

Université du Québec

Mémoire présenté à
l'Institut National de la Recherche Scientifique
(INRS-Eau)

comme exigence partielle
de la
maîtrise ès sciences de l'eau

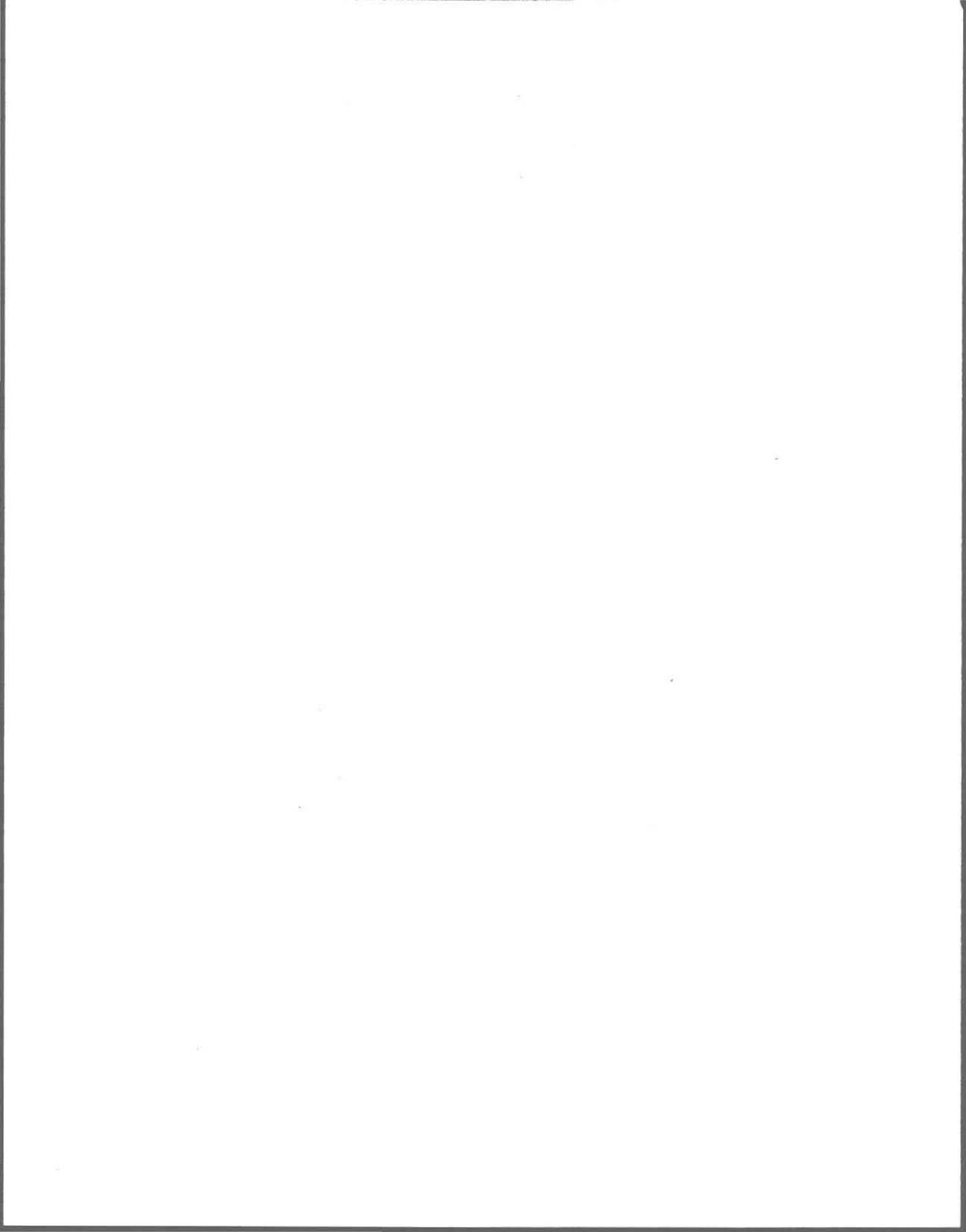
par

Jean-François Cantin
(Ing. jr., B.Sc. Génie Civil)

**MODELISATION DE PROCESSUS PHYSIQUES
AFFECTANT LES PETROLES DEVERSES EN MILIEU FLUVIAL**

Août 1992

© Droits réservés Jean-François Cantin 1992

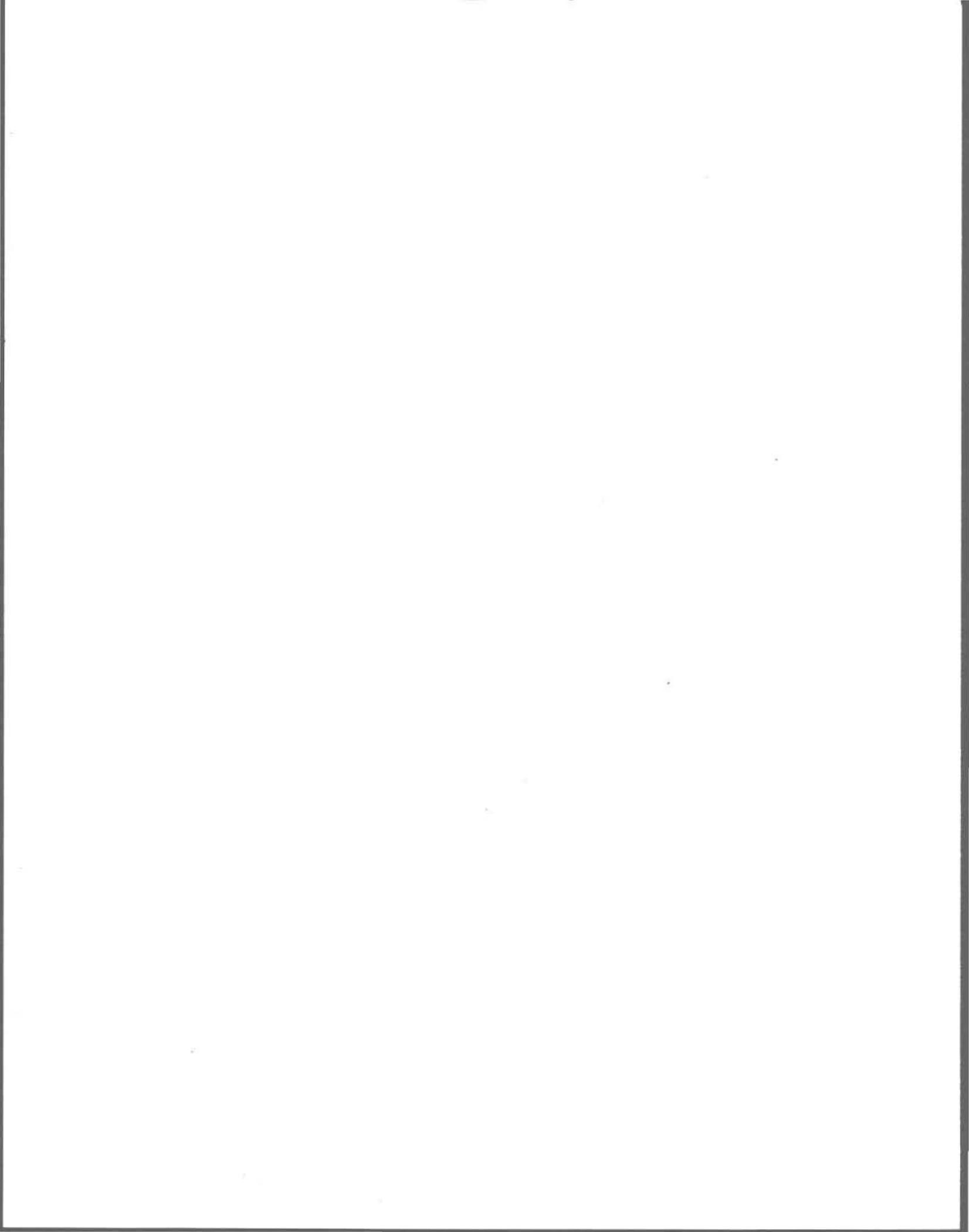


REMERCIEMENTS

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance et mon appréciation à monsieur Michel Leclerc, mon directeur. Son support constant, sa disponibilité et ses conseils avisés guidèrent brillamment ma démarche académique.

Je tiens aussi à remercier messieurs Paul Boudreau, Jérôme Benoît, Martin Montminy et Claude Blanchette pour le support technique qu'ils m'ont apporté. Egalement, les appréciations et commentaires de mlle P. Vachon furent très utiles lors de la rédaction du présent mémoire.

Enfin, j'aimerais souligner l'appui exceptionnel de mes parents, qui rendirent possible la réalisation de l'ensemble de mes études.



RESUME

Modélisation de processus physiques affectant les pétroles déversés en milieu fluvial.

Les impacts environnementaux qu'engendrerait un déversement important de pétrole dans le fleuve Saint-Laurent pourraient bien être majeurs. Lorsque l'on considère l'intensité du trafic maritime et les conditions de navigation souvent difficiles, les risques sont réels et la nécessité de disposer d'outils prédictifs rapidement mobilisables apparaît clairement. Quelle est la trajectoire de la nappe et son étendue? Atteindra-t-elle la rive et quand? Quelles seront alors ses propriétés physiques? Le présent travail de modélisation tente de répondre à ces questions. Il est basé sur le logiciel PANACHE de simulation de propagation de solutés, dont il utilise l'interface-usager ainsi que le mode de résolution des équations différentielles de transport.

Un rappel des caractéristiques techniques des modèles utilisés (modèle hydrodynamique et modèle de propagation de nappes de pétrole), de leurs conditions d'application, ainsi que de leurs modes de résolution est inclus de façon à situer le lecteur. Les principaux aspects théoriques du comportement des pétroles déversés sont par la suite abordés et leur traitement numérique est également explicité. La validation des algorithmes implantés (estimation des épaisseurs locales d'une nappe flottante, étalement, transport, évaporation, variation temporelle de densité et de viscosité) ainsi que la discussion des résultats obtenus complètent le présent mémoire.

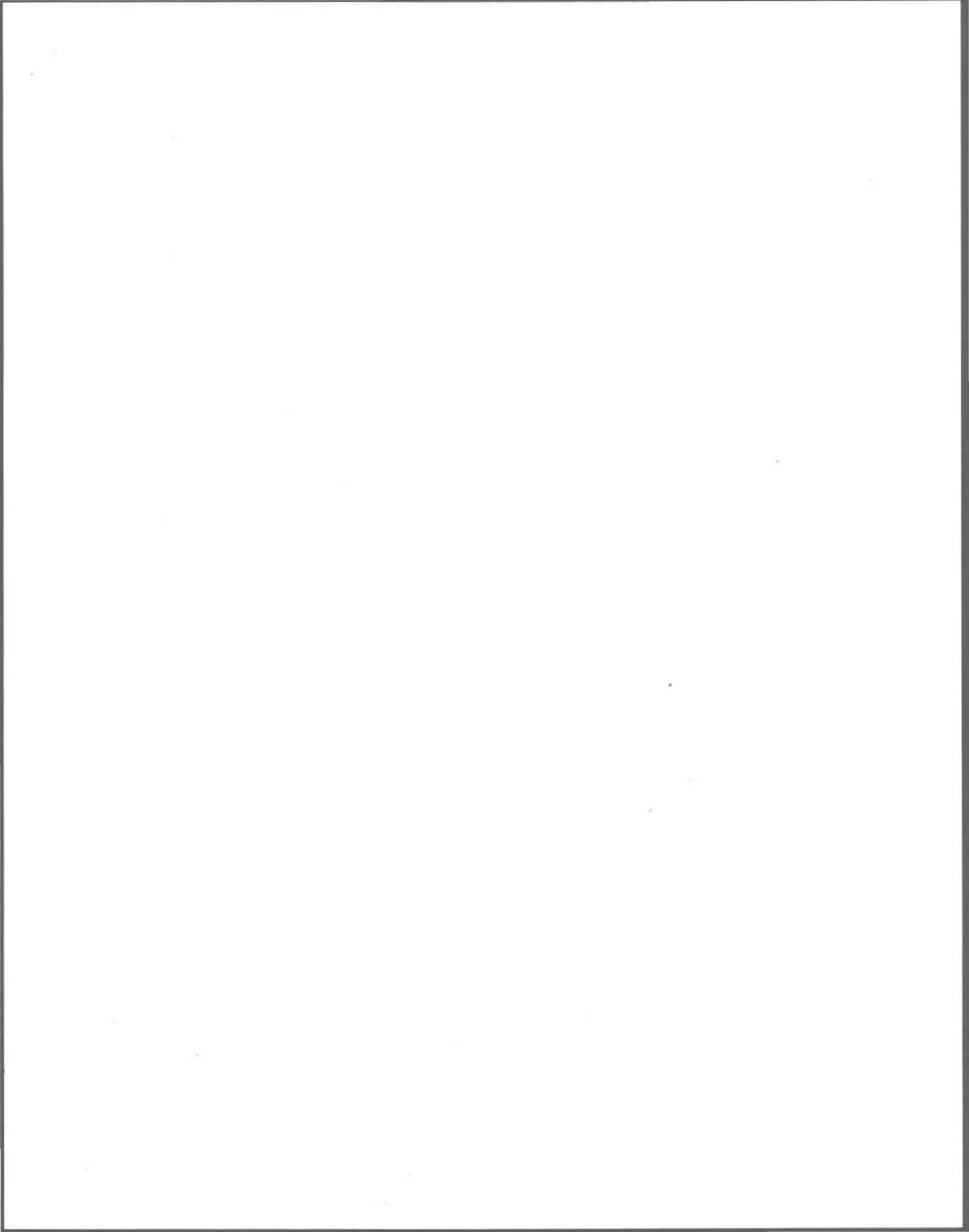
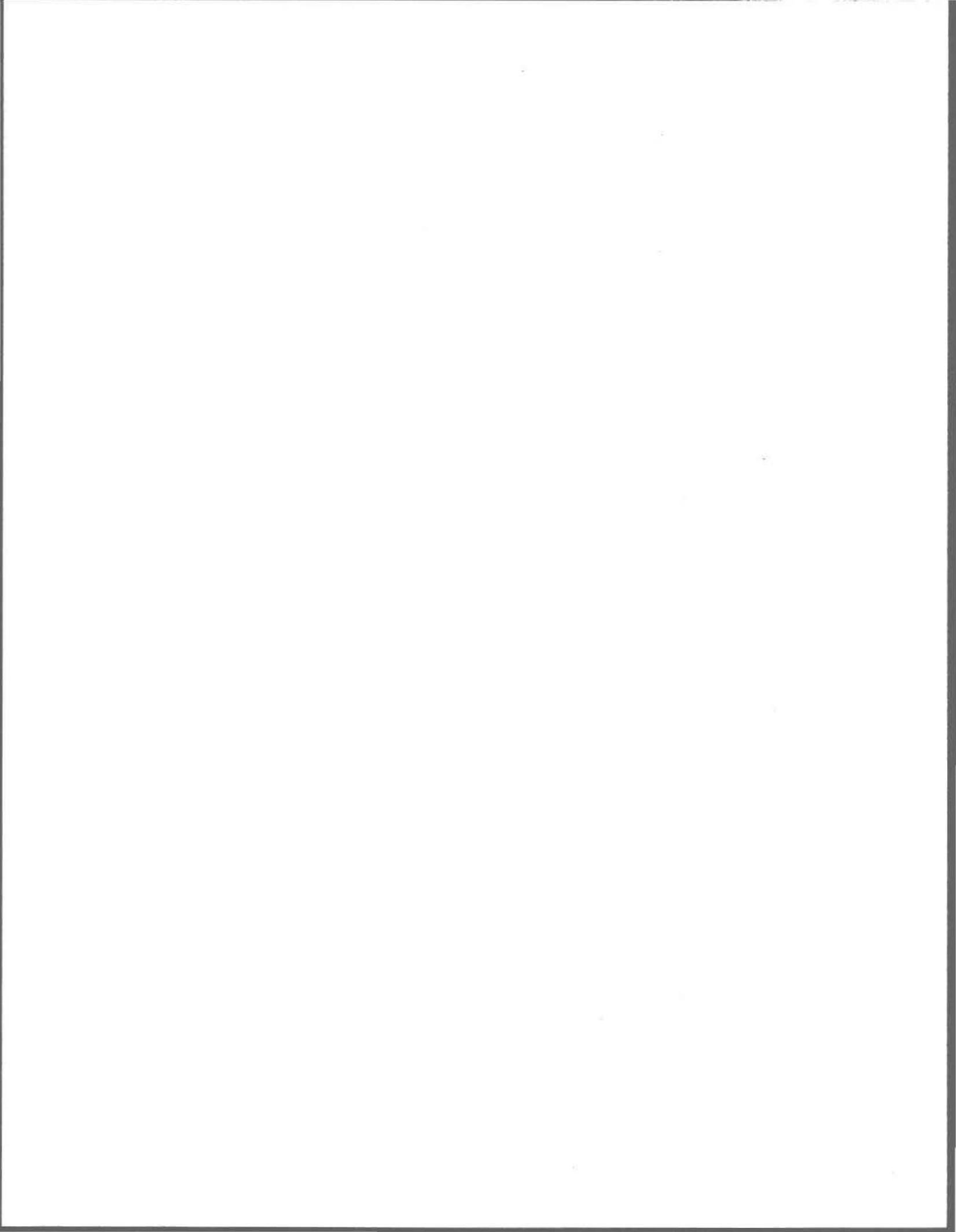


TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	i
RESUME	iii
TABLE DES MATIERES	v
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SYMBOLES	xiii
1 INTRODUCTION	1
1.1 Problématique	3
1.2 Objectif de l'étude	5
2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	7
2.1 Modèles d'advection	9
2.1.1 Advection par le vent	11
2.1.2 Advection par les courants	13
2.2 Etalement	14
2.3 Altération	19
2.3.1 Evaporation	20
2.3.2 Dissolution	22
2.3.3 Emulsification	23
2.3.4 Dispersion	24
2.3.5 Photo-oxydation.....	25
2.3.6 Autres processus d'altération	25
2.4 Variation des propriétés physiques	26
2.5 Modèles composites	27
2.5.1 Tayfun et Wang (1973); Tetra tech Inc.	27
2.5.2 Ahlstrom (1975); Battelle Pacific Northwest Laboratories	28
2.5.3 Sydor et Fingas (1981); Environnement Canada	28
2.5.4 Nihoul (1983/1984); Geophysical Fluid Dynamics, Université de Liège.....	29
2.5.5 Sahota et al. (1978) et Venkatesh (1988), Atmospheric Environment Service	30
2.6 Résumé	30

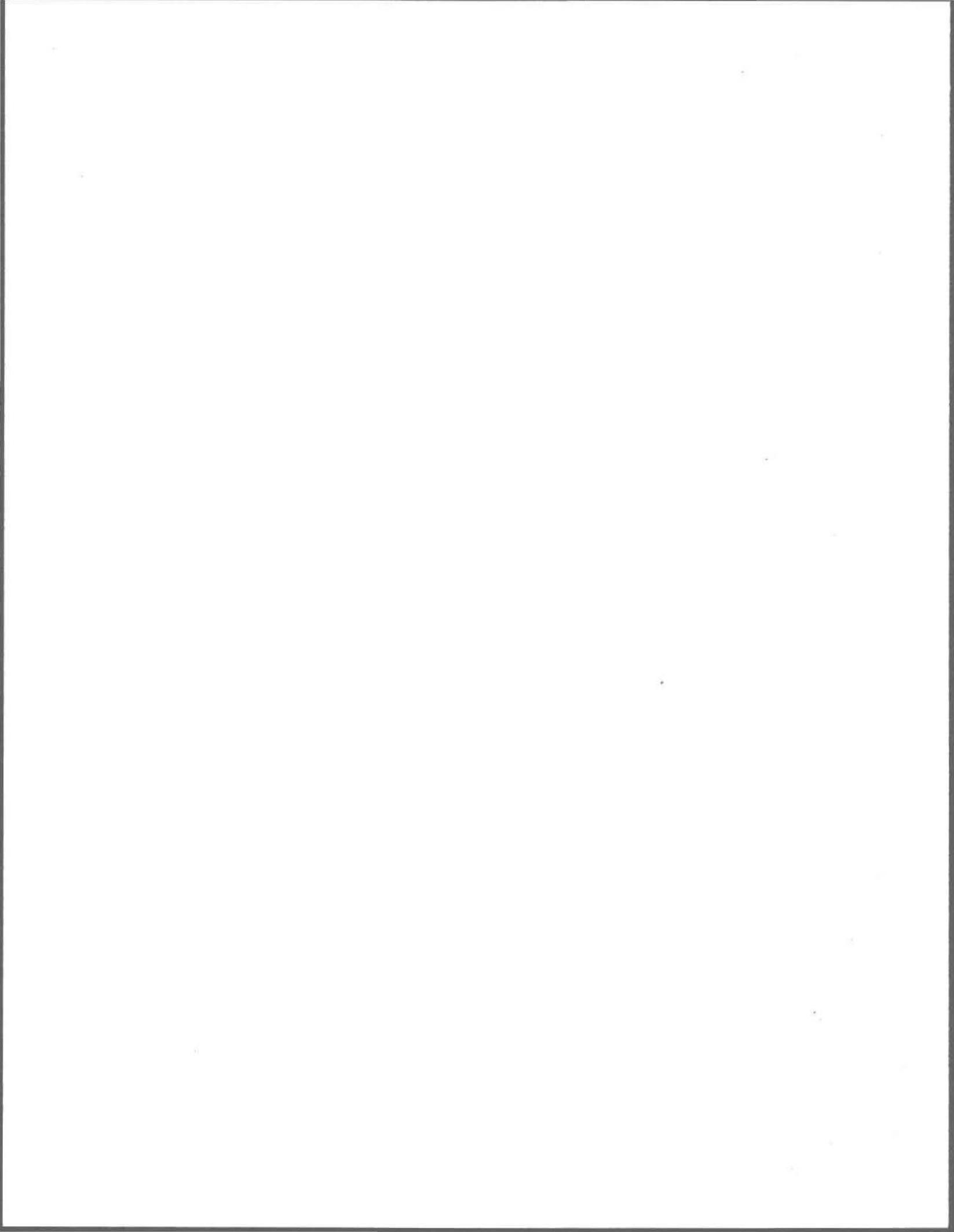
3	MODELE MATHEMATIQUE, LOIS DE CONSERVATION	33
3.1	Modèle hydrodynamique 2-D	35
3.1.1	Equations de conservation	36
3.1.2	Conditions initiales et aux limites	38
3.1.3	Discrétisation	39
3.2	Modèle de propagation d'une nappe de pétrole	41
3.2.1	Formulation du modèle	41
3.2.2	Conditions initiales et aux limites	45
3.3	Méthode de résolution	47
3.3.1	L'équation de Fokker-Planck.....	48
3.3.2	Solution par la marche au hasard	49
3.3.3	Traitement de l'advection	50
3.3.4	Traitement analytique de la dispersion	51
3.3.5	Traitement aléatoire de la dispersion	52
3.3.6	Traitement des puits et-sources	53
3.3.7	Obtention de l'épaisseur E_p	54
4	MODELISATION DE PETROLES DEVERSEES, LOIS DE COMPORTEMENT.....	57
4.1	Advection	60
4.1.1	Estimation de la vitesse de l'écoulement en surface	60
4.1.2	Estimation de la vitesse introduite par le vent et les vagues en surface	62
4.2	Dispersion	64
4.2.1	Modèle d'étalement de la nappe	65
4.2.2	Régimes d'étalement	68
4.2.3	Traitement dispersif lagrangien des régimes d'étalement	71
4.2.4	Méthode des épaisseurs critiques	73
4.2.5	Dispersion anisotrope	75
4.3	Evaporation	78
4.3.1	Evaporation de surface.....	79
4.3.2	Essai de distillation du pétrole	81
4.3.3	Modèle d'évaporation	84
4.4	Variation temporelle de propriétés physiques du pétrole	85
4.4.1	Densité	86
4.4.2	Viscosité	87
5	TRAITEMENT NUMERIQUE.....	89
5.1	Le logiciel PANACHE: principes algorithmiques	92
5.2	Déversements pétroliers: principes algorithmiques	98
5.2.1	Conditions initiales	98

5.2.2	Calcul de l'épaisseur locale d'une nappe flottante par lissage diffusif contrôlé	102
5.2.3	Impact aux berges	105
5.3	Algorithmes complémentaires	108
5.3.1	Opérations statistiques	108
5.3.2	Bilan de masse	111
6	VALIDATION ET DISCUSSION	113
6.1	Domaines de validation	115
6.2	Calibrations préliminaires: distribution de masse de la nappe.....	118
6.3	Étalement d'une nappe de pétrole	124
6.3.1	Reproduction des résultats analytiques du modèle de Fay par approche lagrangienne	125
6.3.2	Test sur l'effet de l'utilisation des épaisseurs critiques	130
6.3.3	Discussion du modèle d'étalement	133
6.4	Test sur l'évaporation d'une nappe de pétrole	135
6.5	Test sur la variation temporelle de la densité et de la viscosité	138
7	CONCLUSION	143
7.1	Effort de modélisation	145
7.2	Développements futurs	150
7.2.1	Dynamiques non-stationnaires	150
7.2.2	Prise en compte des vents	151
7.2.3	Conditions initiales	151
7.2.4	Aspects complémentaires	152
8	BIBLIOGRAPHIE	155
8.1	Ouvrages cités	157
8.2	Ouvrages consultés	163



LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Evaluation des niveaux de connaissances	31
Tableau 6.1	Caractéristiques numérique de la distribution idéale	120
Tableau 6.2	Rôle de l'emprise des particules sur la distribution de la nappe.....	124
Tableau 6.3	Paramètres du test 2	126
Tableau 6.4	Paramètres du test 4	136
Tableau 6.5	Densités mesurées [$\text{kg/m}^3 \times 10^{-3}$]	138
Tableau 6.6	Viscosités dynamiques mesurées [$\text{mPa}\cdot\text{s}$]	139
Tableau 6.7	Paramètres du test 5	139



LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Importance relative des processus impliqués dans un déversement pétrolier (d'après Mackay <i>et al.</i> , 1983)	10
Figure 3.1	Conventions du modèle hydrodynamique bidimensionnel	36
Figure 3.2	Conventions des conditions aux limites	39
Figure 3.3	Représentation des variables et des propriétés du modèle hydrodynamique avec l'élément T6	40
Figure 3.4	Conditions aux limites	46
Figure 3.5	L'approche lagrangienne par marche au hasard	48
Figure 4.1	Advection d'une nappe de pétrole	64
Figure 4.2	Forces impliquées dans l'étalement d'une nappe de pétrole	66
Figure 4.3	Modèle de Fay: régimes d'étalement distincts	70
Figure 4.4	Modélisation conceptuelle de l'étalement d'une nappe de pétrole par processus dispersif contrôlé par l'épaisseur locale	74
Figure 4.5	Courbe de distillation d'un pétrole brut	82
Figure 5.1	Déplacement et repérage "une fois pour toutes"	93
Figure 5.2	Découpage temporel d'une simulation	94
Figure 5.3	Méthodologie globale de résolution du logiciel PANACHE	97
Figure 5.4	Découpage temporel d'une simulation d'un déversement de pétrole	99
Figure 5.5	Fenêtre d'entrée des informations nécessaires au modèle DEVERSIM	101
Figure 5.6	Distribution de la masse particulaire	103
Figure 5.7	Algorithme spécifique de suivi d'une nappe de pétrole dans DEVERSIM	107
Figure 5.8	Localisation de la nappe dans les repères global et local	109
Figure 6.1	Domaine de validation 2	117
Figure 6.2	Distribution idéale de la nappe (test 1)	120
Figure 6.3	Distribution de la nappe à $\rho = 0.1$ (test 1)	121
Figure 6.4	Distribution de la nappe à $\rho = 0.2$ (test 1)	121
Figure 6.5	Distribution de la nappe à $\rho = 0.3$ (test 1)	122
Figure 6.6	Distribution de la nappe à $\rho = 0.4$ (test 1)	122
Figure 6.7	Distribution de la nappe à $\rho = 0.6$ (test 1)	123
Figure 6.8	Distribution de la nappe à $\rho = 0.8$ (test 1)	123
Figure 6.9	Etalement d'une nappe en fonction du temps (test 2)	127
Figure 6.10	Transitions entre les régimes d'étalement (test 2)	128

Figure 6.11	Étalement d'une nappe par approche lagrangienne contrôlée par épaisseurs critiques (test 3)	131
Figure 6.12	Évaporation en fonction de l'exposition environnementale (test 4)	137
Figure 6.13	Variation de propriétés physiques en fonction de l'évaporation (test 5)	141

LISTE DES SYMBOLES

Chapitre 2

- $\vec{U}_{\text{pétrole}}$: la vitesse résultante à laquelle la nappe de pétrole se déplace;
 \vec{U}_i : le vecteur de la vitesse induite à une nappe par le facteur i ;
 \vec{U}_{vent} : la vitesse résultante due au vent;
 \vec{U}_S : la vitesse due à la dérive de Stokes;
 \vec{U}_G : la vitesse due aux gradients d'élévation engendrés par le vent;
 \vec{U}_D : la vitesse produite par l'action directe du vent sur la surface.

Chapitre 3

- C : la concentration du soluté ou du pétrole;
 C_w : coefficient de traînée du vent;
 D : un coefficient de dispersion turbulente isotrope fonction de l'écoulement et/ou de l'étalement du produit, en m^2/s ;
 D_E : un coefficient de dispersion représentant l'étalement de la nappe;
 D_m : un coefficient de diffusion moléculaire;
 D_{Tj} : un coefficient de dispersion turbulente, valide dans la direction j ;
 E : l'espérance mathématique;
 E_p : l'épaisseur locale d'une nappe de pétrole flottante, en m ;
 F_x, F_y : forces massiques résultantes en x et y ;
 H : profondeur totale;
 M : la masse de pétrole déversée, en kg ;
 N : le nombre de particules représentant le déversement;
 V_0 : le volume total de pétrole déversé, en m^3 ;
 $|V|$: module de la vitesse résultante;
 $|W|$: module de la vitesse du vent;

W_x, W_y	composantes de la vitesse du vent;
Z_i	des variables tirées aléatoirement et de distribution normale $N[0,1]$;
f_c	facteur de Coriolis;
f_i	les flux diffusifs du soluté à l'échelle moléculaire, pour les directions $i=1,2,3$;
g	accélération gravitationnelle;
h	niveau d'eau par rapport à un référentiel de niveau;
h'	cote bathymétrique par rapport au même référentiel;
i, j	les directions considérées;
n	coefficient de Manning;
s_i	écart-type de la distribution de particules selon les axes $i=1,2$;
s_i^2	variance de la distribution de particules selon les axes $i=1,2$;
t	le temps écoulé depuis le début du déversement;
u, v, z	composantes de la vitesse selon x, y et z ;
vp	le volume particulaire;
x et y	des coordonnées dans un repère cartésien;
ϕ	un terme représentant les sources/puits;
ρ_a	masse volumique de l'air;
ρ_w	masse volumique de l'eau;
ρ_p	la masse volumique locale du pétrole, en kg/m^3 ;
τ_{ij}	contraintes de Reynolds (dispersion de la quantité de mouvement);
D/Dt	l'opérateur de dérivée totale;
$\partial/\partial i$	l'opérateur de dérivée partielle par rapport à la variable i ;
Δt	le pas de temps;
Δx_i	le déplacement d'une particule dans la direction i ;
$\{ \}$	un vecteur-colonne;
$\langle \rangle$	un vecteur-ligne;
$[]$	une matrice;
$[I]$	la matrice identité.

Chapitre 4

A_{max}	la surface maximale d'une nappe de pétrole;
A, B	des constantes;
C_i	des constantes reliées au pétrole, $i=1,2,3,4$;
D_A	le coefficient de dispersion anisotrope;

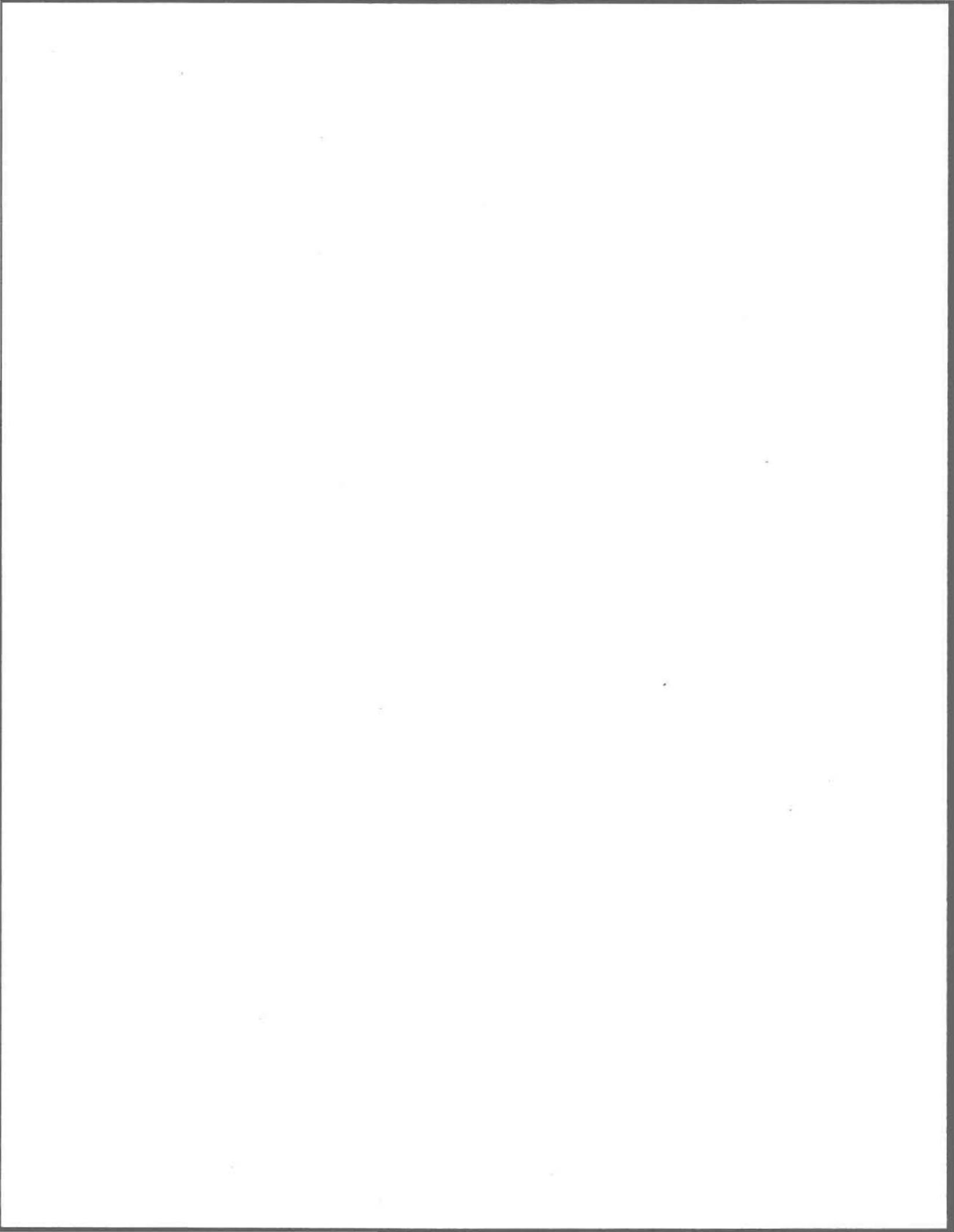
D_{Ei} :	le coefficient de dispersion représentant l'étalement du pétrole sous le régime i ;
D_i :	le coefficient de dispersion isotrope;
D_T :	le coefficient de dispersion turbulent;
E :	une constante reliée au type de pétrole;
E_{imin} :	épaisseurs minimales des régimes d'étalement $i=1,2$;
F_v :	la fraction de volume évaporée;
G_T :	le gradient de la partie linéaire de la courbe de distillation;
G_v :	le gradient vertical de vitesse engendré par le vent;
H :	la profondeur totale;
K_v :	un coefficient de diffusivité verticale;
N :	le flux molaire d'évaporation, en mole/s;
P :	la pression de vapeur du pétrole, en Pa;
P_a :	la pression atmosphérique à laquelle le point d'ébullition est mesuré;
R :	la constante des gaz, $8.314 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{mol K}$;
R_i :	rayons correspondant aux régimes d'étalement $i=1,2$ et 3 ;
R_{imax} :	rayons maximaux correspondant aux régimes d'étalement $i=1, 2$;
R_{max} :	rayon maximal d'une nappe;
T^a :	la température ambiante, en K;
T_E^o :	la température d'ébullition, en K;
T_{0}^o :	la température d'ébullition initiale du pétrole, en K;
V_0 :	le volume total de pétrole déversé, en m^3 ;
\bar{V} :	la vitesse moyenne;
V_d :	la vitesse engendrée par l'action directe du vent;
V_g :	la vitesse reliée aux gradients d'élévation engendrés par le vent (nulle en milieu fluvial);
V_s :	la dérive de Stokes due aux vagues;
V_{rs} :	la vitesse résultante en surface;
$V(z)$:	le profil vertical de vitesse;
W :	la vitesse du vent, en m/s;
Z :	des variables aléatoires de distribution normale $[N, 0]$;
Z_c :	la profondeur à laquelle l'effet du vent devient négligeable;
Z_0 :	la profondeur à laquelle K_v est évalué, généralement 0.1m (Elliott, 1986);
a :	la surface exposée à l'évaporation, en m^2 ;
g :	l'accélération gravitationnelle;
k :	le coefficient de transfert de masse par évaporation de surface, en m/s;
k_{2i} :	constante de proportionnalité, étalement gravité-inertie;
k_{2v} :	constante de proportionnalité, étalement gravité-viscosité;
k_{2t} :	constante de proportionnalité, étalement tension de surface-viscosité;

n :	le coefficient de Manning;
s_n :	écart-type transversal de la distribution de particules;
s_L^2 :	variance longitudinale de la distribution de particules;
t :	temps écoulé depuis le début du déversement;
t_{imax} :	temps maximaux des régimes d'étalement $i=1, 2, 3$;
u_* :	la vitesse dite "de cisaillement";
u_{*s} :	la vitesse de cisaillement à l'interface air-eau;
v_m :	le volume molaire du liquide, en m^3/mol ;
z :	la dimension verticale positive vers le bas et ayant son origine à la surface;
κ :	la constante dite de "Von Karman" (0.4);
μ_p :	la viscosité du pétrole;
μ_{p0} :	la viscosité initiale du pétrole, en cP;
ν_w :	viscosité de l'eau, en cP;
θ :	un coefficient d'exposition aux conditions environnementales;
ρ_a :	la masse volumique de l'air;
ρ_p :	la masse volumique du pétrole;
ρ_{p0} :	la masse volumique initiale du pétrole;
ρ_w :	masse volumique de l'eau;
σ_n :	coefficient d'étalement, ou tension de surface nette au pourtour de la nappe;
$ \tau_f $:	le module de la contrainte de cisaillement sur le fond;
Δ :	ratio de la différence de densité pétrole-eau à la densité de l'eau;
Δ_L, Δ_T :	les mouvements des particules dans les directions longitudinales et transversales, au cours d'un pas de temps;
Δt :	le pas de temps.

