
UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
ÉCOLE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE DE MARSEILLE

T H È S E

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX MARSEILLE II

Discipline : MÉCANIQUE
Option : FLUIDES

Présentée et soutenue publiquement

par

Ouafae EL GANAOU
Ingénieur

Le 28 mars 2002

**MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE SÉDIMENTAIRE POUR LES
TRANSFERTS DES RADIONUCLÉIDES DANS LES COURS D'EAU**

M H. MÉTIVIER (*Professeur, IRSN, Clamart*)
M F. ANSELMET (*Directeur de recherches CNRS, IRPHE, Marseille*)
M. D. D. ADAMS (*Professeur, Université de Plattsburgh, New York*)
M C. MIGNIOT (*Professeur, retraité, Paris*)
M H. PEERHOSSAINI (*Professeur, École Polytechnique, Nantes*)
Mme M. AMIELH (*Chargée de recherches CNRS, IRPHE, Marseille*)
M P. BOYER (*Ingénieur, IRSN, Cadarache*)

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Invitée
Invité

Remerciements

Je remercie M. J. C. Gariel de m'avoir bien accueillie dans son service

M. P. Santucci m'a intégrée au sein de son laboratoire, je tiens à saluer sa personnalité à la fois sympathique, sérieuse et surtout modeste, il s'est toujours soucié du bon déroulement de ce travail, m'a encouragée, conseillée et aidée, merci encore Pascal.

Un grand merci à M. H. Métivier, qui est toujours présent pour aider les thésards et encourager leurs recherches. Il a accepté sans aucune hésitation de participer à mon jury de thèse.

M. C. Migniot, je me considère chanceuse d'avoir croisé votre chemin, je vous remercie car grâce à vous j'ai beaucoup appris, vous m'avez orientée et conseillée le long de cette étude. Je n'oublierai pas votre premier conseil " il faut mettre la main à la vase pour faire de la sédimentation" c'est ce que j'ai fait !

Je remercie également, M D. Adams et M. H. Peerhossaini d'avoir accepté, sans hésitation, d'être rapporteurs de ce travail.

M. C. Grenz, a mis à ma disposition le canal à courant dont dispose le centre Océanologique de Marseille ; il m'a permis ainsi de démarrer la partie expérimentale de mon travail. Je te remercie Christian pour ton aide ainsi que toute ton équipe qui m'a toujours bien reçue et efficacement aidée.

Mme F. Eyrolle, m'a appris la rigueur dans les préparations des mesures au laboratoire et m'a toujours bien accueillie, je te remercie Fred.

M. F. Anselmet, mon directeur de thèse a su encourager mes démarches et mes propositions d'orientation du travail durant cette étude, m'a toujours bien reçue, bien écoutée, je te remercie vivement Fabien.

Mme M. Amielh a participé à l'encadrement de ce travail, je te remercie Mumu pour ta gentillesse, ta sympathie et ta contribution au bon déroulement de ma thèse.

M. P. Boyer a participé, également, à l'encadrement de ce travail, je te remercie Patrick pour ta sympathie et ton aide.

Mon travail de thèse s'est déroulé dans une très bonne ambiance notamment lors de mes missions terrain, je pense à Vincent, Alain, Remy, Marcel et tous les techniciens du SERNA7 et SERLAB que je remercie sincèrement.

Au sein du SERLAB, j'ai passé d'agréables moments avec des personnes que je juge très sympathiques, serviables et compétentes, je pense à : Sylvie, Sophie, Juliette, Claudine, Héliane, Philippe, Christophe, Hervé, Guillaume, Laurent, Christian, Jean Michel, Benoît, Fabien et Vivien.

Madame Catherine Rommens et Messieurs : Baudin Jean Pierre, Bréchignac François, Louvat Didier, Deville-Cavellin Gérard, ont toujours été à mon écoute et m'ont beaucoup conseillée. Je vous remercie tous et espère collaborer avec des personnes comme vous plus tard.

<u>CHAPITRE I ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u>	<u>I-11</u>
I.1 OBJECTIFS DE L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	I-13
I.2 DÉFINITIONS RELATIVES À LA RADIOACTIVITÉ.....	I-13
I.3 PROCESSUS DE TRANSFERTS DE RADIOACTIVITÉ	I-18
I.4 LES MATIÈRES DANS UN COURS D'EAU	I-28
I.5 LES PRINCIPAUX PROCESSUS HYDROSÉDIMENTAIRES DES SÉDIMENTS COHÉSIFS	I-32
I.6 HYDRAULIQUE FLUVIALE.....	I-54
I.7 OBJECTIFS ET BESOINS D'UN MODÈLE DE QUALITÉ D'EAUX	I-64
I.8 MODÈLE TRIDIMENSIONNEL	I-65
I.9 MODÈLE BIDIMENSIONNEL VERTICAL	I-68
I.10 MODÈLE BIDIMENSIONNEL HORIZONTAL	I-71
I.11 MODÈLE MONODIMENSIONNEL	I-73
I.12 RÉCAPITULATIF SUR LA MODÉLISATION.....	I-74
I.13 ORIENTATION DU TRAVAIL SUITE AUX CONCLUSIONS DE L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	I-74
<u>CHAPITRE II PRÉSENTATION DU CODE TRACE.....</u>	<u>II-77</u>
II.1 OBJECTIFS.....	II-79
II.2 MODÈLE HYDRAULIQUE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-80
II.3 MODÈLE SÉDIMENTAIRE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-81
II.4 MODÈLE RADIOÉCOLOGIQUE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-84
II.5 RÉOLUTION NUMÉRIQUE	II-85
II.6 PARAMÈTRES SÉDIMENTAIRES DU MODÈLE	II-98
<u>CHAPITRE III PARAMÉTRISATION DES FLUX DE DÉPÔT ET D'ÉROSION</u>	<u>III-99</u>
III.1 OBJECTIFS	III-101
III.2 DESCRIPTION DU CANAL À COURANT ET DE SA SECTION TEST	III-101
III.3 PROTOCOLE DE MESURE DU FROTTEMENT.....	III-103
III.4 PROTOCOLE DE L'EXPÉRIENCE DE REMISE EN SUSPENSION.....	III-110
III.5 RÉSULTATS D'APPLICATION AUX SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL BRL	III-111
III.6 MODÉLISATION DE L'EXPÉRIENCE DE REMISE EN SUSPENSION PAR LE MODÈLE EROD.	III-114
III.7 VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE L'ALGORITHME DE CALAGE	III-120
III.8 COHÉRENCES DU MODÈLE AVEC LES PARAMÈTRES PHYSIQUES	III-124
III.9 CONCLUSION DU CHAPITRE	III-130
<u>CHAPITRE IV CARACTÉRISATION DES PARTICULES EN SUSPENSION.....</u>	<u>IV-131</u>
IV.1 OBJECTIF	IV-133
IV.2 MATÉRIELS ET PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	IV-133
IV.3 MODÉLISATION DE LA DÉCANTATION DANS LA COLONNE D'EAU	IV-138
IV.4 RÉSULTATS DES CAMPAGNES DE PRÉLÈVEMENT RÉALISÉES DANS LE RHÔNE AVANT L'ENTRÉE DU CANAL BRL	IV-141
IV.5 CARACTÉRISATION DE LA CHARGE INITIALE PAR CLASSE DE PARTICULES	IV-145
IV.6 MÉTHODE DE CALAGE MODÈLE / EXPÉRIENCE.....	IV-152

IV.7 COMMENTAIRES.....	IV-154
IV.8 PROCESSUS DOMINANTS SELON LES VITESSES DE L'ÉCOULEMENT.....	IV-155
IV.9 COMPARAISON DE LA GRANULOMÉTRIE DES EXPÉRIENCES DE REMISE EN SUSPENSION ET DE DÉCANTATION.....	IV-156
IV.10 CONCLUSION DU CHAPITRE.....	IV-157

CHAPITRE V CAS TEST DE VALIDATION ET APPLICATION AU CANAL BAS RHÔNE LANGUEDOC..... V-159

V.1 OBJECTIFS.....	V-161
V.2 COMPARAISON ENTRE LES APPROCHES MULTI-CLASSES ET GLOBALE POUR LA COLONNE D'EAU.....	V-162
V.3 COMPARAISON ENTRE APPROCHE MULTI-CLASSES ET APPROCHE GLOBALE POUR LES SÉDIMENTS DE FOND.....	V-165
V.4 DESCRIPTION DES CAMPAGNES DE PRÉLÈVEMENTS DES SÉDIMENTS DU FOND DU CANAL BRL V-168	
V.5 PREMIÈRE CAMPAGNE DE PRÉLÈVEMENTS	V-171
V.6 DEUXIÈME CAMPAGNE DE PRÉLÈVEMENTS.....	V-175
V.7 SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....	V-178

CHAPITRE VI CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES VI-187

INTRODUCTION

En France, 70 % des centrales électronucléaires sont installées au bord de fleuves ou de rivières. Elles y rejettent, en accord avec la législation en vigueur, des effluents liquides faiblement radioactifs. Un intérêt particulier quant à l'évaluation de leur impact sur la contamination des eaux douces, milieu vital pour tout un écosystème (*poissons, plantes, animaux, hommes...*), permet d'identifier au mieux le site adéquat et les installations nécessaires pour réduire autant que possible toute nuisance à l'environnement.

L'évolution enregistrée depuis 30 ans pour les rejets des installations nucléaires du cycle du combustible est incontestablement à la baisse. Cependant, il est nécessaire de minimiser l'impact de ces rejets sur l'environnement en privilégiant les déchets solides et en assurant la dispersion maximale des effluents gazeux et liquides ; telles sont les orientations de la politique des Autorités pour assurer une radioprotection satisfaisante.

L'une des principales activités de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (**IRSN**), où le présent travail s'est déroulé, est de développer des modèles de transfert des radionucléides dans l'environnement (*eau, sol, plante ...*). Ce travail vise principalement la prise en compte de la dynamique sédimentaire dans la modélisation des transferts dans les milieux aquatiques et, à montrer explicitement l'influence de celle-ci sur l'impact radioécologique.

Le but est de proposer une modélisation mécaniste, intégrant les différents processus d'échange de radioactivité entre les trois compartiments physiques d'un cours d'eau (*eau, matières en suspension et sédiments de fond*). Ces processus se résument en l'adsorption-désorption et le dépôt-érosion. Pour répondre à cette tâche et aux besoins de l'IRSN en terme de modélisation, le travail présenté ici s'articule en cinq chapitres :

Le premier chapitre présente une synthèse bibliographique concernant l'hydraulique, la dynamique sédimentaire en milieu marin et/ou fluvial et la radioécologie. L'objectif de ce chapitre est de mieux cerner la physique du problème et de rassembler les principales modélisations appliquées aux processus impliqués.

Il s'agit tout d'abord d'identifier le domaine commun aux trois thèmes : radionucléides, matières, eau. Cette action va aboutir, dans un contexte radioécologique, à l'identification et à la caractérisation des principaux processus physico-chimiques qui impliquent et qui lient ces trois compartiments.

Le deuxième chapitre présente le modèle radioécologique **TRACE** (*TRAnsferTs par Classe de matières dans les cours d'Eau*), développé en fonction des points importants soulevés dans le premier chapitre. La détermination des paramètres nécessaires pour le fonctionnement des sous-modèles sédimentaire et radioécologique nécessitait des expérimentations in situ et en laboratoire. À ce stade, il fallait alors définir des protocoles expérimentaux, et ce, pour une évaluation précise des paramètres lors de l'étude d'un site donné. L'effort a porté particulièrement sur la définition des termes liés à la dynamique sédimentaire (*tensions critiques d'érosion, taux d'érosion et vitesses de chute*).

La paramétrisation des flux de dépôt et d'érosion fait l'objet des troisième et quatrième chapitres. On y présente des expériences de remise en suspension réalisées dans le canal à courant du Centre Océanologique de Marseille (**COM**). Deux campagnes de prélèvement des sédiments du fond situés à l'entrée du canal **Bas Rhône Languedoc (BRL)** ont eu lieu.

Les différents paramètres trouvés sont utilisés au dernier chapitre de ce mémoire, le chapitre 5, afin d'étudier le comportement du code mis en oeuvre. Une application expérimentale et numérique du code sur le canal BRL conclut ce travail tout en laissant des perspectives pour sa poursuite.

