–25, 1993.
- [110] S. Lüthi. Some new aspects of two dimensional turbidity currents. *Sedimentology*, 28 :97–105, 1980.
- [111] E. Marchi and A. Rubatta. Meccanica dei fluidi. principi e applicazioni. *UTET, Torino.*, 1981.
- [112] N. Margolus, T. Toffoli, and G. Vichniac. Cellular automata supercomputers for fluid-dynamics modelling. *Phys. Rev., Lett.* 56(10) :1694–1696, 1986.
- [113] T. Maxworthy. The dynamics of sedimenting surface gravity currents. *J. Fluid. Mech.*, 392 :27–44, 1999.
- [114] M. Mayall and I. Stewart. The architecture of Turbidite Slope Channels. In P. Weimer, R.M. Slatt, A.H. Bouma and D.T. Lawrence, editors, *Gulf Coast Section Society of Economic Paleontologists and Mineralogists Foundation. 20th Annual Research Conference : Deep-Water Reservoirs of the World.*, pages 578–586, 2000.
- [115] H.W. Ménard. Possible pre-Pleistocene Deep Sea Fan of Central California. *Geological Society of America Bulletin*, 71 :1271–1278, 1960.
- [116] G.V. Middleton. Experiments on density and turbidity currents : I. motion of the head. *Can. Jour. Earth Sci.*, 3 :523–546, 1966.
- [117] G.V. Middleton. Small scales models of turbidity currents and the criterion for auto-suspension. *Jour. Sediment. Petrol.*, 36 :202–208, 1966.
- [118] G.V. Middleton. Small scales models of turbidity currents and the criterion for auto-suspension. *Jour. Sediment. Petrol.*, 36 :202–208, 1966.
- [119] G.V. Middleton. Sediment deposition from Turbidity Currents. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21 :89–114, 1993.
- [120] G.V. Middleton and M.A. Hampton. Subaqueous sediment transport and deposition by sediment gravity flows. *Dans : Marine Sediment Transport and Environmental Management (Edité par D. J. Stanley et J. P. Swift)*, pages 197–218. *John Wiley, New York.*, 1973.
- [121] G.V. Middleton. Experiments on density and turbidity currents. i. motion of the head. *CJEA*, 3 :523–546, 1966.
- [122] G.V. Middleton and J. Southard. *Mechanics of sediment movement*, volume 3 of *SEPM Eastern Section Short Course*. Society for Sedimentary Geology, 1978.
- [123] A.S. Monin and A.M. Yaglom. Statistical fluid mechanics. M.I.T. press, Cambridge, 1971.
- [124] E.F. Moore. Machine models of self-reproduction. In *Proc. Symp. Applied Mathematics, Amer. Math. Soc., Providence RI*, 1963.
- [125] M.T. Muck and M.B. Underwood. Upslope flow of turbidity currents : a comparison among field observations, theory, and laboratory methods. *Geology*, 18 :54–57, 1990.
- [126] T. Mulder and J. Alexander. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. *Sedimentology*, 48 :269–299, 2001.
- [127] T. Mulder, B. Savoye, D.J.W. Piper, and J.P.M. Syvitski. The Var submarine sedimentary system : understanding Holocene sediment processes and their importance to the geological record. *Dans : Geological processes on continental margins : Sedimentation, mass-wasting and stability (Edité par M. S. Evans et A. Cramps)*, numéro 129, pages 145–166. *Geological Society, London, Special publications*, 1998.
- [128] T. Mulder and J.P.M. Syvitski. Turbidity currents generated at river mouths during exceptional discharges to the world oceans. *The Journal of Geology*, 103 :285–299, 1995.