Chapitre 5

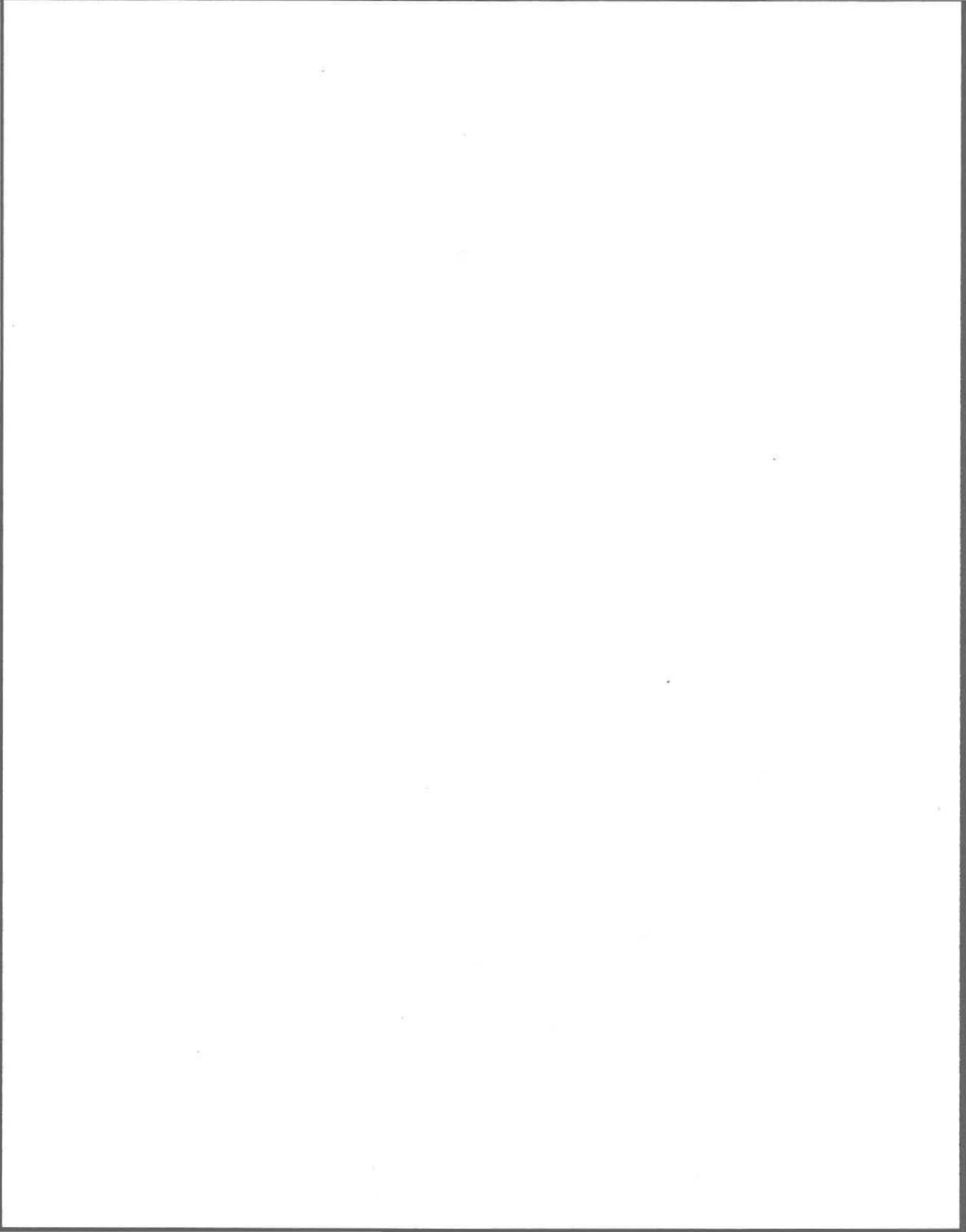
A_n :	la surface de la nappe, obtenue statistiquement;
E_p :	l'épaisseur locale de la nappe;
E_{p0} :	l'épaisseur initiale de la particule;
I_i :	influence de la particule i ;
L, T :	les axes longitudinal et transversal du système de référence local de la nappe;

N :	le nombre de particules représentant la nappe;
N_z :	le nombre de particules comprises dans la zone de recherche;
R_L, R_T :	les rayons des axes longitudinal et transversal;
T_c :	la durée de la convolution;
T_d :	la durée du déversement;
T_s :	la durée de la simulation;
X, Y :	les axes du système UTM;
m :	la direction de l'axe longitudinal de la nappe;
r :	rayon de la zone d'influence;
r_i :	la distance séparant la particule i de celle dont on désire évaluer l'épaisseur;
s_L, s_T :	les écarts-types des emprises longitudinale et transversale de la nappe;
s_L^2, s_T^2 :	les variances des emprises longitudinale et transversale de la nappe;
s_p :	l'écart-type de l'emprise d'une particule;
s_p^2 :	variance de l'emprise d'une particule;
vp_i :	le volume de la particule i ;
x_i, y_i :	les coordonnées de la particule i dans le système de coordonnées UTM;
\bar{x}, \bar{y} :	la position moyenne de la nappe, <i>i.e.</i> les coordonnées du centroïde;
x', y' :	les coordonnées centrées des particules;
x_L, x_T :	les coordonnées des particules dans le système de référence local;
β :	l'angle que fait l'axe longitudinal de la nappe avec l'axe vertical Y du système de référence UTM;
ρ :	le rapport de l'écart-type de la distribution de masse particulaire à celui de la nappe;
Δt :	le pas de temps.



CHAPITRE 1

INTRODUCTION



1 INTRODUCTION

1.1 Problématique

Le fleuve Saint-Laurent constitue une richesse à bien des égards; il prend sa source des Grands-Lacs et s'écoule sur 1500 km jusqu'à l'océan Atlantique, en drainant un territoire d'environ 673 000 km². Ses caractéristiques hydrodynamiques varient considérablement au long de son cours tantôt étroit, tantôt large, parsemé d'îles et dont les eaux douces et bien mélangées dans la partie amont, deviennent salées et stratifiées verticalement dans l'estuaire.

Cette dynamique hydrologique du fleuve est à la source d'une richesse écologique extraordinaire; on y retrouve quantité d'écosystèmes, tant dans les zones littorales humides qu'aquatiques. Ainsi, on a recensé plus de 260 espèces d'oiseaux et, en période migratoire, l'estuaire supporte plus d'un million d'individus. On y compte également environ 240 espèces de poissons et plus de 20 espèces de mammifères marins. Dans son cours moyen, le fleuve alimente un véritable jardin de flore aquatique et riparienne, dont les zones peu profondes du lac Saint-Pierre représentent un bel exemple (Anonyme, 1989).

Le fleuve Saint-Laurent est aussi un puissant levier économique de par son potentiel récréo-touristique, mais aussi et surtout parce qu'il constitue une voie commerciale privilégiée pour le Canada et le centre-nord des Etats-Unis. Ainsi, chaque année, environ 60 pétroliers jaugeant jusqu'à 160 000 tonnes remontent jusqu'à la

raffinerie Ultramar de Québec. En 1988, 200 navires transportant plus de 7 millions de tonnes de produits pétroliers ont surmonté les courants parfois très forts du fleuve (4 à 6 noeuds) pour accoster à Montréal (Samson, 1988).

Outre les déversements majeurs que ces bâtiments pourraient provoquer, un nombre impressionnant d'accidents impliquant de petits déversements de pétroles se produisent à chaque année (641 accidents représentant 4000 tonnes déversées entre 1971 et 1988). Si l'on considère l'intensité du trafic maritime et les conditions de navigation souvent difficiles, spécialement en hiver, le risque d'un accident majeur est omniprésent. De plus, l'étroitesse relative du fleuve impose un temps de réaction extrêmement rapide de la part des équipes chargées de la récupération des produits déversés et de la protection des berges. Dans un tel contexte, la nécessité de disposer d'outils prédictifs apparaît clairement.

Selon le but recherché, on distingue généralement deux types d'approches. D'une part, les *modèles d'intervention*, destinés à assister, en cas de déversement, les équipes d'intervention et de contrôle, et d'autre part, les *modèles de gestion*, à l'aide desquels on réalise des analyses détaillées des impacts environnementaux qu'entraîneraient des déversements hypothétiques sur des régions-cibles du domaine. Ces derniers peuvent faire partie intégrante de modèles globaux d'analyse des risques écologiques traitant également des impacts sur le biota des milieux aquatiques et riverains. L'estimation de la variation temporelle d'un "index de risque" constitue alors un critère stratégique intégrant l'information reliée à la

situation physique du phénomène et celle reliée aux risques potentiels (Pelletier, 1988).

Le design du modèle choisi devra être fonction de plusieurs critères tels les échelles temporelles et spatiales du domaine à l'étude, le support informatique souhaité, les processus physiques que l'on désire représenter, la précision requise et le type d'interface usager-modèle souhaité.

Le domaine d'application du présent travail de modélisation est un tronçon fluvial supportant un écoulement en régime permanent bien mélangé, pour lequel on dispose de données hydrodynamiques simulées, et situé sur le fleuve Saint-Laurent entre les localités de Sorel et de Trois-Rivières (Leclerc et al., 1991). La configuration physique du fleuve dans cette région ainsi que ses caractéristiques hydrodynamiques suggèrent le choix d'un outil prédictif rapidement mobilisable en cas de déversement et doté d'une précision relativement grande pour la localisation, par exemple de l'ordre du kilomètre.

1.2 Objectif de l'étude

L'objectif de la présente recherche est d'élaborer un modèle numérique permettant de simuler un déversement de pétrole brut en milieu fluvial dans le contexte tel que décrit précédemment. Le logiciel résultant, dénommé DEVERSIM, utilisera les algorithmes de résolution ainsi que l'interface graphique du logiciel PANACHE (Leclerc et al. 1991). Le modèle doit être en mesure de représenter les principaux processus impliqués dans les premières heures d'un déversement en milieu fluvial:

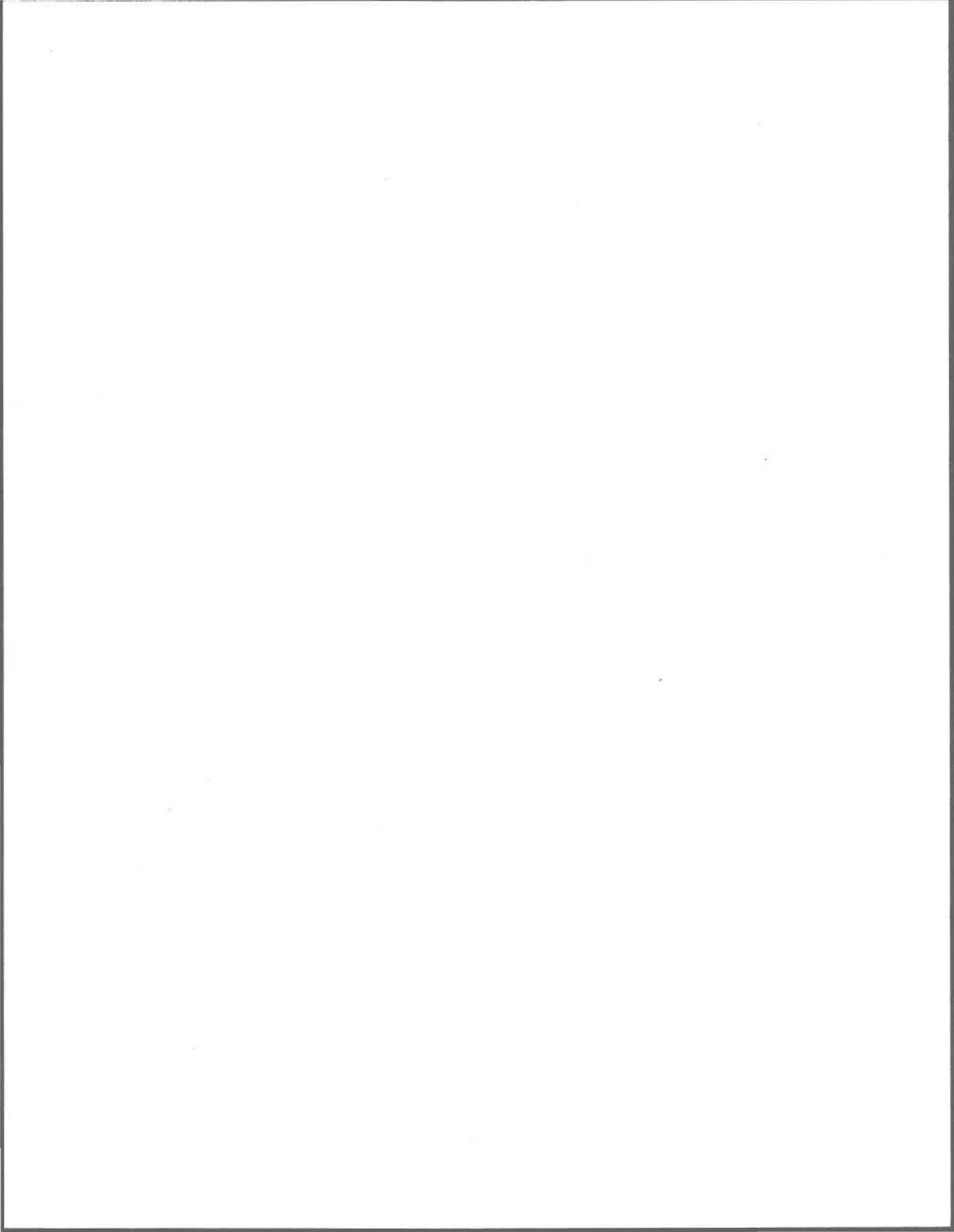
- transport par courants, vents et vagues;
- étalement physique naturel du produit déversé;
- perte de masse par évaporation;
- évolution temporelle des propriétés physiques densité et viscosité;
- traitement des impacts aux berges;

Le modèle doit également produire des résultats faciles à interpréter. Quelle sera la trajectoire et l'étendue de la nappe? Où et quand entrera-t-elle en contact avec la rive? Quelles seront alors ses propriétés physiques? Cette configuration simple et rapidement mobilisable du modèle doit néanmoins fournir une description du comportement d'un déversement qui réponde aux principales questions soulevées par les intervenants au niveau du contrôle. Le modèle doit permettre également de réaliser des analyses de différents scénarios d'accidents et d'identifier les zones les plus exposées.

Une revue bibliographique synthétisant les principaux travaux de recherche dans le domaine précédera la description du modèle. Les fondements mathématiques, les lois de comportement des pétroles déversés en milieu aquatique ainsi que les traitements numériques impliqués feront l'objet de chapitres distincts, tout comme la validation/discussion des différents algorithmes utilisés. Les conclusions et recommandations, ainsi que la bibliographie compléteront le présent mémoire.

CHAPITRE 2

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE



2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

La présente revue bibliographique se propose de mettre en évidence l'évolution générale des connaissances concernant les déversements de pétroles. Son objectif est de dégager les phénomènes de base devant être inclus dans un modèle numérique applicable dans un milieu fluvial tel le Saint-Laurent. L'advection, l'étalement et les processus d'altération y seront décrits, de même que les techniques utilisées pour les représenter. Les modèles composites, qui traitent simultanément plusieurs processus, feront également l'objet de cette revue bibliographique. Les travaux de Murray (1982) et Spaulding (1988) constituent d'excellentes synthèses des processus impliqués dans un déversement pétrolier. La Figure 2.1, adaptée de Mackay *et al.* (1983), présente un aperçu des processus impliqués ainsi que de leur importance relative.

2.1 Modèles d'advection

Plusieurs auteurs décomposent l'advection, c'est-à-dire le transport relié au mouvement du milieu dans lequel évolue la nappe de pétrole, en deux processus distincts: celui relié au vent et celui relié aux courants. Dans les deux cas, c'est le cisaillement aux interfaces air-pétrole et eau-pétrole qui génère les forces advectives sur la nappe flottant à la surface libre. A cause de l'effet constant et prédominant des processus d'advection, ceux-ci sont représentés dans la plupart des modèles disponibles.

**REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE L'IMPORTANCE RELATIVE
DES PROCESSUS IMPLIQUES DANS UN DEVERSEMENT DE PETROLE**

5

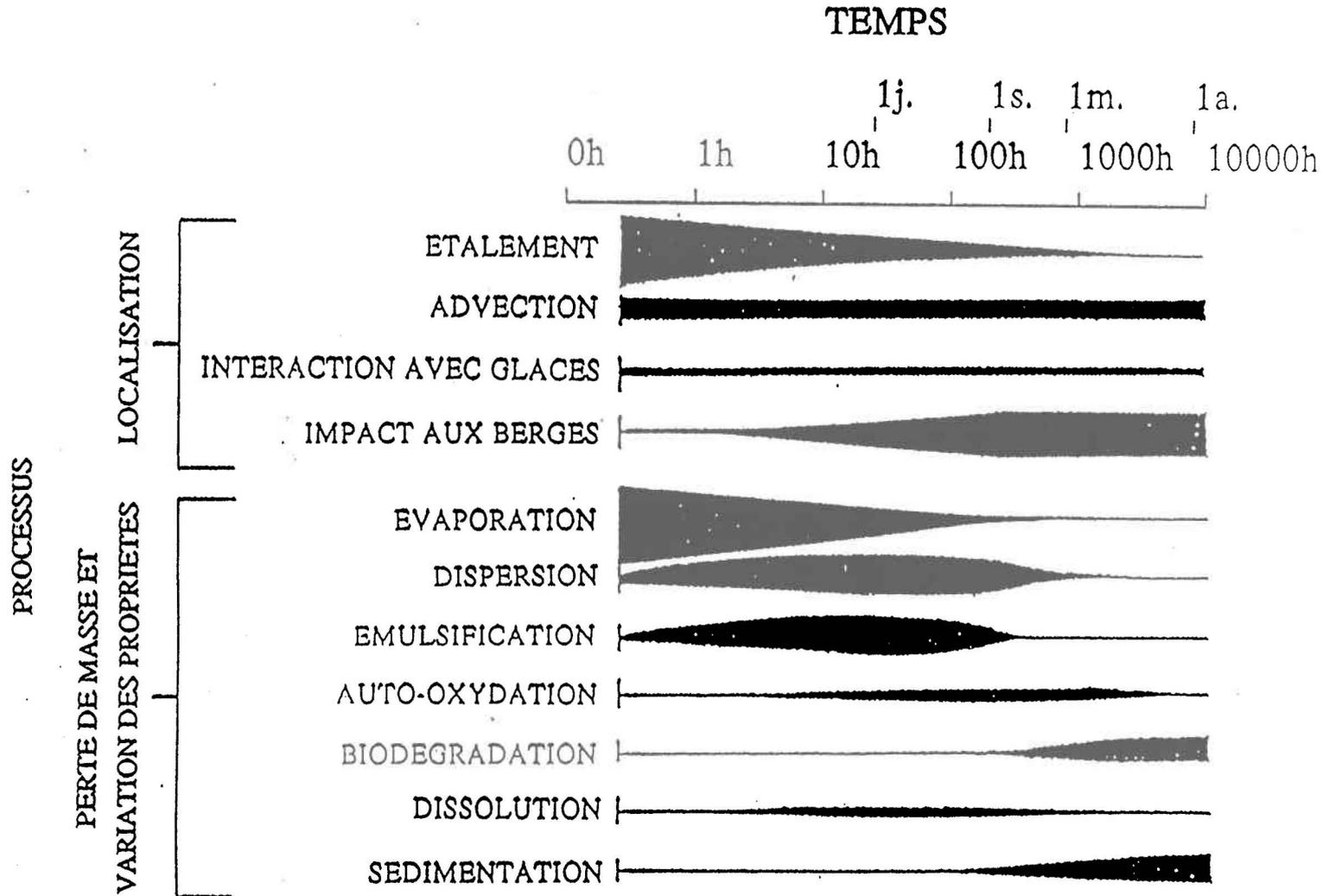


Figure 2.1 Importance relative des processus impliqués dans un déversement pétrolier (d'après Mackay *et al.*, 1983).

On représente souvent l'advection comme une somme vectorielle des différents processus (Stolzenbach et al., 1977; Huang et Monastero, 1982):

$$\vec{U}_{pétrole} = a\vec{U}_{vent} + b\vec{U}_{courants} + c\vec{U}_{marée} + d\vec{U}_{vagues} \quad [2.1]$$

où:

\vec{U}_i : le vecteur de la vitesse locale induite à une nappe due au facteur i .

Schwartzberg (1971) propose les facteurs suivants pour décrire la vitesse de la nappe: $a=1$, $b=0.56$, $c=d = 0$. Selon Hunter (1980), cette approche simplifiée ne peut être correcte en général puisque, en l'absence de vagues, un facteur b approchant l'unité peut être appliqué, tel que démontré par Tsahalis (1979). Stolzenbach et al. (1977) proposent qu'en première approximation, les constantes a , b et d soient égales à l'unité, l'effet des marées étant exclu.

2.1.1 Advection par le vent

Le profil de vent lui-même a fait l'objet de plusieurs études ayant conduit à des modèles de complexité variable et dont l'échelle d'applicabilité dans le temps et l'espace est très variable également: à partir du vent considéré comme constant en intensité et en direction, aux modèles basés sur les équations de conservation du mouvement, en passant par des processus markoviens d'ordre supérieur. Le fait de considérer un profil de vent constant peut être valide uniquement si les échelles de temps et d'espace sont courtes, ce qui est vraisemblablement le cas en milieu fluvial.

L'approche privilégiée par la grande majorité des auteurs pour représenter l'effet du vent est celle dite du "facteur-vent". On se contente de déplacer la nappe dans une direction égale ou non à celle du vent et à une vitesse égale à k fois celle du vent, k variant entre 1% et 6%, 3% étant la valeur moyenne généralement retenue. Cette approche a été vérifiée par plusieurs études en laboratoire et sur le terrain (Stolzenbach *et al.*, 1977; Lange et Hufnerfuss, 1978); les travaux théoriques de Shemdin (1973) accordèrent une certaine crédibilité à cette "règle du 3%".

Davies (1985) propose que la vitesse de l'eau en surface due au vent s'exprime selon l'équation suivante:

$$\vec{U}_{vent} = \vec{U}_S + \vec{U}_G + \vec{U}_D \quad [2.2]$$

où:

\vec{U}_{vent} : vitesse résultante due au vent;

\vec{U}_S : vitesse due à la dérive de Stokes;

\vec{U}_G : vitesse due aux gradients d'élévation engendrés par le vent;

\vec{U}_D : vitesse produite par l'action directe du vent sur la surface.

Dans un milieu fluvial, on peut considérer \vec{U}_G comme négligeable, et Wu (1975) suggère un facteur-vent de 3.5% composé de 2% pour la composante \vec{U}_S et de 1.5% pour la composante \vec{U}_D .

Pour les milieux océaniques, Eckman (1905) propose une approche fournissant les bases d'une analyse plus sophistiquée basée sur l'équation de conservation du mouvement, mais qui est limitée dans son applicabilité par ses hypothèses

simplificatrices: échelles horizontale et verticale de tailles infinies, distribution de vent uniforme dans l'espace et le temps, et viscosité turbulente constante dans le plan vertical. Mentionnons que cette approche mène à un angle de déflexion de 45° dû à la présence des forces de Coriolis.

Toujours en utilisant les équations de conservation du mouvement, Madsen (1977), dans ses travaux inspirés de l'approche classique d'Eckman, proposa un modèle plus réaliste en assumant une distribution linéairement croissante de la viscosité turbulente avec la profondeur. Ce modèle conduit à un angle de déflexion plus réaliste, de l'ordre de 10° , tel qu'observé par de nombreux auteurs (Doebler, 1966; Teeson *et al.*, 1970). Ce modèle qui nécessite une estimation de la rugosité de la surface du plan d'eau est cependant d'application limitée, puisqu'il est basé essentiellement sur les mêmes hypothèses que le modèle d'Eckman, sauf en ce qui a trait à la distribution verticale de la viscosité turbulente. Les régions côtières et fluviales ne peuvent donc pas être représentées avec réalisme par ce modèle.

2.1.2 Advection par les courants

La modélisation numérique de l'hydrodynamique des milieux aquatiques a connu un essor considérable dans les 25 dernières années. Mentionnons par exemple le modèle en différences finies de Leendertse (1967) et le modèle en éléments finis et tenant compte de la mobilité des frontières reliée aux cycles de marée de Leclerc *et al.* (1990b et 1990c). Ce dernier modèle, bidimensionnel, a servi à diverses applications à l'INRS-Eau (Leclerc *et al.* 1990a, 1991). Il est particulièrement bien

adapté aux applications dans les milieux fluviaux, excluant les zones estuariennes inférieures, qui comportent des stratifications verticales importantes (thermique et/ou saline).

Le comportement d'une nappe de pétrole déversé peut, en première approximation, être considéré comme un phénomène bidimensionnel puisque le pétrole, initialement de densité inférieure à l'eau, est confiné à la surface libre de l'eau. La vitesse en surface doit donc être reconstituée, si un modèle hydrodynamique bidimensionnel est utilisé. Cet aspect, ainsi que la description de la dimension verticale d'une nappe déversée seront explicités en détail aux sections 3 et 4.

2.2 Etalement

La plupart des modèles d'étalement ont été développés en considérant les hypothèses de base suivantes:

1. Les équations de conservation du mouvement et de la masse sont intégrées verticalement et représentent le cas bi-dimensionnel.
2. Il n'y a pas de cisaillement à la surface de la nappe ($\tau_x = \tau_y = 0$) et le cisaillement au bas de la nappe est causé uniquement par le mouvement relatif des deux liquides.
3. On assume que le pétrole est de densité spatialement homogène.
4. La configuration horizontale est idéalement circulaire.
5. Le transfert de masse par unité de volume est nul.

La recherche dans le domaine de la modélisation du comportement de pétroles déversés a commencé vers le milieu des années soixante avec les travaux de Blokker (1964) qui réalise un traitement combiné de l'étalement et du transfert de masse (altération et/ou augmentation de volume). Cependant, ces équations ne représentent pas adéquatement la réalité, principalement à cause de lacunes au niveau du choix des hypothèses de base de l'étalement physique, notamment en ne retenant que la gravité comme force génératrice du mouvement.

Fay (1969, 1971), en négligeant le transfert de masse, décrit l'étalement en fonction de *forces accélératrices* (gravité et tension de surface) et de *forces retardatrices* (inertie du pétrole et viscosité de l'eau). Trois régimes d'étalement furent ainsi déterminés et exprimés sous forme de relations entre le diamètre de la nappe et le temps: *gravité-inertie*, *gravité-viscosité*, *tension de surface-viscosité*. Fay identifie également les épaisseurs critiques marquant le passage d'un régime à l'autre. Il propose aussi, sur la base d'observations empiriques, une relation exprimant la surface maximale d'étalement en fonction du volume initialement déversé.

Plusieurs auteurs apportent des modifications aux équations de Fay, certains sous forme de coefficients multiplicateurs appliqués aux expressions de base (Fannelop et Waldman, 1971; Hout, 1969). D'autres établissent une relation exprimant le rayon d'une nappe en fonction du temps en ne considérant que les premier et troisième régimes de Fay, mais cette approche n'est validée qu'avec un succès limité

(Kolpack et al., 1977), sa principale faiblesse étant la description inadéquate de l'étalement initial.

La plupart de ces approches sont assujetties à un ensemble de contraintes et d'hypothèses de base restreignant considérablement leur applicabilité:

- dimensions horizontale et verticale infinies;
- absence de dynamique turbulente;
- déversement instantané;
- propriétés physiques du pétrole constantes dans le temps et l'espace.

En milieu naturel, les caractéristiques de la surface d'un plan d'eau sont beaucoup plus complexes que les conditions de laboratoire utilisées pour développer les modèles. Dans le but de pallier à ces faiblesses apparentes, certains auteurs tentent de relier l'étalement à des processus dispersifs. Ainsi, après avoir étudié les importances relatives de la turbulence et de la tension de surface à partir d'une injection continue de pétrole dans un écoulement permanent et uniforme, Murray (1972) postule que l'étalement est largement contrôlé par la turbulence horizontale de l'eau sur laquelle le pétrole flotte, et que la théorie de Fay sous-estime la croissance de la nappe de pétrole. L'effet de la tension de surface sur l'étalement initial ne serait à considérer qu'aux abords immédiats de la source d'émission, et ce même pour des vitesses d'écoulement aussi faibles que 0.05 m/s. Il propose donc un modèle basé sur un processus de diffusion fickienne qui exprime la concentration de la nappe en tout point en fonction de son éloignement de la source d'émission et d'un coefficient de diffusion turbulente. Malgré une meilleure

description de l'étalement dans un écoulement permanent et uniforme, le coefficient de diffusion demeure cependant très difficile à déterminer.

Assumant qu'un ensemble de particules représentant la nappe de pétrole déversé est soumis à des mouvements aléatoires de type brownien, Ahlstrom (1975) proposa un modèle probabiliste reliant la distance parcourue par une particule pendant un intervalle de temps Δt à des coefficients de dispersion turbulente horizontale.

De même Hunter (1980), dans son modèle DRIFT, considère que la turbulence de l'eau et le cisaillement à l'interface air-eau sont importants même au stade initial d'un déversement et propose que l'étalement soit décrit par ces seuls facteurs. Il assume que la nappe est constituée d'un ensemble de particules se déplaçant à chaque pas de temps à une vitesse constante, dans une direction aléatoire et selon un processus fickien. Les résultats numériques du modèle semblent correspondre à la théorie d'Okubo (1967), selon laquelle les variances longitudinales et transversales d'un panache varient respectivement selon des relations linéaires et cubiques en fonction du temps, dans un écoulement permanent et uniforme. Karpen et Galt (1979) proposèrent une approche légèrement différente en postulant que la variance est fonction d'une puissance quelconque du temps devant être déterminée par régression en utilisant des données empiriques. Cette approche simple souffre cependant d'un manque de représentativité au niveau des facteurs physiques affectant l'étalement d'une nappe de pétrole, en plus de ne pas considérer l'état du milieu dans lequel la nappe évolue.

Huang et Monastero (1982) soulignent cependant que le processus de diffusion fickien aléatoire n'est applicable que pour les stades avancés du suivi d'une nappe de pétrole, l'étalement initial ne pouvant être représenté correctement par un ensemble de particules se déplaçant indépendamment les unes des autres.

Elliott (1986) propose que l'évolution de la variance longitudinale soit fonction non-seulement de la diffusivité horizontale (processus purement fickien), mais aussi du cisaillement engendré à la surface de l'écoulement par le vent et les vagues. Les résultats numériques montrent que l'écart-type transversal varie selon \sqrt{t} , tel qu'anticipé pour un processus fickien, mais que l'écart-type longitudinal varie selon t , confirmant la présence de dispersion par cisaillement vertical. Ces travaux considèrent également la distribution verticale de la nappe déversée en associant aux particules des diamètres caractéristiques uniformément distribués entre 10 et 500 microns. Leur flottabilité est représentée sous forme de vitesse ascendante par des lois de Stokes ou de Reynolds, selon leur diamètre. Elliott modélisa l'effet de la turbulence dans la colonne d'eau par une méthode de marche au hasard tri-dimensionnelle. La distance verticale parcourue en un pas de temps par une particule étant la somme de ses mouvements ascendants et aléatoires.

Enfin, Mackay *et al.* (1980) proposent que le processus d'étalement soit composé de deux parties distinctes: une nappe mince s'étalant sous l'effet de la différence entre les tensions de surface à l'interface pétrole-air-eau, et une nappe épaisse dont la surface augmente selon la puissance $3/2$ du temps et qui "alimente" en pétrole la nappe mince. Ce processus est appliqué jusqu'à ce que la nappe épaisse ne puisse

plus "alimenter" la nappe mince, son épaisseur devenant inférieure à une limite fixée arbitrairement. Les études expérimentales de Jeffery (1973) supportent une telle séparation puisqu'il démontre que 80% à 90% de la surface totale d'une nappe est composée d'une partie mince (typiquement entre 1 et 10 microns), le reste étant sous forme d'une lentille épaisse. Le modèle de Mackay *et al.* (1980) consiste en des expressions empiriques sous forme de différences finies reliant les taux d'accroissement des surfaces des nappes minces et épaisses à un pas de temps donné, aux surfaces occupées au pas de temps précédent.

En résumé, il apparaît réaliste de considérer la nappe comme étant d'épaisseur spatialement variable comme le proposent Mackay *et al.* (1980). Aussi, les processus dispersifs doivent être considérés, ainsi que l'étalement physique initial. Il importe également de considérer les processus de dégradation et les changements de propriétés s'opérant au sein de la nappe en cours de route, puisqu'ils influencent l'étalement physique.

2.3 Altération

Parallèlement à ces travaux sur la modélisation du transport des nappes de pétrole, un important effort de recherche a été mené sur la caractérisation des processus d'altération des pétroles déversés; plusieurs phénomènes furent identifiés:

- évaporation;
- dissolution;

- émulsification (eau-dans-pétrole);
- dispersion (pétrole-dans-eau);
- auto-oxydation;
- biodégradation;
- sédimentation.

Une attention particulière sera portée au processus d'évaporation, qui entraîne une perte de masse considérable du produit déversé; les autres processus d'altération seront abordés plus succinctement.

2.3.1 Evaporation:

L'évaporation constitue le processus d'altération le plus significatif au cours des premières heures d'un déversement. Ce processus entre en action dès les premiers instants du déversement, la majeure partie de son effet se faisant souvent sentir à l'intérieur des premières 24 heures. Selon entre autres le type de pétrole déversé, la température de l'eau, la vitesse du vent et la surface de la nappe, l'évaporation peut causer une perte de masse pouvant atteindre jusqu'à 50% de la quantité totale déversée (Venkatesh, 1988). La perte des fractions volatiles par évaporation influence également les tensions de surface et la densité de la nappe, modifiant ainsi ses caractéristiques d'étalement.

Fallah et Stark (1976) proposent un modèle probabiliste dont la principale faiblesse est justement l'hypothèse de la variation aléatoire des paramètres de modélisation

tels que la vitesse du vent et la température. En effet, selon l'échelle de temps considérée, la validité de cette hypothèse varie. Le processus d'évaporation étant généralement rapide à se mettre en place, la précision d'un modèle doit être acceptable même pour des pas de temps courts, soit une échelle de temps où les variations des paramètres ci-haut mentionnés se produisent de façon plus graduelle et prévisible.

Quelques auteurs proposent une cinétique du premier ordre pour représenter l'évaporation en fonction de la masse résiduelle de chacun des huit composés d'un pétrole synthétique. Cette approche a été utilisée par Williams et al. (1975) dans leur modèle "SEADOCK. Wang et al. (1976), avec leur modèle UOD, s'inspirent des travaux de Mackay et Matsugu (1973) et utilisent eux aussi une cinétique du premier ordre, mais qui est fonction d'un coefficient de transfert de masse, lui-même relié à la surface de la nappe, à la vitesse du vent et à la pression de vapeur de chacun des huit composés d'un pétrole synthétique.

Audunson et al. (1980), avec leur modèle SLICKFORCAST, assument que le flux d'évaporation d'un composé d'hydrocarbures donné est fonction d'un coefficient de transfert de masse, de sa concentration dans la nappe et de sa pression de vapeur. Ils utilisent, à l'instar du modèle de Mackay et Leinonen (1977), un pétrole synthétique à onze composés. De plus, ce modèle tient compte de l'épaisseur de la nappe.

Pour calculer l'évolution des pressions de vapeur en cours de simulation, le modèle UOT de Mackay *et al.* (1980) utilise une approche analytique qui relie ce paramètre à la température et à la fraction évaporée. Ce modèle a de plus la capacité de traiter distinctement les nappes d'épaisseurs variables. Buchanan et Hurford (1988) proposent un modèle très comparable, à l'exception qu'ils utilisent une relation légèrement différente pour représenter la fraction évaporée des composés d'hydrocarbures en fonction de leur température d'ébullition.

En résumé, la plupart des modèles existants utilisent un coefficient de transfert de masse et des paramètres de pression de vapeur obtenus soit à partir de pétroles synthétiques (ou "pseudo-compositions") sensés représenter le plus fidèlement possible le pétrole réellement déversé, soit de façon analytique (modèle UOT de Mackay *et al.*, 1980). La plupart de ces modèles considèrent la superficie de la nappe et quelques-uns son épaisseur. La possibilité de tenir compte de l'évaporation des nappes épaisses et minces est intéressante, puisqu'il semble que ces dernières voient leur évaporation complétée en quelques minutes, tandis que le processus d'évaporation des nappes épaisses se poursuit sur une période de temps beaucoup plus longue.

2.3.2 Dissolution

Les composés de faible poids moléculaire susceptibles de se dissoudre sont aussi sujets au processus d'évaporation qui, on l'a vu, cause une perte de masse importante dès le début du déversement. Plusieurs auteurs parlent d'un minimum de

deux ordres de grandeur de différence entre les taux de perte de masse par dissolution et évaporation (McAuliffe, 1976; Harrison *et al.*, 1974; Moore *et al.*, 1973). Par exemple, McAuliffe (1976), ne parvient pas à mesurer des concentrations supérieures à 600 ppb après 15 minutes, et les concentrations ne sont plus détectables après 30 minutes, ce qui semble confirmer la prédominance de l'évaporation dans ces processus compétitifs.

En résumé, il semble donc que la dissolution ne cause qu'un effet minime sur le bilan de masse et qu'à cet égard, elle peut être négligée en première approximation comme le soulignent Huang et Monastero (1982). Cela ne signifie cependant pas que le processus soit négligeable vis-à-vis de la qualité de l'eau.

2.3.3 Emulsification

L'émulsification, ou la formation de gouttelettes d'eau dans le pétrole communément appelée "mousse au chocolat", est un processus complexe et peu connu. Son importance peut être grande puisque, dans certains cas, l'émulsification entraîne une augmentation de volume de l'ordre de 4 à 5 fois le volume initial, compliquant les opérations de nettoyage et de contrôle. Très peu de modèles en tiennent compte. Mackay et Leinonen (1977) relient sa formation à une constante dépendante du degré de turbulence du plan d'eau et du volume déversé. En ce sens, Wang et Huang (1979) proposent également qu'une turbulence minimale de 10 cm²/sec soit nécessaire pour qu'il y ait émulsification. Se basant sur des études expérimentales de la quantité d'eau incorporée dans la nappe par émulsification,

Mackay *et al.* (1979) proposent également une cinétique du premier ordre reliant la viscosité de l'émulsion à la viscosité instantanée du pétrole et au pourcentage d'eau dans l'émulsion. Enfin, Mattson et Grose (1979) proposent que le risque d'émulsification soit considéré comme grand si les pourcentages d'asphaltènes ou de résines excèdent respectivement 2% et 5%.

En résumé, le processus d'émulsification peut devenir primordial dans certaines conditions, mais il requiert un effort de recherche empirique additionnel important afin de mieux le paramétriser.