Chapitre I Étude bibliographique

I.1 OBJECTIFS DE L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	I-13
I.2 DÉFINITIONS RELATIVES À LA RADIOACTIVITÉ.....	I-13
I.2.1 La radioactivité d'origine naturelle	I-14
I.2.2 La radioactivité d'origine artificielle	I-15
I.2.3 Réglementation	I-17
I.3 PROCESSUS DE TRANSFERTS DE RADIOACTIVITÉ	I-18
I.3.1 Dispersion au sein de chaque compartiment.....	I-18
I.3.2 Échanges de radioactivité entre la phase dissoute et les phases particulières.....	I-21
I.3.3 Échanges de radioactivité entre les matières en suspension et les sédiments de fond.....	I-27
I.4 LES MATIÈRES DANS UN COURS D'EAU	I-28
I.4.1 Principaux paramètres des matières.....	I-28
I.4.2 Principales classes des matières.....	I-30
I.5 LES PRINCIPAUX PROCESSUS HYDROSÉDIMENTAIRES DES SÉDIMENTS COHÉSIFS	I-32
I.5.1 Dispersion.....	I-32
I.5.2 Dépôt et érosion.....	I-32
I.5.3 Lois pour évaluer les flux de dépôt et d'érosion.....	I-33
I.5.4 Récapitulatif sur la modélisation des flux de dépôt et d'érosion.....	I-35
I.5.5 Détermination de la vitesse de chute des suspensions.....	I-36
I.5.6 Détermination des tensions critiques de dépôt.....	I-45
I.5.7 Consolidation des dépôts cohésifs.....	I-46
I.5.8 Détermination des tensions critiques d'érosion.....	I-52
I.6 HYDRAULIQUE FLUVIALE.....	I-54
I.6.1 Principaux éléments géométriques d'un cours d'eau	I-54
I.6.2 Écoulement dans les cours d'eau	I-55
I.6.3 Modélisation de base pour l'hydraulique fluviale.....	I-57
I.7 OBJECTIFS ET BESOINS D'UN MODÈLE DE QUALITÉ D'EAUX.....	I-64
I.8 MODÈLE TRIDIMENSIONNEL	I-65
I.8.1 Équations du modèle sédimentaire	I-66
I.8.2 Équations du modèle radioécologique.....	I-67
I.9 MODÈLE BIDIMENSIONNEL VERTICAL	I-68
I.9.1 Équations pour le modèle sédimentaire.....	I-68
I.9.2 Équations pour le modèle radioécologique.....	I-69
I.10 MODÈLE BIDIMENSIONNEL HORIZONTAL	I-71
I.10.1 Équations pour le modèle sédimentaire.....	I-71
I.10.2 Équations pour le modèle radioécologique.....	I-72
I.11 MODÈLE MONODIMENSIONNEL	I-73
I.11.1 Équations pour le modèle sédimentaire.....	I-73
I.11.2 Équations pour le modèle radioécologique.....	I-73
I.12 RÉCAPITULATIF SUR LA MODÉLISATION.....	I-74
I.13 ORIENTATION DU TRAVAIL SUITE AUX CONCLUSIONS DE L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	I-74
I.13.1 Conclusions	I-74
I.13.2 Orientation de l'étude	I-75

I.1 Objectifs de l'étude bibliographique

Dès lors qu'un effluent radioactif est introduit dans un cours d'eau, les radionucléides qui le composent vont être distribués entre et au sein des différents compartiments physiques du milieu : l'eau, les matières en suspension et les sédiments de fond.

Dans un cours d'eau, les radionucléides sont susceptibles d'exister sous une forme soluble, fixés sur les matières en suspension et fixés dans les sédiments de fond. Cette distribution est largement tributaire de l'état physico-chimique et de l'action et des interactions des différents composants du milieu.

A l'IRSN, dans le cadre de l'étude des transferts des radionucléides dans l'environnement, les travaux menés jusqu'à présent en terme de développement des modèles de transferts dans les cours d'eau intégraient la dispersion de l'activité dissoute. Or, pour tenir compte dans ces modèles des échanges entre les phases dissoutes et particulaires, il faut intégrer la dynamique sédimentaire dans les modèles développés et ce, afin de prévoir à la fois le transport des matières ayant adsorbé de la radioactivité et les éventuels échanges et transferts de masse entre les matières en suspension et les sédiments de fond. Cette prise en compte de la dynamique sédimentaire dans les modèles de qualité d'eau demeure inédite à l'IRSN.

C'est pour cela que l'étude bibliographique, qui fait l'objet de ce chapitre, a du être plus qu'approfondie pour mieux appréhender cette problématique et mettre en place les fondations du travail à réaliser au cours de cette étude.

Une des premières problématiques à aborder dans ce propos est de rappeler quelques définitions liées aux radionucléides, leurs caractéristiques, leurs provenances et la réglementation des rejets d'effluents liquides dans les cours d'eau et ce, avant de passer à l'étude de leurs interactions avec les matières et à la modélisation des processus mis en jeu.

I.2 Définitions relatives à la radioactivité

Les radionucléides sont des noyaux qui se transforment par désintégration en un autre nucléide. Ces désintégrations sont accompagnées d'émission de rayonnements sous forme de rayons alpha, bêta, gamma, ou X. L'activité d'un radionucléide exprime le nombre de désintégrations par unité de temps et se mesure en Becquerels ($1 \text{ Bq} = \text{une désintégration par seconde}$). L'ancienne unité de mesure de l'activité est le Curie ($1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$).

La période radioactive ou demi-vie est le temps nécessaire pour que la moitié de la quantité de radioactivité disparaisse par désintégration. Ainsi, les durées de vie des différents radionucléides sont très variables, de quelques millisecondes à plusieurs millions d'années.

La décroissance radioactive des activités est caractérisée par une constante de décroissance radioactive propre au radionucléide considéré. Cette constante est reliée à T, période radioactive, par la relation :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}.$$

Le tableau I.1 présente les caractéristiques de quelques-uns des principaux radionucléides rejetés par les installations nucléaires (Ancelin *et al*, 1979).

tableau I.1: Présentation des principaux radionucléides associés aux effluents liquides rejetés par les centrales électronucléaires

Radioélément	Élément stable associé	Période radioactive	Nombre de Bq pour 1 g
3_1H	1H	$12,34 \pm 0,002$ ans	$3,57 \cdot 10^{14}$
${}^{14}_6C$	${}^{12}C$	5730 ± 40 ans	$1,65 \cdot 10^{11}$
${}^{60}_{27}Co$	Co	$5,271 \pm 0,001$ ans	$4,18 \cdot 10^{13}$
${}^{90}_{38}Sr$	Sr	$28,15 \pm 0,10$ ans	$5,22 \cdot 10^{12}$
${}^{131}_{53}I$	I	$8,021 \pm 0,001$ jours	$4,60 \cdot 10^{15}$
${}^{134}_{55}Cs$	Cs	$2,066 \pm 0,001$ ans	$4,78 \cdot 10^{13}$
${}^{137}_{55}Cs$	Cs	$30,15 \pm 0,02$ ans	$3,20 \cdot 10^{12}$

Dans le milieu aquatique, la présence des radionucléides a de ce fait deux origines : l'une artificielle que nous venons de dénombrer, l'autre naturelle.

1.2.1 La radioactivité d'origine naturelle

Deux groupes d'éléments radioactifs peuvent être qualifiés de naturels, les radionucléides d'origine cosmique et tellurique.

– Radionucléides d'origine cosmique

Il s'agit d'éléments continuellement générés en haute atmosphère par interaction des rayons cosmiques. Ces derniers sont répertoriés en deux catégories :

La première est constituée des rayonnements d'origine galactique. Il s'agit de protons, de particules alpha, d'électrons, de positrons, de noyaux d'éléments plus lourds comme le fer, le nickel. Ces particules chargées, accélérées par les champs interstellaires, acquièrent des énergies très élevées, supérieures à 100 MeV.

La deuxième catégorie des rayonnements cosmiques est constituée de rayonnement d'origine solaire, les particules correspondantes varient en nombre et en énergie selon l'activité du soleil. Leur énergie dépasse rarement 100 MeV.

Les rayonnements cosmiques, quelle que soit leur origine, interagissent avec les noyaux présents dans l'atmosphère, donnant alors des particules élémentaires très variées et de nombreux radionucléides (3H , 7Be , ${}^{10}Be$, ${}^{14}C$, ${}^{32}P$, ${}^{33}P$, ${}^{22}Na$, ${}^{35}S$, ${}^{39}Cl$,...).

– Radionucléides d'origine tellurique

Les rayonnements d'origine tellurique sont émis par des radionucléides primaires, présents lors de la formation de la terre et dont la période est au moins égale à 300 millions d'années. Ce sont principalement ${}^{40}K$, ${}^{238}U$, ${}^{235}U$ et ${}^{232}Th$.

Le potassium 40 et le rubidium 87 se transforment par désintégration β en éléments stables.

Le thorium 232, l'uranium 238 et l'uranium 235 sont des émetteurs α qui donnent chacun, par filiation, une famille de descendants radioactifs, aboutissant au plomb stable. L'exposition externe due aux rayonnements telluriques est de $0,46 \text{ mSv an}^{-1}$

Remarque : L'effet des rayonnements ionisants sur les tissus vivant est exprimé en Sievert (Sv) (1mSv = 1millisievert = 0,001 Sv).

1.2.2 La radioactivité d'origine artificielle

La radioactivité d'origine artificielle provient de diverses sources : les essais d'explosions d'armes nucléaires réalisés dans l'atmosphère entre 1945 et 1980 avec des périodes de tirs intenses entre 1952-1954, 1957-1958 et 1961-1962, les retombées liées à l'accident survenu à la centrale de Tchernobyl en 1986, les rejets contrôlés d'effluents liquides faiblement radioactifs des installations nucléaires, les hôpitaux, ... (Charmasson, 2000).

Lors du fonctionnement normal d'un réacteur électrogène du type **REP (Réacteur à Eau Pressurisé** figure I.1), le flux neutronique génère trois formes de réactions nucléaires.

La principale est la fission du combustible :

Sous l'impact des neutrons, les noyaux d'uranium se scindent en noyaux plus petits, appelés produits de fission, ce qui libère l'énergie dite nucléaire.

La deuxième est l'activation neutronique des produits de corrosion des matériaux de structure, ainsi que des sous-produits du fonctionnement du réacteur.

La dernière produit des transuraniens par capture neutronique. La succession des trois barrières de sécurité que représentent la gaine des crayons de combustible, l'isolement du circuit primaire et l'enveloppe de confinement du réacteur permet de retenir ces produits radioactifs. Cependant, des pertes subsistent à différents niveaux et constituent, les effluents primaires généralement réutilisables d'une part, les effluents usés d'autre part. De ce fait, chaque catégorie d'effluents subit un traitement spécifique. Pour les centrales situées au bord des fleuves, les principaux produits d'activation sont ^3H , ^{60}Co , ^{58}Co , ^{54}Mn , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{124}Sb , ^{14}C . Les principaux produits de fission sont ^3H , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{90}Sr . Par traitement des eaux dans les centrales, la grande majorité de ces radionucléides est extraite et évacuée, sous forme de déchets solides. Il reste, néanmoins, une partie qui est stockée dans des cuves. Ces dernières sont vidangées périodiquement, dans le fleuve, dans la limite des normes de rejets, imposées par la législation en vigueur tableau I.1.

I.2.3 Réglementation

Les rejets d'effluents radioactifs sont obligatoirement soumis à autorisation. Tout prélèvement d'eau pour une installation nucléaire de base est également soumis à autorisation. A cet effet, un dossier de demande d'autorisation de rejet d'effluents gazeux et liquides et de prélèvement d'eau doit être constitué. Depuis le 4 mai 1995, la procédure administrative réglementaire est définie par le décret 95-540. Les rejets d'effluents liquides et gazeux des installations nucléaires de base, y compris les installations classées secrètes, sont autorisés par les arrêtés conjoints pris par les ministres en charge de la Santé, de l'Industrie et de l'Environnement. Ce décret permet de présenter un seul et même dossier de demande d'autorisation pour tous les rejets et les prélèvements d'eau d'une installation nucléaire.

Ces rejets se font dans des conditions bien déterminées, définies par différents décrets qui sont les suivants :

- Décret du 18 avril 1988, relatif aux principes généraux de protection contre les rayonnements ionisants.
- Arrêté du 10 août 1976 concernant les conditions et les autorisations de rejets d'effluents pour chaque type d'installation nucléaire, publié au Journal Officiel du 12 septembre 1976.
- Un décret particulier d'autorisation de rejets concernant chaque centrale nucléaire fixe un seuil d'activité de l'eau du fleuve qui ne doit pas être dépassé. La centrale détermine alors, en fonction du débit du cours d'eau et de l'activité du rejet, la quantité d'effluents qu'elle peut rejeter.
- Loi sur l'eau du 3 janvier 1992.