- [129] E. Mutti. *Turbidites et Cônes sous-marins profonds*. Sédimentation Détritique (fluviale, littorale et marine) : Institut de Géologie de Fribourg, Suisse., 1979.
- [130] E. Mutti. Turbidite systems and their relations to depositional sequences. in "*Provenance of Arenites*", G.G. Zuffa ed, pages 65–93, 1985.
- [131] E. Mutti. *Turbidite Sandstones*. AGIP Instituto di Geologia Università di Parma, Italia., 1992.
- [132] E. Mutti and W.R. Normark. *Comparing examples of Modern and Ancient Turbidite Systems : Problems and Concepts*. Graham and Trotman, London, pages : 1-38, 1987.
- [133] E. Mutti and W.R. Normark. *An Integrated Approach to the study of Turbidite Systems*. Reidel Publishing Company, Dordrecht, pages : 65-93, 1991.
- [134] E. Mutti and F. Ricci Lucchi. Le Torbiditi delt Apennino Settentrionale : introduzione all'analisi di facies. *Mémoire de Società Geologica Italiana*, 11 :161–199, 1972.
- [135] E. Mutti and F. Ricci Lucchi. Introduction to the Excursions on Siliclastic Turbidites. *2nd International Association of Sedimentologists European Regional Meeting Excursion Guidebook, Bologna*, 11 :1–3, 1981.
- [136] J. Myhill. The converse of Moore's garden of Eden theorem. In *Proc : Amer. Math. Soc.*, 1963.
- [137] M. Naaim. Modélisation numérique des avalanches aérosols. *La Houille Blanche*, 6(5) :56–62, 1995.
- [138] D.B. Nash. Effective sediment-transporting discharge from magnitude-frequency analysis. *JG*, 102 :79–95, 1994.
- [139] C.H. Nelson, D.C. Twichell, W.C. Schwab, H.J. Lee, and N.H. Kenyon. Upper Pleistocene Turbidite Sand Beds and Chaotic Silt Beds in Channelised, Distal, Outer-Fan Lobes of the Mississippi Fan. *Geology*, 20 :693–696, 1992.
- [140] T.H. Nilsen. Modern and Ancient Submarine Fan : discussion. *AAPG Bulletin*, 64 :1094–1101, 1980.
- [141] W.R. Normark. Growth Patterns of Deep Sea Fans. *Discussion : AAPG Bulletin*, 54 :2170–2195, 1970.
- [142] W.R. Normark. Fan Valleys, Channels and Depositional Lobes on Modern Submarine Fans : characters for recognition of sandy turbidite environments. *Modern and Ancient Geosynclinal Sedimentation : SEPM Special Publication*, 19 :56–68, 1974.
- [143] W.R. Normark. Fan Valleys, Channels and Depositional Lobes on Modern Submarine Fans : characters for recognition of sandy turbidite environments. *AAPG Bulletin*, 62 :912–931, 1978.
- [144] W.R. Normark, T.E. Chase, and C. Gutmacher. *Potential petroleum reservoirs on Deep-Sea fans of Central California*. Springer-Verlag, New-York., 1985.
- [145] W.R. Normark and D.J.R. Piper. Initiation Processes and Flow Evolution of Turbidity Currents : implications for depositional record. *SEPM Special Publication*, 46 :207–230, 1991.
- [146] H.M. Pantin. Interaction between velocity and effective density in turbidity flow : phase-plane analysis, with criteria for auto-suspension. *Marine Geology*, (31) :59–99, 1979.
- [147] G. Parker. Conditions for the initiation of catastrophically erosive turbidity currents. *Marine Geology*, (46) :307–327, 1982.
- [148] G. Parker, Y. Fukushima, and H.M. Pantin. Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 171 :145–181, 1986.
- [149] G. Parker, M. Garcia, Y. Fukushima, and W. Yu. Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *JHR*, 25(1) :123–147, 1987.
- [150] G. Parker, J. Imran, and C. Pirmez. *River, coastal and estuarine morphodynamics*, chapter Transverse slope of bed and turbid-clear water interface of channelized turbidity currents flowing around bends, pages 119–139. SV, 1999.
- [151] G. Parker, K. Sawai, and S. Ikeda. Bend theory of river meanders. part 2. nonlinear deformation of finite-amplitude bends. *Journal of Fluid Mechanics*, 115 :303–314, 1982.