2.3.4 Dispersion

Le processus de dispersion, ou l'incorporation de gouttelettes de pétrole dans la colonne d'eau, a été représenté de plusieurs façons. Blaikley *et al.* (1977) et Audunson *et al.* (1980) l'expriment en fonction du temps et du degré de turbulence du plan d'eau. Kolpack *et al.* (1977) suggèrent une paramétrisation statistique de la dispersion en assumant des distributions horizontale et verticale de type gaussiennes. Mackay *et al.* (1980) relie la dispersion à des paramètres physiques tels que la turbulence du plan d'eau, le ratio des densités et les tensions interfaciales pétrole-eau, ainsi que l'épaisseur de la nappe. Finalement, Elliott (1986) propose une approche basée sur un processus fickien de diffusion pure représenté par une méthode de marche au hasard tridimensionnelle, où le mouvement vertical des gouttelettes est fonction de leur taille.

En résumé, on considère que le processus de dispersion est très important, en ce sens qu'il détermine en partie la persistance d'une nappe flottante et donc la possibilité d'un impact aux rives. De plus on pense que, tout comme l'évaporation, la dispersion a un effet réducteur sur les tensions de surface pétrole-eau et qu'elle contrôle, dans une certaine mesure, la cessation de l'étalement physique.

2.3.5 Photo-oxydation

La photo-oxydation a fait l'objet de quelques contributions: Wheeler (1978); Patel *et al.* (1979). On relie généralement ce processus à l'angle du soleil, à la densité nuageuse et à l'épaisseur de la nappe. On considère cependant que ses effets sont négligeables, du point de vue du bilan de masse, en comparaison avec les processus d'évaporation ou de dissolution, du moins au cours des premiers jours suivant un déversement.

2.3.6 Autres processus d'altération

Très peu de travaux ont été effectués concernant le processus de biodégradation. On pense que le taux de pétrole biodégradé est fonction du niveau des populations microbiennes pouvant les décomposer, de la composition particulière du pétrole et des paramètres physiques affectant la croissance des populations, comme la température par exemple.

Le processus de sédimentation nécessite un accroissement de la densité du pétrole flottant, qui peut être causé par trois facteurs distincts: l'émulsification, la perte des

fractions légères par évaporation ou dissolution, et enfin, l'adhérence de matières en suspension aux particules de pétrole. Ce dernier cas a été fréquemment observé et on parle de pertes de masse de l'ordre de 1% à 10%. Les zones comportant les plus grands risques sont les eaux chargées en particules d'argiles floculées sur lesquelles le pétrole s'adsorbe et forme des globules (Bassin et Ichiye, 1977).

2.4 Variation des propriétés physiques

Les propriétés physiques d'un pétrole brut dans son état non-altéré sont généralement bien connues; cependant, celles-ci sont souvent modifiées par les divers processus d'altération auxquels le composé est soumis lors d'un déversement en milieu aquatique. Ainsi, le produit que l'on devra ramasser, nettoyer ou contrôler pourra présenter des propriétés totalement différentes du pétrole brut initialement déversé. Quelques auteurs s'attardent à la modélisation mathématique de ces phénomènes.

Mackay *et al.* (1983) identifient plusieurs propriétés physiques affectant les divers processus d'altération et tentent de relier leur variation temporelle à la température ambiante et à la fraction évaporée. Ils proposent un ensemble d'équations destinées à être utilisées dans des modèles numériques de déversements pétroliers. Cependant, la validité de ces équations repose sur des constantes de calibration qui doivent être déterminées par des tests mesurant l'évolution des propriétés à divers degrés d'évaporation et de températures. Cette façon de procéder ne décrit pas l'apport individuel de chaque processus d'altération, mais représente de façon

généralement adéquate la variation des propriétés à l'intérieur de la gamme de valeurs utilisées pour l'établissement des mesures empiriques.

Environnement Canada poursuit un programme de mesure des diverses propriétés physico-chimiques de façon à fournir l'information nécessaire pour la plupart des pétroles susceptibles d'être utilisés en Amérique du Nord (Bobra et Callaghan, 1990).

2.5 Modèles composites

Depuis la fin des années '60 plusieurs modèles ont été élaborés dans le but de combiner les représentations des différents mécanismes de base connus et d'obtenir des outils prédictifs intégrés et efficaces. Ne seront retenus ici que les travaux représentant un intérêt particulier dans l'avancement des connaissances et/ou apportant une approche originale.

2.5.1 Tayfun et Wang (1973); Tetra Tech Inc.

Ces auteurs furent parmi les premiers à introduire une approche stochastique dans la description des processus impliqués dans les déversements, et donc à considérer une nappe flottante comme un ensemble de particules indépendantes. L'approche Monte Carlo est appliquée à des données de courant déterministes couplées à des générateurs de vecteurs-vent fournis par deux méthodes différentes: une marche aléatoire markovienne et une série temporelle. Les facteurs 0.56 et 0.03 sont

appliqués respectivement aux vitesses de courant et de vent lors de leur addition vectorielle. L'utilisation de séries temporelles fournit des résultats plus réalistes et est donc recommandée.

2.5.2 Ahlstrom (1975); Battelle Pacific Northwest Laboratories

Ce modèle, qui considère la nappe comme un ensemble de particules, résout l'équation différentielle du transport en utilisant une approche lagrangienne pour le terme advectif, et une démarche aléatoire markovienne homogène pour le terme dispersif. Il traite le processus d'advection comme une sommation des effets du courant (gravitationnel et/ou de marée) et de ceux du vent (série temporelle ou valeurs observées) en utilisant le "facteur-vent" de 0.03. Le processus d'étalement physique décrit par Fay (1971) est pris en compte sous la forme d'une dispersion pure obéissant à une loi fickienne. Seul le régime de *tension de surface-viscosité* du modèle de Fay (1971) est considéré et son effet est pris en compte via un coefficient de dispersion turbulente relié aux caractéristiques du produit déversé et couplé au coefficient généré par l'écoulement. Ce modèle aborde succinctement, de façon probalistique, le cas des pertes de masse causées par un échouement des particules.

2.5.3 Sydor et Fingas (1981); Environnement Canada

Ce modèle est lui aussi basé sur une approche particulière. La courantométrie provient d'un modèle de différences finies bidimensionnel, et des variations aléatoires d'au plus 10% sont imposées aux vecteurs-vitesses. Le vent est traité de façon statistique avec une variation aléatoire de sa direction. Des facteurs 0.56 et

0.03 sont appliqués respectivement aux courants et aux vents. L'étalement physique du pétrole y est représenté à l'aide des trois régimes de Fay (1971), les transitions d'un régime à l'autre étant reliées à des *temps critiques théoriques*. Ce modèle, destiné à représenter un événement de courte durée, inclut un traitement intéressant des impacts aux berges en fonction de leur saturation en pétrole, mais ne représente pas les processus de dispersion turbulente, ni même ceux causant l'altération du produit. A l'inverse, de récentes études (Buchanan et Hurford, 1988) indiquent que la période initiale d'un déversement, i.e. pour des temps inférieurs à 12 heures, est la plus importante pour l'évaporation de la plupart des pétroles bruts. Ainsi, lors d'essais en Mer du Nord, 30% du pétrole en surface était évaporé après 5 heures.

2.5.4 Nihoul (1983/1984); Geophysical Fluid Dynamics, Université de Liège

Ce modèle propose une nouvelle paramétrisation des nappes de pétrole en décrivant l'évolution temporelle de l'épaisseur de la nappe en fonction des processus d'étalement gravitationnel, des tensions de surface, de la friction et de la variation temporelle des propriétés physiques du produit. Cette approche, quoiqu'intéressante, considère la nappe comme un tout et est donc plus appropriée aux conditions de haute-mer où le traitement de l'impact aux côtes n'est pas primordial.

2.5.5 Sahota *et al.* (1978) et Venkatesh (1988), Atmospheric Environment

Service

Ce modèle, basé sur les travaux d'Ahlstrom (1975), a la particularité de considérer le terme source de l'équation générale du transport de façon à inclure l'évaporation et l'émulsification selon l'approche suggérée par Mackay et Leinonen (1977). Le terme d'advection est obtenu d'un champ de vitesses connu *a priori* et le terme dispersif obéit à une méthode de marche aléatoire markovienne du premier ordre opérant sur un processus diffusif fickien, où l'étalement physique du pétrole est représenté par des coefficients dispersifs basés sur le troisième régime de Fay (1971). Le modèle considère l'altération du pétrole par évaporation et émulsification; la composition du pétrole déversé doit être connue et subdivisée en douze fractions principales (pseudo-composition), chacune des fractions volatiles étant évaporée individuellement selon l'équation de transfert de masse par évaporation. L'émulsification est représentée par une expression du premier ordre dont la constante dépend de la vitesse du vent. De plus, le traitement de l'advection due au vent est basé sur l'approche proposée par Madsen (1977), valide pour les milieux océaniques, au lieu de la simple règle du 3%. Ce modèle est actuellement l'un des plus performants, puisqu'il combine les principaux processus et les représente selon les approches les plus prometteuses.

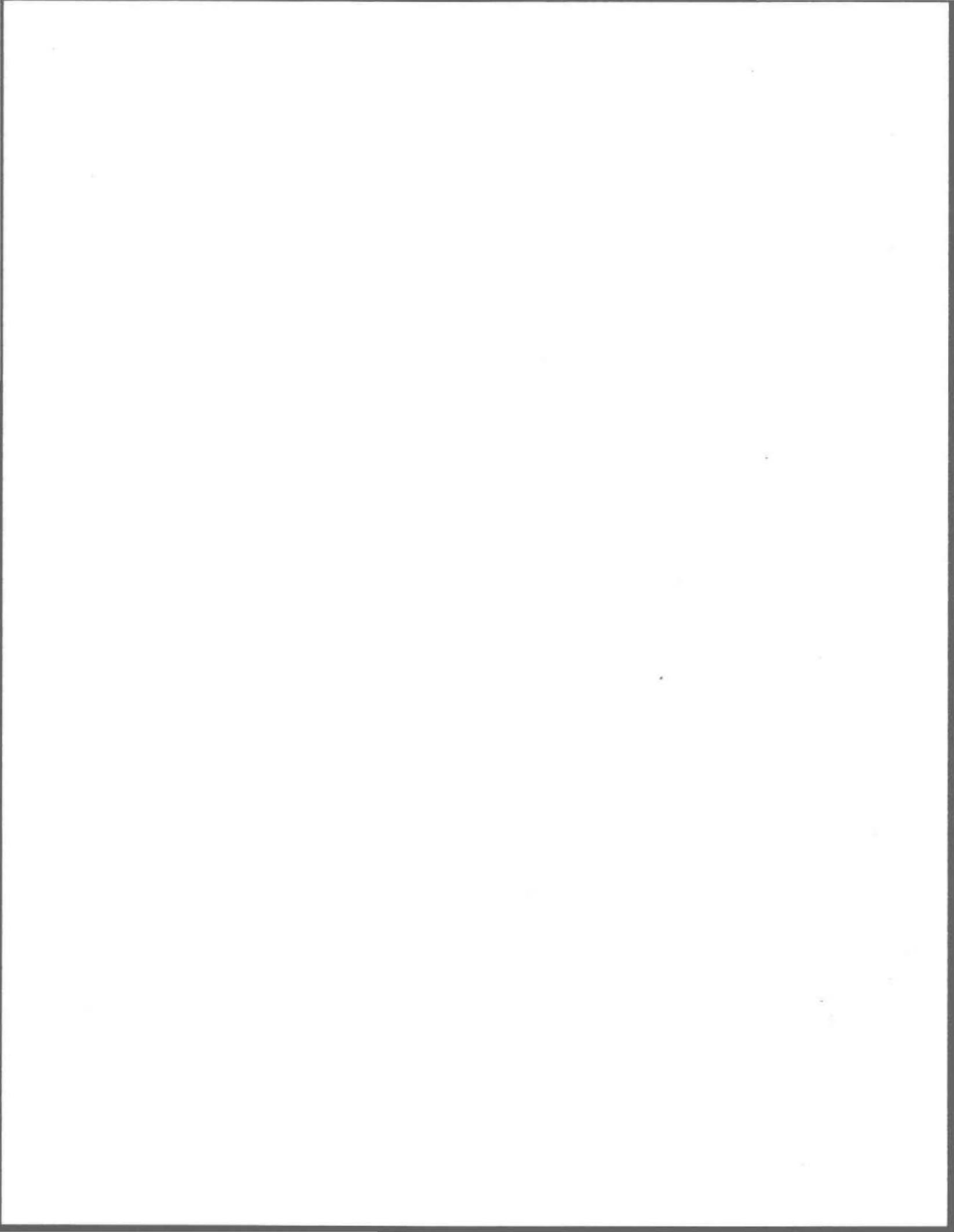
2.6 Résumé

Le Tableau 2.1 synthétise de façon qualitative l'état actuel des connaissances dans la modélisation des déversements de pétroles. On remarque que les processus reliés

à la localisation des nappes sont mieux connus que ceux reliés à l'altération des pétroles, exception faite de l'évaporation.

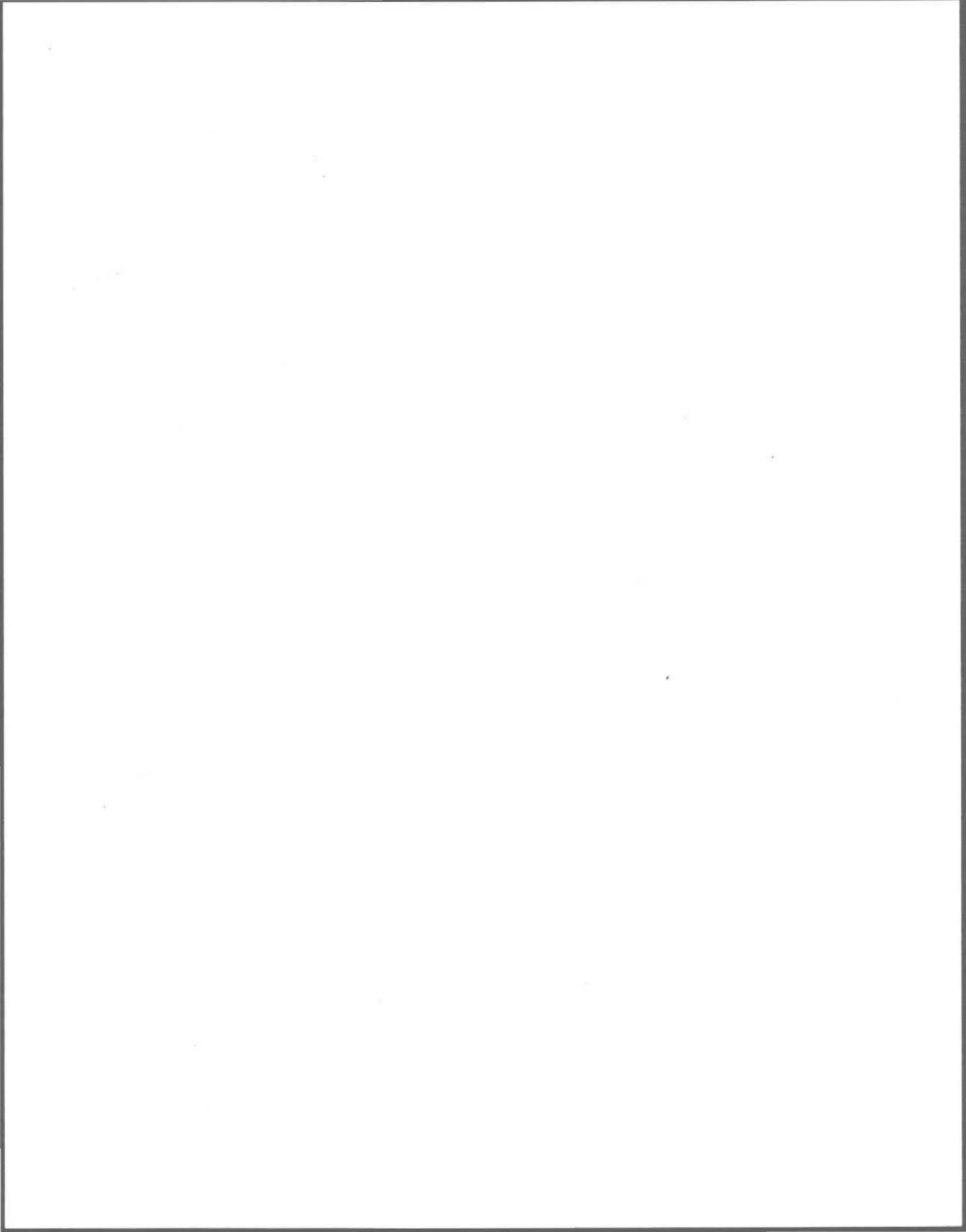
Tableau 2.1 Evaluation des niveaux de connaissances

Processus	Compréhension physique du phénomène	Qualité de la modélisation mathématique	Inclusion dans les modèles composites
• Etalement	Adéquate	Adéquate	oui
• Advection	Adéquate	Adéquate	oui
• Interaction avec les glaces	Faible	Très faible	non
• Impact aux berges	Adéquate	Adéquate	non
• Evaporation	Excellente	Bonne	oui
• Dispersion	Faible	Très Faible	oui
• Emulsification	Faible	Très Faible	oui
• Auto-oxydation	Adéquate	Très Faible	non
• Biodégradation	Adéquate	Faible	non
• Dissolution	Excellente	Adéquate	non
• Sédimentation	Faible	Très Faible	non
• Variation temporelle des propriétés	Très Faible	Très Faible	non



CHAPITRE 3

MODELE MATHEMATIQUE, LOIS DE CONSERVATION



3 MODELE MATHEMATIQUE, LOIS DE CONSERVATION

Dans ce chapitre seront exposées les bases mathématiques soutenant le modèle de propagation d'une nappe de pétrole en milieu fluvial à surface libre. Seront présentées d'abord les lois de conservation régissant le modèle hydrodynamique bi-dimensionnel, dont l'utilisation est justifiée par l'hypothèse d'un milieu généralement bien mélangé dans l'axe vertical, tel qu'observé dans la plupart des écoulements où les dimensions horizontales prédominent nettement sur la profondeur. On explicitera également les bases mathématiques décrivant la propagation d'une nappe de pétrole par transport, diffusion et dispersion dans un milieu récepteur peu profond, ainsi que leur méthode de résolution.

3.1 Modèle hydrodynamique 2-D

La modélisation bi-dimensionnelle des écoulements à surface libre à l'aide des équations de Saint-Venant est un outil scientifiquement reconnu ayant été utilisé dans le cadre de nombreuses études d'ingénierie (Grotkop, 1973; Taylor et Davis, 1975; Walters et Cheng, 1980; Ouellet *et al.*, 1986; Leclerc *et al.*, 1987, 1990 b,c). L'outil est présenté ici dans sa version la plus classique et comprend une équation de conservation de la masse (continuité) et deux équations exprimant la conservation de la quantité de mouvement.

3.1.1 Equations de conservation

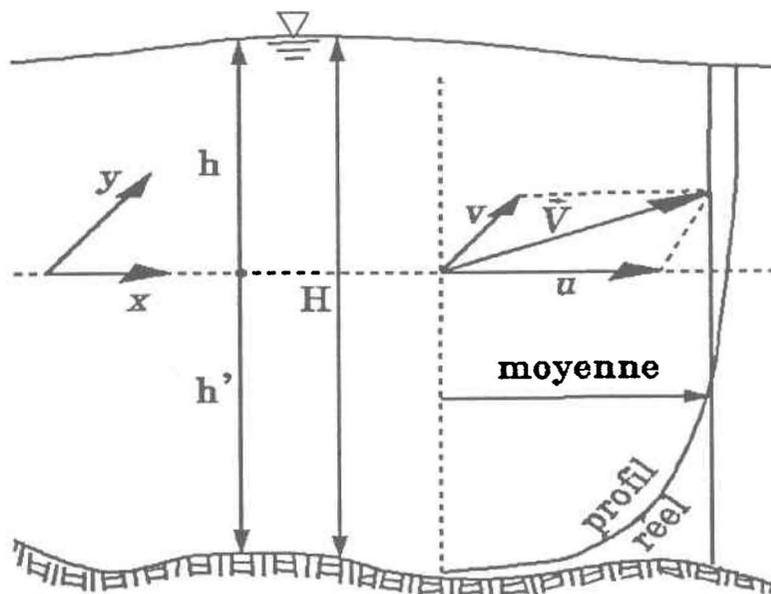


Figure 3.1 Conventions du modèle hydrodynamique bidimensionnel.

Equation de conservation de la masse: (les symboles sont décrits à la Figure 3.1):

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Hu}{\partial x} + \frac{\partial Hv}{\partial y} = 0 \quad [3.1]$$

Equations de conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial x} = F_x \quad [3.2]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial y} = F_y \quad [3.3]$$

$$F_x = -\frac{gn^2|V|u}{H^{3/2}} + f_c v + \frac{\partial \tau_{xx}}{\rho_w \partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\rho_w \partial y} + \frac{C_w \rho_a |W| W_x}{\rho_w H} \quad [3.4]$$

$$F_y = -\frac{gn^2|V|v}{H^{3/2}} - f_c u + \frac{\partial \tau_{yx}}{\rho_w \partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\rho_w \partial y} + \frac{C_w \rho_a |W| W_y}{\rho_w H} \quad [3.5]$$

où:

- C_w : coefficient de traînée du vent;
- F_x, F_y : forces massiques résultantes en x et y;
- f_c : facteur de Coriolis;
- g : accélération gravitationnelle;
- h : niveau d'eau par rapport à un référentiel de niveau;
- h' : cote bathymétrique par rapport au même référentiel;
- H : profondeur totale;
- n : coefficient de Manning;
- u, v : composantes moyennes de la vitesse selon x et y;
- $|V|$: module de la vitesse résultante;
- $|W|$: module de vitesse du vent;
- W_x, W_y : composantes de la vitesse du vent;
- ρ_a : masse volumique de l'air;
- ρ_w : masse volumique de l'eau;
- τ_{ij} : contraintes de Reynolds (dispersion de la quantité de mouvement).

Le paramètre de frottement communément appelé "n de Manning", tient compte d'un certain nombre de facteurs retardateurs sur l'écoulement comme la rugosité du lit, la présence d'un champ de glace ou de macrophytes.

3.1.2 Conditions initiales et aux limites

Les conditions aux limites sont symbolisées à la Figure 3.2, elles peuvent être du type:

- A) Débit ou niveau d'eau et orientation des lignes de courant à l'entrée des tributaires et à la limite amont du modèle:

$$Q(t) = \hat{Q}(t) \text{ ou } h(t) = \hat{h}(t) \text{ et } u_T = 0 \text{ sur } S_{\text{amont}}$$

- B) Imperméabilité et adhérence ou glissement aux limites latérales (rives):

$$\begin{array}{l} u_N = 0 \quad (\text{imperméabilité}) \\ u_T = 0 \quad (\text{adhérence}) \\ u_T = \text{libre} \quad (\text{glissement}) \end{array} \quad \left| \text{ sur } S_{\text{rives}} \right.$$

n, τ respectivement les directions locales normale et tangentielle à la rive;

- C) Niveau d'eau et direction de l'écoulement à la limite ouverte:

$$h(t) = \hat{h}(t) \text{ et } u_T = 0 \quad \left| \text{ sur } S_{\text{aval}} \right.$$

Les conditions initiales sont nécessaires pour simuler les écoulements transitoires.

On les exprime ainsi:

$$u(x,y,t_0) = u_0(x,y) \quad , \quad v(x,y,t_0) = v_0(x,y)$$

$$h(x,y,t_0) = h_0(x,y) \quad , \quad Q(x,y,t_0) = Q_0(x,y)$$

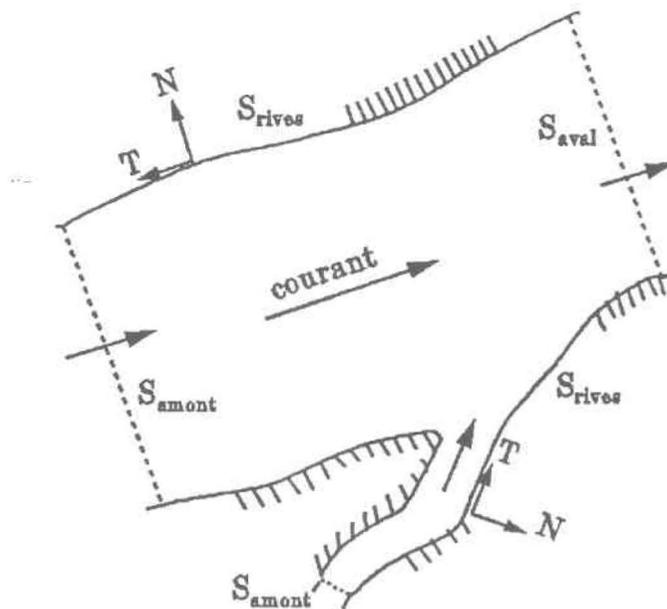


Figure 3.2 Conventions des conditions aux limites.

Toutefois, lorsque l'écoulement varie peu dans le temps (régime permanent), on applique les conditions de stationnarité; cette approche ne nécessite pas de prise en compte spéciale des conditions initiales. Par contre, elle requiert des techniques particulières pour atteindre rapidement l'état d'équilibre recherché.

3.1.3 Discrétisation

La discrétisation du domaine d'écoulement consiste à subdiviser celui-ci en cellules élémentaires sur lesquelles les équations précédentes sont appliquées et résolues. En pratique, cela revient à satisfaire les équilibres fondamentaux du mouvement à une échelle locale de la taille de la cellule.

La méthode des éléments finis utilisée par Leclerc *et al.* (1987, 1990a,b) comporte une grille composée d'éléments de taille ajustable, déterminée localement en fonction de la géométrie du domaine et des besoins de précision. Cette caractéristique représente un avantage déterminant pour les études hydrodynamiques reliées à l'analyse de la propagation de contaminants. L'interpolation nodale des variables et de la géométrie (bathymétrie) sur un élément triangulaire est représentée à la Figure 3.3. L'élément comporte six noeuds; les vitesses sont interpolées quadratiquement tandis que la hauteur d'eau et la bathymétrie le sont linéairement. Le substrat et l'état des macrophytes sont des propriétés constantes par élément. La variabilité spatiale de ces facteurs est déterminante dans la construction de la grille du modèle.

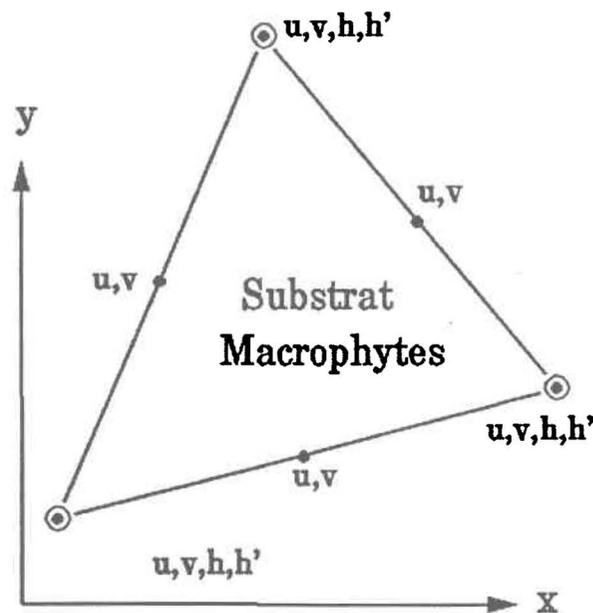


Figure 3.3 Représentation des variables et des propriétés physiques du modèle hydrodynamique avec l'élément T6.

3.2 Modèle de propagation d'une nappe de pétrole

Le modèle utilisé ici est basé sur l'équation générale de l'advection/diffusion dans un fluide. Dans sa forme fondamentale, cette équation exprime l'équilibre entre le bilan des flux massiques et le taux de variation de la masse résiduelle à l'échelle moléculaire. Sont appliquées à cette équation fondamentale des transformations destinées à rendre possible sa solution au moyen d'algorithmes de calcul classiques. Ainsi, partant de la forme tridimensionnelle locale et instantanée, la forme pondérée dans l'espace et le temps est dérivée, et une intégration verticale permet de réduire la forme tridimensionnelle à une forme bidimensionnelle suffisante pour représenter la propagation d'une nappe.

3.2.1 Formulation du modèle

Fondamentalement, la propagation d'une nappe de pétrole dans un environnement aquatique est un processus complexe requérant la résolution simultanée des équations de continuité: conservation de la masse et de la quantité de mouvement, lorsqu'appliquées aux trois phases en présence, soit l'air, l'eau et le pétrole.

De manière générale, la bibliographie forme un consensus autour d'une approche simplifiée pour résoudre ce problème polyphasé. Ainsi, une seule *loi de conservation de la masse* est appliquée au pétrole flottant; le principe en est le suivant:

"Le taux de variation de la concentration massique (ou volumique) résiduelle d'un composé d'hydrocarbure dans un volume de contrôle est équilibré par les flux advectifs et diffusifs nets".

Pour un soluté, ce principe s'exprime mathématiquement de la façon suivante:

$$\frac{DC}{Dt} = -\frac{\partial f_x}{\partial x} - \frac{\partial f_y}{\partial y} - \frac{\partial f_z}{\partial z} \quad [3.6]$$

où:

D/Dt : l'opérateur de dérivée totale;

f_i : les flux diffusifs du soluté à l'échelle moléculaire, pour les directions $i=1,2,3$;

C : la concentration du soluté.

L'application de la règle de dérivation en chaîne au terme de gauche de l'équation 3.6 donne:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + z \frac{\partial C}{\partial z} = -\frac{\partial f_x}{\partial x} - \frac{\partial f_y}{\partial y} - \frac{\partial f_z}{\partial z} \quad [3.7]$$

En adoptant la notation d'Einstein¹ pour réduire la formulation:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} + \frac{\partial f_j}{\partial x_j}, \quad j=1,2,3. \quad [3.8]$$

Les flux diffusifs f_i peuvent être adéquatement représentés par une loi fickienne:

¹Dans la convention d'Einstein, $i=1,2,3$ produit trois expressions indépendantes, tandis que $j=1,2,3$ est interprété comme l'addition de trois termes dans la même expression.

$$f_i = -D_m \frac{\partial C}{\partial x_i}, i = 1, 2, 3 \quad [3.9]$$

où:

D_m : un coefficient de diffusion moléculaire.

L'équation 3.8 devient alors:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} - D_m \frac{\partial^2 C}{\partial x_j^2} \quad [3.10]$$

Il est possible de démontrer qu'en milieu incompressible la dernière expression est équivalente à:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial u_j C}{\partial x_j} - D_m \frac{\partial^2 C}{\partial x_j^2} \quad [3.11]$$

La forme tridimensionnelle locale et instantanée de l'équation 3.11 peut être soumise à une pondération des variables par intégration temporelle sur un intervalle de temps suffisamment long pour éliminer les petites fluctuations. Le terme covariant ainsi généré représente la diffusion turbulente, une propriété de l'écoulement et non du fluide, et peut être pris en compte par un coefficient de dispersion turbulente anisotrope D_{Tj} qui intègre, dans l'échelle turbulente, le terme de diffusion moléculaire D_m .

Egalement, en posant l'hypothèse que la couche de pétrole possède une densité verticalement homogène, l'équation 3.11 peut être soumise à une intégration verticale sur l'épaisseur de la nappe, permettant ainsi l'obtention d'un modèle

bidimensionnel applicable au volume de la nappe. Une démonstration des intégrations temporelle et verticale peut être consultée dans Leclerc et al. (1991).

Avec C représentant maintenant la concentration de pétrole par unité de surface et en supposant les flux verticaux en $\text{kg/m}^2\text{s}$, représentés par le terme ϕ , l'équation 3.11 devient:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial C u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + \phi, j = 1, 2 \quad [3.12]$$

Ce modèle classique d'advection/diffusion peut être transformé de façon à décrire non-pas la concentration de pétrole, mais l'épaisseur d'une nappe qui serait concentrée à la surface d'un plan d'eau horizontal. En posant $C = E_p \rho_p$, où:

E_p : l'épaisseur locale d'une nappe de pétrole flottante, en m;

ρ_p la masse volumique locale du pétrole, en kg/m^3 ;

l'équation 3.12 devient:

$$\frac{\partial E_p \rho_p}{\partial t} = -\frac{\partial E_p \rho_p u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial E_p \rho_p}{\partial x_j} \right) + \phi \quad [3.13]$$

En assumant que ρ_p , la densité locale du pétrole, est une constante, alors:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = -\frac{\partial E_p u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial E_p}{\partial x_j} \right) + \frac{\phi}{\rho_p} \quad [3.14]$$

La seule variable d'état du modèle devient alors E_p , rendant ainsi possible l'évaluation de l'épaisseur locale en tout point à l'intérieur de la nappe. Le système physique sur lequel l'équation 3.14 est appliquée est constitué d'une région très

mince, essentiellement l'épaisseur de la nappe. Cette très faible épaisseur, en comparaison avec celle de la colonne d'eau sur laquelle la nappe flotte, permet d'assumer que l'advection de la nappe est adéquatement décrite par le mouvement de la couche supérieure du milieu aquatique; cet aspect sera approfondi à la section 4.1.1. Dans le même esprit, les processus dispersifs reliés à l'hydrodynamique du milieu et présents au sein de la couche supérieure de la colonne d'eau (contraintes de cisaillement reliées à la nature du fond et aux gradients de vitesses au sein de l'écoulement) affecteront aussi la nappe de pétrole et doivent être pris en compte; ces aspects sont explicités plus en détail dans Leclerc *et al.* (1991). Enfin, il est nécessaire de postuler que l'équation 3.14 s'applique aux milieux récepteurs de surface horizontale, en moyenne, donc exempts de gradients d'élévation dus par exemple aux phénomènes de vortex pouvant causer un déséquilibre des forces en présence.

De façon générale, les différentes classes de processus affectant la propagation de la nappe de pétrole seront traitées par l'un ou l'autre des éléments constitutifs de l'équation 3.14. La variable d'état de ce modèle, c'est-à-dire l'épaisseur locale de la nappe, sera évaluée à partir de la distribution de particules générée en cours de simulation par un algorithme de lissage diffusif.

3.2.2 Conditions initiales et aux limites

Les conditions initiales sont représentées ainsi: $E_p(x, y, t_0) = E_{p0}(x, y)$. Les conditions aux limites peuvent être de différents types (voir également Figure 3.4):

Dirichlet (condition sur E_p):

$$E_p = E_{ps} \text{ sur } S_c$$

Cauchy-Neumann (condition de flux):

$$\frac{\partial E_p}{\partial N} + \alpha E_p = f_c \text{ sur } S_c$$

$\alpha \neq 0 \rightarrow$ Cauchy

$\alpha = 0 \rightarrow$ Neumann

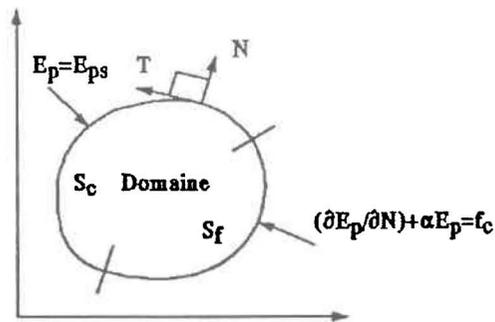


Figure 3.4 Conditions aux limites (adapté de Leclerc et al., 1991).

Des conditions d'adhérence totale sont également imposées aux frontières de l'écoulement de façon à traiter le cas des particules subissant un impact aux berges (échouement de pétrole sur les rives).

3.3 Méthode de résolution

Deux grandes classes de méthodes de résolution existent pour résoudre ce modèle numériquement: eulériennes et lagrangiennes. L'approche eulérienne consiste à résoudre une équation différentielle dans l'espace de la variable d'état du modèle (vitesse ou épaisseur par exemple). La méthode des éléments finis abordée à la section précédente pour résoudre le modèle hydrodynamique fait partie de cette classe. Les équations différentielles du mouvement, qui sont de type parabolique peuvent être résolues aisément par ce type de méthode.

A l'opposé, l'équation différentielle d'advection-diffusion devient hyperbolique sous des conditions d'advection pure (nombre de Peclet élevé) et sa résolution eulérienne engendre des problèmes de dispersion numérique difficiles à contrôler. Comme certains auteurs l'ont démontré (Thompson et Gelhar; 1990), la résolution de ce type d'équation différentielle peut être effectuée par la méthode lagrangienne de marche au hasard basée sur l'analyse du mouvement de particules. Ainsi, on obtient une solution dans l'espace de déplacement des particules, et la variable d'état est évaluée par post-traitement.

La combinaison de ces deux méthodes (que l'on appelle aussi, au sens large, méthode de marche au hasard) représente donc une formule mixte eulérienne-lagrangienne. Le déplacement d'une particule y est décrit par deux mouvements distincts et additifs: l'advection, contrôlée par les vitesses locales fournies par le modèle hydrodynamique, et la dispersion, mouvement aléatoire des particules

autour de leur positions moyennes. La Figure 3.5 représente ces deux processus. Concrètement, les processus d'advection et de dispersion sont traités indépendamment à chaque pas de temps et leurs effets respectifs (déplacement dans le domaine de simulation) sont sommés vectoriellement.

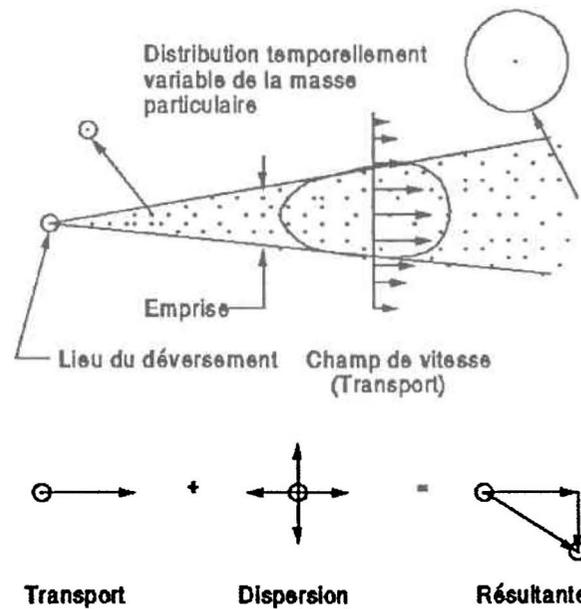


Figure 3.5 L'approche lagrangienne par marche au hasard.

3.3.1 L'équation de Fokker-Planck

L'équation 3.14 ne peut être résolue telle quelle par méthode lagrangienne; des transformations mineures sont nécessaires pour l'amener sous la forme de l'équation de Fokker-Planck, laquelle admet une solution par la méthode de marche au hasard (Thompson et Gelhar, 1990). Cette équation représente en deux dimensions la

probabilité de fonction $p(x, y, t)$, $t > t_0$ avec les conditions initiales: $p(x, y, t_0) = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0)$.