En plus de ces textes, il existe des normes ISO pour le matériel.

L'application de ces décrets est surveillée par l'Office de Protection contre les Rayonnements Ionisants (*OPRI*) sous la tutelle des ministères de la Santé et du Travail.

Des principes généraux, tels le stockage et l'analyse obligatoire de tous les effluents des circuits primaires et secondaires en laboratoire avant rejet dans l'environnement, s'appliquent aux effluents liquides des centrales. Des seuils à ne pas dépasser ont été mis en place : l'activité volumique ajoutée dans le fleuve est ainsi limitée obligatoirement à $0,8 \text{ Bq.l}^{-1}$, en moyenne quotidienne. Ceci est valable pour toutes les centrales françaises indépendamment de leur puissance et du nombre de leurs réacteurs. Cependant, l'expérience acquise sur toutes les centrales lors de la dernière décennie confirme que l'activité volumique moyenne mesurée est incontestablement à la baisse et reste largement inférieure à cette valeur seuil.

I.3 Processus de transferts de radioactivité

I.3.1 Dispersion au sein de chaque compartiment

La dispersion d'une concentration ou d'une substance dissoute dans un fluide cumule deux processus : le transport par la vitesse moyenne du fluide en mouvement et les diffusions moléculaire et turbulente. La figure I.2 schématise le processus de dispersion.

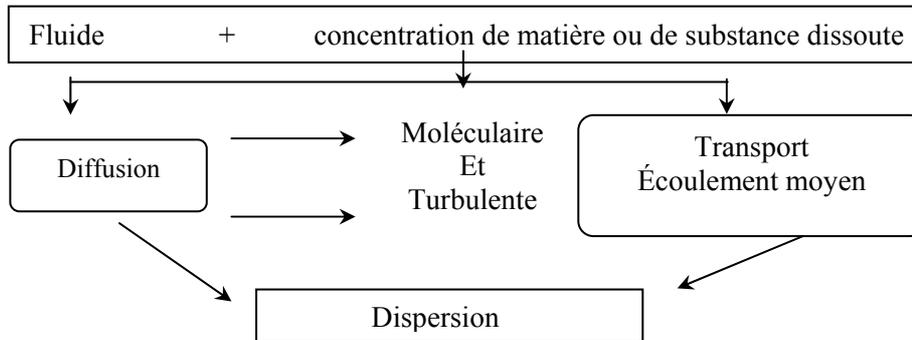


figure I.2: Schéma du processus de dispersion

I.3.1.1 Transport

Qu'ils soient sous forme dissoute ou particulaire, les radionucléides introduits dans un cours d'eau se déplacent selon la vitesse moyenne de l'écoulement. Ainsi, on distingue un processus de transport associé à ce déplacement et caractérisé par les composantes moyennes de la vitesse de l'écoulement ($\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$). Le transport par les sédiments de fond est communément appelé le charriage. Ce processus concerne principalement les matériaux non cohésifs¹ et ne sera abordé que de manière concise pour des raisons que l'on expliquera plus loin.

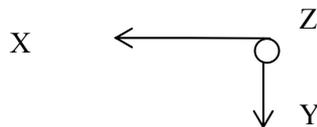


figure I.3 : Repères d'un écoulement vu de dessus

I.3.1.2 Diffusion

On paramètre la diffusion selon la composante x_i par un coefficient de diffusion noté (D_{xi}). Pour la diffusion longitudinale, Elder (1959), cité par (Lebreton, 1974), propose pour un écoulement uniforme dans un canal bidimensionnel la loi suivante :

$$K_x = D_d \cdot u^* \cdot h \text{ avec } D_d = 5,93$$

h : hauteur d'eau (m)

u^* : vitesse de frottement ($m.s^{-1}$)

équation I.1

¹ Matières dont le diamètre est supérieur à 64 micromètres (cf I.4.2)

Pour des phénomènes naturels, le coefficient (D_d) peut atteindre des valeurs beaucoup plus importantes. Dans les rivières naturelles, D_d vaut 10 à 500 pour les coefficients de dispersion longitudinale et de 0,3 à 0,7 pour les coefficients de dispersion transversale.

En pratique, seul un recalage sur des données naturelles permet d'étalonner le coefficient de dispersion, par une expérience de dispersion de traceur (*colorants par exemple*).

L'application de cette expérience à la Seine aux alentours de Paris par Dijon (1983) et Simon (1995), (cités dans Viollet, 1998) a permis l'obtention de ces coefficients de dispersion essentiellement pour deux types de biefs :

- Bief sensiblement rectiligne, avec un débit variant entre 50 et 300 m³.s⁻¹ :

$$D_x = 0,5 \text{ à } 10 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad D_y = 0,05 \text{ à } 0,15 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

- Bief comportant des méandres, avec un débit variant entre 50 et 200 m³.s⁻¹ :

$$D_x = 5 \text{ à } 40 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad D_y = 0,15 \text{ à } 0,30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

Le processus de dispersion d'un effluent rejeté dans un cours d'eau peut être abordé différemment selon que l'on se situe plus ou moins loin du point d'émission et que l'on s'intéresse à une situation à caractère permanent ou transitoire. En fonction de ces considérations, plusieurs hypothèses simplificatrices peuvent être posées.

I.3.1.3 Les différentes étapes de la dispersion le long d'un cours d'eau

Le long d'un cours d'eau, le processus de dispersion d'un rejet peut être schématiquement découpé selon quatre zones successives, relatives à la distance par rapport au point de rejet (Boyer, 2001).

- La zone proche : C'est la zone sur laquelle s'applique le terme source. Elle concerne le mélange initial de l'effluent. Les paramètres du rejet tels que la quantité de mouvement à l'émission, la différence de densité entre l'effluent et le milieu, la forme et la disposition du ou des points d'émission y sont prépondérants. L'évaluation de ces paramètres nécessite la mise en œuvre de modèles thermiques, de modèles de jets turbulents et de modèles hydrodynamiques tridimensionnels. La longueur de cette zone peut être de l'ordre d'une centaine de mètres et sa largeur au niveau du rejet de quelques mètres.
- La zone intermédiaire : La zone intermédiaire est atteinte lorsque l'influence des caractéristiques du rejet n'est plus motrice. Cependant, le processus de dispersion dans cette zone présente toujours des caractéristiques tridimensionnelles et des modèles hydrodynamiques de ce type sont encore nécessaires. La longueur ajoutée de cette zone et de la précédente est comprise entre 50 et 100 voire 200 fois la profondeur de l'écoulement.
- La zone moyenne : La zone moyenne est caractérisée par une distribution homogène du rejet dans le plan vertical. Le processus de dispersion peut être abordé par des modèles bidimensionnels. Elle s'étend sur plusieurs kilomètres voire des dizaines de kilomètres en aval du rejet.
- La zone lointaine ou zone de bon mélange : A partir de cette zone le rejet est entièrement et uniformément dilué sur toute la section du cours d'eau. Le processus de dispersion présente des caractéristiques mono dimensionnelles qui permettent de simplifier, en grande partie, la démarche. En particulier, pour des situations stationnaires le processus de diffusion devient négligeable.

Pour les problèmes radioécologiques, la zone de bon mélange présente plusieurs intérêts. D'une part, elle recouvre la plus grande partie de la zone d'impact et, d'autre part, elle admet des

hypothèses qui simplifient l'expression du processus de dispersion et par conséquent l'évaluation de l'impact des rejets.

Elle est caractérisée par la Distance de Bon Mélange (*DBM*) qui correspond à la distance en aval du rejet qui marque le début de cette zone. En fonction des caractéristiques du rejet et de l'hydraulique du cours d'eau, cette distance est généralement de plusieurs kilomètres.

Pour un rejet permanent, la concentration dans cette zone est constante et homogène. Sa valeur est définie par la Concentration de Bon Mélange (*CBM*) :

$$CBM = C_{\text{rejet}} \cdot \frac{q_{\text{rejet}}}{Q_{\text{rivière}}}$$

C_{rejet} : concentration du rejet ($Bq.m^{-3}$)

q_{rejet} : débit du rejet ($m^3.s^{-1}$)

$Q_{\text{rivière}}$: débit de la rivière ($m^3.s^{-1}$)

On définit le Coefficient de Dilution Liquide (CDL) :

$$CDL = \frac{C_{\text{rivière}}}{CBM}$$

Dans la zone de bon mélange en régime permanent, on a : $CDL = 1$.

Il existe de nombreuses expressions pour évaluer la DBM. La plus répandue est celle proposée par Fisher (1979). Recommandée par l'AFNOR (1994), cette expression se présente sous la forme suivante :

$$DBM = \frac{k \cdot \overline{U_x} \cdot \overline{L}^2}{D_y}$$

$\overline{U_x}$: vitesse moyenne longitudinale ($m.s^{-1}$)

D_y : coefficient de diffusion transversal ($m^2.s^{-1}$)

k : degré du mélange

L : largeur du cours d'eau (m)

Pour le coefficient de mélange transversal D_y et la vitesse de frottement u^* on a

$$\overline{D_y} = 0,2 \cdot \overline{h} \cdot \overline{u^*} \quad \text{avec} \quad \overline{u^*} = \sqrt{g \cdot \overline{h} \cdot i}, \quad i : \text{pente du fond (m.m}^{-1}\text{)}$$

Ainsi, la distance de bon mélange peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$DBM = k \cdot \overline{U_x} \cdot \overline{L}^2 / (0,63 \cdot \sqrt{i \cdot \overline{h}^3})$$

1.3.2 Échanges de radioactivité entre la phase dissoute et les phases particulières

Les processus d'échanges d'activité entre l'eau et les matières (*en suspension ou en sédiment de fond*) englobent l'adsorption et la désorption. L'adsorption correspond à la fixation d'un radionucléide sur la surface d'un sédiment et la désorption à son relarguage :

Pour les éléments présents sous une forme cationique, comme ^{65}Zn , ^{60}Co , ^{54}Mn , ^{137}Cs , ^{109}Cd et ^{90}Sr , les processus de sorption par les sédiments dépendent de mécanismes plus complexes qu'un simple échange ionique. Le cobalt est fixé sur les sédiments par l'intermédiaire d'un cation monovalent, $\text{Co}(\text{OH})^+$ (Chester, 1965, citée par Ancelin *et al.*, 1979). Le cadmium 109 est relativement bien fixé par la calcite. Le césium 137 n'est pratiquement pas fixé sur les carbonates (Ojima *et al.*, 1965 ; Pesret, 1976, cités par Ancelin *et al.*, 1979) et peu sur les kaolinites. Par contre, sa fixation est favorisée par la présence d'une argile de type illitique sur laquelle il montre deux possibilités de fixation : sorption sur la bordure des minéraux argileux où existent des charges libres et sorption à l'intérieur des minéraux phylliteux altérés où il se placerait entre les feuillets en remplacement du potassium interfoliaire déficitaire.

En résumé, les processus d'adsorption désorption dépendent de :

- La nature des matières (*minérale ou organique*)
- La granulométrie des matières : d'une manière générale, la fixation des radionucléides sur les matières est d'autant plus importante que les particules élémentaires sont plus fines (*surface spécifique importante*).
- La forme physico-chimique de l'élément : les radionucléides hydrolysables comme ^{95}Zr , ^{144}Ce ou ^{59}Fe , présentent une grande affinité ionique de fixation.

Le cas du césium illustre bien le fait que la fixation de radionucléides sur les sédiments peut être défavorisée en cas de compétitions ioniques propres au milieu (Ancelin *et al.*, 1979).

1.3.2.1 Kd : coefficient de partage à l'équilibre

Dans la pratique, les échanges de radioactivité entre la phase dissoute et les phases particulières sont déterminés à partir d'un coefficient de distribution à l'équilibre noté Kd (Lepicard, 1993 ; Albrecht, 1998). Celui-ci repose sur une hypothèse de partage à l'équilibre entre la phase dissoute et la phase particulière d'un élément radioactif. Ce coefficient traduit une loi linéaire réversible exprimée par la formule suivante (Buffle, 1988) :

$$Kd_{dis}^{SS} = \frac{C_{\text{équilibre}}^{SS}}{C_{\text{équilibre}}^{dis}} = \frac{k_1}{k_{-1}} \cdot \frac{[X - S]^*}{[X]} \quad \text{équation I.2}$$

Avec :

SS : Concentration en matières en suspension (g.l^{-1}).

$C_{\text{équilibre}}^{SS}$: Activité massique fixée sur les matières en suspension à l'équilibre, (Bq.kg^{-1}).

$C_{\text{équilibre}}^{dis} = a_S \cdot [R]$: activité volumique dissoute dans l'eau à l'équilibre, (Bq.m^{-3}).

a_S : activité spécifique du radioélément (Bq.mol^{-1}).