- [152] J.D. Parsons, W.M. Bush, and J.P.M. Syvitski. Hyperpycnal plume formation from riverine outflows with small sediment concentrations. *Sedimentology*, 48 :465–478, 2001.
- [153] J.D. Parsons and M.H. Garcia. Enhanced sediment scavenging due to double-diffusive convection. *J. Sed. Res.*, 70 :47–52, 2000.
- [154] J. Peakall, M. Leeder, J. Best, and P. Ashworth. River response to lateral ground tilting : a synthesis and some implications for the modelling of alluvial architecture in extensional basins. *BR*, 12(3-4) :413–424, 2000.
- [155] J. Petitot. Centrato/acentrato. *Encyclopedia Einaudi*, 2 :894–954, 1977.
- [156] K.T. Pickering, R.N. Hiscott, and F.J. Hein. Deep Marine Environments : Clastic Sedimentation and Tectonic. Unwin Hyman, London. 416 p., 1989.
- [157] K.T. Pickering, D.A.V. Stow, M.P. Watson, and R.N. Hiscott. Deep water facies, processes and models : a review and classification scheme for modern and ancient sediments. *Earth-Sci. Rev.*, 23 :75–174, 1986.
- [158] C. Piper, R.D. Flood, S. Cissowski, F. Hall, P.L. Manley, M; Maslin, N. Mikkelsen, and W. Showers. Synthesis of stratigraphic correlations of the Amazon Fan. *Proceedings of the Ocean Drilling Program. Initial Reports, College Station, Texas.*, 155 :595–609, 1997.
- [159] D.J.W. Piper and W.R. Normark. Turbidite Depositional patterns and Flow characteristics, Navy Submarine Fan, California Borderland. *Sedimentology*, 30 :681–694, 1983.
- [160] D.J.W. Piper and B. Savoye. Processes of late Quaternary turbidity current flow and deposition on the Var deep-sea fan, north-west Mediterranean Sea. *Sedimentology*, 40 :557–582, 1993.
- [161] D.J.W. Piper and D.V.A. Stow. Fine-grained turbidites. *Springer-Verlag.*, pages 360–375, 1991.
- [162] C. Pirmez, R.T. Beauboeuf, S.J. Friedmann, and D.C. Mohrig. Equilibrium profile and baselevel in submarine channels : examples from late pleistocene systems and implications for the architecture of deepwater reservoirs. In P. Weimer, R.M. Slatt, J. Coleman, Rosen N.C., H. Nelson, A.H. Bouma, M.J. Styzen, and D.T. Lawrence, editors, *Deep Water Reservoirs of the World*, pages 782–805. GCSSEPM Foundation, Houston, 2000.
- [163] C. Pirmez and R.D. Flood. Morphology and Structure of Amazon Channel. *Proceedings of the Ocean Drilling Program. Initial Reports, College Station, Texas.*, 155 :23–45, 1995.
- [164] C. Pirmez and J. Imran. Reconstruction of Turbidity Currents in Amazon Channel. *Marine and Petroleum Geology*, 20 :823–849, 2003.
- [165] J.E. Plapp and J.P. Mitchell. A hydrodynamic theory of turbidity currents. *Jour. Geophys. Res. B.*, 65(3) :983–992, 1960.
- [166] H.W. Posamentier and G.P. Allen. Siliclastic sequence stratigraphic patterns in foreland ramp-type basins. *Geology*, 21 :455–458, 1993.
- [167] D.B. Prior, C.E. Adams, and J.M. Coleman. Characteristics of a deep-sea channel on the middle mississippi fan as revealed by a high-resolution survey. *Gulf Coast Association of Geological Societies Transactions*, 33 :389–394, 1983.
- [168] C. Ravenne and P. Beghin. Apport des expériences en canal a l'interprétation sédimentologique des dépôts de cônes détritiques sous-marins. *Revue de l'Institut Francais du Pétrole*, 42(5) :529–553, 1983.
- [169] C. Ravenne and P. Beghin. *Modélisation tridimensionnelle des écoulements turbides*. Referenced report : 32 665, *Institut Francais du Pétrole, Rueil-Malmaison.*, 1984.
- [170] H.G. Reading, editor. *Sedimentary Environments*. BS, 1996. 3rd edition.
- [171] H.G. Reading and M. Richards. Turbidite Systems in Deep Water Basin Margins. Classified by Grain-Size and Feeder System. *AAPG Bulletin*, 78(5) :792–822, May 1994.
- [172] O. Reynolds. On the dynamical theory of incompressible and the determination of the criterion. *Phil. Trans. Royal Soc. London, Ser. A*, 186 :123–164, 1894.