Puisque:

$$\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (D_{Tj} E_p) \equiv \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial E_p}{\partial x_j} + E_p \frac{\partial D_{Tj}}{\partial x_j} \right)$$

alors,

$$\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (D_{Tj} E_p) \equiv \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial E_p}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(E_p \frac{\partial D_{Tj}}{\partial x_j} \right)$$

soit,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{Tj} \frac{\partial E_p}{\partial x_j} \right) \equiv - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(E_p \frac{\partial D_{Tj}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (D_{Tj} E_p)$$

En intégrant ce terme, l'équation 3.14 s'exprime donc, sous la forme de Fokker-Planck:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = - \frac{\partial E_p}{\partial x_j} \left(u_j + E_p \frac{\partial D_{Tj}}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (2 D_{Tj} E_p) + \frac{\phi}{\rho_p} \quad [3.15]$$

3.3.2 Solution par la marche au hasard

Il a été démontré que l'équation de Fokker-Planck admet une solution construite avec les équations stochastiques différentielles de Itô suivantes (Thompson et Gelhar, 1990):

$$dx(t) = \left[u + \frac{\partial D_{Tx}}{\partial x} \right] dt + \sqrt{2 D_{Tx}} d\alpha(t) \quad [3.16]$$

$$dy(t) = \left[v + \frac{\partial D_{Ty}}{\partial y} \right] dt + \sqrt{2D_{Ty}} d\beta(t) \quad [3.17]$$

avec:

$$\omega(t) = \langle \alpha(t), \beta(t) \rangle^T, \text{ ou encore, } \begin{Bmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{Bmatrix}$$

$\omega(t)$ est un processus aléatoire brownien tel que:

$$E[\{d\omega(t)\}\langle d\omega(t) \rangle] = [I]dt$$

où:

E : l'espérance mathématique;

$[I]$: la matrice identité;

$\{ \}$: un vecteur-colonne;

$\langle \rangle$: un vecteur-ligne;

$[]$: une matrice.

Les équations précédentes 3.16 et 3.17 permettent donc la résolution de l'équation différentielle du transport dans sa forme de Fokker-Planck, l'équation 3.15.

3.3.3 Traitement de l'advection

L'équation 3.18 représente le terme advectif corrigé de l'approche classique de l'advection par la méthode de marche au hasard:

$$\Delta x_i = \left(u_i + \frac{\partial D_{\pi}}{\partial x_i} \right) \Delta t \quad i = 1,2 \quad [3.18]$$

où $\left(\frac{\partial D_{\pi}}{\partial x_i}\right)$ est un terme dispersif de correction numérique possédant des unités de vitesse et qui peut être traité de façon analogue à u_i .

Pour résoudre 3.18, Leclerc et al. (1991) ont utilisé un schéma d'Euler semi-implicite à pas de temps divisé. Le principe de base de ce schéma algorithmique est le suivant: "*connaissant au préalable la distribution des vitesses le long de la trajectoire d'une particule, la position finale qu'elle occupera après un déplacement d'une durée Δt est déterminée en utilisant les vitesses intermédiaires*". Le déplacement, au cours d'un pas de temps sera donc:

$$\Delta x_i = u_i \cdot \Delta t, \quad i=1,2^2 \quad [3.19]$$

3.3.4 Traitement analytique de la dispersion

L'analyse dimensionnelle permet l'obtention de la solution analytique fondamentale de l'équation de transfert de masse par processus de diffusion fickien (Fisher et al., 1979). Les termes purement dispersifs de l'équation 3.15 de type Fokker-Planck, représentent justement un tel processus:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (2D_{\pi} E_p); \quad i = 1,2$$

²Par souci de simplicité, l'équation 3.19 représente en fait un schéma d'Euler explicite; l'algorithme du schéma d'Euler semi-implicite à pas de temps divisé peut être consulté dans Leclerc et al. (1991).

Si l'on applique cette relation à la dispersion isotrope ($D_{Tx}=D_{Ty}=D_T=D$) d'une quantité de pétrole de masse M , en kg, injectée ponctuellement en $x_j=0$, au temps $t=0$, la solution analytique bidimensionnelle du problème est donnée par:

$$E_p(x,y,t) = \frac{M}{\rho_p 4\pi Dt} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4Dt}\right) \quad [3.20]$$

ou encore:

$$E_p(x,y,t) = \frac{V_0}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4Dt}\right) \quad [3.21]$$

où:

E_p : l'épaisseur locale d'une nappe de pétrole flottante, en m;

ρ_p la densité locale du pétrole, en kg/m³;

D : le coefficient de dispersion isotrope, en m²/s

x et y : des coordonnées dans un repère cartésien;

V_0 : le volume total de pétrole déversé, en m³;

3.3.5 Traitement aléatoire de la dispersion

La solution analytique de $E_p(x,y,t)$ (équation 3.21), peut également être traitée statistiquement en considérant un fluide comme étant composé de millions de molécules en mouvement qui s'entrechoquent constamment. Ainsi, si un ensemble de N particules se déplaçant aléatoirement selon une loi normale de moyenne μ et d'écart-type s est lâché à l'origine au temps $t=0$, il est possible de démontrer que la concentration en particules par unité de surface, au voisinage d'un point (x, y) et au temps t s'exprime par la relation suivante:

$$C(x,y,t) = \frac{N}{2\pi s_x s_y} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{s_x^2} + \frac{y^2}{s_y^2}\right)\right] \quad [3.22]$$

La ressemblance entre cette relation et l'équation 3.20 est évidente, et il suffit d'attribuer à chaque particule une masse dite "particulaire" en kg, de remplacer C par ρE_p et de poser $s_x = s_y = \sqrt{2Dt}$, pour retrouver la solution analytique du problème, soit l'épaisseur $E_p(x,y,t)$.

En résumé, le déplacement dispersif des particules selon une loi normale de moyenne μ et de variance s^2 représente donc adéquatement le processus de diffusion fickien. Le déplacement dispersif au cours d'un pas de temps est donc:

$$\Delta x_i = Z_i \cdot \sqrt{2(D_T + D_E)\Delta t} \quad [3.23]$$

où:

Z_i : des variables aléatoires de distribution normale $N[0,1]$;

D_T : un coefficient de dispersion représentant la turbulence au sein du milieu récepteur (cisaillements horizontaux et verticaux);

D_E : un coefficient de dispersion représentant l'étalement physique du pétrole;

Δt : le pas de temps;

3.3.6 Traitement des puits et sources

Le terme de puits et sources $\frac{\phi}{\rho_p}$ est utilisé pour l'ajout ou le retrait de quantités

discrètes de masse dans le système. Son unité est celle de l'épaisseur, soit le mètre.

Ainsi, tout transfert de masse, positif ou négatif, est effectué en ajoutant ou en retranchant une certaine épaisseur au système.

Injection de particules. Les particules injectées représentent un certain volume discret (ou masse) obtenu lors de l'injection de la façon suivante:

$$v_p = \frac{V_0}{N} \quad [3.24]$$

où:

v_p : le volume particulaire;

V_0 : le volume total de pétrole déversé, en m^3 ;

N : le nombre de particules représentant le déversement.

Ce volume particulaire est transformé en épaisseur initiale; la sous-section 5.2.1 "Conditions initiales" traite plus explicitement de cette transformation.

Perte de masse. Les différents processus d'altération affectant une nappe de pétrole (évaporation en particulier) ainsi que l'échouement de pétrole sur les berges sont susceptibles de causer au système une perte de masse (ou volume). Ces transferts négatifs sont pris en compte en modifiant de façon appropriée le volume particulaire; les épaisseurs résultantes sont évaluées par post-traitement.

3.3.7 Obtention de l'épaisseur E_p

La résolution de l'équation de transport-diffusion par l'approche lagrangienne fournit une distribution de particules dans l'espace physique du domaine de

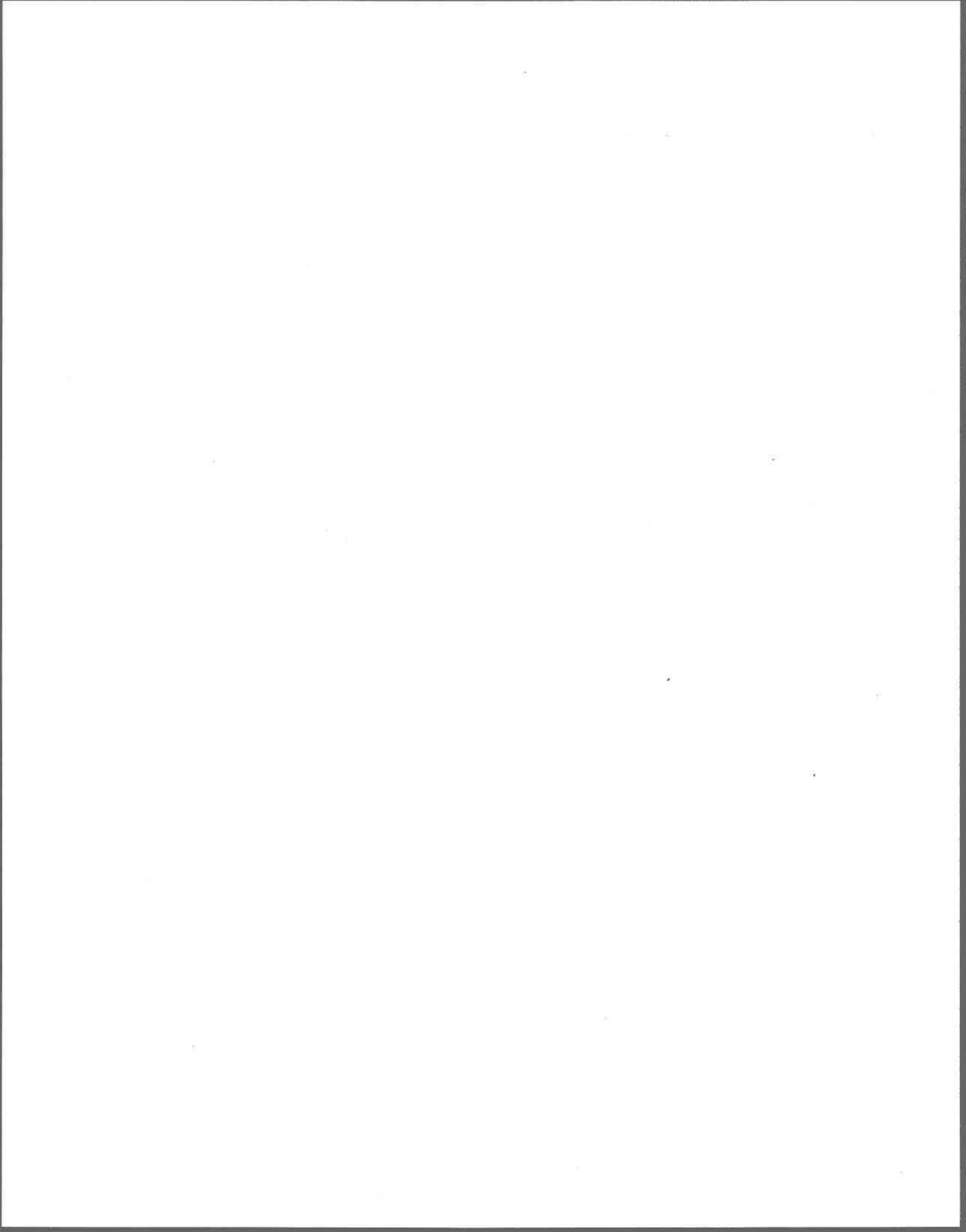
simulation. L'épaisseur d'une particule donnée doit être évaluée par post-traitement, à chaque pas de temps en cours de simulation. Pour ce faire, un algorithme dit de "lissage diffusif contrôlé" est appliqué à la distribution particulaire après que les mouvements advectifs et dispersifs aient été calculés.

L'épaisseur individuelle de chaque particule est alors évaluée, en considérant la densité particulaire au voisinage de celle-ci. La sous-section 5.2.2 traite spécifiquement de cet aspect, et cet algorithme fait également l'objet d'une calibration à la sous-section 6.2.1.



CHAPITRE 4

MODELISATION DE PETROLES DEVERSES, LOIS DE COMPORTEMENT



4 MODELISATION DE PETROLES DEVERSEES, LOIS DE COMPORTEMENT

Les processus impliqués lors d'un déversement de pétrole brut en milieu aquatique sont très nombreux. Citons entre-autres *l'advection, l'étalement, l'évaporation, la dissolution, l'émulsification, la dispersion, l'auto-oxydation, la biodégradation et la sédimentation*. Les effets propres à chacun de ces processus ainsi que leur importance relative sont variables et ils s'établissent à différents moments au cours d'un déversement (revoir à ce sujet la Figure 2.1). Quelques-uns de ces processus tels la dissolution et la sédimentation impliquent des mouvements du pétrole dans la colonne d'eau et nécessitent éventuellement une connaissance du profil courantométrique vertical. Cependant, la limitation du présent travail de modélisation aux principaux processus s'établissant pendant les premières 24 heures est compatible avec l'utilisation d'un modèle bi-dimensionnel, qui représente bien ces processus.

L'objectif du présent modèle est centré sur la simulation des processus *d'advection, d'étalement et d'évaporation*. Le processus d'étalement étant lié à la densité du pétrole, l'évolution temporelle de cette propriété est aussi considérée. De plus, la faible étendue horizontale et la proximité des rives du domaine étudié rendent nécessaire la prise en compte d'éventuels impacts aux berges. Le suivi temporel de la viscosité du pétrole devient alors très utile pour les équipes de récupération et de nettoyage. Les pages suivantes présentent les lois de comportement des processus considérés.

4.1 Advection

L'advection d'une nappe de pétrole peut être représentée par l'addition vectorielle des influences des différents courants affectant la surface d'un plan d'eau (revoir à ce sujet l'équation 2.1). Le présent modèle s'appliquant en milieu fluvial, l'influence des marées n'est pas prise en compte. Outre les vitesses moyennes fournies par le modèle hydrodynamique, le modèle doit aussi comporter le calcul de la vitesse en surface en recréant le profil de vitesse vertical, le calcul des vitesses qu'introduit le vent par cisaillement à l'interface air-eau, ainsi que le transport par les vagues.

4.1.1 Estimation de la vitesse de l'écoulement en surface

Le modèle hydrodynamique utilisé fournit un patron courantométrique bidimensionnel, c'est-à-dire que les vitesses fournies sont intégrées verticalement et représentent la vitesse moyenne dans la colonne d'eau. Il est donc nécessaire d'obtenir une estimation de la vitesse de surface qui affecte la nappe flottante. Pour définir le profil vertical des courants dans un écoulement turbulent bien établi (couche limite turbulente occupant toute la colonne d'eau) le profil logarithmique est l'outil de base.

$$V(z) = \bar{V} + \left(\frac{u_*}{\kappa} \right) \left[1 + \ln \left(\frac{z + H}{H} \right) \right] \quad [4.1]$$

où:

z : la dimension verticale positive vers le bas et ayant son origine à la surface;

- u_* : la vitesse dite "de cisaillement";
 κ : la constante de Von Karman (0.4);
 $V(z)$: la vitesse discrète selon l'axe z ;
 H : la profondeur totale;
 \bar{V} : la vitesse moyenne.

La vitesse de cisaillement est une variable fournie par le modèle hydrodynamique et est dépendante de la géométrie locale, de la rugosité du fond et de la vitesse moyenne de l'écoulement:

$$u_* = \sqrt{\frac{|\tau_f|}{\rho_w}} = \sqrt{\frac{gn^2|\bar{V}|^2}{H^{1/3}}} \quad [4.2]$$

où:

- $|\tau_f|$: le module de la contrainte de cisaillement sur le fond;
 ρ_w : masse volumique de l'eau;
 g : l'accélération gravitationnelle;
 n : le coefficient de Manning;

La vitesse en surface, c'est-à-dire à $z=0$ devient:

$$V(0) = \bar{V} + \left(\frac{u_*}{\kappa} \right) \quad [4.3]$$

Cette vitesse "supplémentaire" possède des caractéristiques (intensité et direction) interpolées à partir de celles des vitesses nodales de l'élément dans lequel se trouve la particule. Les techniques d'interpolation par éléments finis sont présentées dans Leclerc et al.(1991).

4.1.2 Estimation de la vitesse introduite par le vent et les vagues en surface

Ces deux phénomènes entraînant l'établissement d'un profil de vitesse sont interdépendants. Davies (1985) propose la relation suivante pour exprimer la vitesse résultante en surface due à ces phénomènes (V_{rs}):

$$V_{rs} = V_s + V_g + V_d, \quad [4.4]$$

où:

V_s : la dérive de Stokes due aux vagues;

V_g : la vitesse reliée aux gradients d'élévation engendrés par le vent (nulle en milieu fluvial);

V_d : l'action directe du vent.

Kirwan et al. (1979) estiment la valeur de la dérive de Stokes à l'aide de la relation suivante:

$$V_s = 0.016W \quad [4.5]$$

où:

W : la vitesse du vent, généralement mesurée à 10 m au-dessus de la surface.

Davies (1985) obtient, à l'aide d'un modèle hydrodynamique tridimensionnel par différences finies, une valeur de V_d égale à $0.013W$. La vitesse résultante en surface serait donc égale à $0.029W$.

Cette valeur est du même ordre de grandeur que celles observées par certains auteurs: $0.01W$ (Hughes, 1956), $0.033W$ (Wu, 1975). De fait, la plupart des modèles utilisent un "facteur-vent" situé entre 2% et 4% de la vitesse du vent.

Les travaux de Shemdin (1973) sur les contraintes à l'interface air-eau apportent une certaine crédibilité à cette "règle du 3%". Il propose:

$$V_{rs} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} W \approx 0.035W \quad [4.6]$$

où:

ρ_a : la masse spécifique de l'air;

ρ_w : la masse spécifique de l'eau.

Pour les fins du présent travail de modélisation, une valeur de 3% de la vitesse du vent sera retenue. Cette vitesse "supplémentaire" est appliquée avec un angle de déviation θ de 0° , c'est-à-dire dans la direction du vent. Cet angle nul peut être justifié par l'ordre de grandeur très faible des courants résiduels engendrés par les forces de Coriolis en milieu fluvial. En effet, en milieu fluvial, cette force est généralement compensée par une légère inclinaison transversale du plan d'eau plutôt que par une déviation des courants comme cela se produit en milieux océaniques ou dans les plans d'eau très vastes.

La Figure 4.1 résume les processus impliqués dans le transport d'une nappe de pétrole.

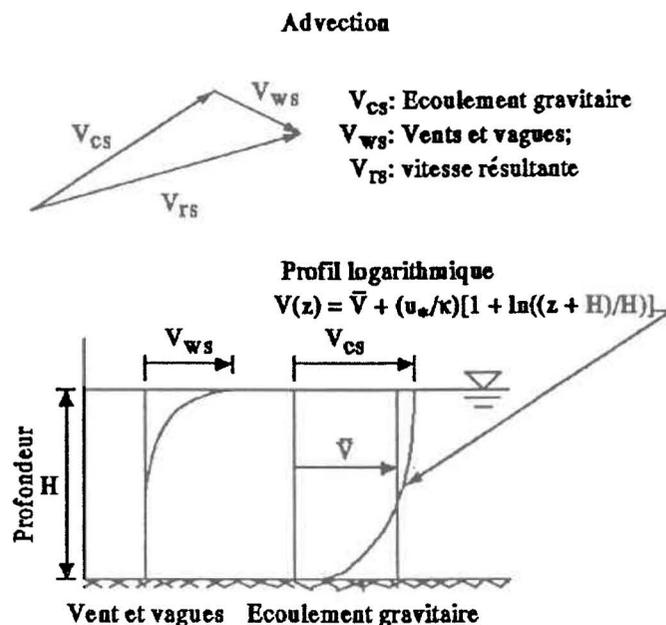


Figure 4.1 Advection d'une nappe de pétrole.

4.2 Dispersion

En milieu naturel, un produit flottant à la surface d'un plan d'eau est soumis à des processus dispersifs, qui font l'objet de la présente section. Deux classes de processus dispersifs affectant la nappe flottante se distinguent: la *dispersion isotrope* et la *dispersion anisotrope*. La *dispersion isotrope* est constituée de contributions reliées au milieu récepteur, soit les coefficients de diffusion de fond et de cisaillement horizontaux dans les filets de courant, et aussi de contributions représentant l'étalement du pétrole, un processus qu'il est possible de traiter par une approche dispersive, comme il sera expliqué plus loin.

La *dispersion anisotrope* signifie qu'un ensemble de particules aura tendance à diffuser préférentiellement selon une direction donnée, du fait des cisaillements engendrés par le vent et les vagues.

4.2.1 Modèle d'étalement de la nappe

Modéliser la localisation et l'étendue occupée par une nappe de pétrole a été l'objet de nombreuses études empiriques. L'importance de cet aspect est grand, surtout dans un contexte d'intervention où le modèle utilisé guide les équipes d'intervention.

Fay (1969, 1971) a développé une représentation mathématique de l'étalement d'un fluide visqueux qui comporte trois régimes distincts contrôlés par les interactions entre les forces accélératrices, *gravité et tension de surface nette*, et les forces retardatrices, *inertie du pétrole et viscosité de l'eau*. Cette représentation, quoique développée pour des cas idéaux (turbulence et mouvement du plan d'eau nuls), possède cependant des fondements théoriques solides. La Figure 4.2 représente les quatre forces en présence. Afin de tirer avantage des fonctionnalités du logiciel PANACHE, notamment le traitement des processus dispersifs, des formes modifiées des équations de Fay seront utilisées.

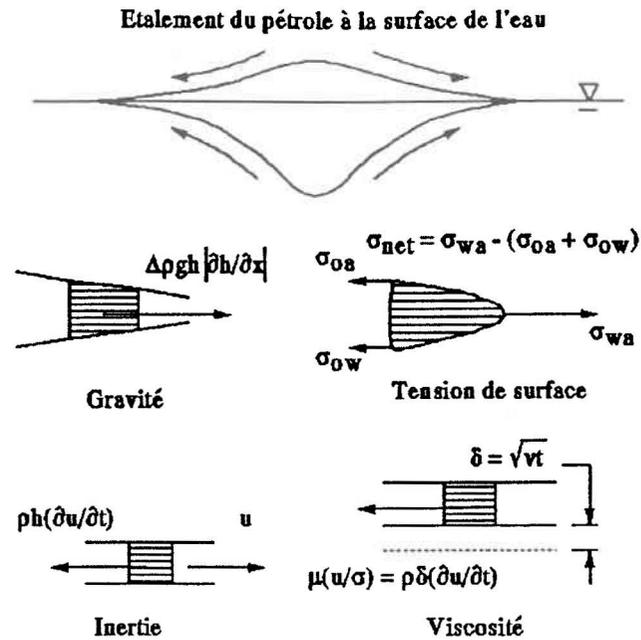


Figure 4.2 Forces impliquées dans l'étalement d'une nappe de pétrole.

Forces accélératrices:

A l'intérieur d'une nappe de pétrole flottante (Figure 4.2), la distribution non-uniforme du pétrole associée à la force de gravité cause une pression différentielle qui produit un mouvement du fluide vers l'extérieur. Comme l'épaisseur de la nappe diminue, le gradient de pression devient de plus en plus faible, jusqu'à atteindre l'ordre de grandeur de la tension interfaciale nette au front de la nappe. Cette tension interfaciale nette, ou coefficient d'étalement, est la différence entre la tension de surface air-eau et la somme des tensions interfaciales pétrole-air et pétrole-eau; elle est dirigée vers l'extérieur de la nappe, et tend donc à faire augmenter la surface de celle-ci.

Forces retardatrices:

Les forces accélératrices sont contrebalancées par l'inertie du film de pétrole qui se déplace sur le plan d'eau. Cette inertie décroît à mesure que l'épaisseur de la nappe diminue, et atteint éventuellement l'ordre de grandeur de la force créée par la viscosité de la couche-limite d'eau qui est entraînée par le déplacement de la nappe.

Sur la base d'observations faites en milieu naturel, Fay (1969, 1971) a également proposé que l'étalement de la nappe cesse lorsque le coefficient d'étalement devient nul. En effet, l'altération des pétroles, due notamment à l'évaporation et à la dissolution, engendre des variations dans les tensions interfaciales pétrole-air et pétrole-eau qui, éventuellement, équilibrent la tension de surface eau-air. Les difficultés associées au suivi temporel des processus impliqués dans l'altération ont conduit à une expression reliant la surface maximale d'une nappe de pétrole (A_{max}) au volume initialement déversé (V_0):

$$A_{max} = 10^5 (V_0)^{3/4} \quad [4.7]$$

On peut alternativement obtenir le rayon correspondant de la nappe (R_{max}) en supposant une forme circulaire:

$$R_{max} = \left(\frac{10^5 V_0^{3/4}}{\pi} \right)^{1/2} \quad [4.8]$$

4.2.2 Régimes d'étalement

Pour des conditions de laboratoire impliquant un milieu récepteur immobile, Fay (1969, 1971) a observé que l'étalement de la nappe dans le plan horizontal se produit selon trois régimes distincts qui sont fonction des forces en présence:

$$1. \text{ Gravité-inertie: } R_1 = k_{2i} (\Delta g V_0 t^2)^{1/4} \quad [4.9]$$

$$2. \text{ Gravité-viscosité: } R_2 = k_{2v} \left(\frac{\Delta g V_0^2 t^{3/2}}{\nu_w^{1/2}} \right)^{1/6} \quad [4.10]$$

$$3. \text{ Tension de surface-viscosité: } R_3 = k_{2t} \left(\frac{\sigma_n t^3}{\rho_w^2 \nu_w} \right)^{1/4} \quad [4.11]$$

où:

k_{2i} : constante de proportionnalité, étalement gravité-inertie;

k_{2v} : constante de proportionnalité, étalement gravité-viscosité;

k_{2t} : constante de proportionnalité, étalement tension de surface-viscosité;

R_1, R_2, R_3 : rayons correspondants aux régimes 1,2 et 3;

ρ_p : masse volumique du pétrole;

ρ_w : masse volumique de l'eau;

ν_w : viscosité de l'eau;

g : accélération gravitationnelle;

Δ : ratio de la différence de densité pétrole-eau à la densité de l'eau:

$$\frac{\rho_w - \rho_p}{\rho_w};$$

V_0 : volume déversé;

- t : temps écoulé depuis le déversement;
- σ_n : coefficient d'étalement, ou tension de surface nette au pourtour de la nappe.

On peut démontrer que le passage entre le régime dominé par les forces d'inertie et celui contrôlé par la viscosité de la couche limite d'eau sous-jacente se produit à une épaisseur critique de la nappe ($E_{1\min}$), définie par:

$$E_{1\min} = (v_w t)^{1/2} \quad [4.12]$$

Pour un cas idéal où la turbulence de l'eau est nulle, cette transition s'établit à un moment déterminé en égalant les équations 4.9 et 4.10, et en résolvant pour obtenir le temps critique ($t_{1\max}$):

$$t_{1\max} = \left(\frac{k_{2v}}{k_{2i}} \right)^4 \left(\frac{V_0}{v_w \Delta g} \right)^{1/2} \quad [4.13]$$

De plus, en introduisant dans l'équation 4.9 l'équation 4.13, qui exprime le temps critique du passage du régime 1 au régime 2, il est possible de déterminer le rayon maximal pour le premier régime d'étalement ($R_{1\max}$):

$$R_{1\max} = \frac{k_{2v}^2}{k_{2i}} \left(\frac{\Delta g V_0^5}{v_w^2} \right)^{1/2} \quad [4.14]$$

L'épaisseur, le temps et le rayon critique marquant le passage d'un régime d'étalement entraîné par la gravité à un régime entraîné par les forces liées à la tension de surface nette sont déterminés de façon analogue:

$$E_{2\min} = \left(\frac{\sigma_n}{\Delta \rho_w g} \right)^{1/2} \quad [4.15]$$

$$t_{2\max} = \left(\frac{k_{2v}}{k_{2t}} \right)^2 \frac{\rho_w}{\sigma_n} (\Delta g V_w)^{1/2} V_0^{3/2} \quad [4.16]$$

$$R_{2\max} = \frac{k_{2v}^{3/2}}{k_{2t}^{3/2}} \left(\frac{\Delta g V_0^2 \rho_w}{\sigma_n} \right)^{1/4} \quad [4.17]$$

Le passage du régime 3 à la stabilisation finale est généralement caractérisé par une épaisseur moyenne de la nappe de l'ordre de $1\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$ (Mackay *et al.*, 1980). En utilisant la relation 4.8 représentant le rayon maximal, on trouve la valeur théorique du temps pour lequel l'étalement doit se terminer ($t_{3\max}$):

$$t_{3\max} = \left(\frac{10^5 V_0^{3/4} \rho_w V_w^{1/2}}{k_{2t}^2 \sigma_n \pi} \right)^{3/2} \quad [4.18]$$

Ces valeurs de temps et de rayons critiques sont en conformité avec les travaux de Sydor (1978). La Figure 4.3 résume le modèle de Fay qui vient d'être présenté.

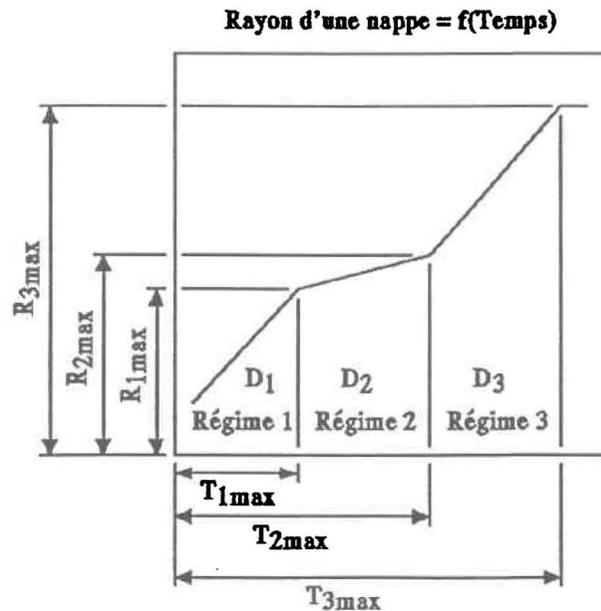


Figure 4.3 Modèle de Fay: régimes d'étalement distincts.

4.2.3 Traitement dispersif lagrangien des régimes d'étalement

Dans le traitement dispersif lagrangien de l'étalement d'une nappe, celle-ci est représentée par un grand nombre de particules se déplaçant aléatoirement en un mouvement de type brownien.

Comme il a déjà été mentionné à la section 3.3.5 "Traitement aléatoire de la dispersion", le mouvement dispersif d'une particule pendant un intervalle de temps Δt est alors: $\Delta x_i = Z_i \cdot \sqrt{2(D_T + D_E)\Delta t}$. Le terme sous le radical représentant l'écart-type (s) du mouvement dans son ensemble pendant l'intervalle de temps Δt . Les trois régimes d'étalement sont représentés en introduisant des coefficients de dispersion caractéristiques (D_{Ei} , $i=1,2,3$). Ainsi, en cours de simulation, différentes valeurs d'écart-types dispersifs sont successivement utilisées pour représenter les régimes d'étalement de la nappe.

Pour déterminer ces coefficients de dispersion, on pose l'hypothèse que la presque totalité des particules (99.7%) se retrouve à l'intérieur d'un rayon égal à 3 fois l'écart-type du nuage de particules. On trouve:

Régime 1:

$$R_{1\max} = \frac{k_{2v}^2}{k_{2i}} \left(\frac{\Delta g V_0^5}{v_w^2} \right)^{1/2} \approx 3s_n = 3\sqrt{2D_{E1}t_{1\max}} \quad [4.19]$$

$$\frac{k_{2v}^2}{k_{2i}} \left(\frac{\Delta g V_0^5}{v_w^2} \right)^{1/2} \approx 3\sqrt{2D_{E1} \left(\frac{k_{2v}}{k_{2i}} \right)^4 \left(\frac{V_0}{v_w \Delta g} \right)^{1/2}} \quad [4.20]$$

$$D_{E1} \approx \frac{k_{2i}^2}{18} \sqrt{\Delta g V_0} \quad [4.21]$$

Le coefficient de dispersion D_{E1} , appliqué pendant le temps $T_{1\max}$ produira, en l'absence de convection, un nuage de particules de rayon $R_{1\max}$.

Les coefficients D_{E2} et D_{E3} sont déterminés de façon analogue:

Régime 2:

$$R_{2\max} = \frac{k_{2v}^{3/2}}{k_{2i}^{3/2}} \left(\frac{\Delta g V_0^2 \rho_w}{\sigma_n} \right)^{1/4} \approx 3s_n = 3\sqrt{2D_{E2}t_{2\max}} \quad [4.22]$$

$$\frac{k_{2v}^{3/2}}{k_{2i}^{3/2}} \left(\frac{\Delta g V_0^2 \rho_w}{\sigma_n} \right)^{1/4} \approx 3\sqrt{2D_{E2} \left(\frac{k_{2v}}{k_{2i}} \right)^2 \frac{\rho_w}{\sigma_n} (\Delta g V_w)^{1/2} V_0^{3/2}} \quad [4.23]$$

$$D_{E2} \approx \frac{k_{2v} k_{2i}}{18} \left(\frac{\Delta g V_0^2 \sigma_n^3}{\rho_w^3 V_w^2} \right)^{1/6} \quad [4.24]$$

Régime 3:

$$R_{\max} = \left(\frac{10^5 V_0^{0.75}}{\pi} \right)^{1/2} \approx 3s_n = 3\sqrt{2D_{E3}t_{3\max}} \quad [4.25]$$

$$\left(\frac{10^5 V_0^{3/4}}{\pi} \right)^{1/2} \approx 3\sqrt{2D_{E3} \left(\frac{10^5 V_0^{3/4} \rho_w V_w^{1/2}}{k_{2i}^2 \sigma_n \pi} \right)^{3/2}} \quad [4.26]$$

$$D_{E3} \approx \frac{1}{18} \left(\frac{10^5 V_0^{3/4} k_{2i}^4 \sigma_n^2}{\pi \rho_w^2 V_w} \right)^{1/2} \quad [4.27]$$

4.2.4 Méthode des épaisseurs critiques

Il est important ici de se remémorer les conditions d'application de ces coefficients dispersifs. Pour le cas idéal, c'est-à-dire un milieu récepteur de turbulence nulle, les temps critiques marquant le passage d'un régime à un autre peuvent être utilisés et l'étalement de la nappe ainsi modélisé sera sensiblement égal au résultat obtenu en appliquant les équations déterministes de base. En milieu naturel cependant, le régime turbulent associé aux courants, vents, vagues et singularités peut accélérer considérablement les taux d'étalement, ce qui remet en question la pertinence d'associer les changements de régimes à des limites temporelles indépendantes de ces facteurs extérieurs.

L'aspect original du présent travail tient principalement en l'utilisation des *épaisseurs critiques* marquant les transitions d'un régime à l'autre (équations 4.12 et 4.15). Ce contrôle des caractéristiques d'étalement par les épaisseurs locales est susceptible de fournir une réponse plus adaptée au milieu particulier dans lequel le nuage de particules évolue, à condition de disposer d'un algorithme permettant d'estimer l'épaisseur locale en tout point à l'intérieur de la nappe. La Figure 4.4 illustre ce principe. Le modèle ainsi obtenu représente, comme le modèle de Fay (1969, 1971), l'étalement d'une nappe de pétrole dans un milieu idéal, c'est-à-dire où toute turbulence est absente. Par contre, en milieu naturel, le fait d'utiliser un traitement dispersif des lois déterministes fournit un outil beaucoup plus riche, en ce sens qu'il présente une sensibilité aux caractéristiques physiques particulières du milieu dans lequel la nappe évolue.

La cessation du processus d'étalement d'une nappe par la méthode des épaisseurs critiques est cependant délicate à délimiter dans le temps. En effet, quelques auteurs relient la cessation de l'étalement à la baisse de la valeur de la tension de surface nette aux bords de la nappe, causée par l'évaporation des fractions légères du pétrole. Cependant, le suivi temporel de cette propriété s'avère difficile et imprécis, de sorte que l'utilisation d'une épaisseur finale demeure actuellement une alternative acceptable. Tel que mentionné plus tôt, l'épaisseur finale d'une nappe est typiquement de l'ordre de $1\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$; en première approximation, la valeur de $1\mu\text{m}$ sera utilisée.

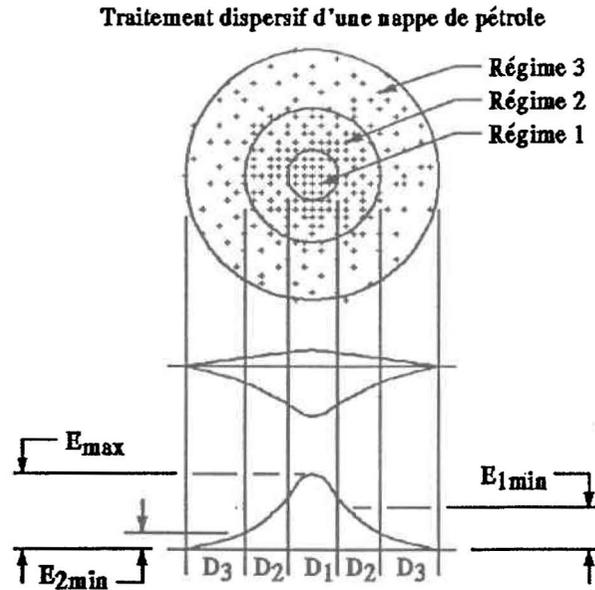


Figure 4.4 Modélisation conceptuelle de l'étalement d'une nappe de pétrole par processus dispersif contrôlé par l'épaisseur locale.

Les diffusivités de fond et horizontale générées par l'hydrodynamique locale, ainsi que le coefficient de dispersion représentant l'étalement selon le régime approprié

affectant la particule considérée, sont incorporés ici dans la dispersion isotrope selon une règle d'additivité simple:

$$D_I = D_T + D_{Ei} \quad [4.28]$$

où:

D_I : le coefficient de dispersion isotrope;

D_T : le coefficient de dispersion turbulente;

D_{Ei} : le coefficient de dispersion représentant l'étalement du pétrole sous le régime i ;

Le coefficient de dispersion ainsi obtenu est appliqué à chaque particule pour représenter son déplacement dispersif isotrope, c'est-à-dire dans une direction aléatoire à partir de sa position initiale. La valeur accordée à ce coefficient varie dans le temps et l'espace de la particule, et est fonction du régime d'étalement en vigueur ainsi que de la turbulence locale du milieu où évolue la particule.

4.2.5 Dispersion anisotrope

La littérature relève plusieurs observations selon lesquelles des nappes de pétrole tendent à s'allonger préférentiellement dans la direction du vent et des vagues (Hunter, 1980; Elliott, 1986) à un taux plus grand que celui imposé par la partie advective du mouvement. Ceci suggère que des processus de diffusion par cisaillement sont impliqués. Elliott (1986) rapporte que le cisaillement à la surface d'un plan d'eau est généré prioritairement par le vent et les vagues, dont l'effet est typiquement

d'un ordre de grandeur supérieur à celui de l'écoulement gravitaire. L'approche qu'il a utilisée pour modéliser la dispersion par cisaillement est reprise ici.

Pour un milieu verticalement bien mélangé, la variance longitudinale se compose de la variance isotrope et d'un terme fonction du cisaillement dans la couche supérieure du plan d'eau. Okubo (1967) proposa:

$$s_L^2 = (2 \cdot D_I \cdot t) + \left(2 \cdot \left[\frac{Gv^2 Z_c^4}{120 K_v} \right] \cdot t \right) \quad [4.29]$$

où:

- Gv : le gradient de vitesse vertical engendré par le vent;
- Z_c : la profondeur à laquelle l'effet du vent devient négligeable;
- K_v : un coefficient de diffusivité verticale.