$[R]$: concentration des radionucléides dissous dans l'eau (mol.m^{-3}).

$[X-S]$: concentration des compétiteurs cationiques fixés sur les matières en suspensions (mol.m^{-3}).

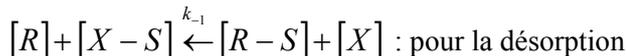
$[X]$: concentration des compétiteurs cationiques² dissous dans l'eau (mol.m^3)

k_1 : constante cinétique d'adsorption ($\text{m}^3.\text{mol}^{-1}.\text{s}^{-1}$)

k_{-1} : constante cinétique de désorption ($\text{m}^3.\text{mol}^{-1}.\text{s}^{-1}$)

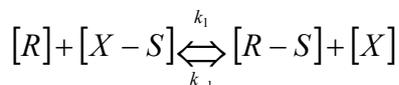
$[X-S]^* = \frac{[X-S]}{SS}$: concentration massique du compétiteur fixé sur les matières en suspensions (mol.kg^{-1})

Cette expression découle de l'hypothèse de deux réactions chimiques d'échange ionique caractérisées par des cinétiques d'ordre 1 :



$[R-S]$: concentration des radionucléides fixés sur les suspensions (mol.m^{-3})

En supposant que ces deux réactions soient réversibles (*hypothèse généralement admise*), on obtient la réaction chimique suivante :



En fonction de la loi d'action des masses émise par Guldberg et Waage, les vitesses de réaction ($\text{mol.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$) sont respectivement pour l'adsorption et la désorption :

$$V_{\text{adsorption}} = k_1 \cdot [R] \cdot [X-S] \quad \text{et} \quad V_{\text{désorption}} = k_{-1} \cdot [R-S] \cdot [X]$$

Ces relations permettent de poser les deux équations de bilan suivantes :

$$\frac{d[R]}{dt} = -k_1 \cdot [R] \cdot [X-S] + k_{-1} \cdot [R-S] \cdot [X] \quad \text{équation I.3}$$

$$\frac{d[R-S]}{dt} = k_1 \cdot [R] \cdot [X-S] - k_{-1} \cdot [R-S] \cdot [X] \quad \text{équation I.4}$$

Avec

$$C_{SS} = \frac{as \cdot [R-S]}{SS} \quad \text{: l'activité massique fixée sur les suspensions (Bq.kg}^{-1}\text{)}.$$

Ces notations permettent d'écrire les deux équations de bilan sous la forme suivante :

$$\frac{dC_{dis}}{dt} = -k_1 \cdot SS \cdot C_{dis} \cdot [X-S]^* + k_{-1} \cdot SS \cdot C_{SS} \cdot [X] \quad \text{équation I.5}$$

$$\frac{d\{C_{SS} \cdot SS\}}{dt} = +k_1 \cdot SS \cdot C_{dis} \cdot [X-S]^* - k_{-1} \cdot SS \cdot C_{SS} \cdot [X] \quad \text{équation I.6}$$

À l'équilibre on a :

$$\frac{d\{C_{SS} \cdot SS\}_{\text{équilibre}}}{dt} = \frac{dC_{dis}}{dt}_{\text{équilibre}} = 0 \quad \text{équation I.7}$$

Il est admis que l'apport de radionucléides est négligeable par rapport à l'élément compétiteur X, naturellement présent dans le milieu. En conséquence, X est supposé être et demeurer à l'équilibre. Cette hypothèse se traduit par :

² Le compétiteur cationique $[X]$ est, par définition, l'élément chimique associé à chaque radionucléide (parfois c'est son isotope le plus stable) et qui rentre en compétition avec lui pour se fixer sur les matières.

$$\frac{[X-S]_{\text{équilibre}}^*}{[X]_{\text{équilibre}}} = \frac{[X-S]^*}{[X]} = Kd_X^{X-S} \quad \text{équation I.8}$$

Kd_X^{X-S} est un coefficient de partage qui exprime le rapport à l'équilibre entre les phases particulaire et dissoute de l'élément compétiteur X ($m^3.kg^{-1}$).

De même, on déduit :

$$Kd_{dis}^{SS} = \frac{C_{\text{équilibre}}^{SS}}{C_{\text{équilibre}}^{dis}} = \frac{k_1}{k_{-1}} \cdot \frac{[X-S]^*}{[X]} = \frac{\lambda_{dis}^{SS}}{\lambda_{SS}^{dis}} \quad \text{équation I.9}$$

Kd_{dis}^{SS} : le coefficient de partage à l'équilibre qui exprime le rapport à l'équilibre entre les phases particulaire et dissoute du radionucléide ($m^3.kg^{-1}$).

$\lambda_{dis}^{SS} = k_1 \cdot [X-S]$: la constante cinétique d'adsorption ($m^3.kg^{-1}.s^{-1}$).

$\lambda_{SS}^{dis} = k_{-1} \cdot [X]$: la constante cinétique de désorption (s^{-1}).

Pour les matières présentes dans les sédiments de fond, ce type d'échange concerne principalement l'eau interstitielle et la couche d'interface du lit sédimentaire, pour les matières en suspension il s'applique à toute la colonne d'eau. En conséquence, il apparaît que les coefficients de partage entre la contamination de la colonne d'eau et celle des sédiments de fond sont nettement inférieurs à ceux observés pour les matières en suspension (tableau I.2). En pratique, pour les sédiments de fond, cette constatation justifie de négliger ce processus d'échange par rapport aux échanges entre les matières en suspension et les sédiments de fond lorsqu'il y a dépôt.

tableau I.2: Exemple de valeurs de Kd dans les matières en suspension et dans les sédiments de fond

radionucléide	temps de contact	conditions d'obtention	Kd ($m^3.Kg^{-1}$)
^{137}Cs	5 heures	Garonne ; $Q = 275 m^3.s^{-1}$; $SS = 10 mg.l^{-1}$	11
^{137}Cs	7 jours	Garonne ; $Q = 275 m^3.s^{-1}$; $SS = 10 mg.l^{-1}$	52
^{54}Mn	5 heures	Garonne ; $Q = 90 m^3.s^{-1}$; $SS = 11 mg.l^{-1}$	245
^{54}Mn	7 jours	Garonne ; $Q = 90 m^3.s^{-1}$; $SS = 11 mg.l^{-1}$	20100
^{131}I	5 heures	Seine ; $Q = 21 m^3.s^{-1}$; $SS = 22 mg.l^{-1}$	31
^{137}Cs	7 jours	Garonne ; $SF (20 \mu m < D < 40 \mu m)$	0,014
^{54}Mn	7 jours	Garonne ; $SF (40 \mu m < D < 80 \mu m)$	0,119
^{131}I	7 jours	Garonne ; $SF (2,5 \mu m < D < 20 \mu m)$	0,00027

Avec : Q : débit ($m^3.s^{-1}$)

SF : concentration dans les sédiments de fond ($g.l^{-1}$) et D : diamètre des particules (μm)

I.3.2.2 Domaine d'interaction entre eau – matières - radionucléides

De nombreuses expériences ont montré que le coefficient de partage à l'équilibre (Kd), est d'autant plus grand que les particules sont fines. Ainsi, il ressort que les matières qui participent le plus aux transferts des radionucléides dans les cours d'eau sont principalement les matières cohésives³. Comparativement, l'influence des matières non cohésives est négligeable.

En conséquence, on limitera la suite de ce propos à l'étude de la dynamique sédimentaire des matières cohésives. Pour exemple, le tableau I.3 et la figure I.4, présentent des résultats de mesures d'activité effectuées dans la région de Fermanville (*Nord Cotentin*) (Ancelin *et al*, 1979) :

tableau I.3: Radioactivité des sédiments en fonction de la granulométrie (pCi/g sec)
(Guéguéniat *et al*, 1976 : cité dans Ancelin *et al*, 1979)

Radionucléide Granulométrie	¹⁴⁴ Ce	¹³⁷ Cs	⁹⁵ Zr	¹²⁵ Sb	^{110m} Ag	¹⁰³ Ru	¹³⁴ Cs	⁶⁰ Co
< 28 μm	217 400	4699	13 667	1946	38	972	400	108
28 à 50 μm	32 489	990	359	59	34	39	224	—
50 à 100 μm	34 079	933	277	137	—	68	93	<20

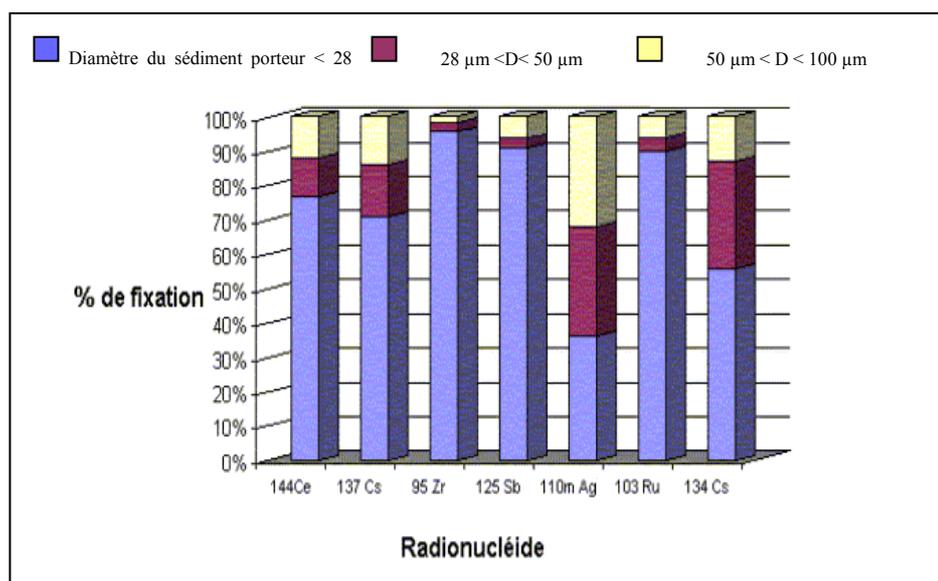


figure I.4 : Pourcentage de fixation par radionucléides pour trois classes de particules
(Guéguéniat *et al*, 1976 : cité dans Ancelin *et al*, 1979)

³ Particules dont le diamètre est inférieur à 64 μm.

Ces résultats montrent que les radionucléides se fixent davantage sur la fraction inférieure à 28 μm que sur celle allant de 50 à 100 μm . Le rapport de fixation entre ces deux fractions est de l'ordre de 50 pour le Zirconium (^{95}Zr), 15 pour l'Antimoine (^{125}Sb) et 6 pour le Cérium (^{144}Ce).

On peut noter que le Cesium (^{137}Cs) présente une affinité de fixation du même ordre pour les deux fractions (de 28 à 50 μm et de 50 à 100 μm). Ceci peut s'expliquer par sa nature alcaline qui lui confère la particularité d'être le plus électropositif des éléments (Pannetier, 1980). Globalement, son coefficient d'adsorption à l'équilibre noté K_d est de l'ordre 10^2 à $10^3 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ (Abril et Fraga, 1996) et ses cinétiques d'adsorption et de désorption peuvent être considérées comme réversibles. De plus, son comportement par rapport à la matière organique est inerte et n'a pas de rôle biologique connu. Ainsi, le ^{137}Cs se présente comme un bon traceur in-situ pour évaluer sa fixation sur des particules allant jusqu'à 100 μm .