- [173] M. Richards and M. Bowman. Submarine-Fan and related Depositional Systems II. : Variability in Reservoir Architecture and Wireline Log Character. *Marine and Petroleum Geology*, 15 :821–839, 1998.
- [174] D.H. Rothman, J.P. Grotzinger, and P. Flemings. Scaling in Turbidite Deposition. *J. Sed. Res.*, A64(1) :59–67, 1994.
- [175] J.W. Rottman, J.E. Simpson, and J.C.R. Hunt. Unsteady gravity current flows over obstacles : some observations and analysis related to the phase 2 trials. *J. Hazardous Materials*, 11 :325–340, 1985.
- [176] T. Salles. *Les écoulements gravitaires dans les systèmes sous-marins profonds, les formations sédimentaires associées et les modélisations réalisées*. IFP -Synthèse Bibliographique- Rapport 58231, Aout 2004.
- [177] P. Sampl. *Current status of the AVL avalanche simulation model - Numerical simulation of dry snow avalanches*. Dans : “Pierre Beghin” international workshop on rapid gravitational mass movements. cemagref, Grenoble., 1993.
- [178] A. Samuel, B. Kneller, S. Raslan, A. Sharp, and C. Parsons. Prolific Deep Marine Slope channels of the Nile Delta, Egypt. *AAPG Bulletin*, 87 :541–560, 2003.
- [179] J. Schoeffler. *Le Gouf de Capbreton, de l’Eocène inférieur à nos jours*. dans : Submarine Geology and Geophysics., 1965.
- [180] E. Segre and C. Deangeli. Cellular automaton for realistic modelling of landslides. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2 :1–15, 1995.
- [181] K.W. Shanley, P.J. McCabe, and R.D. Hettlinger. Perspectives on the sequence stratigraphy of continental strata. *AAPGB*, 78 :544–568, 1994.
- [182] G. Shanmugan, J.E. Damuth, and R.J. Muiola. Is the Turbidite Facies association schema valid for interpreting Ancient Submarine Fan Environments ? *Geology*, 13 :234–237, 1985.
- [183] G. Shanmugan and R.J. Muiola. Submarine Fans : Characteristics, Models, Classification and Reservoir Potential. *Earth Sciences Review*, 24 :383–428, 1988.
- [184] G. Shanmugan and R.J. Muiola. Types of Submarine Fan Lobes : Models and Implications. *AAPG Bulletin*, 79(4) :477–512, 1991.
- [185] F.P. Shepard. Submarine Canyons : Multiple Causes and Long-Time Persistence. *AAPG Bulletin*, 65 :1062–1077, 1981.
- [186] F.P. Shepard and R.F. Dill. *Submarine canyons and other sea valleys*. Rand McNally Geology Series, 381 p., 1966.
- [187] C. Siegenthaler and J. Buhler. The kinematics of turbulent suspension currents (turbidity currents) on inclined boundaries. *Mar. Geology*, 64 :19–40, 1985.
- [188] O. Simonin. *Modélisation numérique des écoulements turbulents diphasiques à inclusions dispersées*. Ecole de Printemps de mécanique des fluides numériques, Aussois., 1991.
- [189] O. Simonin, P.L. Viollet, and N. Méchitoua. *The modelling of turbulent recirculating high temperature flows loaded with particles*. Dans : *Int. Workshop on Plasma Jet in the Development of New Materials Technology, Frunze USSR*, page 14., 1990.
- [190] J.E. Simpson. Gravity currents in the laboratory atmosphere and ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 14 :213–234, 1982.
- [191] R. Skogseth. *Turbiditetsstraumar langs eit skrått plan*. Universitetet i Bergen & Norsk Hydro. 101 p., 1999.
- [192] A.R. Smith. Cellular automata and formal languages. *11th IEEE FOCS Conference Record*, pages 216–224, 1970.
- [193] R.S.J. Sparks, R.T. Bonnecaze, J.R. Huppert, H.E. and Lister, M.A. Hallworth, H. Mader, and J. Phillips. Sediment-laden gravity currents with reversing buoyancy. *Earth and Planetary Science Letters*, 114 :243–257, 1993.