Le coefficient K_v est généralement considéré comme linéairement croissant avec la profondeur, dans un système de référence positif vers le bas et d'origine à la surface libre. La relation suivante est souvent retenue pour le modéliser:

$$K_v = \kappa u_{*s} Z_0 \quad [4.30]$$

où:

- κ : la constante dite de "Von Karman" (0.4);
- u_{*s} : la vitesse de cisaillement à l'interface air-eau;
- Z_0 : la profondeur à laquelle K_v est évalué, généralement 0.1m (Elliott, 1986).

Ruggles (1970) suggère la relation suivante pour représenter u_{*s} :

$$u_{*s} = 0.04 \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} \cdot W \quad [4.31]$$

où:

ρ_a : la masse volumique de l'air;

ρ_w : la masse volumique de l'eau;

W : la vitesse du vent.

Note: On considère généralement le rapport ρ_a/ρ_w égal à 1/840.

D'autre part, le gradient de vitesse Gv est estimé en assumant que, pour un milieu fluvial de faible profondeur, le vent produit un profil de vitesse logarithmique dont l'effet devient négligeable à une profondeur variable en fonction du milieu considéré. Pour des milieux dont la bathymétrie comporte des discontinuités importantes tels les chenaux et les hauts-fonds, la profondeur Z_c à laquelle l'effet du vent devient négligeable, n'est pas facile à déterminer. Elliott (1986) suggère que, pour des milieux estuariens et côtiers, la valeur de Z_c soit située entre 5m et 40m.

Considérant le milieu fluvial pour lequel le modèle DEVERSIM est développé, une profondeur constante égale à 5m est retenue; cette valeur se situe en fait dans l'ordre de grandeur de la profondeur moyenne du domaine considéré. Le gradient vertical de vitesse est donc estimé de la façon suivante:

$$Gv = \frac{V_{rs}}{Z_c} = \frac{0.03 \cdot W}{5} \quad [4.32]$$

où:

V_{rs} : la vitesse engendrée par le vent en surface.

Le terme $\left[\frac{Gv^2 Z_c^4}{120K_v} \right]$ de l'équation 4.29, un coefficient de dispersion anisotrope (D_A),

est donc évalué à partir des conditions de vent fournies au modèle. Ses unités sont celles d'un coefficient de dispersion, soit des m^2/s . La dispersion de la nappe dans la direction du vent présente donc une variance égale à:

$$s_L^2 = 2 \cdot D_A \cdot t \quad [4.33]$$

avec:

$$D_A = D_I + \left[\frac{Gv^2 Z_c^4}{120K_v} \right] \quad [4.34]$$

En présence de vent, le mouvement dispersif des particules constituant la nappe sera donc décomposé en directions longitudinale et transversale et calculé, pour un pas de temps Δt , de la façon suivante:

$$\Delta_L = Z \cdot \sqrt{2 \cdot D_A \cdot \Delta t} \quad [4.35]$$

$$\Delta_T = Z \cdot \sqrt{2 \cdot D_I \cdot \Delta t} \quad [4.36]$$

La détermination des directions longitudinale et transversale sera abordée à la section 5.3.1 "Opérations statistiques".

4.3 Evaporation

L'évaporation d'une nappe de pétrole peut entraîner une perte allant jusqu'à 60% de la masse initiale d'un brut léger (Wheeler, 1978). Cette perte de composés d'hydrocarbures légers entraîne des modifications importantes des propriétés physiques du fluide, notamment la densité, la viscosité, la solubilité et les tensions interfaciales. De plus, le processus d'évaporation s'initialise très rapidement et son

importance diminue exponentiellement dans le temps. Par ailleurs, le type de produit déversé, la turbulence du plan d'eau, la température environnementale et l'épaisseur de la nappe influent sur ce processus. Par exemple, un brut léger peut perdre 35% de sa masse initiale pendant la première heure suivant le déversement. La section suivante présente les principes impliqués dans l'élaboration du modèle d'évaporation développé par Stiver et Mackay (1984).

4.3.1 Evaporation de surface

Si un liquide possédant une pression de vapeur P [Pa] est déversé sur une surface a [m²], le taux d'évaporation est donné par:

$$N = \frac{kaP}{RT^\circ} \quad [4.37]$$

où:

N : le flux molaire [mol/s] d'évaporation;

k : le coefficient de transfert de masse [m/s], fonction du vent;

R : la constante des gaz [8.314 Pa·m³/mol K];

T° : la température ambiante [K];

On peut organiser cette équation de façon à obtenir la fraction de volume évaporée en fonction du temps:

$$\frac{dF_v}{dt} = \frac{kaP}{RT^\circ} \frac{v_m}{V_0} \quad [4.38]$$

que l'on peut exprimer, en réarrangeant:

$$dF_v = \left[\frac{Pv_m}{RT^\circ} \right] \left(\frac{kadt}{V_0} \right) = Ed\theta \quad [4.39]$$

où:

F_v : la fraction de volume évaporée;

t : le temps;

v_m : le volume molaire [m^3/mol] du liquide;

V_0 : le volume initial déversé;

E : une constante reliée au pétrole;

θ : un coefficient d'exposition aux conditions environnementales.

Les membres de droite de l'équation 4.39 sont séparés en deux groupes adimensionnels.

Le groupe $\frac{k a t}{V_0} = \theta$ peut être vu comme un facteur d'exposition du produit au processus d'évaporation; il est fonction du temps, de l'épaisseur de la nappe ($E_p \equiv (a/V_0)$) et du coefficient de transfert de masse k . Ce dernier a été déterminé par Mackay et Matsugu (1973) lors d'études en soufflerie. Ils proposent la relation suivante:

$$k = 2.5 \times 10^{-3} \cdot W^{0.78} \quad [4.40]$$

où:

W : la vitesse du vent, en m/s.

Notons que cette dernière expression a été obtenue en ne considérant que la résistance au transfert de masse en phase gazeuse. La résistance due à la migration des composés volatiles vers la surface de la nappe, spécialement dans le cas des produits très visqueux, est assumée négligeable. Le facteur θ n'est fonction que des variables environnementales reliées au produit. De façon générale, lorsque l'exposition θ est grande, la fraction évaporée F_v l'est également.

Le groupe $\frac{Pv_m}{RT^\circ} = E$ exprime, quant à lui, le ratio à l'équilibre de la concentration de substance en phase gazeuse P/RT° , à la concentration de substance en phase liquide I/v_m . Ce groupe n'est fonction que d'une variable environnementale, la température; v_m et R sont des constantes et la pression de vapeur du produit doit être estimée en tout temps de façon à résoudre l'équation 4.39. Puisque le pétrole n'est pas un composé pur, la pression de vapeur n'est pas constante, et l'on doit se donner un moyen de l'évaluer.

4.3.2 Essai de distillation du pétrole

Les pétroles sont constitués d'un grand nombre d'hydrocarbures dont les propriétés physiques varient largement; leur combinaison et leurs proportions relatives déterminent les propriétés "générales" d'un brut. A titre d'exemple, un pétrole brut contient de 2000 à 3000 composés d'hydrocarbures différents, alors qu'une essence raffinée peut n'en contenir qu'environ 400. Lors de l'évaporation, les différents constituants, des plus volatiles aux plus lourds, ne passeront donc pas en phase gazeuse au même rythme.

Une façon pratique de déterminer la composition d'un pétrole brut est de le distiller. La technique traditionnelle de distillation consiste à augmenter graduellement la température d'ébullition d'une petite quantité de produit. Les différents composés passent alors en phase gazeuse et sont récupérés. Chaque composé possède sa propre température d'ébullition qui est fonction du nombre d'atomes de carbone qu'il contient. Ainsi, les fractions gazeuses très légères auront un point d'ébullition inférieur à 40°C, alors que celui des fractions de type lubrifiant sera de l'ordre de 400°C. On obtient ainsi une courbe reliant la température d'ébullition (T_E) à la fraction évaporée (F_v), soit $T_E = f(F_v)$; c'est la "courbe de distillation". La Figure 4.5 montre une telle courbe.

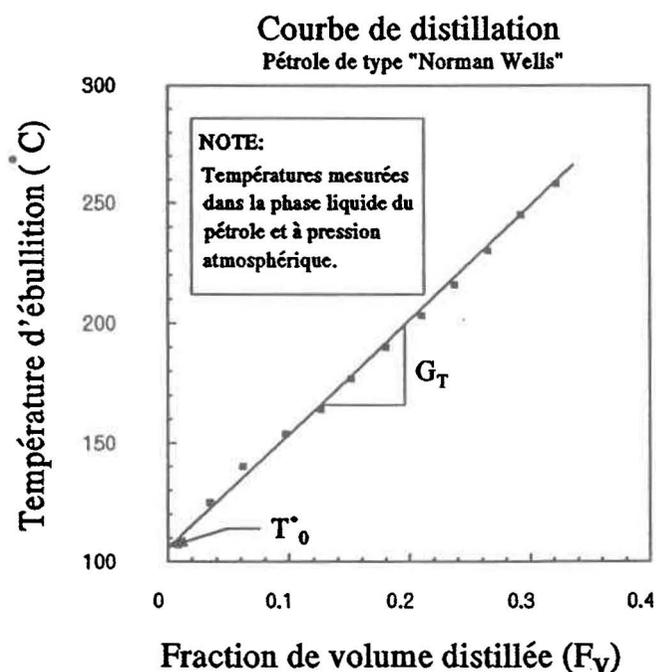


Figure 4.5 Courbe de distillation d'un pétrole brut.

La courbe de distillation peut être grossièrement représentée, du moins dans sa partie linéaire, par une droite:

$$T^{\circ}_E = T^{\circ}_0 + G_T F_v . \quad [4.41]$$

où:

T°_E : la température d'ébullition;

T°_0 : la température d'ébullition initiale du pétrole;

G_T : le gradient de la partie linéaire de la courbe de distillation.

En principe, si l'enthalpie de vaporisation ainsi que le point d'ébullition d'un produit pur sont connus, il est possible de calculer la pression de vapeur de ce produit à différentes températures. Pour un produit composé, si l'on connaît les enthalpies de vaporisation ainsi que les points d'ébullition de toutes ses fractions, la courbe de distillation peut être convertie en courbe de pression de vapeur en fonction de la fraction évaporée. On obtient alors la courbe $P = f(F_v)$ et l'équation 4.39 peut être résolue. Mais pour des produits aussi complexes que les pétroles, ces données ne sont pas disponibles. Cependant, Stiver et Mackay (1984) suggèrent de relier P et T°_E par la relation empirique suivante:

$$\ln\left(\frac{P}{P_a}\right) = B\left(1 - \frac{T^{\circ}_E}{T^{\circ}}\right) \quad [4.42]$$

où:

P_a : la pression atmosphérique à laquelle le point d'ébullition est mesuré;

B : une constante;

T° : la température ambiante [K].

4.3.3 Modèle d'évaporation

La variable E de l'équation 4.39, qui égale $\frac{Pv_m}{RT^\circ}$, peut être exprimée ainsi:

$$\ln(E) = \ln\left(\frac{P_a v_m}{RT^\circ}\right) + B - \frac{BT^\circ_E}{T^\circ} \quad [4.43]$$

$$\ln(E) = A - \frac{BT^\circ_E}{T^\circ} \quad [4.44]$$

où:

A, B : des constantes.

Sur la base d'études portant sur plusieurs pétroles bruts, Stiver et Mackay (1984) proposent des valeurs pour A et B de 6.3 et 10.3 respectivement. Ils soulignent également qu'il s'agit d'une équation empirique qui est proposée, d'où l'approximation par la constante A d'un terme contenant la variable T° .

En remplaçant dans la relation 4.44 la valeur de T°_E par la relation 4.41 et en introduisant les valeurs numériques des constantes A et B , on obtient:

$$\ln(E) = 6.3 - \frac{10.3(T^\circ_0 + G_T F_v)}{T^\circ} \quad [4.45]$$

En combinant les équations 4.39 et 4.45 on obtient l'équation désirée qui relie l'évaporation à l'exposition environnementale:

$$dF_v = \exp\left[6.3 - \frac{10.3(T^\circ_0 + G_T F_v)}{T^\circ}\right] d\theta \quad [4.46]$$

Qui s'exprime en différences finies:

$$\Delta F_v = \exp \left[6.3 - \frac{10.3(T^\circ_0 + G_T F_v)}{T^\circ} \right] \left(\frac{ka\Delta t}{V_0} \right) \quad [4.47]$$

Connaissant l'épaisseur locale d'une particule, son volume initial ainsi que le coefficient de transfert de masse, il est donc possible de calculer, pour chaque pas de temps, la fraction du volume particulaire évaporée. Il est intéressant de mentionner que la quantité de fractions volatiles disponibles pour évaporation prédomine nettement sur le coefficient d'exposition θ . Ainsi, l'évaporation sera très forte dès le début du déversement, même si l'exposition y est alors faible; le taux d'évaporation tend par la suite à se stabiliser vers une valeur asymptotique.

4.4 Variation temporelle de propriétés physiques du pétrole

Lorsqu'un pétrole est déversé dans un milieu aquatique, plusieurs processus entrent en action et modifient ses propriétés physiques. Par exemple, la densité, la viscosité, la solubilité aqueuse, la température de fluidité et les tensions interfaciales seront modifiées substantiellement. Ainsi, après un certain laps de temps, le pétrole brut déversé présente des caractéristiques très différentes du produit initial.

Les mécanismes impliqués dans l'évolution temporelle des propriétés physiques des pétroles déversés sont extrêmement complexes; l'évaporation du pétrole demeure le processus le mieux paramétrisé, la compréhension des autres processus d'altération étant nettement moindre. Plusieurs auteurs ont tenté de décrire algébriquement l'évolution des propriétés physiques en fonction du degré d'évaporation du pétrole et de la température environnementale. De multiples études en laboratoire ont été

effectuées sur différents pétroles bruts dont on mesure les propriétés à différents degrés d'évaporation.

Cette approche privilégiée dans le présent travail de modélisation est constituée par les équations empiriques proposées par Mackay et al., (1983). Les constantes de calibration caractéristiques d'un produit donné sont déterminées par un procédé d'optimisation. La densité et la viscosité sont les propriétés qui seront suivies dans le temps à cause de leur grande importance au niveau du processus d'étalement. De plus, en cas d'impact aux berges, ces propriétés influencent grandement le choix des techniques de récupération à utiliser.

4.4.1 Densité

$$\rho_p = \rho_{p0} + C_1 F_v - C_2 (T^\circ) \quad [4.48]$$

où:

- ρ_p : la masse volumique du pétrole;
- ρ_{p0} : la masse volumique initiale du pétrole;
- T° : la température ambiante;
- F_v : la fraction évaporée;
- C_1, C_2 : des constantes reliées au produit.

4.4.2 Viscosité

$$\mu_p = \mu_{p0} \exp(C_3 F_v) \exp\left(\frac{C_4}{T^\circ}\right) \quad [4.49]$$

où:

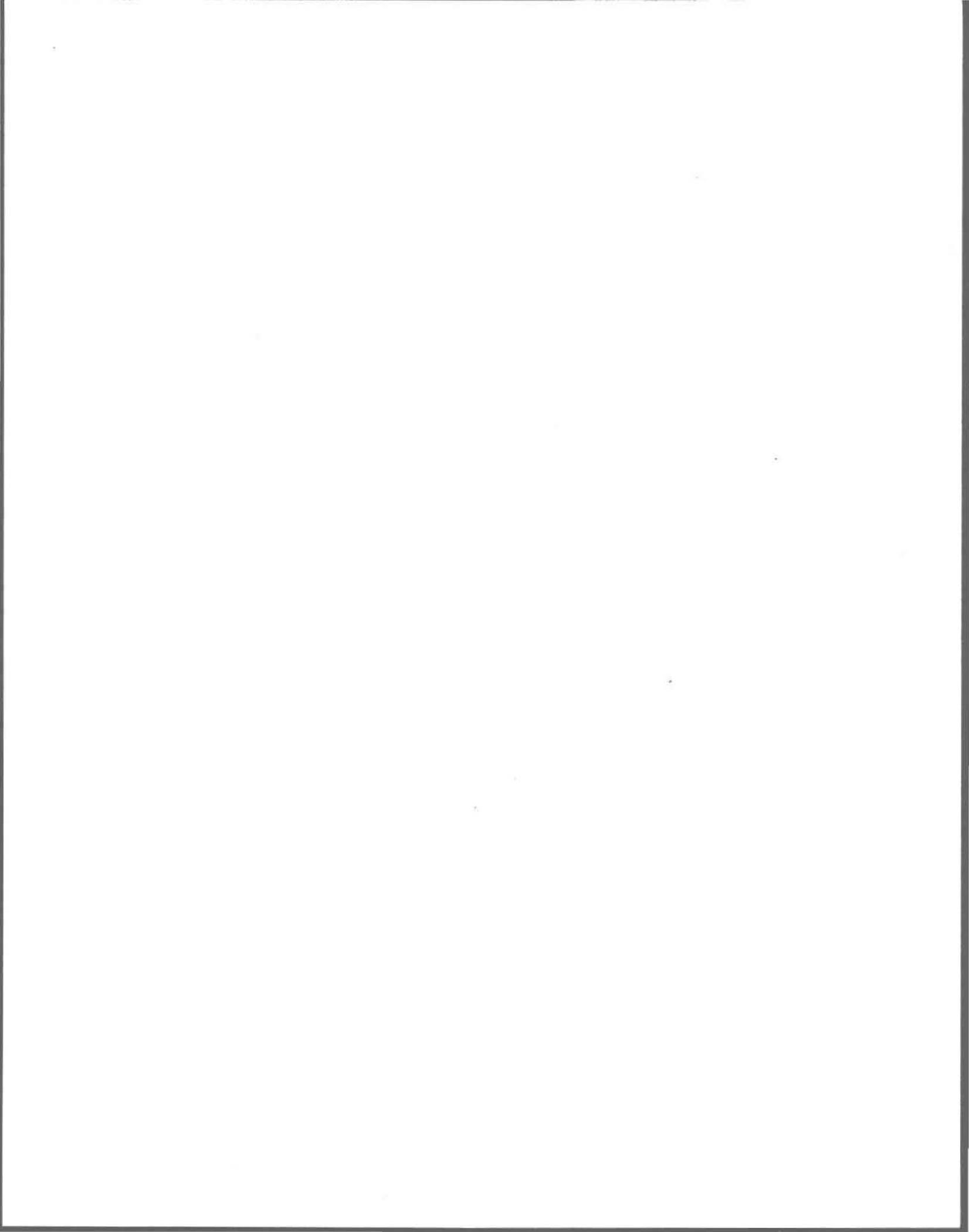
μ_p : la viscosité du pétrole;

μ_{p0} : la viscosité initiale du pétrole;

T° : la température ambiante;

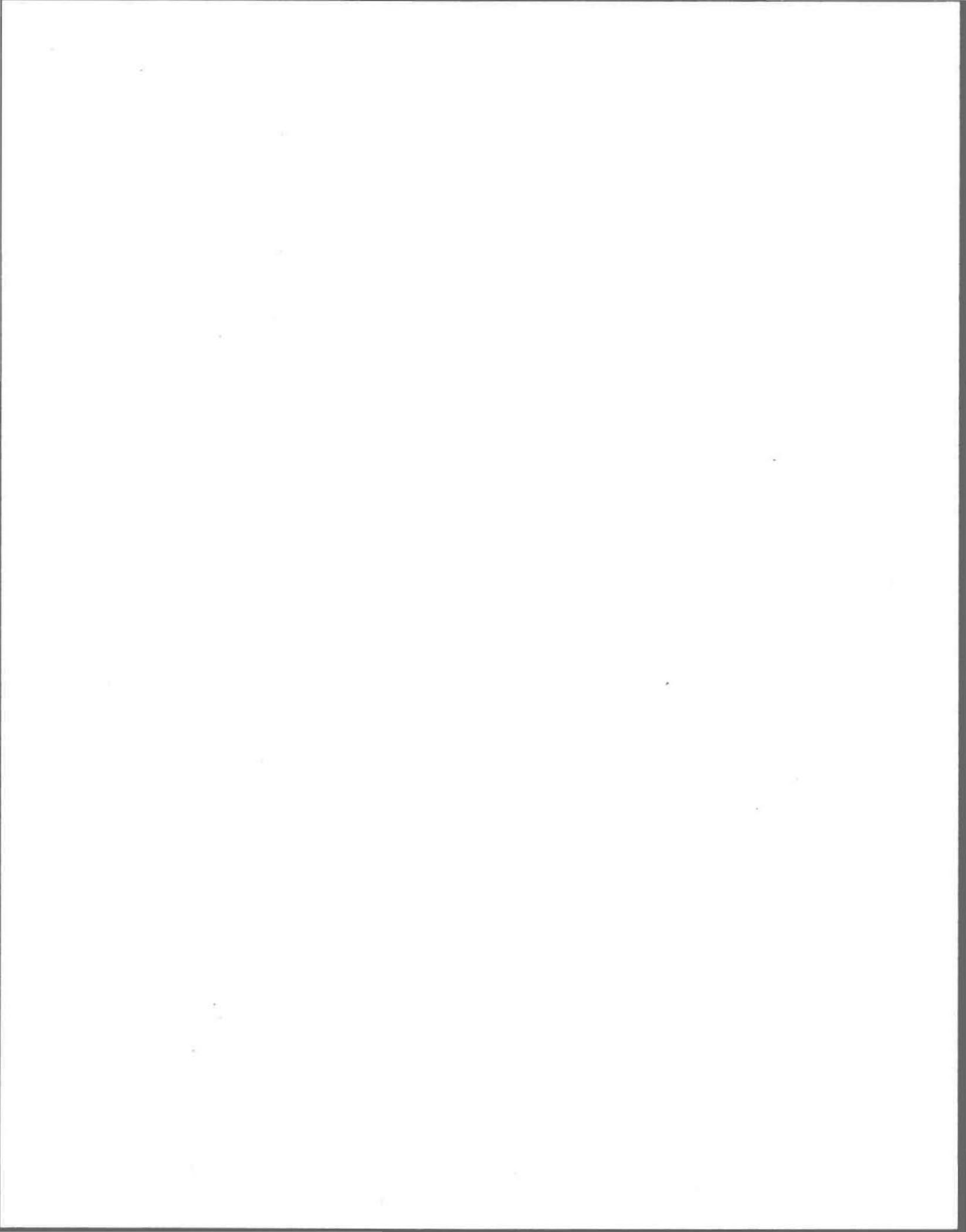
C_3, C_4 : des constantes reliées au produit.

La section 6.5 est consacrée à la validation des algorithmes utilisant ces équations empiriques; les constantes de calibration y sont déterminées pour un pétrole brut de type "Norman Wells" et peuvent être consultées au tableau 6.7.



CHAPITRE 5

TRAITEMENT NUMERIQUE



5 TRAITEMENT NUMERIQUE

Le logiciel PANACHE (Leclerc et al., 1991) simulant le transport de solutés constitue la base d'implantation algorithmique des différents processus décrits à la section 4. PANACHE constitue une plate-forme exceptionnelle pour le développement d'un outil de suivi des nappes de pétrole. L'approche lagrangienne utilisée permet le suivi individuel du produit dans l'espace et dans le temps, à l'aide de particules numériques (marche au hasard). Cet aspect est très important dans le cas des pétroles, qui obéissent à des lois de comportement spatialement et temporellement variables, et qui sont sujets à différents processus de transfert de masse.

D'autre part, toutes les techniques algorithmiques de résolution rapide des systèmes d'équations, l'interface-usager de visualisation, ainsi que les résultats provenant du logiciel hydrodynamique HYDREAU peuvent être utilisés en y apportant les correctifs requis pour caractériser le comportement des nappes de pétrole. Enfin, le support informatique nécessaire demeure réduit puisque PANACHE tourne sur micro-ordinateur; l'outil est donc utilisable à peu de frais.

Ce chapitre reprend succinctement l'exposé de l'approche algorithmique du logiciel PANACHE. Ensuite, nous exposerons les développements des nouveaux algorithmes qui s'y sont greffés.

5.1 Le logiciel PANACHE: principes algorithmiques

La principale fonction du logiciel PANACHE³, qui est l'estimation des concentrations de polluants dans un milieu fluvial en un minimum de temps de calcul, a exigé le choix d'une bonne méthodologie d'implantation. Les paragraphes qui suivent présentent les principes algorithmiques permettant l'optimisation de l'effort de calcul.

- Principe de discrétisation mixte:

Les données hydrodynamiques (vitesses, profondeurs, coefficients d'interpolation, etc.) sont fournies sur une grille composée d'éléments finis triangulaires de taille et de forme variables; ainsi la précision des données fournies par le modèle est respectée. Par contre, le repérage des particules dans le domaine de simulation s'effectue sur une grille de "différences finies", *i.e.*, à mailles rectangulaires régulières. Les deux grilles sont liées ensemble dans le modèle de données relationnel du logiciel en vue d'optimiser le repérage. Ce principe sera utilisé pour la description de déversements pétroliers.

- Principe de grille mobile:

La partie advective du mouvement des particules est réalisée en déplaçant les éléments de la grille, chacun des noeuds subissant une translation proportionnelle

³Nous entendons par modèle, les aspects numérique et algorithmique du logiciel. Le logiciel comprend en plus du modèle, les utilitaires et les fonctionnalités d'interface et de graphisme.

à la vitesse moyenne qui lui est propre. L'ensemble du domaine de simulation est ainsi déplacé une fois pour toutes au départ (en régime permanent), ce qui définit les points d'arrivée de toutes les particules incluses dans le domaine. Les particules conservent leur position relative de la grille de départ à la grille déplacée, et le mouvement dispersif est appliqué par la suite. Cette information (grille de départ et grille déplacée) est placée en mémoire et disponible pour accès rapide lors du déplacement individuel des particules en cours de simulation. La Figure 5.1 exprime ce principe, qui sera utilisé pour la description de déversements pétroliers.

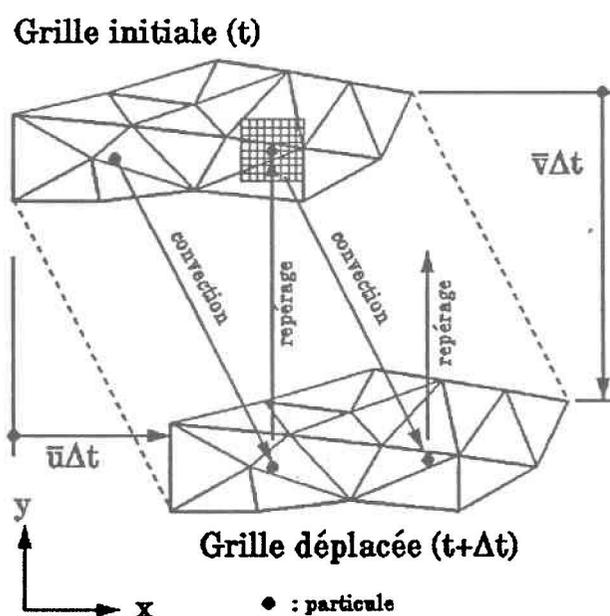
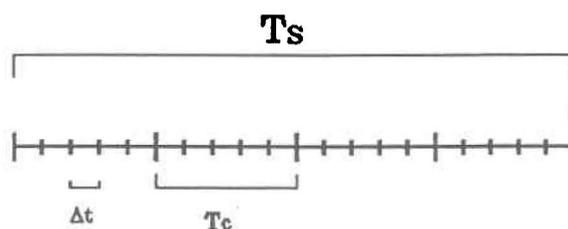


Figure 5.1 Déplacement et repérage "une fois pour toutes".

- Principe de convolution:

Le principe de convolution permet d'éviter de recalculer inutilement des tronçons ayant déjà été décrits correctement. Un tronçon est constitué d'une partie du

champ de propagation des particules; il est assez long pour être considéré comme statistiquement indépendant de ses voisins. Lorsque, dans un modèle de marche au hasard, les particules ont été propagées en débit continu dans un milieu pendant un certain temps, il n'est plus nécessaire de poursuivre la simulation sur le tronçon concerné, le résultat obtenu devenant redondant sur la zone déjà décrite. Il est préférable alors de stocker l'information et d'utiliser l'état final de ce tronçon comme conditions initiales du tronçon suivant; le panache entier est donc subdivisé en tronçons, ou *convolutions*, de durées égales. Les concentrations sont obtenues par post-traitement à partir du panache entier, comme il sera vu un peu plus loin. La Figure 5.2 présente ce découpage temporel d'une simulation. Ce principe sera utilisé pour la description de déversements pétroliers.



T_s : Durée de la simulation
 T_c : Durée de la convolution
 Δt : pas de temps de la simulation

Figure 5.2 Découpage temporel d'une simulation.

- Principe de panache unitaire:

Dans le logiciel PANACHE, lorsqu'une simulation est initialisée, toutes les particules portent une masse égale, correspondant à une injection unitaire et adimensionnelle. Ainsi, les concentrations calculées pendant une période donnée sont dites *unitaires* et correspondent à une injection unitaire, c'est-à-dire qu'une unité de contaminant est injectée par unité de temps. Si le régime d'injection est permanent, les concentrations réelles du panache seront directement proportionnelles au débit massique réel de contaminant introduit dans le milieu. Ce principe ne peut être utilisé pour la modélisation de déversements de pétroles, d'une part parce que les déversements se produisent rarement à débit permanent, et d'autre part, parce que le volume particulaire est primordial dans le calcul des épaisseurs locales de la nappe.

- Principe de lissage diffusif contrôlé:

L'approche classique du calcul des concentrations consiste à compter le nombre de particules présentes dans chaque élément d'une grille orthogonale et d'assigner la masse particulaire au volume local pour obtenir la concentration. Le volume de l'élément de grille est crucial dans ce calcul. En effet, la taille des cellules de la grille de calcul des concentrations peut influencer directement les concentrations calculées et ne peut être laissée à l'arbitraire de l'utilisateur. Par exemple, un pas de grille petit fournissant des résultats acceptables près du point d'injection du contaminant conduira à des concentrations disparates à l'extrémité du panache, puisque plusieurs cellules auront une concentration nulle, les particules étant disséminées sur une large surface.

Le lissage diffusif contrôlé, l'approche privilégiée par PANACHE, permet, pour un pas de grille constant, de régler ce problème. Il consiste à répartir la masse de chaque particule selon une distribution quelconque (la distribution gaussienne est utilisée ici) dont l'étendue (l'aire d'influence) est fonction de l'âge de la particule considérée. Un rayon d'influence croissant avec l'âge est ainsi obtenu, ce qui provoque la présence d'une certaine masse à l'intérieur de cellules ne contenant pas de particules. La concentration en un point quelconque sera la somme des influences de toutes les particules incluses à l'intérieur d'un rayon du même ordre de grandeur que les rayons d'influences des particules environnantes. Ce principe a été retenu dans la modélisation de déversements pétroliers pour calculer les épaisseurs locales de la nappe.

La Figure 5.3 présente la méthodologie globale de résolution du logiciel PANACHE.

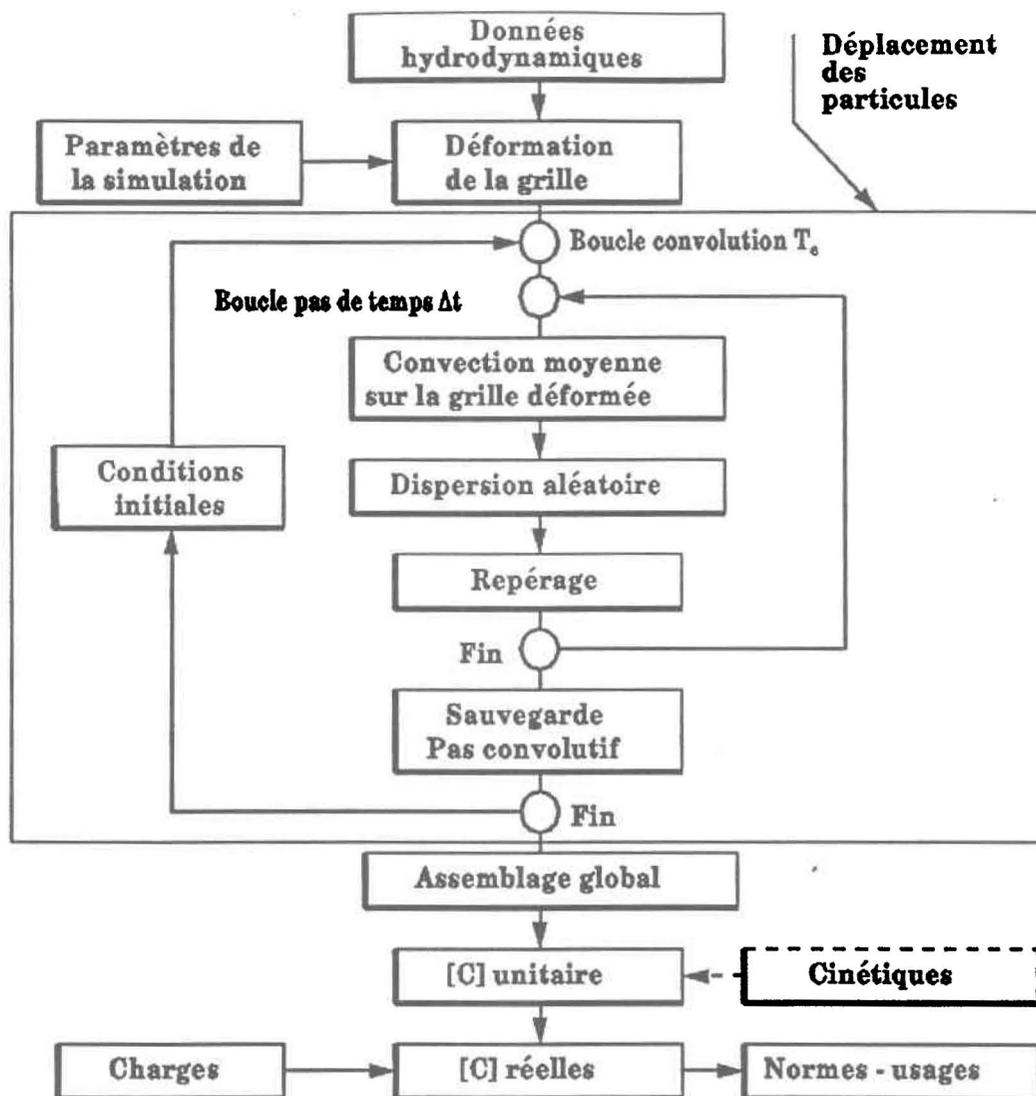


Figure 5.3 Méthodologie globale de résolution du logiciel PANACHE.

5.2 Déversements pétroliers: principes algorithmiques

Dans cette section, les choix algorithmiques et les hypothèses de base n'ayant pas été explicités dans le chapitre 4 du présent mémoire sont abordés. Un schéma d'ensemble présentant les étapes majeures de la modélisation des déversements de pétroles est également présenté.

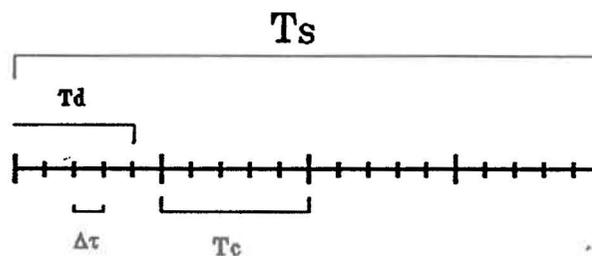
5.2.1 Conditions initiales

Le traitement des déversements pétroliers impose une contrainte temporelle supplémentaire sur les paramètres de simulation. En effet, le nombre de particules représentant le volume de pétrole déversé est, en général, bien inférieur au nombre total de particules utilisées en cours de simulation. Le principe suivant est appliqué pour déterminer les paramètres de simulation: *"La durée d'une convolution ne peut être inférieure à celle du déversement simulé"*. Corollairement, le nombre maximal de particules à l'intérieur d'une convolution ne peut dépasser le nombre de particules représentant le déversement. On s'assure ainsi que le déversement soit complété à l'intérieur de la première convolution ce qui, d'un point de vue numérique, minimise l'importance des tests reliés à l'identification des particules et réduit le temps de calcul.

A l'initialisation des paramètres, une procédure vérifie le respect de ces limites et modifie, au besoin, les paramètres de simulation visés (nombre de particules total, durée des convolutions, durée totale de la simulation). Ce principe peut être exprimé de la façon suivante:

$$\underbrace{\left[\frac{\text{Nb. de particules affectées au déversement}}{\text{Durée du déversement}} \right]}_{\text{Variables indépendantes}} \equiv \underbrace{\left[\frac{\text{Nb. de particules par convolution}}{\text{Durée de la convolution}} \right]}_{\text{Variables dépendantes}}$$

En fait, la durée du déversement, c'est-à-dire le temps durant lequel il y aura injection, ainsi que le nombre de particules désiré pour le représenter, contrôlent la durée totale de la simulation ainsi que le nombre total de particules à injecter. La Figure 5.4 illustre cette contrainte temporelle:



T_S : Durée de la simulation
T_c : Durée de la convolution
T_d : Durée du déversement
Δτ : pas de temps de la simulation

Figure 5.4 Découpage temporel d'une simulation d'un déversement de pétrole.

A l'injection, les particules devant représenter du pétrole sont identifiées comme telles par un marqueur numérique et un ensemble d'attributs spéciaux leurs sont assignées: entre-autres, volume particulaire, viscosité initiale, masse volumique initiale, fraction évaporée et épaisseur initiale.

Le volume particulaire initial est en fait le volume total du déversement divisé par le nombre de particules injectées; il est aussi utilisé dans la détermination de l'épaisseur initiale des particules. Bien que le modèle converge très rapidement, les conditions initiales d'épaisseur à accorder à une particule doivent refléter, pour une simulation donnée, des valeurs réalistes. L'équation empirique suivante a été obtenue par l'observation des résultats du modèle et fournit un ordre de grandeur acceptable:

$$E_{p0} \approx \frac{1}{\sqrt{\Delta t}} \cdot \left[\frac{3}{4\pi} (vp_i) \right]^{1/2} \quad [5.1]$$

où:

E_{p0} : l'épaisseur initiale de la particule;

vp_i : le volume particulaire.

En cours de simulation, toutes les particules sont transportées de la même façon, mais l'ensemble des calculs reliés au traitement du déversement sera appliqué uniquement aux particules représentatives du déversement.

Les informations nécessaires pour caractériser le déversement et sa simulation sont fournies au modèle par l'utilisateur via la fenêtre intitulée: "Déversements de pétroles", présentée à la Figure 5.5.