Abril et Fraga (1996) proposent une formule théorique pour calculer le coefficient d'adsorption à l'équilibre pour des radionucléides artificiels en fonction de la taille des particules. Ces dernières sont considérées minérales, parfaitement sphériques, d'une densité ρ homogène, et d'un rayon r . L'échange entre radionucléides et particules se fait principalement à travers la surface supérieure de la particule d'épaisseur ξ , (figure I.5). C_w , est l'activité d'eau filtrée pour le radionucléide étudié. C_s est l'activité spécifique à la surface et C_c est l'activité spécifique dans la partie centrale de la particule

En calculant l'activité totale de la particule et en supposant que l'activité centrale est nulle, Abril et Fraga (1996) proposent la formule suivante pour le K_d :

$$K_d = \frac{C_w}{C_s} \cdot \left(1 - \left(1 - \frac{\xi}{r}\right)^3\right) \quad \text{équation I.10}$$

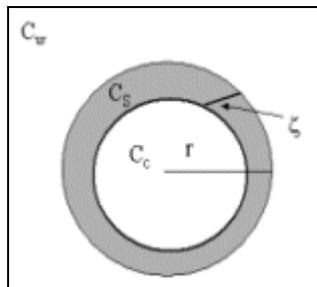


figure I.5 : Représentation schématique d'une particule sphérique (Abril et Fraga, 1996)

La formule proposée a montré un bon accord avec des expériences réalisées par Al- Jundi et al (1993), présentées sur la figure I.6 (*Les traits horizontaux*)

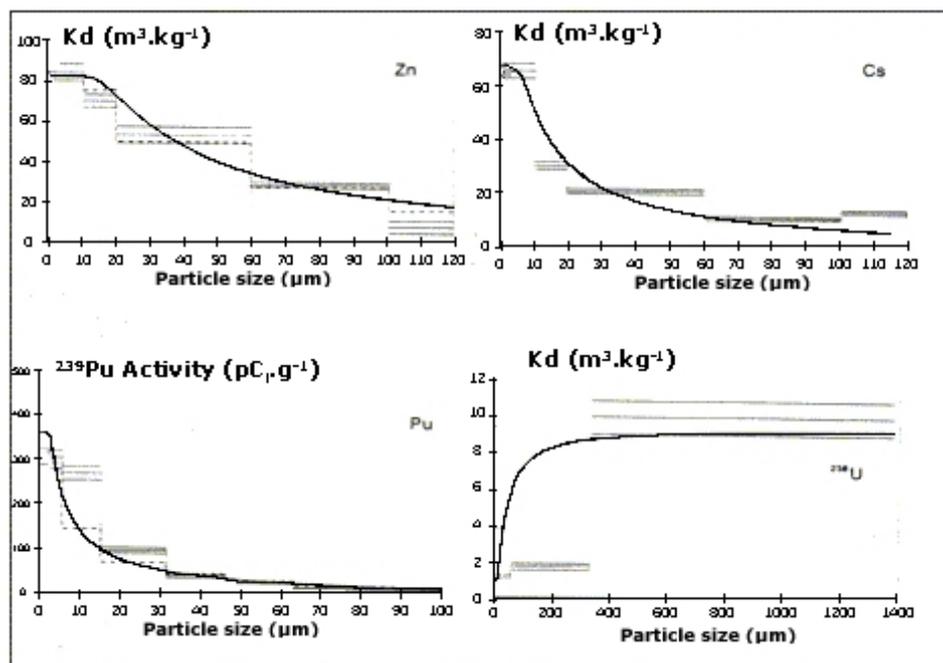


figure I.6 : Activité en fonction de la taille des particules (Abril et Fraga, 1996)

À titre d'exemple, le ^{137}Cs et le ^{210}Pb sont généralement utilisés comme traceurs pour évaluer l'impact radioécologique des dépôts de sédiments dans le milieu fluvial ou marin, ainsi que, l'érosion dans les bassins de drainage.

Ces radionucléides, étant rapidement et fortement adsorbés par les sols et les sédiments, il est important de comprendre leur distribution sur les différentes tailles de particules avant de les utiliser comme traceur.

Le fait de négliger l'affinité de ces radionucléides par rapport à la taille des particules en situation d'érosion d'un sol, peut entraîner une surestimation du taux d'érosion. Ainsi, Walling et Woodward (1992) trouvent pour des sols collectés d'un ruisseau du bassin versant Jackmoor (*Devon, UK*) que les concentrations en ^{137}Cs , dans la fraction fine ($< 8 \mu\text{m}$) sont différentes comparées à celles dans la fraction grossière. D'une façon similaire, Livens et Baxter (1988) reportent la variation de la distribution des radionucléides pour différentes fractions du sol. Chaque sol a été séparé en différentes fractions allant de $2 \mu\text{m}$ jusqu'à $250\text{-}2000 \mu\text{m}$. Les concentrations en ^{137}Cs ont montré une décroissance quand la fraction croît (He et Walling, 1995).

Dans les publications, l'échantillonnage des tailles de particules minérales est rarement traité. Citons néanmoins sur ce sujet, les récents travaux de He et Walling (1995) et Borovec (2000). Une telle information est pourtant importante pour des traçages par exemple.

1.3.3 Échanges de radioactivité entre les matières en suspension et les sédiments de fond

Dans la chaîne des événements qui contribuent à l'impact d'un rejet en rivière de radionucléides, la dynamique sédimentaire des fleuves englobe principalement les processus de dépôt des matières en suspension et d'érosion et de charriage des sédiments de fond. Ces processus participent pour une grande part aux transferts d'activité entre les matières en suspension et les sédiments de fond. En conséquence, la prise en compte de ces échanges nécessite de tenir compte de la dynamique sédimentaire de ces matières dans le cours d'eau.

Dans la suite du présent travail, nous nous intéresserons à l'étude de la dynamique sédimentaire des sédiments cohésifs, puisqu'ils représentent le principal vecteur de transport de radioactivité dans les cours d'eau. On gardera en mémoire que la prise en compte de l'adsorption-désorption dans les différentes classes granulométriques est assez récente comme démarche scientifique, il devient prépondérant d'en tenir compte dans les modèles radioécologiques.

Dans le paragraphe suivant, les processus hydrosédimentaires seront évoqués, ainsi que les modèles et les méthodes expérimentales mis en œuvre pour les caractériser.

I.4 Les matières dans un cours d'eau

D'origine minérale et organique, les matières présentes dans un cours d'eau se répartissent entre les suspensions dans la colonne d'eau et les sédiments de fond qui constituent le lit sédimentaire.

I.4.1 Principaux paramètres des matières

I.4.1.1 Diamètre des particules élémentaires

Il existe plusieurs méthodes de détermination et de désignation du diamètre des particules élémentaires (Vatan, 1967 ; Rivière, 1977).

Pour les particules les plus grossières on considère généralement le diamètre D évalué par tamisage mécanique. À noter que ce diamètre est généralement différent du diamètre nominal D_n , qui est celui de la sphère de même poids et de même densité que les particules.

Pour les particules fines, il n'est plus possible de déterminer le diamètre par tamisage. On utilise alors la notion de diamètre équivalent D_e , défini comme étant le diamètre de la sphère ayant la même vitesse de chute et la même densité que les particules élémentaires. Notons que le diamètre réel peut être très différent du diamètre équivalent.

Il existe encore d'autres types de diamètres, à titre d'exemple, on cite :

D_i : diamètre tel que $i\%$ ($0 < i < 100$) en poids des particules ont un diamètre inférieur, D_{50} et D_{90} sont souvent utilisés. On définit la moyenne géométrique par $D = \sqrt{D_{84} \cdot D_{16}}$ (Le Hir, 1999).

D_f : le diamètre de Feret, qui est le diamètre du floc en projection perpendiculairement à la direction de chute (Tambo et Watanabe, 1979).

D_v : le diamètre d'une sphère ayant la même aire que la surface du floc en projection.

Remarque : les notations D_e et D_n sont peu utilisées. Dans la suite de ce rapport on adoptera la notation D pour l'ensemble des diamètres des particules élémentaires.

I.4.1.2 Masse et surface spécifiques des particules ; coefficient de forme

La masse spécifique ρ_s des particules sédimentaires varie entre 2,3 et 2,9 ($g.l^{-1}$) suivant leur nature minéralogique. La moyenne étant en général voisine de 2,5 à 2,6 ($g.l^{-1}$) pour les particules de quartz et de calcaire (Migniot, 1982). Le rapport ρ_s/ρ , désigne la densité des particules par rapport à l'eau, ρ étant la masse spécifique de l'eau.

Outre leur diamètre et masse spécifique, les particules sont aussi caractérisées par leur surface spécifique S ou surface développée d'une masse de particules et leur coefficient de forme Y . Ce dernier est un coefficient volumique défini comme étant le rapport du volume V de la particule au volume de la sphère de même densité et ayant pour diamètre sa plus grande dimension L (Migniot, 1982).

Cet indice sera d'autant plus élevé que les particules seront plus arrondies. Un coefficient de forme égal à 1 implique que la particule est parfaitement sphérique.



$$C_F = \frac{V}{\frac{\pi}{6} \cdot L^3} \quad \text{équation I.11}$$

Ce coefficient est défini également par la formule suivante (Migniot, 1982 ; Tanguy, 1991) :

$$C_F = \frac{a_3}{\sqrt{a_1 \cdot a_2}}$$

Où a_1 , a_2 , a_3 , sont respectivement les longueurs du plus grand, du moyen et du plus petit des trois axes du grain.

La forme des particules exerce une influence notable sur le coefficient de traînée. Albertson (1953) cité par Tanguy (1991) a trouvé une bonne corrélation entre la vitesse de chute des particules (*que l'on définira ultérieurement*) et le coefficient de forme. L'abaque de la figure I.7 donne la valeur du coefficient de traînée C_x en fonction du nombre de Reynolds de chute pour différentes valeurs de C_F .

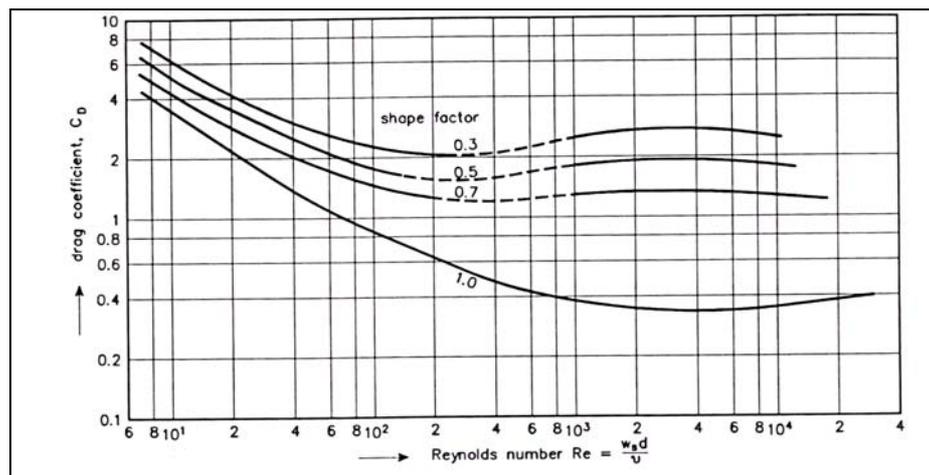


figure I.7 : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour différents coefficients de forme (Albertson, 1953 cité par Tanguy, 1991)

1.4.2 Principales classes des matières

Les nomenclatures varient avec les auteurs et les pays (tableau I.4). En général, on classe les matériaux d'origines minérales ou organiques en fonction de leur diamètre selon trois ensembles correspondant aux rudites, arénites et lutites ou pélites (Migniot, 1982, Villaret, 1987).

tableau I.4: Classification des différentes matières

Rudites		D > 2mm	
NON COHESIFS	Blocs	D > 200mm	
	Galets	20 < D < 200mm	
	Graviers	2 < D < 20mm	
	Arénites		0,064mm < D < 2mm
	Sables très grossiers	1 < D < 2mm	
	Sables grossiers	0,5 < D < 1mm	
	Sables moyens	0,25 < D < 0,5mm	
	Sables fins	0,125 < D < 0,25mm	
	Sables très fins	0,064 < D < 0,125mm	
	Lutites ou pélites		D < 64µm
COHESIFS	Silts	4 < D < 64µm	
	Précolloïdes	0,12 < D < 4µm	
	Colloïdes	D < 0,12µm	

- Les rudites et arénites sont principalement constitués de matériaux d'origine minérale.
- Les lutites ou pélites sont principalement composés de limons, des argiles, des vases, des boues, des poudres...
 - Les limons sont des roches sédimentaires détritiques qui ne comportent pratiquement pas d'éléments inférieurs à 2 microns (Migniot, 1982).
 - Les argiles sont des roches sédimentaires meubles. Elles ont une granulométrie inférieure à quelques microns ($D < 2 \mu m$) (Migniot, 1982).
 - Les vases sont des matériaux très fins, polydispersés, contenant un pourcentage élevé de précolloïdes et de colloïdes ainsi que des traces plus ou moins importantes de matières organiques. La fraction argileuse est élevée et des silts ou même des sables très fins peuvent se trouver mélangés à ces matériaux. Bien que les vases se forment par dépôts maritimes ou estuariens, cette appellation est fréquemment étendue à tous les éléments très fins rencontrés dans la nature (Migniot, 1982 ; Guglielmi, 1982).
 - Les boues sont constituées de terres ou de poussières mélangées d'eau. Elles sont associées à un dépôt récent.
 - Les poudres sont rattachées à des substances solides finement broyées et sèches. Les matières solides peuvent être naturelles (*calcaire, kaolin...*) ou artificielles (*produits plastiques...*).
 - Les colloïdes naturels sont formés à la fois de matières inorganiques (*oxydes et hydroxydes de manganèse et de fer par exemple*) et de matières organiques qui sont le produit des processus biologiques de dégradation et d'exsudation.