- [194] C. E. Stelting. Drilling results on the middle mississippi fan. in *A. H. Bouma, W. R. Normark, and N. E. Barnes, eds., Submarine fans and related turbidite sequences : New York, Springer-Verlag*, pages 275–282, 1985.
- [195] H.-H. Stolum. Planform geometry of meandering rivers. *GSAB*, 110 :1485–1498, November 1998.
- [196] D.A.V. Stow. *Deep clastic seas*. Dans : *Sedimentary Environments and Facies* (Edité par H. G. Reading), pages 398–444. Blackwell Scientific Publications, Oxford., 1986.
- [197] D.A.V. Stow and A.J. Bowen. A physical model for the transport and sorting of fine-grained sediments by turbidity currents. *Sedimentology*, 27 :31–46, 1980.
- [198] D.A.V. Stow and M. Mayal. Deep Marine Sedimentary Systems : New Models for the 21st century. *Marine and Petroleum Geology*, 17 :125–135, 2000.
- [199] S. Succi, R. Benzi, and F. Higuera. The lattice boltzmann equation : a new tool for computational fluid dynamics. *Physica D*, 47 :219–230, 1991.
- [200] S. Succi, P. Santangelo, and R. Benzi. High resolution lattice-gas simulation of two-dimensional turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 60 :2738–2743, 1988.
- [201] J.P.M. Syvitski and F.J. Hein. Sedimentology of an Arctic Basin : Itirbilung Fjord, Baffin Island, Northwest Territories. *Geol. Surv. Canada Paper*, 66 :11–91, 1991.
- [202] J.P.M. Syvitski and J.W. Murray. Particle interaction in flord suspended sediment. *Mar. Geol.*, 39 :215–242, 1981.
- [203] V. Teles, G. de Marsily, and E. Perrier. Sur une nouvelle approche de modélisation de la mise en place des sédiments dans une plaine alluviale pour en représenter l’hétérogénéité. *CRAS*, 327 :597–606, 1998.
- [204] V. Telles. *Construction de réservoir aquifères alluviaux par modèles génétique de mise en place des sédiments*. Thèse de doctorat de l’Université Paris 6 Pierre et Marie Curie., 1999.
- [205] J.W. Thatcher. in *Burks, A.W. Essays on Cellular Automata*, chapter Universality in the Von Neumann Cellular model, pages 103–131. University of Illinois Press. Champaign. IL., 1970.
- [206] T.M. Thornburg and L.D. Kulm. Sedimentation in the chile trench : Depositional morphologies, lithofacies and stratigraphy. *Geological Society of America Bulletin*, 98 :3–52, 1987.
- [207] G. Timbrell. Sandstone Architecture of the Balder Formation Depositional System. *UK Quadrant 9 and adjacent areas, in Parker, J.R.. Ed. : Petroleum Geology of Northwest Europe. Proceedings of the 4th Conference : Geological Society of London*, pages 107–121, 1993.
- [208] T. Toffoli. Occam, turing, von neumann, jaynes : How much you can get for how little ?, a conceptual introduction to cellular automata. *InterJournal*, December.
- [209] T. Toffoli. Cellular automata as an alternative to (rather than an approwimation of) differential equationsin modeling physics. *Physica D*, 10 :117–127, 1984.
- [210] T. Toffoli and N. Margolus. *Cellular Automata Machines : A New Environment Modeling*. MIT Press., Cambridge, 1987.
- [211] A.M. Turing. On computable numbers, with an application to the entscheidungsproblem. In *Proceedings of the London Mathematical Society, Series 2, 42*, pages 230–265, 1936.
- [212] A.M. Turing. *Intelligent Machinery*. Edinburgh : Edinburgh University Press., 1948.
- [213] S. M. Ulam and J. Von Neumann. Random ergodic theorems. *Bull. American Mathematical Society*, 51 :660, 1945.
- [214] G.A. Valentine and K.H. Wohletz. Numerical models of Pilinian eruption columns and pyroclastic flows. *Jour. Geophys. Res. B.*, 94 :1867–1887, 1989.
- [215] G. Vichniac. Simulating physics with cellular automata. *Physica D*, 10 :96–115, 1984.