<input type="radio"/> Evaporation		<input type="radio"/> Dispersion Anisotrope	
<input type="radio"/> Advection par vent		<input type="radio"/> Variation Propriétés	
Vitesse du Vent (m/s)	0.00	<input type="text" value="0.00"/>	20.00
Direction du Vent (Rad, Conv. Trigo.)	0.00	<input type="text" value="0.79"/>	6.28
Profondeur Cisaillee par vent (m)		<input type="text" value="10.0"/>	
Volume Deverse (m ³)	0.0	<input type="text" value="100.0"/>	10000.0
Duree du Deversement (HH:mm)	0:10	<input type="text" value="0:15"/>	100 0
Nb. Part. Representant Deversement		<input type="text" value="500"/>	
Masse Vol. Initiale Huile (Kg/m ³)	800.0	<input type="text" value="832.0"/>	1000.0
Viscosite Initiale Huile (cP)		<input type="text" value="5.0"/>	
Epaisseur Critique Nappe (m)		<input type="text" value="5.00e-005"/>	
Epaisseur min de la nappe (m)		<input type="text" value="1.00e-006"/>	
Coefficient d'etatement [N/m]		<input type="text" value="3.05e-002"/>	
Temp. Initiale d'ebullition [K]		<input type="text" value="378.0"/>	
Gradient Courbe Distillation		<input type="text" value="450.0"/>	
Temperature de l'Eau [K]		<input type="text" value="283.0"/>	
<input checked="" type="radio"/> Actif	<input type="button" value="OK"/>	<input type="button" value="Annule"/>	<input type="button" value="Aide"/>

Figure 5.5 Fenêtre d'entrée des informations nécessaires au modèle

DEVERSIM

5.2.2 Calcul de l'épaisseur locale d'une nappe flottante par lissage diffusif contrôlé

L'algorithme utilisé par le logiciel PANACHE pour le calcul des concentrations peut être adapté de façon à fournir une estimation de l'épaisseur locale d'un ensemble de particules représentant une nappe flottante. Cet algorithme est explicité dans la présente section. Il constitue le pilier sur lequel reposent les traitements de l'étalement et de l'évaporation; sa calibration est donc extrêmement importante et fera l'objet d'une section spéciale au chapitre de la validation.

L'objectif de l'algorithme est d'évaluer, pour tout point situé à l'intérieur des limites d'une nappe de pétrole, l'épaisseur locale de celle-ci. Le principe de base est d'utiliser à cet effet la densité particulaire locale comme indicateur d'épaisseur locale. Une calibration ultérieure permettra d'obtenir la précision requise.

Tel que mentionné à la section 5.1, la distribution de masse des particules est considérée de forme gaussienne avec un écart-type augmentant selon la racine carrée du temps. Typiquement, les particules vieilles sont donc plus étalées que les jeunes et affectent un espace plus grand autour d'elles. Le nuage de particules dans son ensemble a, lui-aussi, une distribution gaussienne selon son axe transversal, lorsqu'il y a transport de la nappe. C'est précisément à partir des estimations de l'écart-type de l'emprise transversale de la nappe que sont estimés les rayons d'influence des particules selon la règle suivante:

$$s_p(t) = \rho \cdot s_T(t) \quad [5.2]$$

où:

s_p : l'écart-type de l'emprise d'une particule;

s_T : l'écart-type de l'emprise transversale de la nappe dans son ensemble;

ρ : le rapport de l'écart-type particulaire à celui de la nappe.

Le paramètre gouvernant la zone d'influence d'une particule est défini par ρ , qui représente le rapport entre l'écart-type de l'emprise individuelle des particules (s_p) et celui de la nappe (s_n) dans la zone avoisinante. La Figure 5.6 illustre ce principe.

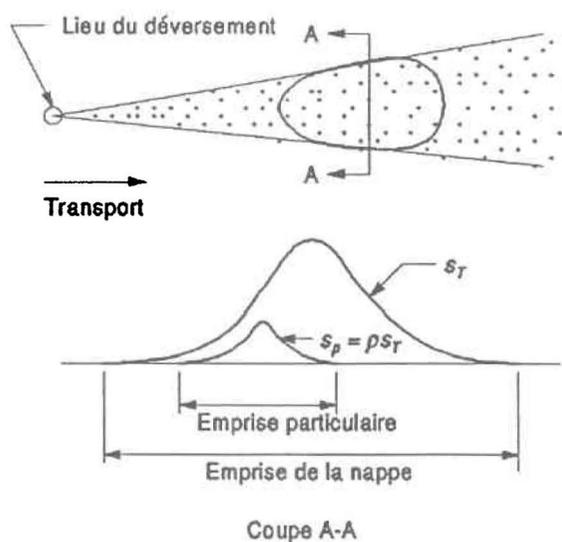


Figure 5.6 Distribution de la masse particulaire.

Détermination de la zone d'influence:

Théoriquement, avec la distribution gaussienne, une particule fait sentir son effet asymptotiquement jusqu'à l'infini. Cependant, l'influence devient numériquement

négligeable à environ trois à quatre fois la valeur de l'écart-type particulaire, s_p , distance considérée comme hors de l'emprise de la particule. En pratique, une zone centrée sur la particule dont on désire connaître l'épaisseur sera déterminée de façon à ce que toutes les particules incluses dans cette zone aient une influence appréciable:

$$I_i(r) = \frac{1}{2\pi s_p^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(r)^2}{s_p^2}\right] \quad [5.3]$$

où:

I_i : influence de la particule i ;

s_p^2 : variance de l'emprise de la particule;

r : rayon de la zone d'influence.

En adoptant $I_i=0.001$, la distance r sera le rayon d'une zone à l'intérieur de laquelle les particules auront une influence au moins égale à 0.001. Un algorithme développé pour le logiciel PANACHE permet d'identifier quelles particules sont à l'intérieur de cette zone. Cet ensemble de particules sera déterminé et traité à chaque estimation d'épaisseur locale.

Détermination de l'épaisseur locale:

L'épaisseur de la nappe (la variable d'état du modèle) est calculée seulement aux endroits où se situent les particules du modèle. C'est en effet en ces lieux seulement que les épaisseurs sont requises pour poursuivre l'évaluation des processus. L'épaisseur locale (en un site particulaire) est donc la somme des influences

significatives de toutes les particules incluses dans la région avoisinante (zone de recherche):

$$E_p = \sum_{i=1}^{N_z} \frac{(vp_i)}{2\pi s_p^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{r_i^2}{s_p^2}\right] \quad [5.4]$$

où:

- vp_i : le volume de la particule i , dont les coordonnées sont situées à l'intérieur de la zone;
- r_i : la distance séparant la particule i du point à l'intérieur de la nappe où l'on désire évaluer l'épaisseur;
- N_z : le nombre de particules comprises dans la zone de recherche.

5.2.3 Impact aux berges

L'identification des zones littorales susceptibles d'être touchées lors d'un déversement pétrolier constitue sûrement l'une des tâches prioritaires d'un modèle d'intervention. Le présent modèle comprend un algorithme simple, permettant de réaliser cette tâche.

Il est utile de mentionner tout d'abord que les conditions d'imperméabilité, d'adhérence et de glissement sur les limites latérales S_{rives} interdisent tout échouement de particules par mouvement convectif. Seuls le mouvement dû au vent (cas plus fréquent) et le mouvement dispersif peuvent faire s'échouer une particule.

Dans ces deux cas, l'algorithme "gèle" les différents attributs de la particule échouée pouvant être utiles: entre-autres, position, âge, masse résiduelle, densité et viscosité. De plus, cette particule est immédiatement retirée de la simulation, c'est-à-dire qu'elle n'est plus déplacée et qu'un nouveau bilan de masse pour l'ensemble de la nappe est réalisé. En fin de simulation, l'utilisateur a la possibilité d'afficher les particules échouées identifiant ainsi visuellement les zones les plus touchées.

Dans son état actuel, l'algorithme ne tient pas compte du type de rive (ex.: quais, herbiers, plages sablonneuses ou rocailleuses) et du taux de particules s'échouant en un endroit précis. Ces aspects restent à développer.

La Figure 5.7 illustre la méthodologie de résolution du logiciel DEVERSIM; ces fonctionnalités remplacent l'item "traitement des particules" de la Figure 5.3: "Méthodologie globale de résolution du logiciel PANACHE".

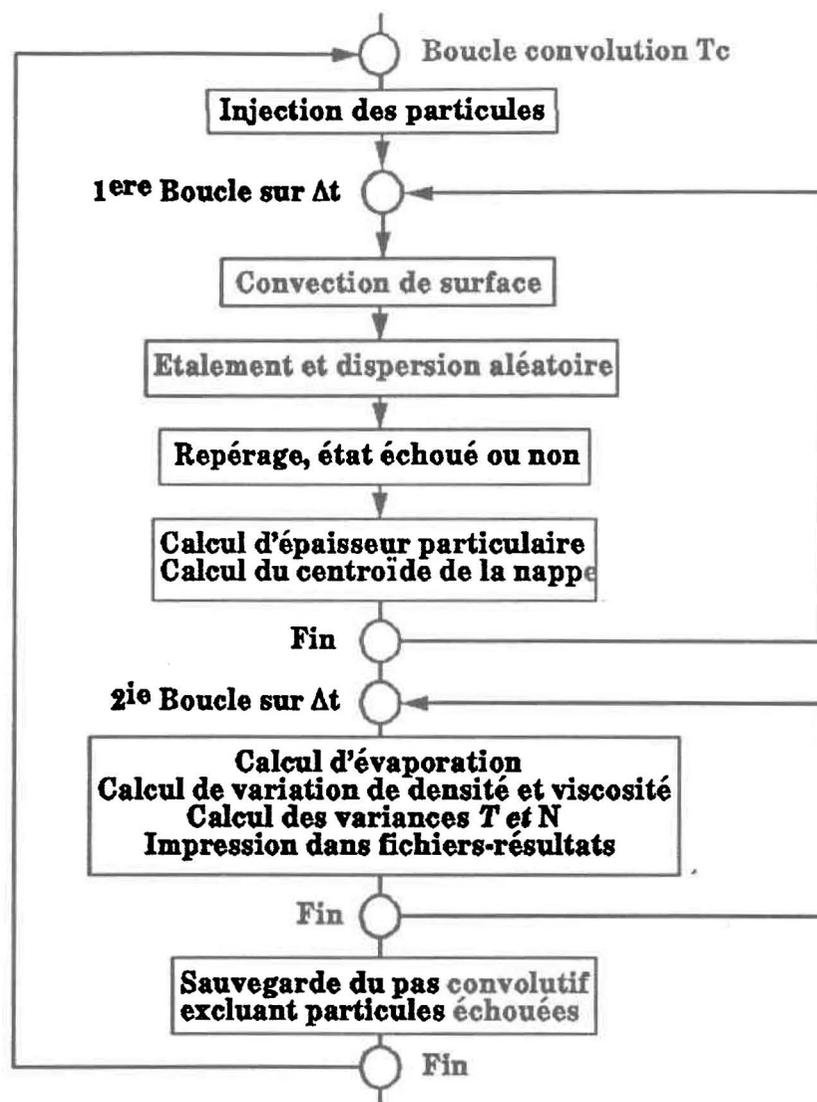


Figure 5.7 Algorithme spécifique de suivi d'une nappe de pétrole dans DEVERSIM.

5.3 Algorithmes complémentaires

En cours de simulation, plusieurs calculs secondaires doivent être effectués de façon à alimenter en information les algorithmes principaux et à s'assurer que l'information utile soit correctement emmagasinée pour usage ultérieur. Ces calculs, même s'ils ne présentent pas d'aspects nouveaux, n'en sont pas moins nécessaires; ils sont abordés succinctement dans la présente section.

5.3.1 Opérations statistiques

En milieu fluvial naturel, il est peu probable qu'une nappe déversée adopte une forme circulaire; si elle est le résultat d'un déversement relativement court, elle peut se présenter comme une ellipse plus ou moins allongée. Son centroïde et les directions de ses axes longitudinal et transversal doivent être déterminés de façon à pouvoir estimer ses écarts-types longitudinal (s_L) et transversal (s_T), lesquels sont utilisés dans les calculs des épaisseurs locales, de l'étalement physique, de la dispersion et, indirectement, dans le calcul de l'évaporation. La Figure 5.8 présente les différents repères ainsi que les variables utilisés.

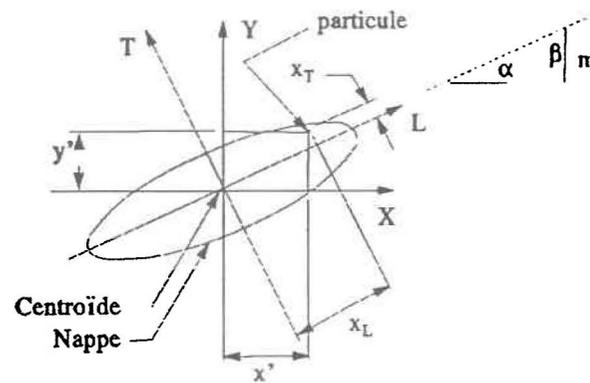


Figure 5.8 Localisation de la nappe dans les repères global et local.

Détermination du centroïde (\bar{x}, \bar{y}) :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^N y_i}{N}$$

[5.5]

où:

N : le nombre de particules représentant la nappe;

x_i, y_i : les coordonnées de la particule i dans le système de coordonnées UTM;

\bar{x}, \bar{y} : la position moyenne de la nappe, *i.e.* les coordonnées du centroïde.

Note: Dans le but d'alléger le formalisme, $\sum_{i=1}^N$ sera dorénavant exprimé par Σ .

Détermination de la direction de l'axe longitudinal par régression linéaire:

De la droite de régression $y = mx + b$, on tire m , la pente avec laquelle on évalue la direction de l'axe longitudinal.

$$m = \frac{N \cdot \sum x'_i \cdot y'_i - (\sum x'_i) \cdot (\sum y'_i)}{N \cdot \sum x_i'^2 - (\sum x_i')^2} \quad [5.6]$$

où:

x', y' : les coordonnées centrées, *i.e.* les coordonnées x, y auxquelles les coordonnées \bar{x}, \bar{y} du centroïde de la nappe ont été soustraites au préalable de manière à réduire la dimension des nombres traités.

Détermination des variances longitudinale et transversale (s_L^2, s_T^2):

Il est d'abord nécessaire de convertir les positions des particules du système cartésien global (X-Y) dans le repère local de la nappe (L, T). La matrice de transformation suivante est utilisée à cet effet:

$$\begin{bmatrix} x_L \\ x_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin(\beta) & \cos(\beta) \\ -\cos(\beta) & \sin(\beta) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} \quad [5.7]$$

où:

x_L, x_T : les coordonnées des particules dans le système de référence local.

β : l'angle que fait l'axe longitudinal de la nappe avec l'axe vertical Y du système de référence UTM.

Les variances sont par la suite calculées à l'aide des relations suivantes:

$$s_L^2 = \frac{N \sum x_L^2 - (\sum x_L)^2}{N(N-1)} \quad [5.8]$$

$$s_T^2 = \frac{N \sum x_T^2 - (\sum x_T)^2}{N(N-1)}$$

Détermination statistique du rayon et de la surface de la nappe:

Comme on l'a vu, nous représentons la distribution des particules constituant la nappe à l'aide d'une distribution gaussienne pouvant être anisotrope (cas de déversement court). En considérant que 99.7% des particules se trouvent à l'intérieur de la région ellipsoïdale correspondant à trois écarts-types longitudinaux et transversaux ($R_L=3 \cdot s_L$, $R_T=3 \cdot s_T$), il est possible de déterminer statistiquement l'aire de la nappe, A_n :

$$A_n = \pi (R_L \cdot R_T) \approx \pi (3s_L \cdot 3s_T) \quad [5.9]$$

5.3.2 Bilan de masse

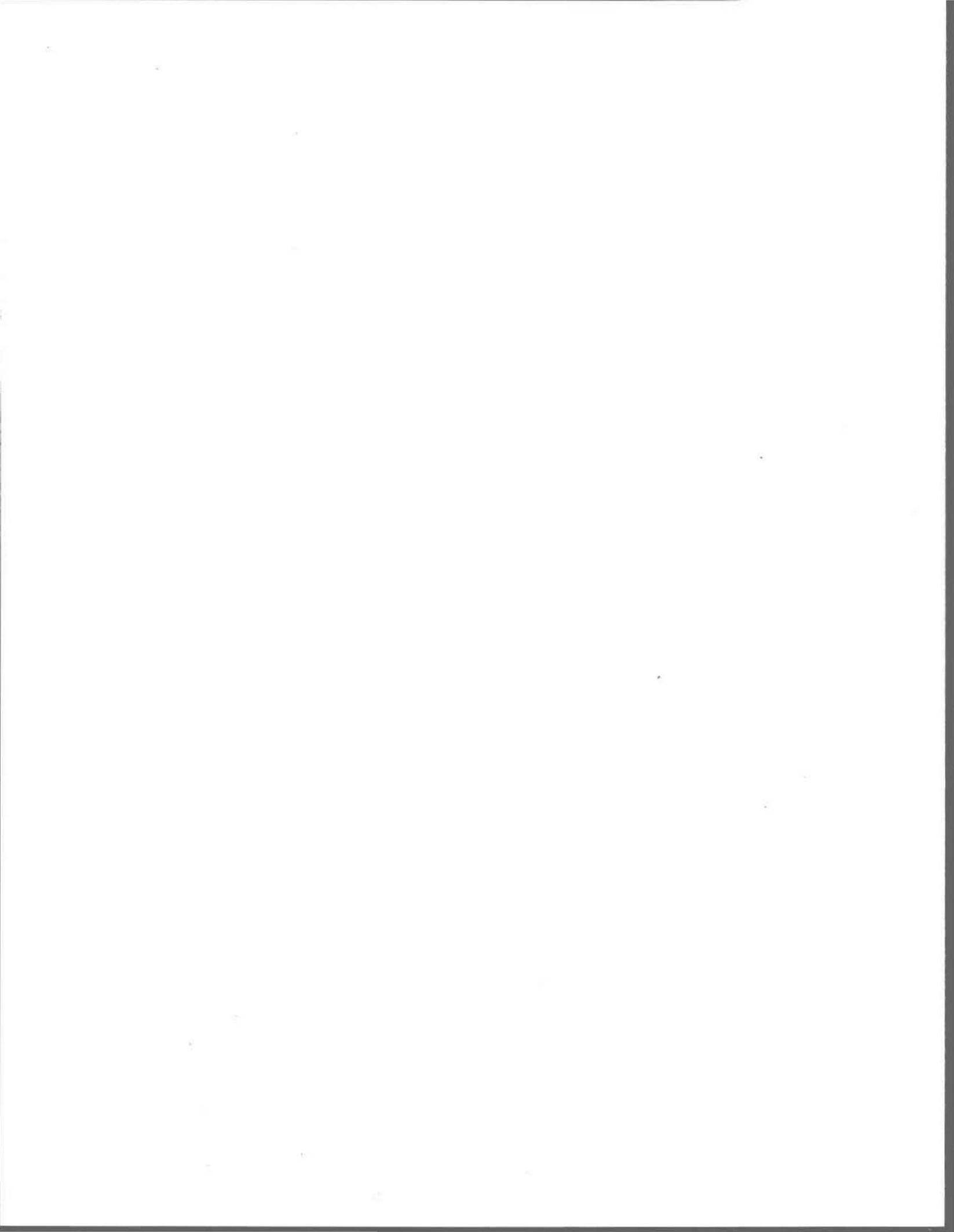
En cours de simulation, la masse de pétrole présente dans le milieu peut être augmentée ou diminuée. C'est le terme ϕ de l'équation générale du transport qui tient compte de ces variations de masse. Trois cas peuvent se produire:

1. Apport de masse par injection de pétrole dans le milieu.
2. Perte de masse par évaporation.
3. Perte de masse par échouement du pétrole.

Un bilan de la masse présente dans le milieu est effectué à chaque pas de temps. La quantité de pétrole déversé, la fraction totale évaporée ainsi que la quantité de pétrole échoué sont gardées en mémoire dans un fichier pour utilisation en cours de simulation ou pour analyse ultérieure des résultats.

CHAPITRE 6

VALIDATION ET DISCUSSION



6. VALIDATION ET DISCUSSION

Le présent chapitre a pour objet la validation analytique des principaux algorithmes formant le modèle de propagation d'une nappe de pétrole. Il est à noter que DEVERSIM a été construit sur une plate-forme composée des algorithmes de base de PANACHE. De nombreuses validations analytiques ont été menées sur ce logiciel dans Leclerc *et al.* (1991). En ce qui concerne DEVERSIM, des calibrations préliminaires ont été réalisées, particulièrement au niveau du calcul des épaisseurs locales de la nappe. Les aspects de l'étalement, de l'évaporation et de la variation de certaines propriétés physiques du pétrole déversé ont été validés à partir d'équations analytiques et de données de laboratoire, en l'absence de cas réels mesurés et bien documentés.

6.1 Domaines de validation

L'approche lagrangienne utilisée dans le présent travail de modélisation doit être appliquée sur un milieu récepteur bien défini, c'est-à-dire, discrétisé numériquement et documenté par des données hydrodynamiques. Comme PANACHE, DEVERSIM utilise une grille d'éléments finis issue du logiciel HYDREAU.

La validation des processus impliqués doit être réalisée en minimisant toute interférence entre le milieu récepteur et le processus considéré. Autrement dit, il est

préférable d'utiliser le domaine d'application le plus simple possible pour "isoler" le processus à valider.

Dans cet esprit, deux domaines d'application fictifs ont été construits. Il s'agit de carrés de 20 km de côté et de 10 m de profondeur. Dans le "domaine 1", le plan d'eau est immobile. La vérification du respect des équations empiriques gouvernant l'étalement et l'évaporation y est réalisée puisqu'un tel milieu récepteur "idéal" fait partie des hypothèses de base sur lesquelles reposent les équations du modèle de Fay, dont on souhaite reproduire les résultats à l'aide du traitement numérique présenté dans les sections précédentes. Ce milieu "idéal" constitue donc un cas particulier d'application du modèle DEVERSIM, qui a de fait été conçu pour pouvoir s'adapter à différents types de milieux aquatiques.

Le "domaine 2" possède les mêmes caractéristiques géométriques; cependant, un écoulement permanent uniforme de 0.95 m/s, couplé à un coefficient de Manning et à une pente de respectivement 0.02 et 1/60000, des valeurs typiques du fleuve Saint-Laurent entre Sorel et Trois-Rivières génèrent un coefficient de dispersion total de l'ordre de 0.06 m²/s. La Figure 6.1 présente ce dernier domaine.

Grille d'éléments finis issue du logiciel HYDREAU

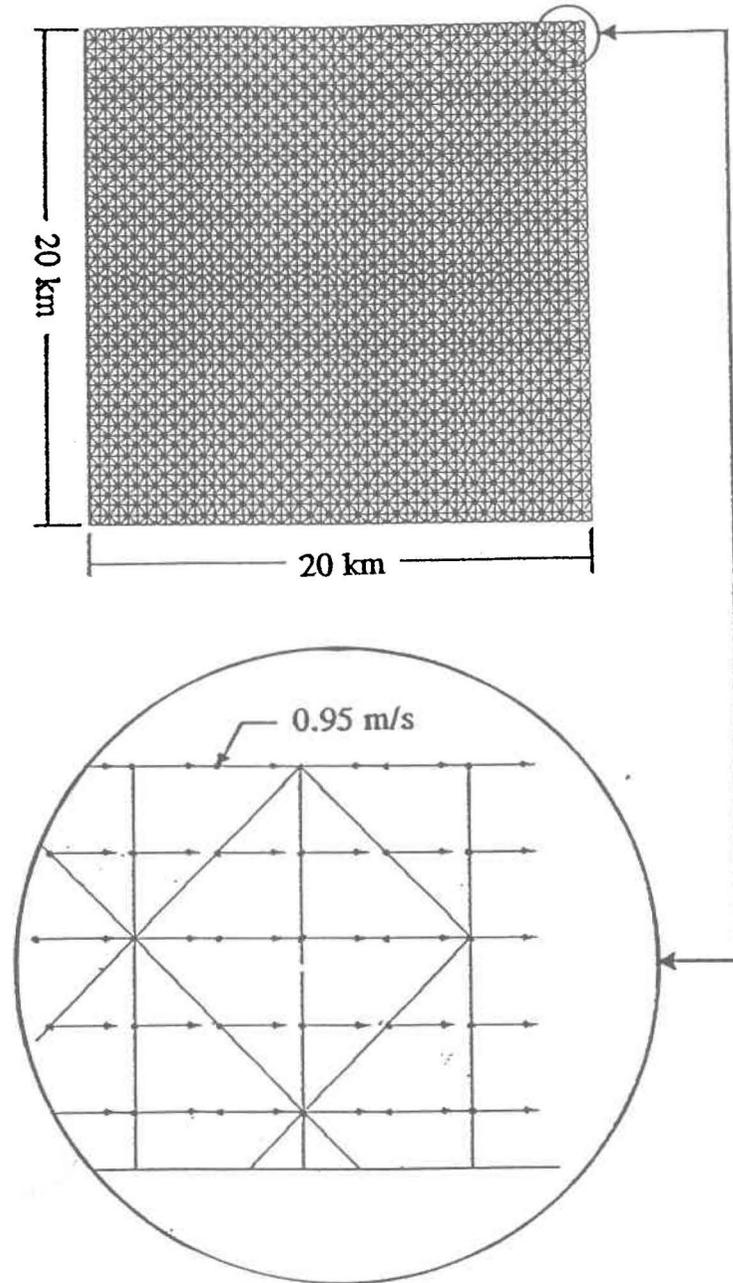


Figure 6.1 Domaine de validation 2.

6.2 Calibrations préliminaires: distribution de masse de la nappe

Cette section vise la calibration de certains paramètres numériques du modèle dont dépendent l'ensemble des algorithmes reliés aux déversements pétroliers. L'algorithme de calcul de la distribution de masse de la nappe (épaisseurs, statistiques spatiales) intervient directement ou indirectement dans la plupart des processus physiques décrits par le modèle; il est donc primordial que ce calcul fournisse des résultats fiables.

La présente sous-section présente les tests ayant été réalisés pour mettre en évidence le rôle joué par le paramètre de "lissage diffusif contrôlé". Tel que mentionné à la sous-section 5.2.2, chaque particule se voit affecter une distribution de masse de type gaussienne définie analytiquement à chaque pas de temps à l'aide d'une estimation de l'écart-type de la nappe en entier (s_n) et du paramètre ρ reliant cette valeur à l'écart-type particulière (s_n).

Le choix optimal de la valeur accordée à ρ est nécessaire, de façon à produire le lissage désiré en évitant à la fois d'accroître excessivement l'emprise de la nappe (ρ trop élevé), ou d'obtenir des estimations irrégulières (ρ trop faible). Pour le logiciel PANACHE, il a été établi qu'une valeur de ρ autour de 0.3 à 0.4 procurait une estimation optimale (Leclerc et al., 1991); c'est ce que nous avons voulu vérifier pour DEVERSIM.

Le "test 1" est réalisé en considérant un milieu idéal, c'est-à-dire sans transport advectif ni dispersion reliée aux caractéristiques hydrodynamiques. Egalement, les processus d'évaporation, de transport par vent, de dispersion anisotrope et de variation des propriétés sont négligés de façon à isoler le processus d'étalement physique du pétrole considéré.

Les simulations portent sur un volume de 100 m³ de pétrole de type "Norman Wells Crude Oil" déversé en 15 minutes et représenté par 500 particules. Un total de six simulations de ce type sont réalisées avec des coefficients ρ différents. La référence à partir de laquelle la valeur optimale de ρ doit être déterminée est constituée de la distribution gaussienne idéale qui a été tracée en utilisant, comme écart-type de la nappe, la moyenne des écarts-types trouvés à la douzième heure lors des six simulations précédentes, soit 329m; son équation est donc, pour un volume déversé de 100 m³:

$$E_p = \frac{V_0}{2\pi s_n^2} \exp\left[\frac{-1}{2} \frac{R^2}{s_n^2}\right] \quad [6.1]$$

$$E_p = \frac{100}{2\pi(329)^2} \exp\left[\frac{-1}{2} \frac{R^2}{(329)^2}\right]$$

Cette distribution idéale est représentée à la Figure 6.2, et certaines de ses caractéristiques numériques, soit le volume contenu dans la nappe, l'épaisseur maximale de la nappe ainsi que son rayon à une épaisseur de 10⁻⁶ m (1µm) sont regroupées au Tableau 6.1.

Distribution théorique de la nappe

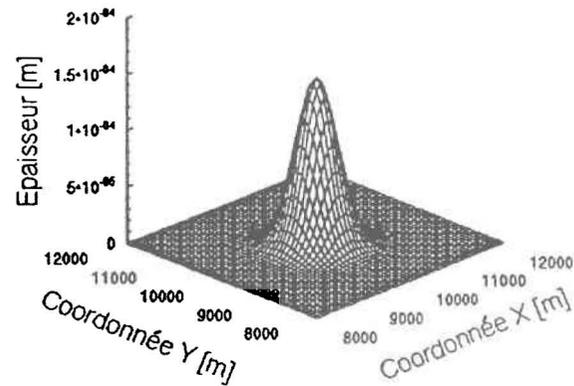


Figure 6.2 Distribution idéale de la nappe (test 1).

Note: $E_p(\text{max})=0.147\text{mm}$.

TABLEAU 6.1 Caractéristiques numériques de la distribution idéale.

Ecart-type de l'emprise [m]	Volume déversé [m ³]	Epaisseur maximale $E_p(\text{max})$ [mm]	Rayon à $E_p=1 \mu\text{m}$ [m]	Volume inclus dans $R=1039.42$ [m ³]
329	100	0.147	1039.42	99.99

Les distributions simulées des nappes à la douzième heure suivant le début des déversements sont représentées, aux Figures 6.3 à 6.8, pour les différentes valeurs de ρ , et le Tableau 6.2 présente leurs caractéristiques numériques.

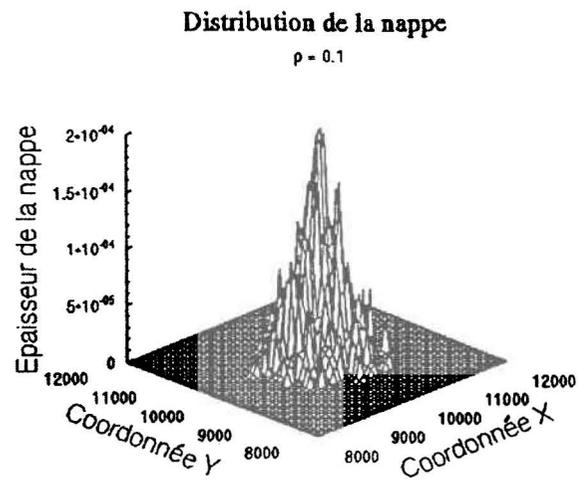


Figure 6.3 Distribution de la nappe avec $\rho=0,1$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.232\text{mm}$.

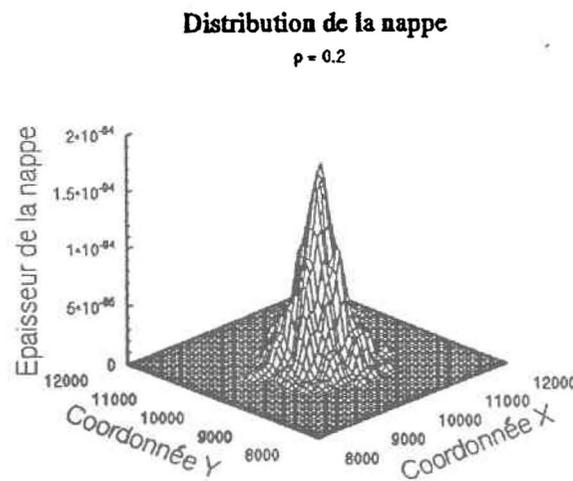


Figure 6.4 Distribution de la nappe avec $\rho=0,2$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.170\text{mm}$.

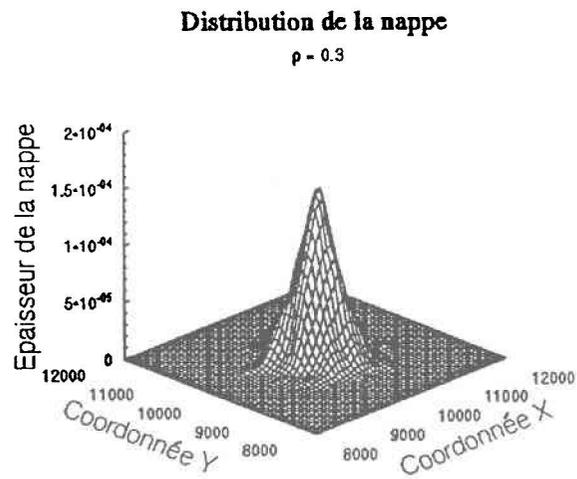


Figure 6.5 Distribution de la nappe avec $\rho=0,3$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.148\text{mm}$.

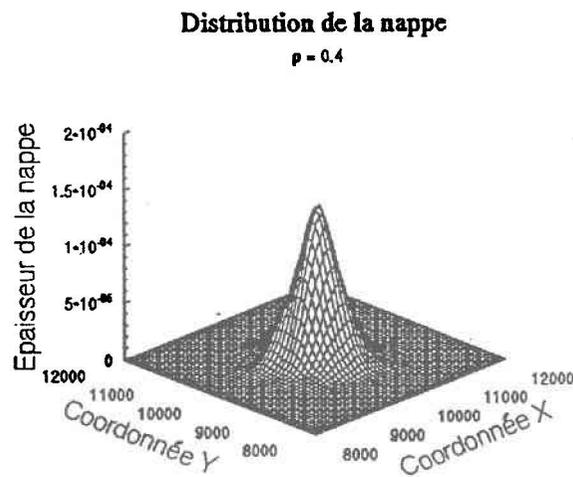


Figure 6.6 Distribution de la nappe avec $\rho=0,4$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.134\text{mm}$.

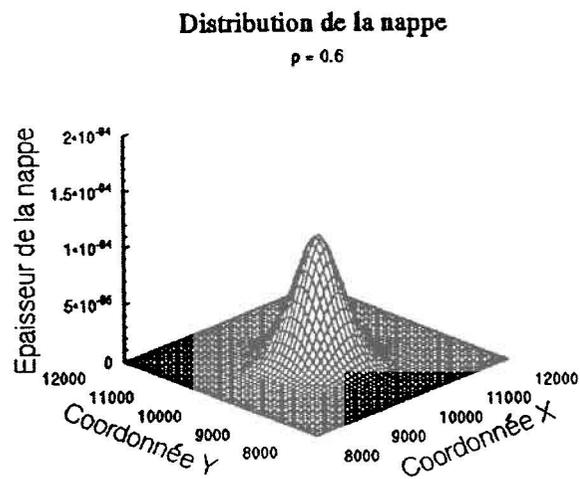


Figure 6.7 Distribution de la nappe avec $\rho=0,6$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.108\text{mm}$.

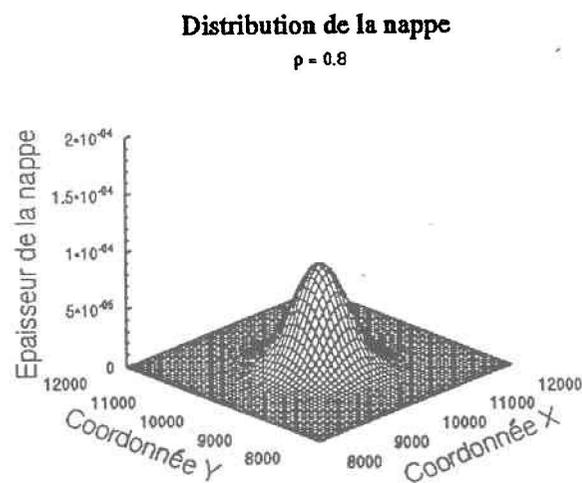


Figure 6.8 Distribution de la nappe avec $\rho=0,8$ (test 1).

Note: $E_p(\max)=0.088\text{mm}$.

Tableau 6.2 Rôle de l'emprise des particules sur la distribution de la nappe

Rapport ρ	Volume total [m ³]	Epaisseur maximale $E_p(\text{max})$ [mm]	Rayon à $E_p = 1 \mu\text{m}$ [m]	Volume inclus dans $R = 1039.42$ [m ³]
0.1	99.797	0.232	928.406	99.174
0.2	100.001	0.170	1008.15	99.368
0.3	99.987	0.148	1088.00	99.216
0.4	99.961	0.134	1130.11	98.921
0.6	99.995	0.108	1194.86	97.637
0.8	99.757	0.088	1282.25	95.101

Un rapport ρ de 0.3 apparaît comme étant le choix optimal puisqu'il fournit des caractéristiques très proches des valeurs théoriques, tout en produisant un lissage acceptable. Cette valeur sera systématiquement utilisée pour les autres étapes de la validation.

6.3 Etalement d'une nappe de pétrole

Les équations de comportement du modèle DEVERSIM sont inspirées directement du modèle de Fay qui possède un fondement théorique solide basé sur les lois de conservation du mouvement et les propriétés particulières du produit déversé. Il en résulte des fonctions analytiques (déterministes) décrivant directement le rayon de la nappe. Le traitement lagrangien de DEVERSIM permet d'obtenir numériquement le même résultat à partir de particules discrètes soumises à un mouvement dispersif. Les régimes gravitaire et de tension de surface sont donc transformés en mouvements dispersifs (algébriquement de type diffusif). Lorsqu'appliqués à

l'intérieur d'un processus de marche aléatoire pendant les périodes appropriées, ceux-ci produisent des résultats très proches des résultats analytiques.

La validation de cet aspect important du modèle a été réalisée tout d'abord en démontrant la faisabilité de représenter les lois déterministes de Fay par un traitement lagrangien. L'effet de l'utilisation des épaisseurs locales critiques de la nappe, par opposition aux "temps critiques" (approche classique de Fay), sera ensuite analysé et une discussion situant le présent modèle parmi les différentes approches complètera cette section. Cet aspect représente sans doute la contribution la plus innovatrice du présent mémoire.

6.3.1 Reproduction des résultats analytiques du modèle de Fay par approche lagrangienne

Rappelons que le modèle de Fay décrit l'étalement d'un pétrole brut sur un plan d'eau totalement immobile, sans turbulence, tel que le "domaine 1" de validation utilisé ici. Ce modèle est constitué d'équations déterministes décrivant l'augmentation du rayon d'une nappe en fonction du temps écoulé depuis l'instant du déversement considéré instantané. Les trois régimes d'étalement distincts successifs ainsi que leurs périodes d'application respectives sont essentiellement déterminés à partir des propriétés et du volume du produit déversé.

Le but du présent test, le "test 2", est de démontrer la conformité du traitement lagrangien de DEVERSIM avec les équations déterministes du modèle de Fay,

lorsque appliquées dans les conditions limitatives ci-haut mentionnées. Le Tableau 6.3 résume l'ensemble des paramètres de ce test.