La limite entre les phases dissoute et particulaire est fixée arbitrairement à 0,45 µm. Tout ce qui passe à travers un filtre à 0,45µm de diamètre fait partie de la phase dissoute. Les particules de

taille inférieure à 2,5 nm représentent la matière entièrement dissoute, les particules dissoutes de taille supérieure sont des précolloïdes. Ces différentes limites sont récapitulées sur la figure I.8 :

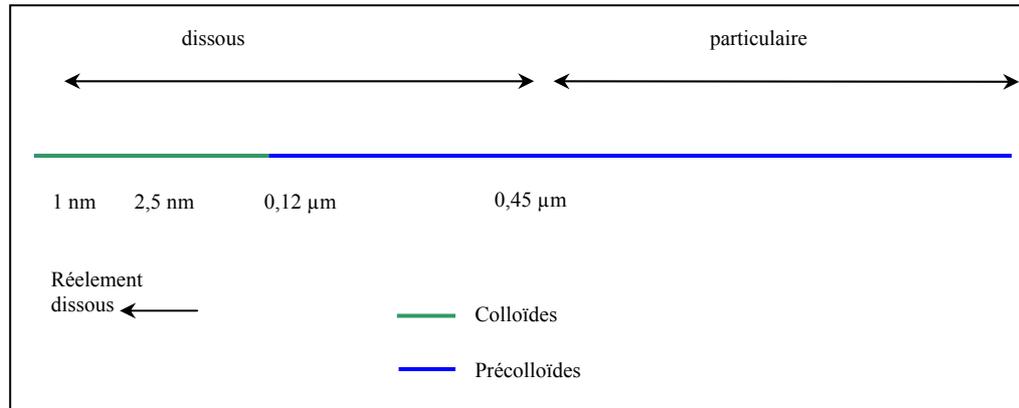


figure I.8: limite entre phase dissoute et particulaire

Le comportement de ces matières dans le cours d'eau permet de définir deux grandes catégories (tableau I.4) : Les sédiments non cohésifs (*rudites et arénites*) et les sédiments cohésifs (*lutites ou pélites*).

1.4.2.1 Les sédiments non cohésifs et les sédiments cohésifs

Les sédiments non cohésifs sont de type galets, graviers, sables... Leur taille permet de les considérer individuellement. Ils ne sont pas affectés par la présence d'un milieu aqueux. Leur dynamique dépend uniquement des caractéristiques propres du grain (*sa densité, sa forme et ses dimensions*). Ils subissent un transport par charriage ou par saltation (El Ganaoui, 1998).

Pour ce qui est des sédiments cohésifs, ce sont des matériaux très fins, le plus souvent de nature argileuse. Les processus de sédimentation, d'érosion et de dispersion dépendent non seulement des caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement mais aussi des propriétés de la suspension (*interactions particule-particule*), du milieu aqueux (*salinité, pH...*) et de celles du lit (*porosité, rugosité,...*). Leur transport s'effectue principalement en suspension suivant la direction de l'écoulement.

Les fonds de rivières sont souvent constitués de mélange de sédiments fins à dominante vaseuse. Ce sont des mélanges de silts, de sable fins de diamètre compris entre 40 et 100 µm, de limons de diamètre compris entre 2 et 20 ou 40 µm et d'argiles de diamètre compris entre 1 et 2 µm. Parmi les argiles entrant dans la composition des vases naturelles on cite (Rouas, 1996) : La kaolinite, la smectite (*ou montmorillonite*) et l'illite (*ou attapulgite*).

À ces particules minérales élémentaires s'ajoutent des matières solides détritiques d'origine microorganique (fibres, filaments de cellulose, algues, etc...) qui peuvent modifier les propriétés de ces mélanges (Van Leussen, 1988, cité par Rouas, 1996).

I.5 Les principaux processus hydrosédimentaires des sédiments cohésifs

Sous l'action des courants, des houles et des vents, les particules solides que l'on rencontre dans les fleuves, les estuaires et le long du littoral peuvent être arrachées des fonds, entraînées en suspension sur des distances plus ou moins grandes et se redéposer dans les zones calmes. Pour les sédiments cohésifs, ces mouvements sédimentaires sont caractérisés par des processus de dispersion, de dépôt, de consolidation des dépôts et d'érosion résultant des interactions entre le fluide en mouvement et les sols sur lesquels il s'écoule. Cette dynamique sédimentaire dépend de multiples paramètres : gradient de vitesse du fluide, turbulence, géométrie des fonds, tracés des rives, nature des matériaux, porosité et cohésion des dépôts, caractéristiques physico-chimiques du fluide... De plus, les variations spatio-temporelles de ces paramètres accentuent la complexité de cette dynamique dont les principaux processus sont décrits dans la figure I.9:

Bien que chaque particule ait un comportement lié à ses caractéristiques propres et à son histoire hydrodynamique, il existe, en fonction de la nature des matériaux et des types d'écoulement, de nombreuses lois théoriques et empiriques pour caractériser ces différents processus. C'est le sujet de ce paragraphe.

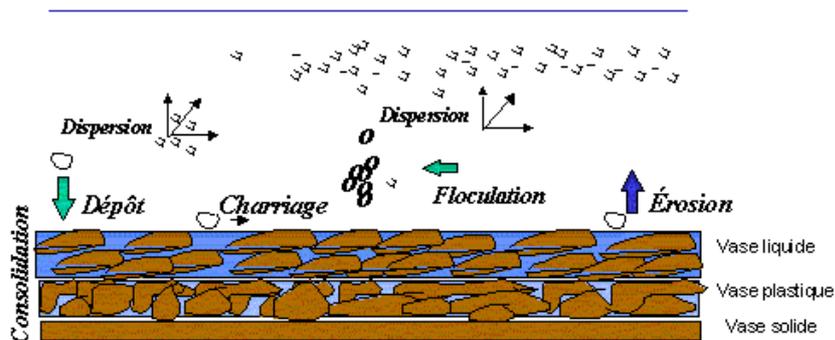


figure I.9: différents processus hydrosédimentaires

I.5.1 Dispersion

Les matières présentes dans le cours d'eau sont transportées par la vitesse de l'écoulement. Selon leur taille, elles subissent deux types de transport. Elles sont charriées lorsqu'elles se dispersent par sauts successifs (*saltation*), glissent ou roulent sur la surface du lit. C'est le cas des sédiments non cohésifs.

Elles sont transportées en suspension lorsqu'elles suivent l'écoulement avec une vitesse relative plus ou moins importante. C'est le cas des sédiments cohésifs.

I.5.2 Dépôt et érosion

De façon générale, les dépôts de particules fines sur le lit des cours d'eau s'observent dans les zones calmes (*zones de stockage, berges, barrage...*). Des expériences en canal ont montré qu'en fonction de la nature des matières, il existe une tension critique de frottement à la paroi en dessous de laquelle les suspensions peuvent se déposer (Krone, 1962 ; Partheniades, 1965 et 1962). Ces frottements de fond étant plus ou moins proportionnels à la vitesse et à la turbulence de l'écoulement, c'est donc dans les zones calmes que les dépôts de particules fines seront les plus importants.

Pour certaines conditions d'écoulement, les sédiments peuvent être arrachés du fond (*c'est le processus d'érosion*). Des études expérimentales, telles celles réalisées dans un canal vitré sur une surface d'environ 1 m² par le Laboratoire Central d'Hydraulique de France (L. C. H. F), ont montré que le flux d'érosion est lié aux frottements exercés par l'écoulement sur le fond. Des expériences sur des vases de différentes provenances ont montré que ce processus dépend de l'état de tassement de la vase déposée (Migniot, 1982 ; Le Normant, 1995 (a) ; Rouas, 1996) et qu'il est d'autant plus important que la vitesse de frottement est forte et que la concentration des particules est faible. Le tassement sera évoqué plus loin, car le processus d'érosion en dépend fortement.

Il est généralement admis que l'érosion ou l'affouillement du lit sédimentaire se produit lorsque la contrainte exercée par le fluide est supérieure à la résistance du lit caractérisée par une tension critique d'érosion. De fait, la majorité des lois qui permettent d'évaluer le flux d'érosion des sédiments cohésifs mettent en œuvre la notion de comparaison entre une tension critique d'érosion τ_{ce} , et la tension de frottement du fluide τ_f , (Kuijper et al, 1989 ; Piedra-Cueva et al, 1997).

On commence ci-après par présenter les lois les plus répandues pour modéliser les flux de dépôt et d'érosion. On poursuit en abordant les différentes techniques mises en œuvre pour déterminer les principaux paramètres sédimentaires dont ils dépendent.

1.5.3 Lois pour évaluer les flux de dépôt et d'érosion

Le flux de dépôt D , est souvent relié à la vitesse de chute des particules notée W_c . Il est calculé par la formule de Krone, (1962, 1986) :

$$D = W_c \cdot SS \cdot \left(1 - \frac{\tau_f}{\tau_{cd}}\right) \quad \text{si } \tau_f < \tau_{cd} \quad \text{équation I.12}$$

$$D = 0 \quad \text{si } \tau_f > \tau_{cd}$$

W_c : vitesse de chute ($m \cdot s^{-1}$)

τ_f : tension de frottement sur le fond ($N \cdot m^{-2}$)

SS : concentration des matières en suspension ($g \cdot l^{-1}$) τ_{cd} : tension critique de dépôt ($N \cdot m^{-2}$)

Dans cette expression, le terme $W_c \cdot \left(1 - \frac{\tau_f}{\tau_{cd}}\right)$ est appelé la vitesse de chute faible, W_f . Il permet, par exemple, d'exprimer le pourcentage de la suspension p qui peut se déposer dans un bassin de profondeur d , dont le lit est soumis à une tension de frottement τ_f , pendant une durée t (Migniot, 1982) :

$$p = 1 - \exp\left(-\frac{W_f}{d} \cdot t\right) \quad \text{équation I.13}$$

Le terme $\left(1 - \frac{\tau_f}{\tau_{cd}}\right)$ caractérise l'effet de la turbulence de l'écoulement sur la diminution de la vitesse de chute en traduisant cette influence en fonction du rapport entre la contrainte de cisaillement et la contrainte critique de dépôt (Migniot, 1982).

Le flux d'érosion, E ($g \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$), exprime la quantité de matière arrachée du lit par unité de surface et de temps. Dans ce paragraphe, on présente les principales lois rencontrées dans la littérature pour le déterminer.

Pour les vases fluides, ou plastiques, le Laboratoire Central d'Hydraulique de France (L. C. H. F) a proposé pour les vases qu'ils ont étudiées la loi suivante pour le flux d'érosion E ($g \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$) :

$$\text{Si } \tau_f > \tau_{ce} : E = m \cdot (\tau_f - \tau_{ce})^{3/2}$$

équation I.14

$$\text{Si } \tau_f < \tau_{ce} : E = 0$$

τ_{ce} : tension critique d'érosion ($N.m^{-2}$)

m : facteur qui dépend de la provenance des vases ($g.m.N^{3/2}.s^{-1}$) (par exemple, $m = 330$ pour des vases de la Loire et $m = 180$ pour une boue de craie).

- Pour des lits consolidés relativement denses et uniformes, il a été supposé que la concentration de la suspension augmente linéairement avec la contrainte critique d'érosion. Des mesures réalisées dans une canalisation en charge et dans un canal en circuit fermé ont permis de proposer la forme suivante :

$$\text{Si } \tau_f > \tau_{ce} : E = e_0 \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce}} - 1 \right)$$

équation I.15

$$\text{Si } \tau_f < \tau_{ce} : E = 0$$

e_0 : taux d'érosion ($g.m^{-2}.s^{-1}$)

Il faut souligner les aspects fortement empiriques et locaux de ces expressions au sein desquelles les paramètres m et e_0 dépendent du type de sédiment, de la teneur en eau de la vase érodée et des ions présents dans l'eau... Par exemple, Van Rijn (1990, 1993) rapporte des valeurs de e_0 comprises entre 10^{-5} et $4 \cdot 10^{-4}$ ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$) et Ariathurai et Arulanandan (1977) présentent des valeurs comprises entre $5 \cdot 10^{-4}$ et $5 \cdot 10^{-3}$ ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$) en se basant sur une étude réalisée sur plus de 200 échantillons de matériaux cohésifs (Migniot, 1996).