- [216] J. Von Neumann. *The General and Logical Theory of Automata*. reprinted in John von Neumann, Collected Works, A.H. Taub, Ed., Pergamon Press, 1948.
- [217] J. Von Neumann. *Theory of Self Reproducing Automata*. 1966.
- [218] R.G. Walker. Shale Grit and Grindstone Shales : Transition from Turbidite to Shallow Water Sediments in the Upper Carboniferous of Northern England. *Journal of Sedimentology Petrology*, 36 :90–114, 1966.
- [219] R.G. Walker. Deep Water Sandstone Facies and Ancient Submarine Fan : models for exploration for stratigraphic traps. *AAPG Bulletin*, 62 :932–966, 1978.
- [220] S. Wolfram. Statistical mechanics of cellular automata. *Review of Modern Physics*, 55 :601–644, 1983.
- [221] S. Zaleski. *Introduction aux modèles de turbulence*. (cours au DEA de mécanique). Université Pierre et Marie Curie, Paris. 66 p., 1995.
- [222] L. Zhiming. *A three-Dimensional computer simulation program for turbidity flows*. Mémoire de DEA, Stanford Univ., 1995.



# **Modélisation Numérique du Remplissage Sédimentaire des Canyons et Chenaux Sous-Marins par Approche Génétique**

## **Résumé :**

Un modèle de simulation génétique du remplissage sédimentaire des canyons et des complexes chenal-levées dans les environnements turbiditiques profonds est proposé. L'approche utilisée est basée sur une méthode originale celle des Automates Cellulaires. Les processus contrôlant l'évolution de ces systèmes sont simulés à l'aide de règles établies empiriquement ou par simplification des lois physiques. Le système sédimentaire est représenté par un domaine maillé construit par un enchaînement d'évènements. Deux versions ont été élaborées, elles visent à représenter de la manière la plus fine possible l'impact de ces écoulements sur la nature et l'architecture des dépôts.

La première permet une description dynamique de l'évolution du fond lors du passage d'écoulements gravitaires. Un unique évènement est considéré à chaque simulation et les variations du fond et de la répartition des sédiments sont recalculées à chaque itération. La méthode est validée sur un cas réel grâce aux résultats obtenus pour la bouffée turbide de 1999 dans le canyon de Capbreton et aux corrélations réalisées avec les carottes prélevées dans le canyon.

La seconde propose de simuler l'architecture des dépôts pour une succession d'évènements gravitaires. Le modèle moyenne les processus physiques en considérant les évènements successifs comme des états quasi-stationnaires. Les résultats obtenus améliorent la compréhension de l'impact des paramètres externes sur la dynamique des courants gravitaires et l'organisation des séquences de dépôts qui en résultent.

---

## **Numerical Modeling of the Sedimentary Fill of Submarine Canyons and Channels using a Genetic Approach**

### **Abstract :**

We propose a numerical model to simulate the sedimentary fill of canyons and channel-levee complexes present in turbiditic environments. The model is based on a Cellular Automata approach. Processes which control the evolution of the system are described thanks to rules established empirically from observations or physical laws simplification. Sedimentary system is described by a meshed domain and is built with series of unitary events. Two versions are developed and consisted in coupling as best as possible the impact of flow effects on deposits nature and architecture.

The first one allows a dynamic description of the sea bed evolution under the activity of gravity flows. A single event is considered and morphology of the sea bed and sediments distribution are estimated at each iteration. The model was calibrated by the application to the case study of the turbulent surge that occurred during the 1999 storm in Capbreton canyon and using core control.

The second one simulates deposits architecture accumulated by a succession of steady states. A possible way to average physical processes over time is then to consider geological events as successive quasi steady states for which sediment transport has permanent values. The cellular automata paradigm can be an interesting approach to quickly obtain such stationary states. Obtained results improves a first step towards quantitative understanding of the impact of external parameters on catastrophic gravity flow dynamics and on the organization of subsequent deposits.