Tableau 6.3 Paramètres du test 2

Paramètres de simulation			
Pétrole:		Norman Wells crude oil (brut)	
Durée du déversement:		15 minutes	
Nombre de particules représentant le pétrole:		500	
Durée de la simulation:		12 heures	
• Vent nul		• Perte de masse non-considérée	
• Dispersion isotrope seulement		• Variation propriétés physiques non-considérée	
Paramètres intervenant dans le calcul des régimes d'étalement			
V_0 :	100 m ³	ρ_w :	1000 kg/m ³
Δ :	0.168	v_w :	1.2×10^{-6} m ² /s
σ_n :	0.0305 m ² /s	ρ_p :	832 kg/m ³
		k_{2i} :	1.14
		k_{2v} :	1.45
		k_{2r} :	2.30
Régime 1		Régime 2	
t_{1max} :	968 s	t_{2max} :	3524 \approx 1 h
R_1 :	$4.0846\sqrt{t}$	R_2 :	$22.7824(t)^{1/4}$
R_{1max} :	127 m	R_{2max} :	175.5 m
E_{1min} :	$0.0011\sqrt{t}$	E_{2min} :	0.0043 m
D_{E1} :	0.9269 m ² /s	D_{E2} :	0.4857 m ² /s
Régime 3		t_{3max} :	36012s \approx 10h
		R_3 :	$0.3838(t)^{1/4}$
		R_{3max} :	1003 m
		E_{3min} :	1 μ m
		D_{E3} :	1.55 m ² /s

Les coefficients D_{E1} , D_{E2} et D_{E3} du modèle DEVERSIM sont appliqués respectivement et successivement de 0 à t_{1max} , de t_{1max} à t_{2max} et de t_{2max} à t_{3max} , après quoi un coefficient de dispersion nul est appliqué. La Figure 6.9 présente les résultats de ce test pour les deux modèles, et la Figure 6.10 représente le détail des deux premières heures de la simulation.

Dans l'ensemble, l'évolution du rayon de la nappe suit d'assez près la théorie de Fay. En particulier, les passages des régimes 1, 2 et 3 sont nettement définis et les coefficients de dispersion particuliers représentent bien les différents taux de croissance du rayon (Figure 6.10).

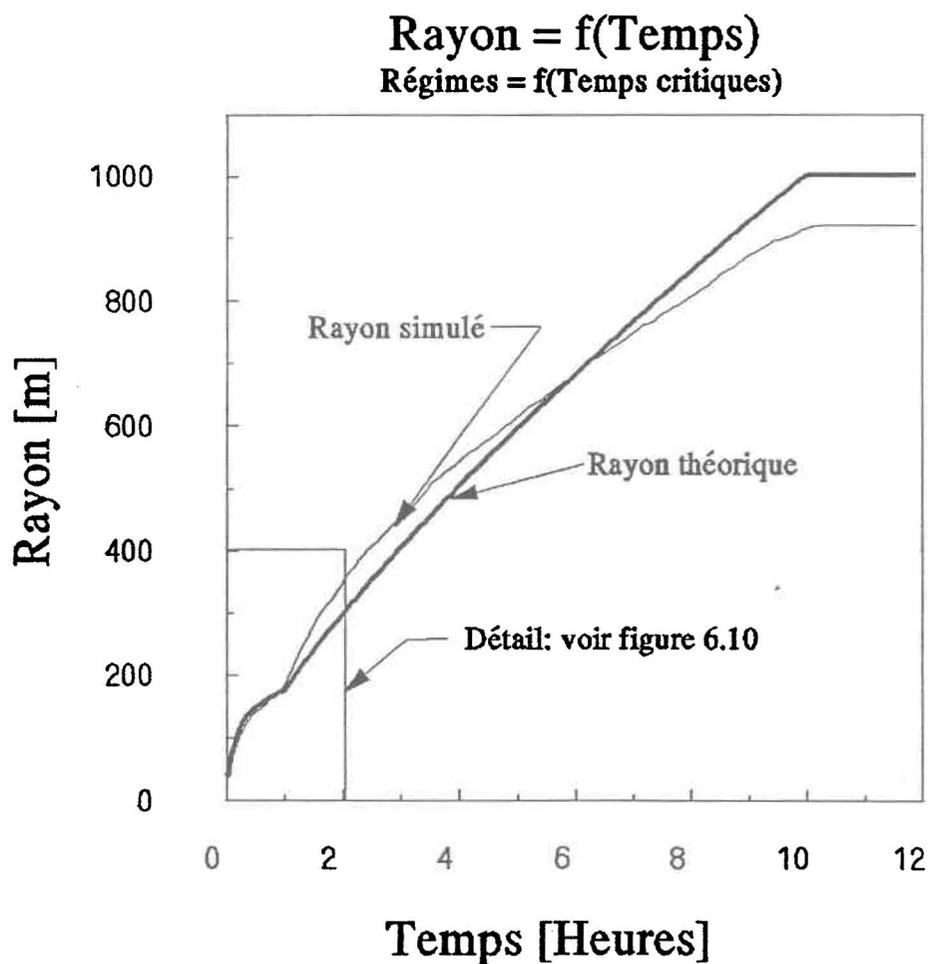


Figure 6.9 Etalement d'une nappe en fonction du temps (test 2).

Note: Approche lagrangienne contrôlée par temps critiques;
Rayon simulé égal à trois fois l'écart-type de la distribution particulière.

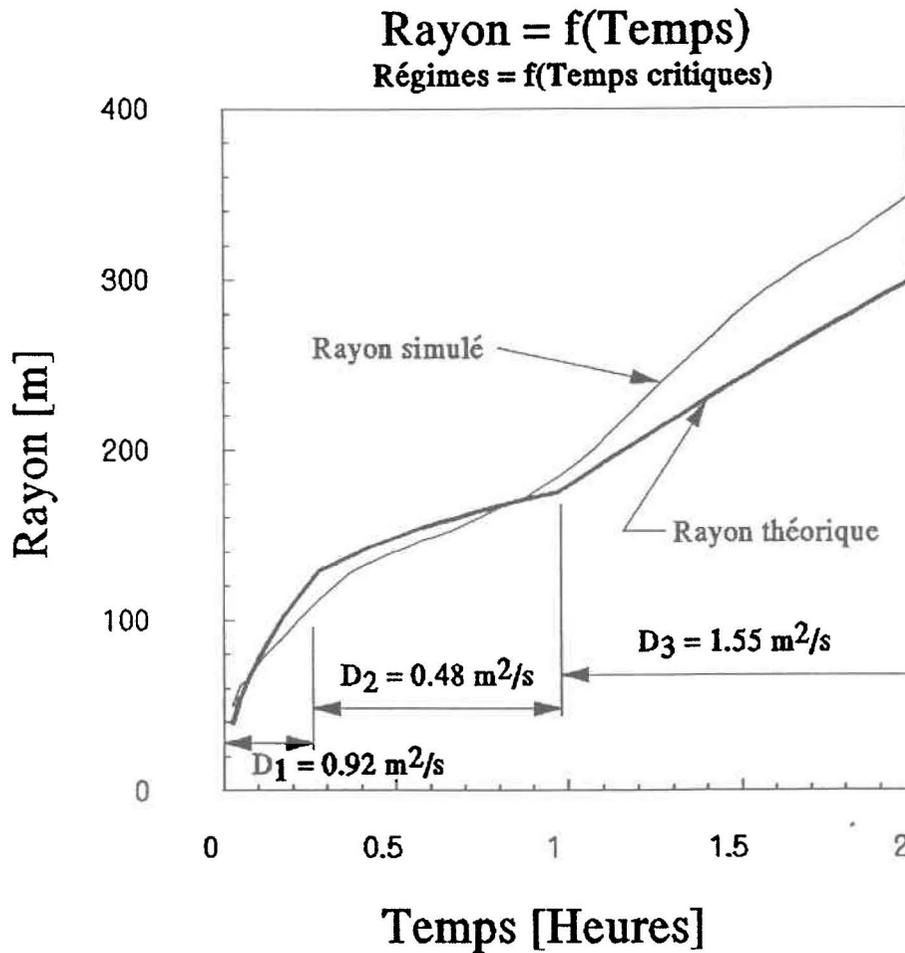


Figure 6.10 Transitions entre les régimes d'étalement (test 2).

Note: Approche lagrangienne contrôlée par temps critiques;
Rayon simulé égal à trois fois l'écart-type de la distribution particulière.

On constate, en examinant la Figure 6.9, que le rayon final estimé statistiquement par le modèle (~920 m) est inférieur à celui prédit par la théorie (~ 1000 m) d'environ 8%. Cette différence peut possiblement être reliée à la définition du

rayon maximal prédit par le modèle de Fay. En effet, l'expression reliant le rayon maximal de la nappe au volume déversé est basée sur des observations en milieu naturel de quelques accidents impliquant différents types de pétroles bruts. Non-seulement cette estimation ne tient pas compte du type de produit déversé, mais elle comprend également une composante reliée à la turbulence du plan d'eau, qui tend généralement à augmenter la dispersion. L'absence de turbulence du milieu idéal utilisé pour la simulation inhibe, en quelque sorte, le taux d'étalement de la nappe.

D'autre part, l'estimation statistique du rayon comme étant 3 fois l'écart-type de la distribution des particules (voir la sous-section 5.3.1) conduit à un résultat fiable, mais obtenu d'une façon tout-à-fait différente, provoquant ainsi un manque d'homogénéité entre les deux méthodes. En effet, le facteur multiplicatif de l'écart-type généralement utilisé est 3, mais 2.9 ou 3.1 pourraient l'être également sans affaiblir la validité du calcul, et conduiraient à des différences plus ou moins grandes.

Quoi qu'il en soit, le fait de devoir cesser le processus d'étalement à un moment précis, déterminé sans tenir compte d'aucune façon des conditions environnementales peut être remis en question, tout comme peuvent l'être également les passages brusques d'un régime d'étalement à un autre à des moments prédéterminés. A l'opposé, le concept d'épaisseurs critiques est susceptible de mener à une description plus "continue" du comportement d'une nappe, puisqu'il tient compte à la fois des caractéristiques locales de la nappe, et de celles du milieu récepteur dans lequel celle-ci évolue.

6.3.2 Test sur l'effet de l'utilisation des épaisseurs critiques

L'utilisation des épaisseurs critiques marquant le passage d'un régime à l'autre présente des avantages certains dans le cadre d'applications en milieu naturel puisque les spécificités locales du milieu dans lequel la nappe évolue sont prises en considération: variation spatiale des coefficients de dispersion de fond et horizontaux, évaluation pour chaque particule du régime selon lequel l'étalement se produit.

Le "test 3" est constitué essentiellement de la même simulation que celle réalisée pour le test 2. Le traitement lagrangien des lois d'étalement est cependant basé sur la méthode des épaisseurs critiques (sous-sections 4.2.4). Ce test a donc comme but de vérifier la conformité de l'approche par épaisseurs critiques avec les lois de Fay qui demeurent contrôlées par les temps critiques.

Le Tableau 6.3 fournit les paramètres de la simulation ainsi que les différents coefficients de dispersion et leurs limites d'application en termes d'épaisseurs critiques. Les résultats de ce test sont présentés à la Figure 6.11.

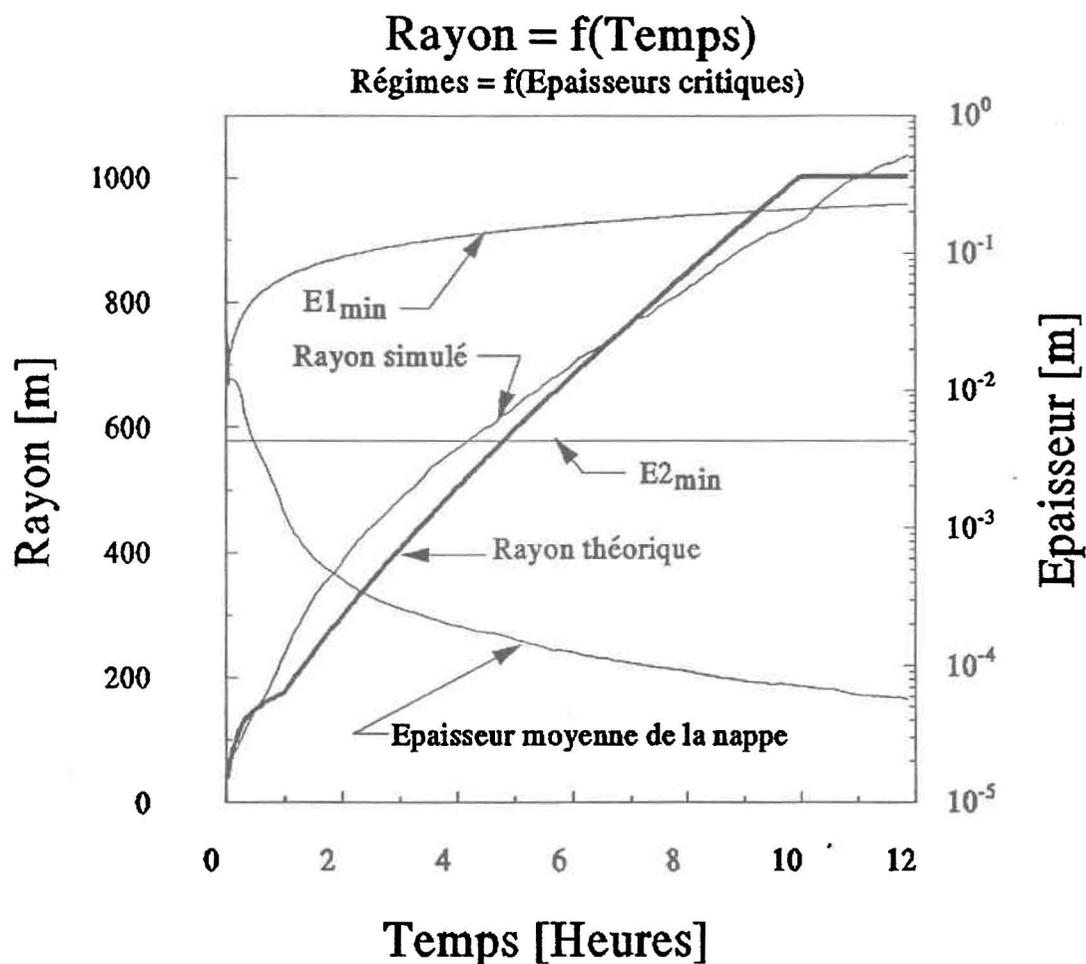


Figure 6.11 Etalement d'une nappe par approche lagrangienne contrôlée par épaisseurs critiques (test 3).

Note: Rayon du modèle égal à trois fois l'écart-type de la distribution particulière.

On remarque que les passages d'un régime à l'autre s'effectuent de façon beaucoup plus graduelle et non pas aux temps pré-définis. La courbe du rayon simulé ne

présente plus les gradients discontinus caractéristiques des changements brusques dans les régimes d'étalement, mais ceux-ci se produisent relativement tôt dans la simulation, comme le prédit la théorie pour un tel déversement. Par exemple, après environ trente minutes, l'épaisseur moyenne de la nappe devient inférieure à E_{2min} . A ce moment, les zones de faible épaisseur sont déjà soumises au régime d'étalement entraîné par les forces de tension de surface (troisième régime) depuis un certain temps, tandis que les zones plus épaisses, au centre de la nappe, sont soumises à l'un des deux régimes gravitaires initiaux.

Le rayon final, après 10 heures, est toujours inférieur au rayon théorique par un facteur d'environ 8%, mais continue d'augmenter puisque l'épaisseur E_{3min} n'est pas encore atteinte, en moyenne. Encore ici, le manque d'homogénéité entre les deux façons de calculer le rayon peut être invoqué pour expliquer cette différence. L'élément important demeure l'allure générale de la courbe et non la valeur numérique du rayon final.

La cessation de l'étalement est actuellement définie par une épaisseur critique constante, mais des études complémentaires pourront éventuellement relier ce phénomène à des facteurs physiques dépendants du milieu récepteur et du produit déversé qui pourraient, par exemple, modifier à la baisse la tension de surface nette σ_n , communément appelée coefficient d'étalement.

6.3.3 Discussion du modèle d'étalement

Le modèle DEVERSIM partage plusieurs aspects en commun avec d'autres modèles; cette sous-section vise à situer le traitement de l'étalement physique du modèle DEVERSIM parmi les principales approches existantes.

L'élément distinctif majeur du modèle DEVERSIM tient en sa capacité d'obtenir, pour toute coordonnée à l'intérieur de la nappe, une estimation de l'épaisseur locale de celle-ci. Cette information supplémentaire est utilisée à profit dans l'identification des régimes d'étalement spécifiques à accorder à chaque particule. Les trois régimes du modèle de Fay sont en effet séparés par des épaisseurs critiques obtenues en considérant l'égalité des forces en présence pour chaque régime. Il est donc possible d'affecter à chaque particule représentant la nappe, le régime d'étalement spécifique selon lequel elle doit être déplacée au lieu de fonctionner, pour la nappe dans son entier, selon des temps critiques insensibles aux conditions environnementales particulières, et en considérant la nappe comme un disque d'épaisseur constante en tout point à un instant donné.

L'introduction de l'aspect tridimensionnel dans la représentation de la nappe rappelle l'approche de Mackay *et al.*, (1980) utilisée dans le modèle UOT, jugée physiquement plus représentative que les modèles antérieurs. Plusieurs auteurs ayant fait état de différences appréciables dans les épaisseurs de nappes de pétrole, cette approche suggère que la nappe soit constituée de deux sous-nappes appelées "mince" et "épaisse", d'épaisseurs différentes mais constantes, à un instant donné,

pour leur domaines d'application respectifs. Le modèle considère que la nappe épaisse s'étale selon un régime gravitaire représenté par une fonction reliant la surface de la nappe au facteur temps élevé à une certaine puissance, déterminée par l'observation de cas concrets en milieu naturel. La sous-nappe mince s'étale selon un régime entraîné par les forces de tension de surface et est "alimentée" par la partie épaisse de la nappe; le processus est stoppé lorsque la sous-nappe "épaisse" ne contient plus assez de masse pour fournir cet apport. L'usager de ce modèle doit cependant imposer une distribution de masse initiale ainsi qu'une épaisseur critique séparant les parties mince et épaisse de la nappe, variables obtenues empiriquement; cette indétermination des conditions initiales restreint quelque peu l'applicabilité du modèle.

En résumé, le modèle DEVERSIM considère lui-aussi l'épaisseur de la nappe comme variable spatialement, mais il utilise une information locale variant de façon continue et non pas moyennée par sous-zones; les lois de comportement dont proviennent les différents coefficients de dispersion utilisés tiennent compte des propriétés particulières du produit déversé. De plus, l'effet des conditions initiales y est réduit au minimum puisqu'il consiste à imposer une épaisseur initiale aux particules injectées, qui n'est valide que durant le premier pas de temps que connaît la particule.

6.4 Test sur l'évaporation d'une nappe de pétrole

Stiver et Mackay (1984) ont développé un modèle mathématique décrivant le taux d'évaporation de mélanges de composés d'hydrocarbures liquides tels que les pétroles bruts. Rappelons brièvement que ce modèle relie algébriquement la fraction évaporée à une constante, fonction du produit particulier et de la température ambiante, et à un coefficient d'exposition environnementale adimensionnel, fonction du volume déversé, de la surface qu'il occupe et du temps écoulé depuis le déversement.

Ce modèle, qui a été implanté dans DEVERSIM s'exprime, en différences finies, de la façon suivante (voir équation 4.47):

$$\Delta F_v = \exp \left[6.3 - \frac{10.3(T^{\circ}_0 + G_T F_v)}{T^{\circ}} \right] \left(\frac{ka\Delta t}{V_0} \right)$$

Le but du test 4 est de reproduire les conditions de laboratoire ayant été utilisées par Stiver et Mackay (1984) pour la validation de leur modèle. Les paramètres particuliers à considérer sont, d'une part, un rapport V_0/a constant et égal à 1mm, c'est-à-dire que l'étalement physique du pétrole est désactivé et, d'autre part, un coefficient de transfert de masse k constant et égal à 0.0015 m/s. Le Tableau 6.4 présente l'ensemble des paramètres de simulation du test 4.

Tableau 6.4 Paramètres du test 4.

Paramètres de simulation			
Pétrole:		Norman Wells crude oil	
Durée du déversement:		15 minutes	
Nombre de particules représentant le pétrole:		500	
Durée de la simulation:		12 heures	
Paramètres intervenant dans le calcul de l'évaporation			
V_0 :	5 m ³	k	0.0015 m/s
T^a :	0°C et 22°C (273K et 295K)	V_0/a	1 mm
T_0^o :	378K	Δ_t	45 s
G_r :	475K		

Des simulations ont été réalisées pour des températures ambiantes de 0°C et 22°C; la Figure 6.12 présente les résultats du modèle ainsi que ceux mesurés en laboratoire. Ces simulations de six heures ont généré un coefficient d'exposition adimensionnel θ de 35000. On constate que la correspondance entre les valeurs simulées et mesurées est excellente pour les deux températures environnementales considérées.

Aucune simulation n'a été réalisée pour tenter de reproduire un cas en milieu naturel, principalement à cause de la rareté de tels essais et de la difficulté inhérente à la reproduction des conditions environnementales (ex.: les conditions hydrodynamiques particulières) prévalant au cours des dits essais. Nous considérons que la justesse des prédictions du modèle pour les cas de laboratoire est suffisante pour confirmer l'implantation correcte de l'algorithme.

Evaporation = f(coefficient d'exposition)

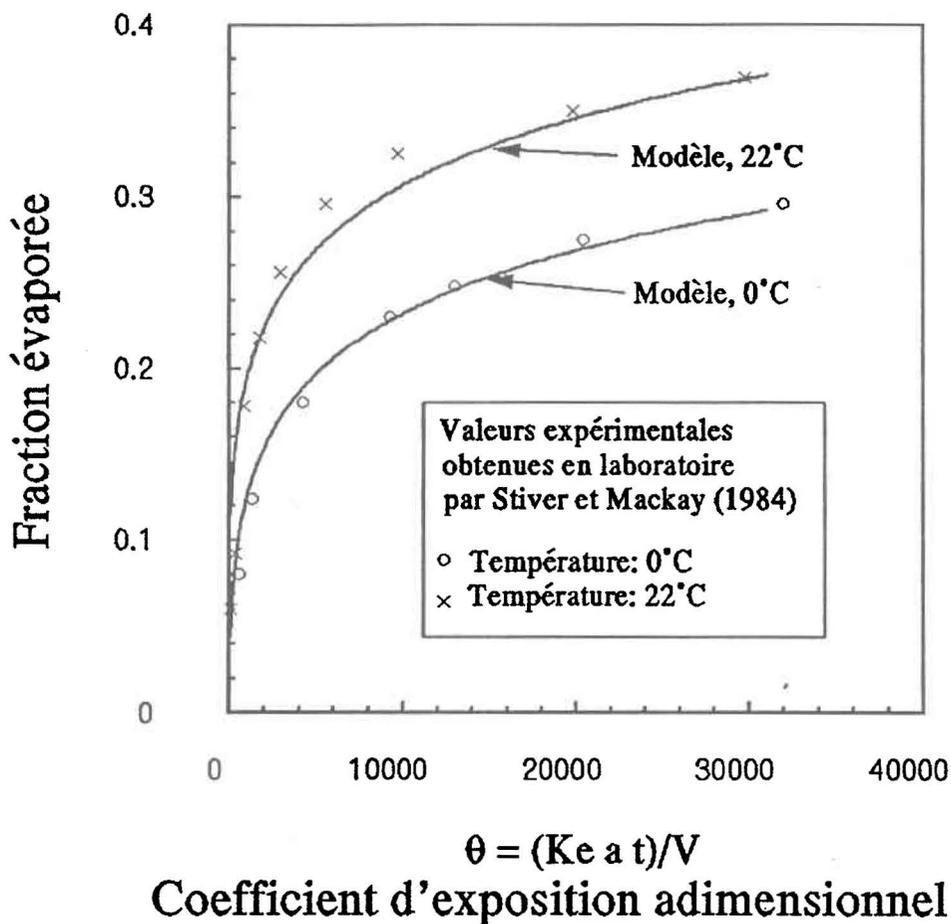


Figure 6.12 Evaporation en fonction de l'exposition environnementale (test 4).

Note: Processus d'étalement physique du pétrole désactivé (épaisseur constante);
Conditions expérimentales isothermales et non-isobariques.

6.5 Test sur la variation temporelle de la densité et de la viscosité

Les équations empiriques présentées à la section 4.5 (équations 4.48 et 4.49) relient la densité du pétrole (ρ_p) et sa viscosité dynamique (μ_p) à la fraction évaporée (F_v) et à la température ambiante (T°):

$$\rho_p = \rho_{p0} + C_1 F_v - C_2 (T^\circ)$$

$$\mu_p = \mu_{p0} \exp(C_3 F_v) \exp\left(\frac{C_4}{T^\circ}\right)$$

Ces équations ne décrivent que l'allure générale des variations de ces propriétés; elles contiennent des constantes dites de "calibration", propres à chaque type de pétrole, qui doivent être déterminées au préalable à l'aide de mesures expérimentales.

Les valeurs expérimentales compilées dans Bobra et Callaghan, (1990) pour un pétrole brut de type "Norman Wells" sont utilisées pour déterminer les constantes de calibration. Les Tableaux 6.5 et 6.6 présentent ces valeurs pour différentes températures ambiantes.

Tableau 6.5 Densités mesurées [$\text{kg/m}^3 \cdot 10^{-3}$]

Température ambiante	Fraction évaporée		
	0%	12%	20.4%
0°C	.845	.864	.881
15°C	.834	.855	.873
25°C	.829	.844	.863

Tableau 6.6 Viscosités dynamiques mesurées [mPa·s]

Température ambiante	Fraction évaporée		
	0%	12%	20.4%
0°C	8.76	40	300
10°C	5.81	28	180
15°C	5.05	25	150
25°C	3.93	15	80

Le test 5 consiste en la simulation d'un déversement de pétrole brut de type "Norman Wells" où sont calculées les variations de densité et de viscosité en fonction de la fraction évaporée; les valeurs obtenues de DEVERSIM seront par la suite comparées à celles mesurées en laboratoire. Le Tableau 6.7 résume les paramètres de simulation.

Tableau 6.7 Paramètres du test 5

Paramètres de simulation			
Pétrole:		Norman Wells crude oil	
Durée du déversement:		15 minutes	
Volume déversé:		5 m ³	
Nb. de particules affectées au pétrole:		500	
Durée de la simulation:		12 heures	
Paramètres intervenant dans le calcul de la variation des propriétés			
Densité		Viscosité dynamique	
ρ_{po} :	5 m ³	μ_{po} :	0.0015 m/s
T° :	0°C (273K)	T° :	0°C (273K)
$C1$:	0.18017	$C3$:	8.66599
$C2$:	2.81×10^{-6}	$C4$:	-63.2603

Les équations 4.48 et 4.49 donnent, pour le pétrole considéré:

Densité:

$$\rho_p = \rho_{p0} + (0.18017) \cdot F_v - (2.81 \times 10^{-6}) \cdot (T^\circ) \quad [6.2]$$

Viscosité dynamique:

$$\mu_p = \mu_{p0} + \exp((8.66599) \cdot F_v) \exp\left(-63.2603 \cdot \left(\frac{1}{T^\circ}\right)\right) \quad [6.3]$$

La Figure 6.13 présente l'évolution de la densité et de la viscosité en fonction de l'évaporation pour une température environnementale de 0°C.

La correspondance entre les valeurs mesurées et celles simulées est correcte, compte tenu du haut niveau d'empirisme impliqué; il s'agit en fait d'un ajustage de courbes empiriques plutôt que d'un travail de modélisation.

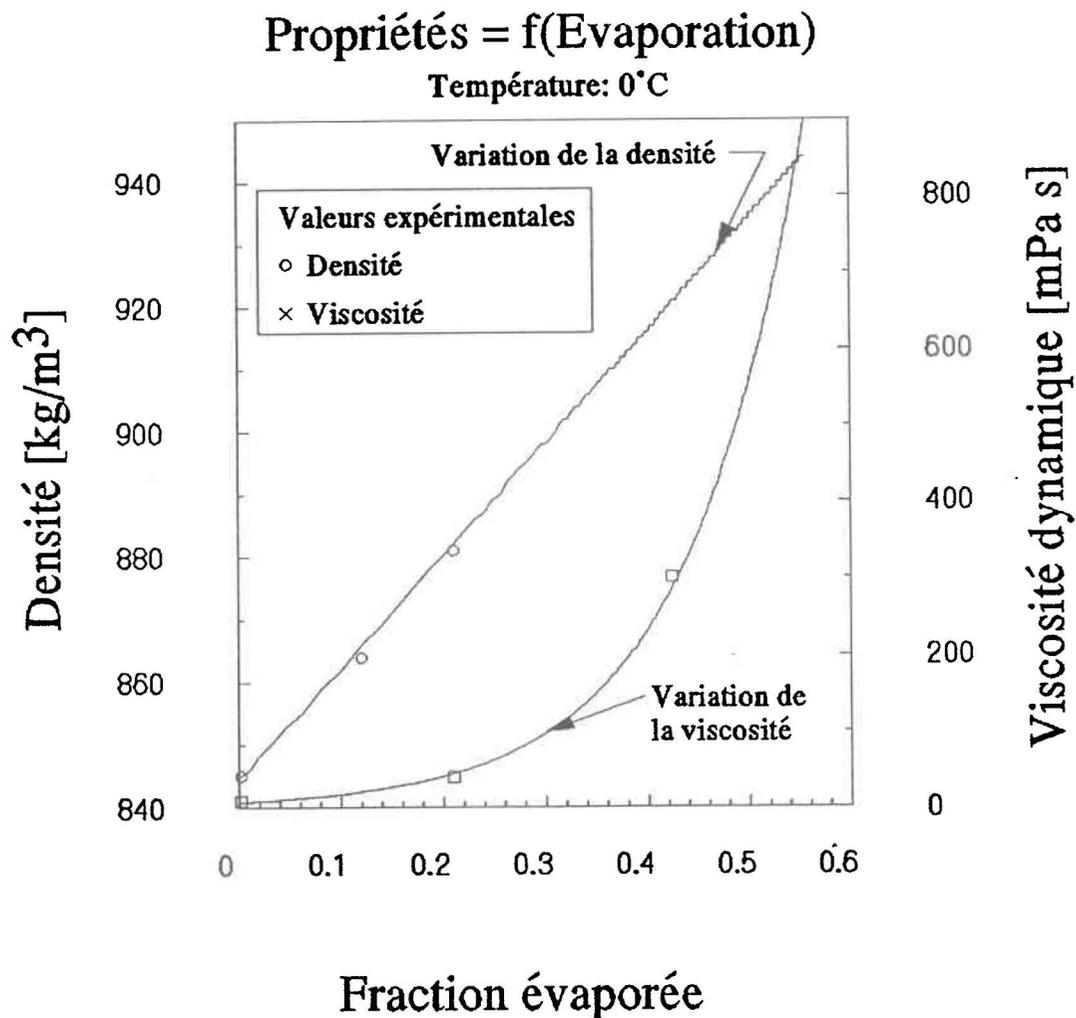
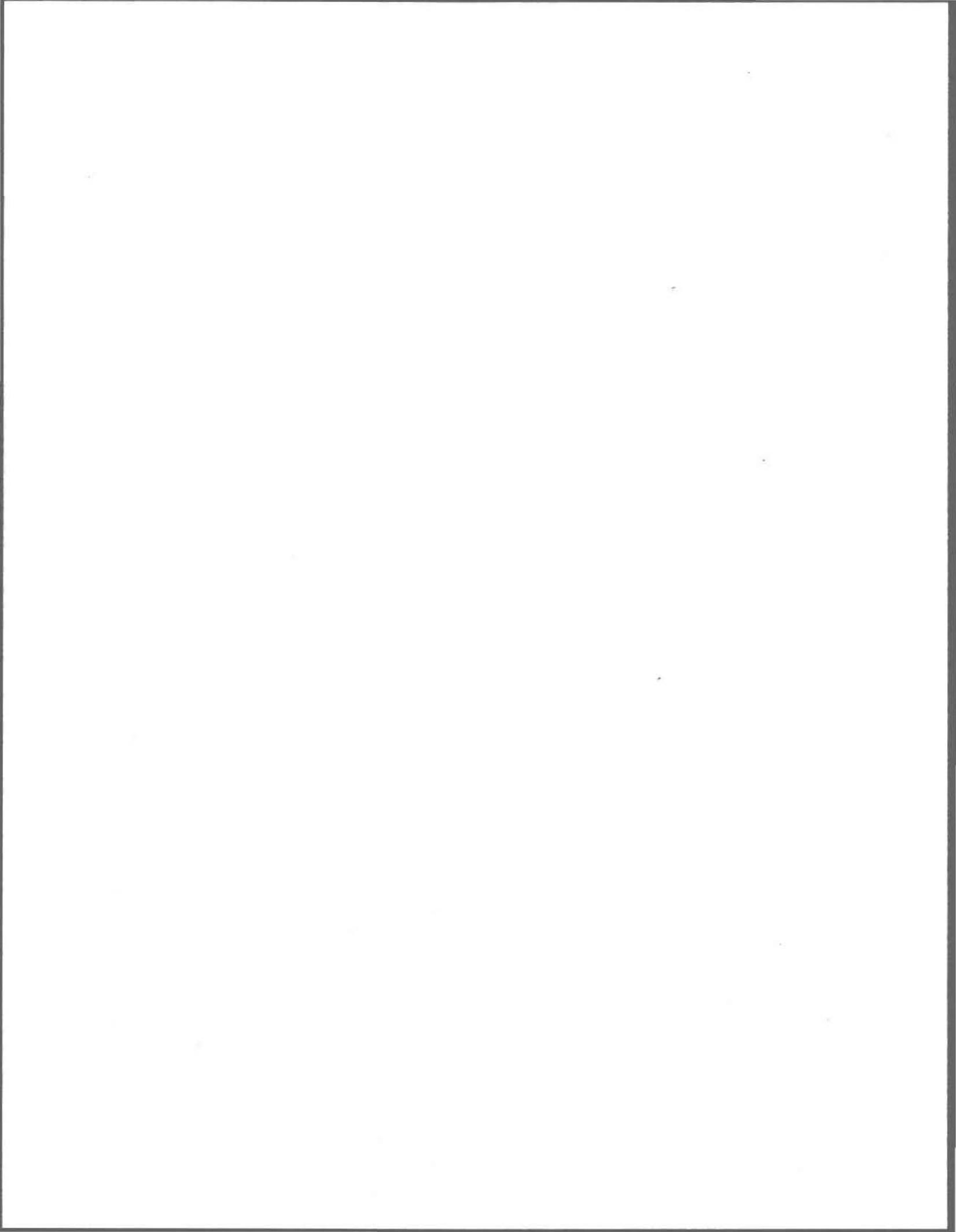


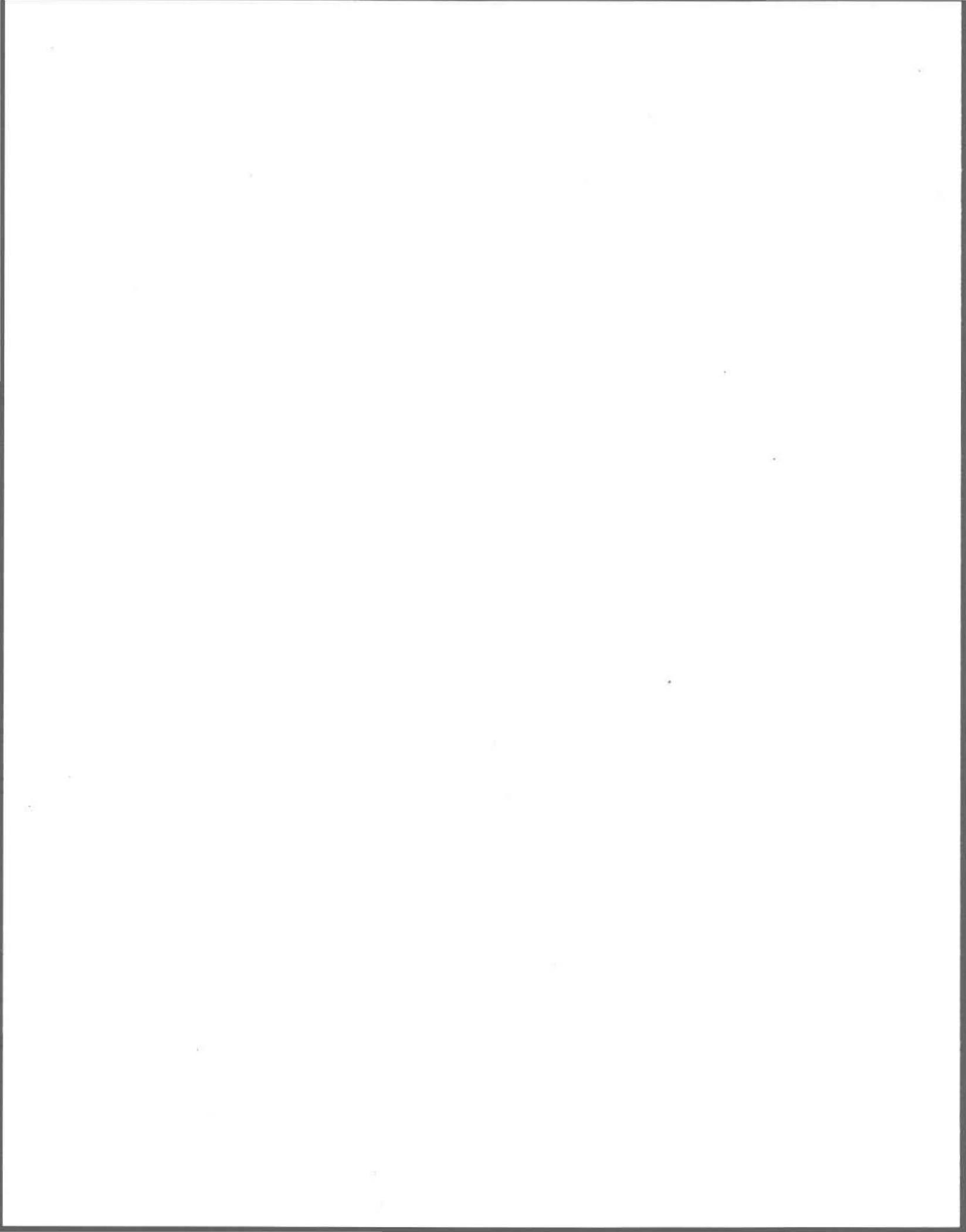
Figure 6.13 Variation de propriétés physiques en fonction de l'évaporation (test 5).

Note: Température ambiante: 0°C;
Pétrole brut de type "Norman Wells".



CHAPITRE 7

CONCLUSION



7 CONCLUSION

7.1 Effort de modélisation

Rappelons que l'objectif global du présent mémoire était d'élaborer un modèle numérique permettant de simuler le déversement de pétroles en milieu fluvial. Le cadre de développement informatique était le logiciel PANACHE, qui présente une interface graphique ainsi que des algorithmes de résolution appropriés.

Dans l'ensemble, le modèle réalisé (DEVERSIM) répond aux principales interrogations soulevées au début de ce travail; il fournit des informations sur la localisation de la nappe déversée, l'évolution temporelle de son bilan de masse ainsi que l'identification des zones d'impacts aux berges. Les processus pris en compte sont ceux présentant le plus d'influence dans les heures suivant un déversement:

- transport par courants et vent;
- étalement physique du produit déversé;
- perte de masse par évaporation;
- évolution temporelle de la densité et de la viscosité;
- traitement des impacts aux berges.