- Sheng (1983 et 1989) propose, à partir d'une étude en bac circulaire de 1 m de diamètre, la loi suivante :

$$\text{Si } \tau_f > \tau_{ce} : E = 4,12 \cdot 10^{-6} \cdot (\tau_f - 1,51)$$

équation I.16

$$\text{Si } \tau_f < \tau_{ce} : E = 0$$

- Pour caractériser une vase de la Gironde, Bonnefille et Cormault (1970) expriment e_0 en fonction de la concentration du lit (SF) ($g.l^{-1}$) :

$$\text{Si } \tau_f > \tau_{ce} : E = 0,55 \cdot 10^{-9} \cdot SF^3 \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce}} - 1 \right)$$

équation I.17

$$\text{Si } \tau_f < \tau_{ce} : E = 0$$

- À partir d'expériences réalisées sur des vases fortement consolidées et de concentration supérieure à $300 g.l^{-1}$, Partheniades (1965) a proposé la formule suivante:

$$\text{Si } \tau_f > \tau_{ce} : E = K_e \cdot (\tau_f - \tau_{ce})$$

équation I.18

$$\text{Si } \tau_f < \tau_{ce} : E = 0$$

- Le flux d'érosion varie de la même façon pour les différentes provenances de vases et, ce flux, s'exprime de la façon suivante (Migniot, 1982) :

$$\text{Log}(E) = A \cdot u^* + B$$

équation I.19

A : constante qui dépend de la nature minéralogique et granulométrique des sédiments

B : fonction décroissante de la concentration de la vase ($\text{Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)

u^* : vitesse de frottement (m.s^{-1})

Les différentes lois pour modéliser les flux de dépôt et d'érosion que l'on vient de présenter sont basées sur des tensions critiques seuils⁴. Il existe néanmoins dans la littérature des lois qui sont basées sur la charge à l'équilibre de l'écoulement, les flux de dépôt et d'érosion sont alors donnés respectivement en fonction de cette charge notée SS^* .

$$\text{Si } SS > SS^* : \quad D = Wc \cdot (SS - SS^*) \quad \text{et } D=0 \quad \text{sinon} \quad \text{équation I.20}$$

$$\text{Si } SS < SS^* : \quad E = e_0 \cdot Wc \cdot (SS^* - SS) \quad \text{et } E=0 \quad \text{sinon} \quad \text{équation I.21}$$

SS^* correspond à la capacité sédimentaire près du fond d'un écoulement stationnaire et uniforme. Elle s'exprime en fonction du frottement sur le fond, de la rugosité du lit, de la granulométrie des sédiments et de leur vitesse de chute, elle peut être définie selon diverses méthodes telles que celles proposées par (Bijker, 1968 ; Van Rijn, 1986 ; Zheleznyak, 1997).

1.5.4 Récapitulatif sur la modélisation des flux de dépôt et d'érosion

Ce que l'on vient d'exposer montre que deux approches sont principalement utilisées pour la modélisation des flux de dépôt et d'érosion (figure I.10) :

- La première approche relie les flux de dépôt et d'érosion au frottement du fluide en mouvement sur le fond du cours d'eau.
- La deuxième approche les relie à la charge à l'équilibre du milieu.

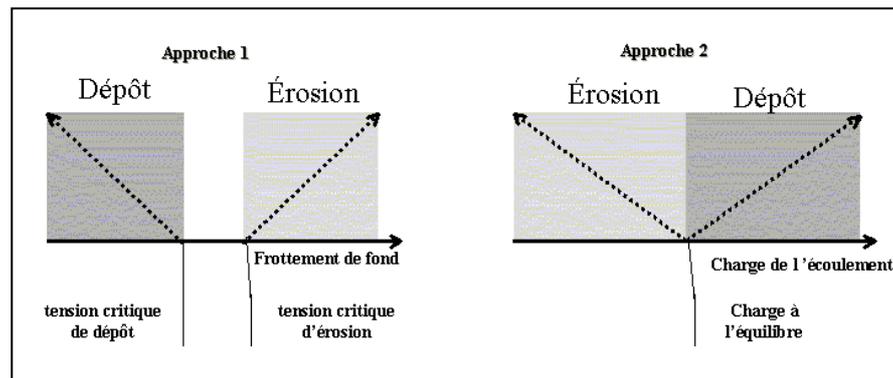


figure I.10 : Approches pour la modélisation des flux de dépôt et d'érosion

Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés à la première approche, car la deuxième est souvent utilisée dans le cas du transport des sédiments non cohésifs, qui ne font pas l'objet principal de ce travail, car il a été montré que le transport des radionucléides est effectué principalement par les sédiments cohésifs. Cependant, la question qui se pose maintenant est comment déterminer les différents paramètres afférents à cette approche. Il s'agit de la vitesse de chute, des tensions critiques de dépôt et d'érosion et du taux d'érosion.

On présente, par la suite, quelques méthodes de détermination de la vitesse de chute des particules ainsi que les lois semi-empiriques rencontrées dans la bibliographie consultée pour déterminer les autres paramètres expérimentaux des flux de dépôt et d'érosion.

⁴ Voir aussi comme références (Ariathurai (1975, 1976, 1977(a et b)) ; Sheng et Viollet, 1989 ; Villaret, 1987 ; Dyer, 1986 ; Hwang, 1989)

1.5.5 Détermination de la vitesse de chute des suspensions

En paramétrant le flux de dépôt (équation I.12), la vitesse de chute des suspensions conditionne le terme d'échange vers les sédiments de fond et assure la conservation de la masse de matière présente dans le domaine d'étude. Elle conditionne ainsi, l'apport en masse de la colonne d'eau chargée en suspension vers les sédiments de fond. Il existe de nombreuses approches théoriques et expérimentales pour déterminer ce paramètre, encore difficile à préciser. Nous avons retenu celles présentées dans ce qui suit.

1.5.5.1 Approche de base pour une seule particule

Une particule solide, supposée sphérique, de diamètre D , tombant en chute libre dans un fluide au repos est soumise à deux forces opposées (Migniot, 1982) :

- Son poids apparent :

$$Pa = \frac{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot \pi \cdot D^3}{6} \quad \text{équation I.22}$$

- La résistance hydrodynamique exercée par le fluide $T = \frac{C_x \cdot \rho \cdot \pi \cdot D^2 \cdot W_c^2}{8}$

La vitesse de chute limite est atteinte lorsque les deux forces s'égalisent d'où :

$$W_{c, \max} = \frac{4 \cdot g \cdot D \cdot (\rho_s - \rho)}{3 \cdot \rho \cdot C_x} \quad \text{équation I.23}$$

C_x : coefficient de traînée

La vitesse de chute dépend de la turbulence de l'écoulement autour du grain caractérisé par son nombre de Reynolds : $Re = \frac{W_c \cdot D}{\nu}$. En régime laminaire ($Re < 1$) et pour des sphères équivalentes à la classe des sédiments considérés on a : $C_x = 24 / Re$

Le tableau I.5, présente différentes expressions de la vitesse de chute en fonction des régimes d'écoulement et des classes de matière. Mais il en existe d'autres, qui tiennent compte notamment de la non sphéricité des grains (Dietrich, 1982 ; Coastal Engineering Manual, Washington, 1998).

tableau I.5: Différentes expressions de la vitesse de chute en fonction des particules et du régime d'écoulement

Régime laminaire ($Re < 1$)	Régime transitoire ($1 < Re < 10^3$)	Régime turbulent ($Re > 10^3$)
Loi de Stokes (valable pour les sédiments fins)	Loi de Budryck (valable pour les sables)	Loi de Rittinger (valable pour les sédiments grossiers)
$W_c = \frac{g \cdot R}{18 \cdot \nu} \cdot D^2$	$W_c = \frac{8,92}{D} \cdot [1 + 95 \cdot R \cdot D^3]^{1/2}$ École hollandaise (valable pour les sables) $W_c = 1,1 \cdot [R \cdot g \cdot D]^{1/2}$	$W_c = 1,1 \cdot \left[\frac{8}{3} \cdot R \cdot g \cdot D \right]^{1/2}$

$R = \frac{(\rho_s - \rho)}{\rho}$: la densité spécifique du matériel submergé.

Par principe, ces lois ne sont valables que pour des particules isolées. Elles ne peuvent plus être utilisées dès que la concentration des matières en suspension n'est plus négligeable (*à partir de 0,1 g.l⁻¹*).

I.5.5.2 Approche tenant compte du processus de floculation

Dans certaines conditions physico-chimiques les sédiments cohésifs peuvent former des flocons ou des agrégats de dimension très supérieure aux particules élémentaires (*par exemple, des particules de quelques dixièmes de micromètres peuvent former des agrégats de 0,1 à 2 mm*). Cette propriété des sédiments cohésifs correspond au processus de floculation qui, lorsqu'il se produit, peut modifier de façon importante le flux de dépôt de la suspension. À titre d'exemple, si l'on considère une particule élémentaire de 1 μm de diamètre, si le milieu favorise sa floculation, une augmentation de son diamètre d'un facteur 10, entraînera une augmentation de sa vitesse de chute d'un facteur 100, la vitesse de chute étant calculée par la loi de Stokes.

Krone (1962) a proposé un modèle de formation des agrégats :

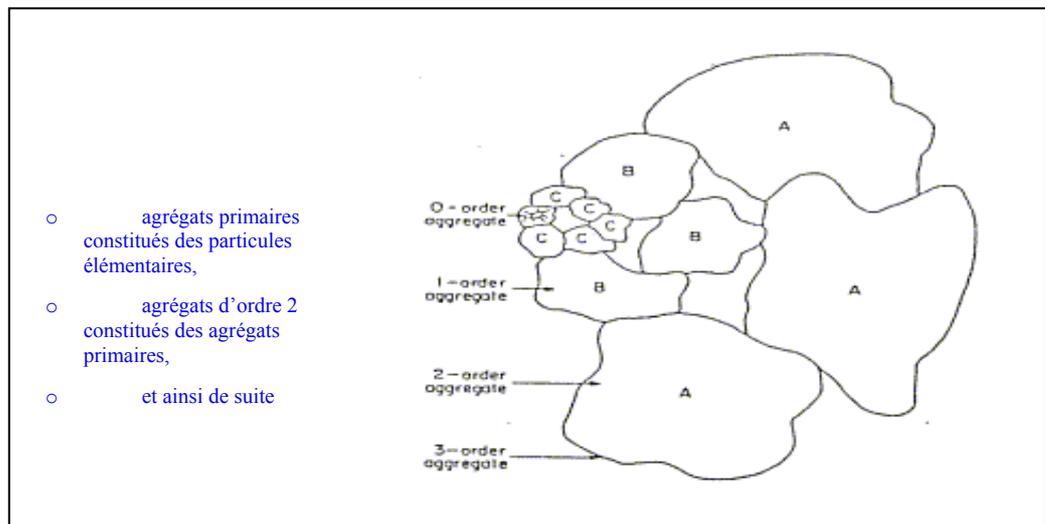


figure I.11: Structure des agrégats (Krone, 1962)

Les particules fines sont caractérisées par une charge électrostatique de surface. Il semblerait que le processus de floculation dépende principalement des caractéristiques cationiques du milieu. Ainsi, les cations tels que H_3O^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , Na^+ , K^+ favorisent la floculation des suspensions. Par exemple, des essais comparatifs réalisés en eau douce et en eau de mer pour différentes salinités montrent que la floculation apparaît dès que la salinité atteint 1‰.

Les cations bivalents ont une influence 10 fois plus grande que les monovalents (Migniot, 1982) et inversement, les anions favorisent la disparition des flocons.

De nombreuses études (Migniot, 1982 ; Pradoto, 1984) confirment ce point de vue en montrant que le processus de floculation contribue à diminuer la charge électrique de la suspension. L'attraction entre ions de signes différents s'accompagne d'une atténuation des pouvoirs électrophiles et nucléophiles du milieu.

Il faut également retenir que la floculation est nettement plus importante à chaque fois que la température augmente (*facteur qui favorise l'accélération des réactions chimiques*), que le pH diminue et que la surface spécifique des matières est grande (Migniot, 1982).

En somme, une suspension de matières cohésives est d'autant plus susceptible de flocculer que :

- sa surface spécifique est grande,
- sa concentration est importante,
- le milieu contient des sels flocculants.

Variant dans le temps et l'espace, le processus de floculation complique la détermination des évaluations de la vitesse de chute des particules cohésives.

Comme on l'a vu précédemment, la vitesse de chute est proportionnelle au carré du diamètre équivalent de la particule élémentaire (*loi de Stokes*). Donc, cette vitesse peut être fortement influencée par la formation des agrégats.

En milieu défloculé, la vitesse de chute d'une particule cohésive est très faible. Elle est de l'ordre de quelques millièmes de millimètres par seconde. Par contre, quand il y a formation d'agrégats elle peut atteindre 0,1 à 0,6 mm.s⁻¹.