Il importe également de souligner l'apport particulier du présent mémoire au niveau de la description de la propagation d'une nappe de pétrole flottante. Ainsi, dans le domaine particulier des modèles d'étalement physique du pétrole, les travaux

réalisés s'attachèrent au traitement numérique des lois de comportement de ce phénomène déjà établies par d'autres. La revue bibliographique a permis d'identifier les points forts et faibles des différentes approches existantes et de dégager quelques aspects importants dont l'intégration à l'intérieur d'un même traitement numérique était susceptible de mener à un modèle original et performant.

Mentionnons notamment les points suivants:

- Comme le modèle de Fay (1971), tenir compte des forces impliquées dans l'étalement et les trois régimes selon lesquelles elles se combinent, mais sans avoir les limitations reliées au milieu récepteur "idéal", sans turbulences (nappe circulaire, régimes d'étalement appliqués en fonction de temps critiques indépendants du milieu récepteur, épaisseur de la nappe spatialement constante).
- Comme le modèle de Mackay *et al.*, (1980), utiliser l'aspect tridimensionnel, qui offre une meilleure représentativité physique, pour contrôler les caractéristiques d'étalement de la nappe, mais en minimisant l'importance des contraintes reliées à la distribution de masse initiale en deux sous-nappes, l'étalement de ces dernières en fonction de lois hautement empiriques et l'hypothèse d'un milieu récepteur "idéal".
- Comme les modèles d'Ahlstrom (1975) et celui de Venkatesh (1988), utiliser l'approche lagrangienne pour décrire adéquatement la propagation d'une nappe dans un milieu naturel, mais raffiner le traitement de l'étalement physique de façon à inclure l'étalement initial contrôlé par la gravité et à éviter l'utilisation de la notion de temps critique théorique marquant la cessation de l'étalement.

Ces objectifs particuliers ont été atteints à l'aide d'un modèle mathématique basé sur l'équation classique de propagation d'un soluté par transport et diffusion où l'étalement du pétrole est représenté comme un mouvement dispersif supplémentaire. Des transformations mineures ont été apportées de façon à obtenir comme variable d'état du modèle, l'épaisseur locale d'une nappe d'un produit qui serait concentré en surface:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = - \frac{\partial E_p u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{\eta} \frac{\partial E_p}{\partial x_j} \right) + \frac{\phi}{\rho_p}$$

Ce modèle a été amené sous la forme dite de "Fokker-Planck", laquelle admet une solution par la méthode de marche au hasard à l'aide des équations de Itô.

Quelques points importants concernant ce modèle méritent d'être soulignés:

- Le modèle est résolu à l'aide d'une méthode de marche au hasard classique comprenant un traitement mixte eulérien/lagrangien. La distribution de particules représentant le pétrole peut donc être utilisée, à chaque pas de temps, pour évaluer l'épaisseur en tout point à l'intérieur de la nappe. Pour ce faire, chaque particule se voit assigner, dès l'injection, une masse que l'on assume répartie dans l'espace selon une distribution gaussienne dont l'emprise est typiquement d'un ordre de grandeur inférieure à celle de la nappe. La densité locale de particules autour du point à évaluer est donc primordiale et un algorithme de lissage diffusif est utilisé pour évaluer les apports de chaque particule représentant une influence appréciable à l'épaisseur totale du point considéré. Concernant cet algorithme, les tests effectués ont démontré que, pour

une dynamique conservative, la masse injectée était conservée à 99.8% après 12 heures de simulation (revoir à ce sujet la section 6.2).

- Les trois régimes d'étalement établis par Fay (1969, 1971) sont considérés par le biais de trois coefficients de dispersion produisant des résultats équivalents et qui sont incorporés, aux moments appropriés, au terme purement diffusif du modèle mathématique. Egalement, l'application des régimes d'étalement est contrôlée non-plus par des temps critiques établis théoriquement et indépendants du milieu récepteur, mais en fonction d'épaisseurs critiques fonction de l'égalité des forces marquant le passage d'un régime à l'autre.
- En choisissant les coordonnées du centre des distributions de masse des particules comme points d'évaluation des épaisseurs à l'intérieur de la nappe, il est possible d'attribuer à chaque particule le régime d'étalement qui lui convient en fonction de son épaisseur estimée. Ainsi, à un instant donné en cours de simulation, les trois régimes d'étalement peuvent être appliqués, mais à des particules différentes, en fonction de la position respective de celles-ci à l'intérieur de la nappe.

L'algorithme d'étalement a été testé pour des conditions de laboratoire en reproduisant, dans un premier temps, les résultats typiques du modèle de Fay (1969, 1971), soit l'application des trois régimes d'étalement à l'ensemble de la nappe uniquement selon les temps critiques appropriés. Les résultats démontrent la validité de l'approche lagrangienne puisque les taux d'étalement simulés à l'aide de

coefficients de dispersion sont très proches des taux théoriques. D'autre part, un test similaire fut réalisé en utilisant la notion d'épaisseurs critiques pour attribuer aux particules les régimes d'étalement appropriés. Les résultats démontrent que l'étalement de la nappe ainsi représenté ne présente plus les cassures de pente associées aux transitions d'un régime à l'autre, mais une progression continue fournissant cependant un résultat global comparable au modèle de Fay.

Un algorithme visant à évaluer l'évaporation du pétrole a été implanté et semble fournir d'excellents résultats, du moins à l'intérieur des limites imposées par les tests effectués, soit la reproduction de résultats expérimentaux obtenus en laboratoire. Egalement, cet algorithme, basé sur le modèle analytique d'évaporation développé par Stiver et Mackay (1984), est susceptible de fournir de bons résultats en milieux naturels puisque l'épaisseur y intervient directement et que l'on dispose, en cours de simulation, d'estimations de cette variable pour chaque particule.

Des algorithmes visant à simuler l'évolution temporelle de la viscosité et de la densité du pétrole ont également été implantés. Ils sont basés sur les équations empiriques proposées par Mackay *et al.* (1983) qui relient les valeurs à accorder à ces propriétés au degré d'évaporation du pétrole. Les constantes de calibration de ces équations sont fonction du type de pétrole considéré et doivent être évaluées au préalable. Des tests reproduisant des essais expérimentaux réalisés en laboratoire montrent une bonne prédiction de l'évolution temporelle de ces propriétés, mais la rareté de telles mesures expérimentales limite l'application des algorithmes à des pétroles bien "documentés".

Cette façon de représenter la propagation d'une nappe de pétrole est très souple en ce sens qu'elle n'impose aucune forme prédéterminée à la nappe, qui est libre de se déplacer selon les conditions particulières du milieu récepteur. L'étalement y est contrôlé au niveau des particules prises individuellement et non-plus en fonction de valeurs moyennes pour l'ensemble de la nappe. La cessation de ce processus d'étalement se produit lorsque l'épaisseur d'une particule atteint une valeur minimale, typiquement $1\mu\text{m}$. Ce modèle fournit une description de la propagation des pétroles déversés qui possède également la souplesse nécessaire pour considérer les processus advectifs et turbulents associés au milieu récepteur naturel.

7.2 Développements futurs

Cette section présente quelques fonctionnalités dont l'implantation dans le logiciel DEVERSIM rendrait celui-ci apte à correspondre aux besoins d'un plus grand nombre d'utilisateurs, au niveau de l'analyse de scénarios, mais aussi en situation de crise, où le logiciel doit être exploité en temps réel.

7.2.1 Dynamiques non-stationnaires

Si l'on considère les voies navigables où les risques d'un éventuel déversement de pétrole sont grands, la plupart de ces zones sont soumises à des dynamiques non-stationnaires, c'est-à-dire des cycles de marées. Par exemple, l'effet des marées sur l'hydrodynamique du fleuve Saint-Laurent provoque des inversions du sens de l'écoulement entre son embouchure et la région de Trois-Rivières. Le logiciel DEVERSIM devra donc être en mesure de traiter de telles dynamiques non-

stationnaires. Pour ce faire, le schéma algorithmique de résolution devra être modifié et inclure la mise à jour des conditions hydrodynamiques locales lorsque cela s'avère nécessaire.

7.2.2 Prise en compte des vents

Comme on l'a vu, l'importance du vent est majeure, notamment au niveau du transport de la nappe et de l'évaporation des composés d'hydrocarbures légers. Malgré cela, les données d'entrée concernant la description du vent sont actuellement des plus sommaires: sa direction ainsi que son intensité sont spécifiées au début et demeurent constantes en cours de simulation. Il serait avantageux d'envisager la superposition, sur le domaine de simulation, d'un champ de vitesses de vent, variable dans le temps et l'espace, spécialement dans les cas où le modèle est appliqué sur un large domaine ou pendant une longue période. Les prévisions météo pour le domaine concerné pourraient éventuellement être spécifiées au modèle en cas de déversement, et même être mises à jour par l'utilisateur en cours de simulation, si cela s'avérait nécessaire.

7.2.3 Conditions initiales

En ce qui concerne le déversement comme tel, les conditions initiales à partir desquelles une simulation débute sont actuellement les suivantes: l'utilisateur spécifie l'endroit où se produit le déversement, ainsi que la durée pendant laquelle le pétrole est "injecté" dans l'environnement. Le déversement peut être soit de durée finie, ou encore se produire en continu. Dans un contexte d'intervention, il serait approprié d'avoir la possibilité de démarrer la simulation à partir d'un état donné pouvant être

différent de l'état initial du déversement. Par exemple, à partir de documents visuels ou autres (ex.: photographies aériennes, estimations d'experts), l'utilisateur pourrait définir à l'écran, à l'aide d'une souris, la zone réelle affectée par la nappe et indiquer au modèle les estimations concernant la quantité de produit déversé, sa distribution spatiale, son bilan de masse et ses propriétés physiques. Le cas de déversements discontinus aurait également intérêt à être traité, particulièrement dans les zones soumises à des cycles de marées.

7.2.4 Aspects complémentaires

Selon le type d'outil recherché, plusieurs fonctionnalités supplémentaires pourraient être ajoutées avec profit au logiciel DEVERSIM. En effet, dans un contexte d'intervention en temps réel, la principale contrainte est le temps; l'outil d'aide à la décision devrait donc pouvoir être mobilisé à l'intérieur de délais extrêmement courts et représenter les processus les plus significatifs. Par contre, en tant qu'outil d'analyse (ex.: analyse de scénarios d'accidents potentiels) le modèle se doit d'offrir une grande précision dans la description du comportement d'une nappe de pétrole et permettre la simulation sur de longues périodes.

Modèles d'intervention:

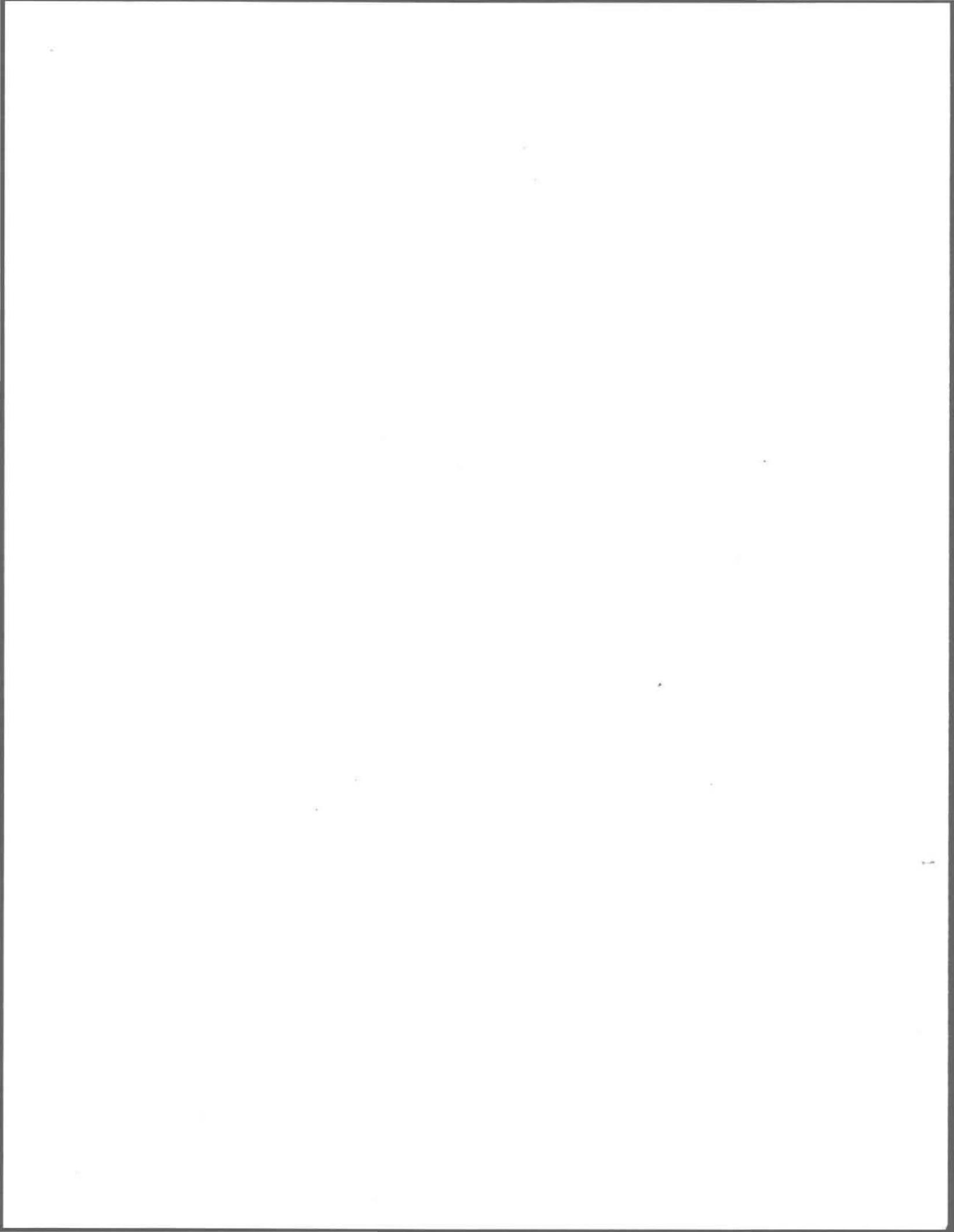
- Déversements en présence de glaces, incluant le type de glace, sa distribution, son épaisseur et sa densité;
- Traitement des impacts aux berges, incluant la spécification physique du type de berge, et le biota qu'elle supporte;

- Inclusion d'une base de données simple contenant l'ensemble des caractéristiques propres aux types de pétroles les plus couramment utilisés ou transportés dans le domaine de simulation considéré pour initialisation rapide des simulations.

Modèles d'analyse:

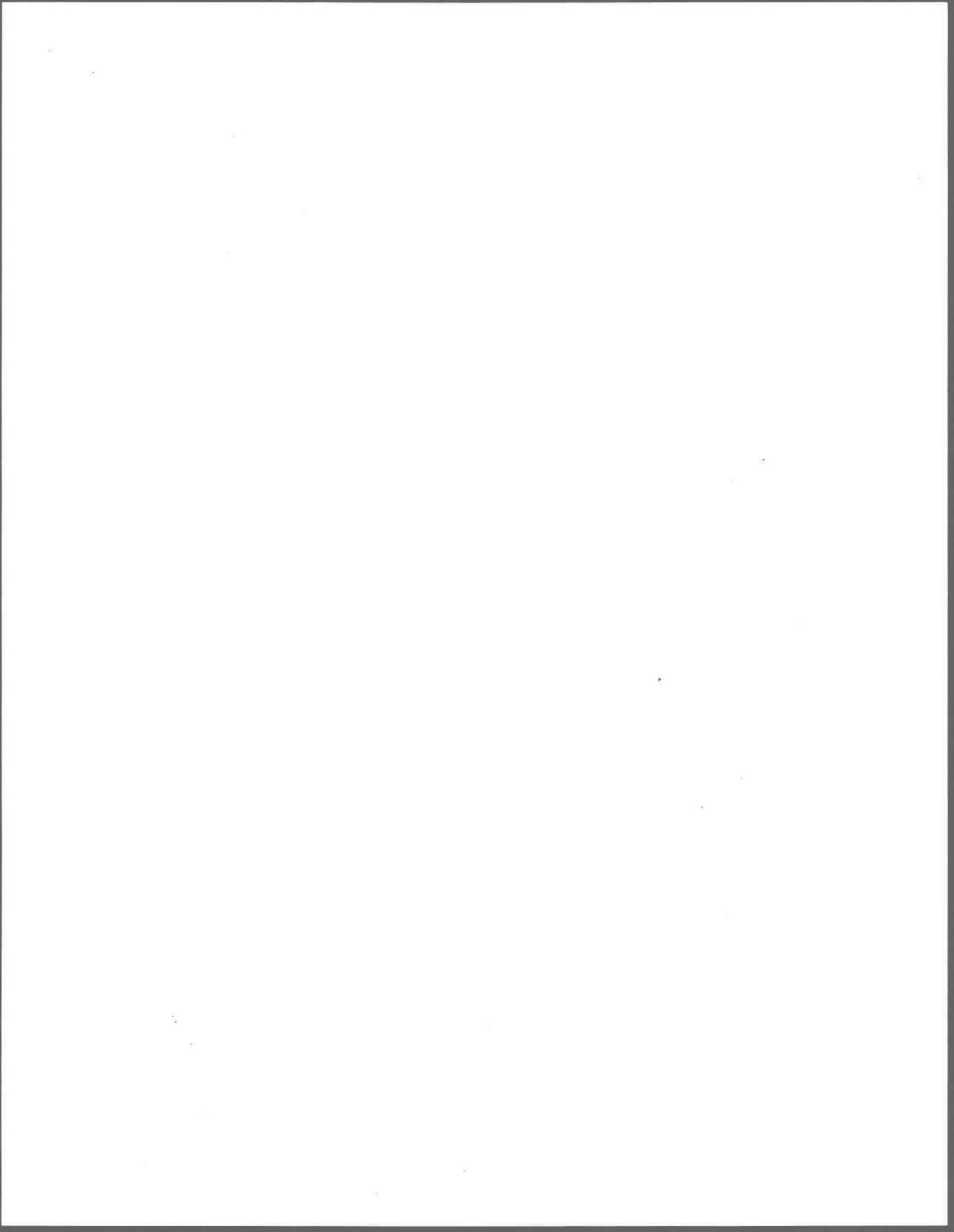
- Traitement des processus d'émulsification et de dissolution;
- Incorporation, en cours de simulation, des nouvelles estimations de densité dans le calcul des coefficients représentant l'étalement;
- Traitement de l'évolution temporelle des tensions de surface et de leur implication au niveau des taux d'étalement;
- Traitement de l'utilisation des dispersants;
- Implantation d'un filtre numérique permettant l'importation et le formattage requis de résultats hydrodynamiques de provenances diverses.
- Interaction avec des systèmes d'information géographique (SIG) permettant la construction d'indices de sensibilité en regard de divers aspects écologiques, récréo-touristiques et autres.

Mentionnons finalement que les progrès récents dans la simulation de l'hydrodynamique du Saint-Laurent permettent d'envisager de disposer d'un atlas courantométrique couvrant la totalité de son cours et fournissant des résultats d'une précision de l'ordre de 10%. Egalement, l'ensemble des stations météorologiques parsemant la vallée du Saint-Laurent permet la description et la prédiction adéquate des vents pour cette région. En ce qui concerne la rapidité de mobilisation, le niveau technologique actuel des micro-ordinateurs ainsi que les développements prévus à court terme rendent possible l'atteinte des objectifs visés.



CHAPITRE 8

BIBLIOGRAPHIE



8 BIBLIOGRAPHIE

8.1 Ouvrages cités

- AHLSTROM, S. W., (1975). A mathematical model for predicting the transport of oil slicks in marine waters, Battelle Pacific Northwest Laboratories, Richland, Washington, 70 p.
- ANONYME, (1989). Mémoire au comité d'examen public des systèmes de sécurité des navires citernes et de la capacité d'intervention en cas de déversements en milieu marin, Environnement Canada, 22p.
- AUDUNSON, T., DALEN, V., MATHISEN, J. P., HALDORSEN, J. et KROGH, F., (1980). SLICKFORCAST: A simulation program for oil spill emergency tracking, and long term contingency planning, Paper submitted to Petromar '80, Monaco, pp.513-542.
- BASSIN, J.J. et ICHIYE, T., (1977). Flocculation behavior of suspended sediments and oil emulsions, *J.Sedim. Petrol.*, 47, 2, pp.671-677.
- BLAIKLEY, D. R., DIETZEL, A. W., GLASS, A. W. et VanKLEEF, P. J., (1977). SLIKTRAK - A computer simulation of offshore spills, cleanup, effects and associated costs, Proceedings of the 1977 Oil Spil Conference, Publication 4284, American Petroleum Institute, Washington, D.C.
- BLOKKER, P. C., (1964). Spreading and evaporation of petroleum products on water, Proc. 4th International Harbor Conf., Antwerp, Belgique.
- BOBRA, M. et CALLAGHAN, S., (1990). A catalogue of crude oil and oil products properties (1990 version), Environmental Emergencies, Environnement Canada, Rapport EE-125, 541p.
- BUCHANAN, I. et HURFORD, N., (1988). Methods for predicting the physical changes in oil split at sea, Warren Springs Laboratory, Stevenage, Angleterre, Rapport LR 609 (OP)M, 35p.

- DAVIES, A. M., (1985). Application of a sigma coordinate sea model to the calculation of wind-induced currents, *Continent. Shelf Ressources.*, 4, pp.389-423.
- DOEBLER, H. J., (1966). A study of shallow water wind drift currents at two stations off the eastcoast of the U.S., U.S. Navy Underwater Sound Lab., Conn., Rapport USL 755.
- ECKMAN, V. W., (1905). On the influence of earth's rotation on ocean currents, *Ark. f. Mat., Astron. och Fysik*, 2, 11, pp.1-53.
- ELLIOTT, A. J., (1986). Shear diffusion and the spread of oil in the surface layers of the North Sea, *Dt. Hydrogr. Z.*39, pp. 113-137.
- FALLAH, M. H. et STARK, R. M., (1976). Random model of evaporation of oil at sea, *Sc.Tot. Environ.*, 5, pp.95-109.
- FANNELOP, T. K. et WALDMAN, G. D., (1971). The dynamics of slicks or creeping crude, Am. Institute of Aero. and Astro., New York, Rapport 71-4.
- FAY, J. A., (1969). The spread of oil slicks on a calm sea, *Oil on the Sea*, M.I.T., Cambridge, Massachusetts, pp. 53-63.
- FAY, J. A.,(1971). Physical processes in the spread of oil on a water surface, *Proc. of the Joint Conf. on Prevention and Control of Oil Spills*, American Petroleum Institute, Washington, D.C., pp.463-467.
- FISCHER, H. B., LIST, E. J., KOH, R. C. Y., IMBERGER, J. et BROOKS, N. H., (1979). *Mixing in inland and coastal waters*, Toronto, Academic Press Inc., 483p.
- GROTKOP, G., (1973). Finite element analysis of long period waves, *Comp. Meth. App. Res. Eng.*, 2.
- HARRISON, W., WINNICK, M. A., KWONG, P. T. Y. et MACKAY, D., (1974). Disappearance of aromatic and aliphatic components from small sea-surface slicks, *Env. Sci. Technol.*, 9, 3, pp.231-234.
- HOULT, D. P., (1969). *Oil on the sea*, Proc. of a symposium on the scientific and engineering aspects of oil pollution of the sea, M.I.T., Cambridge, Massachusetts, 113p.

- HUANG, J. C. et MONASTERO, F. C., (1982). Review of the state-of-the-art of oil spill simulation models, American Petroleum Institute, Washington, D.C.
- HUGHES, P. A., (1956). Determination of the relation between wind and sea-surface drift, *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, 82, pp.494-502.
- HUNTER, J. R., (1980). An interactive computer model of oil slick motion, Proc. Oceanology International '80, Offshore Environmental Systems Ltd., Farnham, Angleterre, pp.42-50.
- JEFFERY, P. G., (1973). Large scale experiments on the spreading of oil at sea and its disappearance by natural factors, Proc. Joint Conf. on prevention and control of oil spills, American Petroleum Institute, Washington, D.C., pp.469-474.
- KARPEN, J. et GALT, J., (1979). Modeling of oil migration in Puget Sound, Proc. of OCEAN '79, San Diego.
- KIRWAN, A. D., McNALLY, G., PAZAN, S. et WEST, R., (1979). Analysis of surface current response to wind, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, pp.402-412.
- KOLPACK, R. L., PLUTCHAK, N. B. et STEARNS, R. W., (1977). Fate of oil in a water environment, phase 2 - a dynamic model of the mass balance for released oil, American Petroleum Institute, Washington, D.C., Publication 4313.
- LANGE, P. et HUFNERFUSS, H., (1978). Drift response of monomolecular slicks to wave and wind action, *J. Phys. Oceanogr.*, 8.
- LECLERC, M., DHATT, G., ROBERT, J. L., TESSIER, J. C., SOULAIMANI, A., DUPUIS, P. et MATTE, Y., (1987). Modélisation des écoulements de l'archipel de Montréal par éléments finis: aspects divers de l'application, *Rev. Int. Sc. Eau*, 3, 2, pp.41-56.
- LECLERC, M., BOUDREAU, P. et BELZILE, L., (1990a). Etude d'impact d'avant-projet, phase 1, projet Ashuapmushuan - Modélisation numérique des habitats à ouananiche d'un tronçon représentatif (km68) de la rivière Ashuapmushuan. Pour le consultant principal Groupe Environnement Shooner Inc. et la Vice-présidence Environnement d'hydro-Québec, Rapport scientifique INRS-Eau N0 RS#316, 65p., 4 annexes.

- LECLERC M., BELLEMARE, J. F. et TRUSSARD, S., (1990b). Simulation hydrodynamique de l'estuaire supérieur du fleuve Saint-Laurent (Canada) avec un modèle aux éléments finis couvrant-découvrant, *Rev. Can. Gén. Civ.*, 17, 5, pp.739-751.
- LECLERC, M., DHATT, G. et BELLEMARE, J. F., (1990c). A finite element model of estuarian and river flows with moving boundaries, *Adv. Wat. Ressources.*, 4, 13, pp.158-168.
- LECLERC, M., BOUDREAULT, P., MONTMINY, M., MARTIN, G., BANTON. O., BENOIT, J. et CLEARY, L. (1991). Rapport #2: développement et validation analytique d'un modèle lagrangien de simulation de panache d'effluents, Rapport scientifique I.N.R.S.-EAU No RS#321, 158p.
- LEENDERTSE, J., (1967). Aspects of computational model for long-period water-wave propagation, Memorandum, RM-5294-PR, Rand Corporation.
- MACKAY, D. et MATSUGU, R., (1973). Evaporation rates of liquid hydrocarbon spills on land and water, *Can. J. Chem. Eng.*, Vol.3, pp.434-439.
- MACKAY, D. et LEINONEN, P. J., (1977). Mathematical model of the behaviour of oil spills on water with natural and chemical dispersion, Environment Protection Service, Environnement Canada, Rapport EPS-3-EC-77-19, 85p.
- MACKAY, D., BUIST, I., MASCARENHAS, R. et PATERSON, S., (1979) Experimental studies of dispersion and emulsion formation from oil slicks, Workshop on Physical Behaviour of Oil on the Marine Environment, Princeton Univ., pp.1.17-1.40.
- MACKAY, D., BUIST, I., MASCARENHAS, R. et PATERSON, S., (1980). Oil spill processes and models, Environnement Canada, Rapport EE-8, 89p.
- MACKAY, D., STIVER, W. et TEBEAU, P. A., (1983). Testing of crude oils and petroleum products for environmental purposes, Proc. of the '83 AMOP Oil Spill Conf., pp.331-337.
- MADSEN, O. S., (1977). A realistic model of the wind-induced eckman boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, pp.248-255.
- MATTSON, J. S. et GROSE, P. L., (1979). Modeling algorithms for the weathering of oil in the marine environment, Outer Continental Shelf Environmental Assessment Program, NOAA, Rapport final 499.

- McAULIFFE, C. D., (1976). Evaporation and solution of C1-C10 hydrocarbons from crude oils on the sea-surface, Proc. NOAA conf. on fate and effects of petroleum hydrocarbons in marine ecosystems and organisms, Seattle.
- MOORE, S., DWYER, R. L. et KATZ, A. M., (1973). A preliminary assessment of the environment vulnerability of Machias Bay, Maine, to oil super-tankers, M.I.T., Cambridge, Massachusetts, Rapport MITSG 73-6.
- MURRAY, S. P., (1972). Turbulent diffusion of oil in the ocean, *Limnol. Oceanogr.*, 17, 5, pp.651-660.
- MURRAY, S. P., (1982). The effects of weather systems, currents and coastal processus on major oil spills at sea. dans G. Kullenberg (Ed.), *Pollutant transfer and transport in the sea*, Vol. 2, CRC Press, Boca Raton, Floride, pp.169-228.
- NIHOUL, J. C. J., (1983/1984). A non-linear mathematical model for the transport and spreading of oil slicks, *Ecol. Mod.*, 22, pp.325-339.
- OKUBO, A., (1967). The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source, *Int. J. Oceanol. Limnol.*, 1, 3, pp.194-204.
- OUELLET, Y., DUPUIS, P. et SOULAIMANI, A., (1986). Modélisation d'un écoulement tourbillonnaire en régime permanent, *Rev. Can. Gén. Civ.*, 13, pp.310-318.
- PATEL, J. R., MASCARELLA, S. W., OVERTON, E. B. et LASETER, J. L., (1979). Monitoring the photo-oxydation of crude oil by a gas chromatography-mass spectrometry system: extracted ion current profiles of dibensothiphene and their sulfoxydes, Proc. 27th Annual Conf. on mass spectrometry and allied topics, Seattle, Washington.
- PELLETIER, E. (1988). Oil spill in the St-Lawrence estuary: a preliminary approach to a risk estimation model, M. I. El-Sabh et T. S. Murty (Eds.), *Natural and Man-Made Hazards*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, pp.554-568.
- RUGGLES, K. W., (1970). The vertical mean wind profile over the ocean for light to moderate winds, *J. Appl. Meteorol.*, 9, pp.389-395.

- SAHOTA, H. S., RIZKALLA, A. S. et TAM, Y., (1978). A numerical model for the simulation of the behaviour of an oil spill over open waters, Atmospheric Dynamics Corporation, Elmira, Ontario, pp.51-83.
- SAMSON, B., (1988). Le Saint-Laurent et les brutes du brut, *L'actualité*, 1, pp.70-71.
- SCHWARTZBERG, H. G., (1971). The movement of oil spills, Proc. of Joint Conf. on Prev. and Cont. of Oil Spills, American Petroleum Institute, Washington, D.C., pp.489-494.
- SHEMDIN, O. H., (1973). Modeling of wind induced current, *J. Hydr. Res.*, 11, 3, pp.281-297.
- SPAULDING, M. L., (1988). A state-of-the-art review of oil spill trajectory and fate modelling, *Oil Chem. Poll.*, 4, pp.39-55.
- STIVER, W. et MACKAY, D., (1984). Evaporation rate of spills of hydrocarbons and petroleum mixtures, *Environ. Sci. Technol.*, 18, pp.834-840.
- STOLZENBACH, K. D., MADSEN, O. S., ADAMS, E. E., POLLACK, A. M. et COOPER, C. K., (1977). A review and evaluation of basic techniques for predicting the behavior of surface slicks, M.I.T., Cambridge, Massachusetts, Rapport MITSG 77-8.
- SYDOR, M., (1978). Etude d'un modèle bidimensionnel pour le fleuve Saint-Laurent, Environnement Canada, Rapport 16, 99p.
- SYDOR, M. et FINGAS, M., (1981). Elaboration d'un modèle de déversement d'hydrocarbures pour le Saint-Laurent, Environnement Canada, collection des rapports techniques, Etude 116, 26p.
- TAYFUN, M. A. et WANG, H., (1973). Monte Carlo simulation of oil slick movements, *J. Waterways Harbors Coastal Eng. Div.*, 99, WW3, pp.309-324.
- TAYLOR, C. et DAVIS, J. M., (1975). Tidal and long wave propagation: a finite element approach, *Computer Fluids*, 3.
- TEESON, D., WHITE, F. M. et SCHENCK, H., (1970). Studies of the simulation of drifting oil by polyethylene sheets, *Ocean Eng.*, 2, pp.1-11.

- THOMPSON, A. F. B. et GELHAR, L. W., (1990). Numerical simulation of solute transport in three-dimensionnal, randomly heterogeneous porous media, *Wat. Ressources. Res.*, 26, 10, pp.2541-2562.
- TSAHALIS, D. T., (1979). Theoretical and experimental study of wind and wave-induced drift, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 6, pp.1245-1257.
- VENKATESH, S., (1988). The oil spill behaviour model of the canadian atmospheric environment service part 1: theory and model evaluation, *Atmosphere-Ocean*, 26, Canadian Meteorological and Oceanographic Society, pp.93-108.
- WALTER, R. A. et CHENG, R. T., (1980). Accuracy of an estuarine hydrodynamic model using smooth elements, *Wat. Ressources. Res.*, 16, 1, pp.187-195.
- WANG, H., YANG, W. C. et HUANG, C. P., (1976). Modelling of oil evaporation in aqueous environment, *Ocean Eng. Engineering*, Département de génie civil, Univ. du Delaware, Rapport 7.
- WANG, H. et HUANG, C., (1979). The effect of turbulence on oil emulsification, Proc. Workshop on the physical behavior of oil in the marine environment, Princeton University, Ile du Prince-Edouard.
- WHEELER, R. B., (1978). The fate of petroleum in the marine environment, EXXON production research company, Rapport spécial.
- WILLIAMS, G. N., HANN, R. et JAMES, W. P., (1975). Predicting the fate of oil in the marine environment, Proc. Joint Conf. on prevention and control of oil spills, American Petroleum Institute, Washington, D.C.
- WU, J., (1975). Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, 68, pp.49-70.

8.2 Ouvrages consultés

- AKIYAMA, T. N., BABA, H., MITSUMORI, S., KOIDE, K., (1980). Experimental study of the initial stage of oil spread on calm water, *J. Chem. Eng. Japan*, 13, 5, pp.417-419.

- ALLEN, C. M., (1982). Numerical simulation of contaminant dispersion in estuary flows, *Proc. R. Soc. Lond.*, A381, pp.179-194.
- BIEN, W., (1975). Modelling oil slick movement, Environment Protection Service, Environnement Canada, Rapport soumis par le Département de géographie, University of Waterloo, 19p.
- BISHOP, J. M., (1979). A note on surface wind-driven flow, *Ocean Eng.*, Vol.6, Great Britain, Pergamon Press, pp.273-284.
- BOUFFARD, G., CADRIN, G. et LESSARD, M., (1989). Un an après le déversement du CZANTORIA...quoi de neuf?, Rapport du Groupe d'Initiatives et de Recherches Appliquées au Milieu, Cégep de Lévis-Lauzon, 30p.
- BUCHANAN, I. et HURFORD, N., (1987). Results of the forties fate trial, Warren Springs Laboratory, Stevenage, Angleterre, Rapport LR 671 (OP)M, 40p.
- FALLAH, M. H. et STARK, R. M., (1976). Random drift of an idealized oil patch, *Ocean Eng.*, Vol. 3, Great Britain, Pergamon Press, pp.83-97.
- HESS, K. W. et KERR, C. L., (1979). A model to forecast the motion of oil on the sea, *Proc. of the Joint Conf. on Prevention and Control of Oil Spills*, pp.653-663.
- HURFORD, N., (1988). The behaviour of flotta and forties crude oils: results of small-scale sea trials, Warren Springs Laboratory, Stevenage, Rapport LR 699 (MPBM), 13p.
- KREYSZIG, E., (1983). *Advanced engineering mathematics*, Toronto, John Wiley & Sons, 998p.
- LARSSON, R., (1986). Coriolis generated secondary currents in channels, *J. Hydraulic Eng.*, 112, 8, pp.750-770.
- LEHR, W. J., CEKIRGE, H. M., FRAGA, R. J. et BELEN, M. S., (1984). Empirical studies of the spreading of oil spills, *Oil Petrochem. Poll.*, 2, pp.7-11.
- LYNCH, B. W. J., (1987). Fate of crude oil at sea. Results of experiments using a laboratory test tank and free floating rings at sea, Warren Spring Laboratory, Stevenage, Rapport LR 598 (OP)M, 35p.

- MACKAY, D. et McAULIFFE, C. D., (1988). Fate of hydrocarbons discharged at sea, *Oil Chem. Poll.*, 5, pp.1-20.
- O'BRIEN, J. A., (1971). Wind tunnel experiments on oil slick transport, *J. Hydr. Res.*, 9, 2, pp.197-215.
- PELLETIER, E., (1987). La marée noire: les déversements de pétrole en milieu marin subarctique, *Interface*, 8, 1.
- RIYAZ, A. F. et MILGRAM, J. H., (1979). The effects of surface phenomena on the spreading of oil on water, M.I.T., Cambridge, Massachusetts, Rapport MITSG 79-31, 70p.
- SHUKLA, D. K. et STARK, R. M., (1974). Random movement of oil patches, *Sc. Tot. Env.*, 3, pp.117-125.
- SIRON, R., PELLETIER, E. et BROCHU, C., (1991). Suivi d'une contamination pétrolière accidentelle dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent: le cas de l'île-aux-grues, *Wat. Poll. Res. J. Can.*, 26, 1, pp.61-86.
- TEBEAU, P. A., (1982). Development and calibration of an oil spill behavior model, U.S. Department of Transportation, Washington, D.C., Rapport CG-D-27-83, Rapport CG-D-27-83, 57p.
- THOMAS, J. H., (1975). A theory of steady wind-driven currents in shallow water with variable eddy viscosity, *J. Phys. Oceanogr.*, 5, pp.136-142.
- THORPE, S. A., (1984a). A model of the turbulent diffusion of bubbles below the sea surface, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, pp.841-854.
- THORPE, S. A., (1984b). On the determination of K_v in the near-surface ocean from acoustic measurements of bubbles, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, pp.855-863.
- TOMCZAK, G., (1964). Investigations with drift cards to determine the influence of the wind in surface currents, *Studies on Oceanography*, University of Washington Press, Seattle, pp.129-139.
- VAN DORN, W. G., (1953). Wind stress on an artificial pond, *J. Mar. Res.*, 12, 3, pp.249-276.
- VENKATESH, S., (1988). Model simulations of the drift and spread of the Exxon Valdez oil spill, *Atmosphere-Ocean*, 26, 1, pp.93-108.

WAITE, M., PRATA, S. et MARTIN, D., (1989). C primer plus, Indiana, Howard W. Sams & Company, 558p.

WANG, H., CAMPBELL, J. R. et DITMARS, J. D., (1976). Computer modeling of oil drift and spreading in Delaware Bay. *Ocean Eng.*, Département de génie civil, Univ. du Delaware, Rapport 5.

WITTEN, A. J. et THOMAS, J. H., (1976). Steady wind-driven currents in a large lake with depth-dependent eddy viscosity, *J. Phys. Oceanogr.*, 6, pp.85-92.

WU, J., (1969). Wind stress and surface roughness at air-sea interface, *J. Geogr. Res.*, 74, No.2, pp.444-455.