Pour prendre en compte le phénomène de floculation, un facteur de floculation F a été défini comme étant le rapport de la vitesse de chute de la suspension à l'état flocculé par la vitesse de chute des particules élémentaires.

$$F = \frac{W_{floc}}{W_c}, \text{ avec } W_{floc}, \text{ la vitesse de chute du floc}$$

En pratique, F varie comme l'inverse du carré des diamètres : de 20 000 environ pour des particules de 0,1 micron à 1 pour des particules de 40 microns. Pour ces dernières, la floculation n'influence plus la vitesse de chute (tableau I.6 et figure I.12).

tableau I.6: Facteur de floculation en fonction de la taille des particules élémentaires

D(μm)	0,1	1	10	40
F	20 000	500	5	1

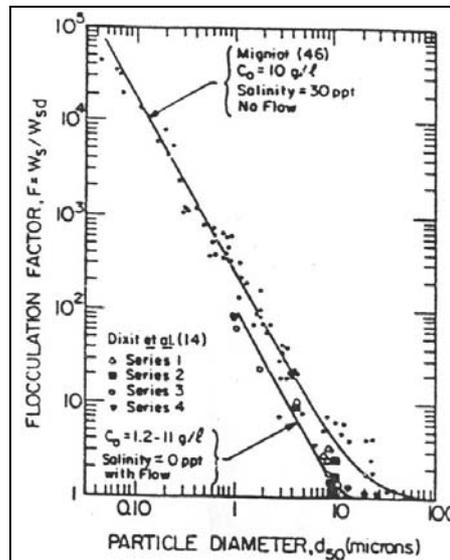


figure I.12: Influence de la taille des particules sur la vitesse de chute (Migniot, 1968).

Tambo et Watanabe, (1979) furent parmi les premiers à proposer une approche théorique et expérimentale tenant compte du processus de floculation pour la détermination de la vitesse de chute. Pour cela, ils se sont intéressés à la détermination de la taille d_{floc} , et de la densité ρ_{floc} , des floes à partir d'un dispositif original d'observation de leur formation en suivant, par prises de vues successives, la chute des particules dans une colonne de sédimentation. En fonction de la taille et de la densité, les vitesses de chute W_{floc} , sont estimées en appliquant la formulation suivante (Tambo et Watanabe, 1979) :

$$W_{floc} = \frac{g}{34 \cdot \mu} (\rho_{floc} - \rho) \cdot d_{floc}^2 = \frac{g}{34 \cdot \mu} \rho_e \cdot d_{floc}^2 \quad \text{équation I.24}$$

$(\rho_{floc} - \rho) = \rho_e$: densité effective des floes.

d_{floc} : diamètre des floes.

Selon Migniot (1982), la vitesse de chute des floes est une fonction croissante de la charge des eaux. En eau calme et pour des charges inférieures à 1 g.l^{-1} , il propose la formulation suivante :

$$W_{floc} = 0,5 \cdot SS^{1,3} \quad \text{équation I.25}$$

Les processus de floculation et la vitesse de chute des floes sont sensibles à la concentration des matières de la suspension (figure I.13).

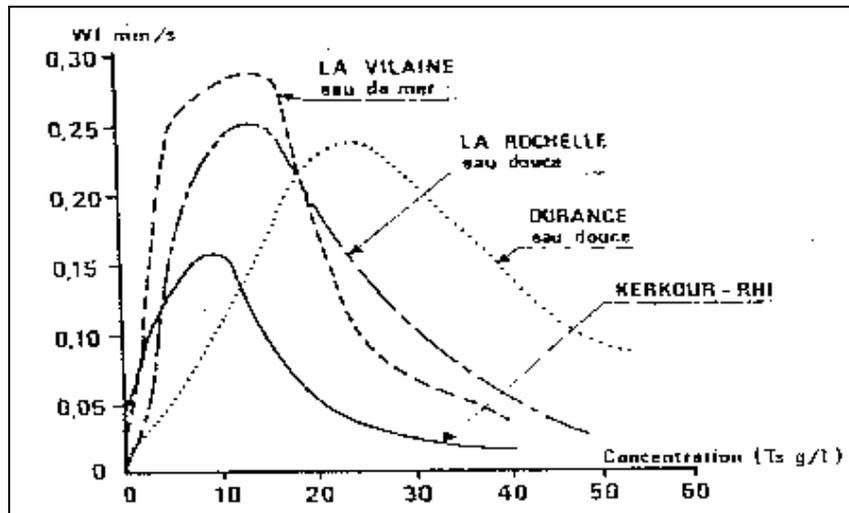


figure I.13 : variation de la vitesse de chute des floes avec la concentration (Migniot, 1968)

W_{floc} augmente progressivement avec la concentration. Elle passe par un maximum pour des concentrations de 10 g.l^{-1} en particules de $0,1$ à $1 \mu\text{m}$ et des concentrations de 20 à 30 g.l^{-1} en limons de 20 microns. Au-delà de ces concentrations, la vitesse de chute devient entravée (figure I.13).

Connaissant le diamètre de l'agrégat et la nature des particules primaires qui le composent, un modèle de représentation fractale, permet par exemple, d'en déduire sa masse ou sa vitesse de chute (Thill, 1999).

Ce modèle repose sur une construction itérative à partir d'une particule et selon un motif de base comme l'illustre la figure I.14 :

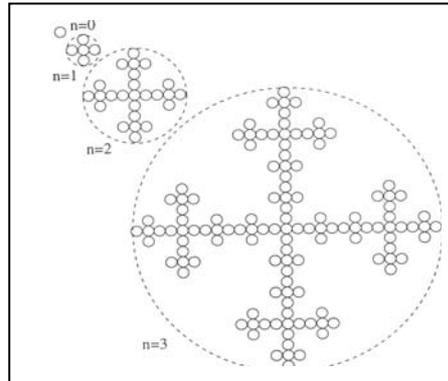


figure I.14 : motif en croix (Thill, 1999)

Soient d et m le diamètre et la masse des particules primaires ; dans l'exemple ci-dessus, le diamètre D , et la masse M de l'agrégat évoluent selon les lois : $D=3^n \cdot d$ et $M=5^n \cdot m$

On a donc la relation $\frac{M}{m} = \left(\frac{D}{d}\right)^{\ln 5 / \ln 3}$; l'exposant $\frac{\ln 5}{\ln 3}$ est la dimension fractale (d_f) de l'agrégat. Il dépend de la façon dont celui-ci est construit.

Connaissant la dimension fractale on peut en déduire la masse volumique de l'agrégat: $\rho_s = k_0 \rho_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{d_f - 3}$ et sa fraction massique $\varphi = k_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{d_f - 3}$

où, r , ρ_0 et V_0 sont respectivement le rayon, la masse volumique et le volume des particules primaires, k_0 est le préfacteur (*fonction de la dimension fractale et de la compacité initiale du système*). Il est maintenant bien établi que les agrégats naturels obéissent à ce type de lois et que la dimension fractale des agrégats est généralement comprise entre 1,4 et 2,8 (Axelos *et al*, 1986 ; Li et Ganczarczyk, 1989 ; Ganczarczyk, 1994 , Thill *et al*, 2001).

Pour plus de détails relatifs à la vitesse de chute, l'agrégation et la notion de dimension fractale, on renvoie le lecteur vers les références suivantes (Brinkman, 1947 ; Sutherland et Tan, 1970 ; Neal *et al*, 1973 ; Matsumoto et Suganuma, 1977 ; Masliyah et Polikar, 1980 ; Simpson, 1982 ; Gibbs, 1985 ; Alldredge *et al*, 1989 ; Rogak et Flagan, 1990 ; Weisner, 1992 ; Syvitski *et al*, 1995 ; Adachi et Tanaka, 1997 ; M'Chirgui, 1997 ; Jiang et Logan, 1991 ; Chellam et Wiesner, 1993)

I.5.5.3 Approche tenant compte de la concentration

Dans la plupart des études sédimentaires, la vitesse de chute apparente de la suspension est reliée expérimentalement à sa concentration massique (Le Normant, 1995 (a) ; Rouas, 1996). Deux cas se distinguent :

- Les concentrations sont comprises entre 0,1 et 10 $g.l^{-1}$

Pour des concentrations massiques comprises entre 0,1 et 10 $g.l^{-1}$, les observations montrent que la vitesse de chute évolue selon la formulation suivante (Krone, 1962) :

$$W_c = K \cdot SS^n \quad \text{équation I.26}$$

K : constante empirique qui dépend de la granulométrie.

n : facteur compris entre 1,1 et 3.

Remarque : Cette loi est plus générale que la relation donnée dans l'équation I.25.

- Les concentrations sont supérieures à 10 $g.l^{-1}$.

Quand la concentration augmente ($SS > 10g.l^{-1}$), la vitesse de chute diminue en raison des collisions induites par les mouvements browniens des particules. Dans ce cas, on peut appliquer la loi de Zaki-Richardson (1954) cité par Le Normant (1995 (a)) et Rouas (1996) :

$$W_c = W_0 \cdot (1 - k \cdot SS)^\beta \quad \text{équation I.27}$$

W_0 : vitesse de chute de référence déduite de la formulation de Stokes ($m.s^{-1}$).

k : paramètre qui dépend de la composition du sédiment (nature, granulométrie,...).

β : coefficient qui dépend de la taille des particules (de l'ordre de 5).

Comme l'illustre la courbe présentée sur la figure I.15, ces deux lois ont été vérifiées expérimentalement par Thorn (1970) (cité par Le Hir, 1999) :

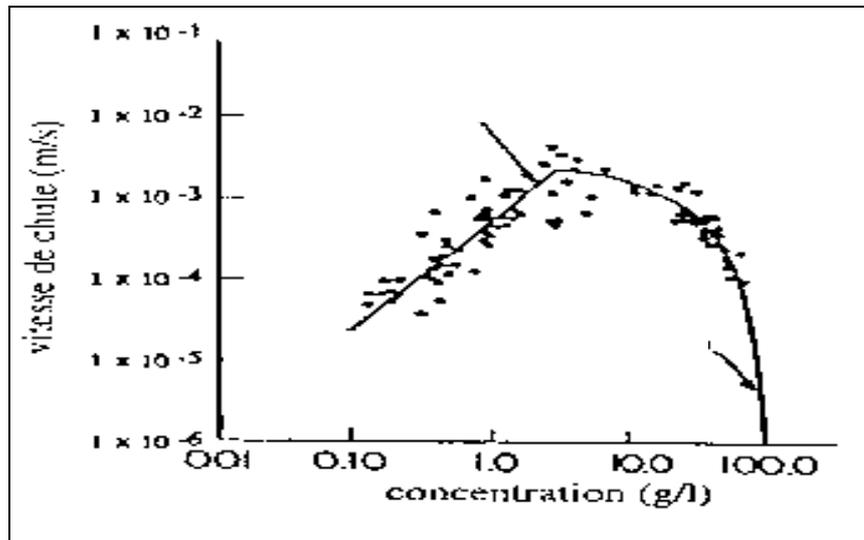


figure I.15: relation entre la vitesse de chute et la concentration (Thorn, 1970 cité par Le Hir, 1999)

I.5.5.4 Approche tenant compte de la vitesse de chute entravée

Pour les fortes concentrations ($> 10 \text{ g.l}^{-1}$), quand la vitesse de chute devient maximale, il est possible de prendre en compte l'effet d'entravement entre les flocons, avec la relation suivante (Le Hir *et al*, 1999) :

$$SS \leq SS_{W_{\max}} \Rightarrow W_c = W_{\min} \cdot (1 + \alpha_1 \cdot SS + \alpha_2 \cdot SS^2)$$

$$SS_{W_{\max}} \leq SS \leq SS_{cr} \Rightarrow W_c = (1 - \beta_1 \cdot SS^{\beta_2})^{4,65} \cdot \frac{W_{\min} \cdot (1 + \alpha_1 \cdot SS_{W_{\max}} + \alpha_2 \cdot SS_{W_{\max}}^2)}{(1 - \beta_1 \cdot SS_{W_{\max}}^{\beta_2})^{4,65}}$$

$SS_{W_{\max}}$: concentration pour laquelle la vitesse de chute est maximale (W_{\max}) (g.l^{-1}).

W_{\min} : vitesse de chute des particules à l'état non floclé (m.s^{-1}).

α_1 et α_2 : constantes empiriques pour avoir une vitesse de chute maximale à la concentration $SS_{W_{\max}}$.

$\beta_1 \cdot SS^{\beta_2}$: concentration volumique.

4,65 : constante classique depuis les expériences de Richardson et Zaki.

SS_{cr} : Concentration critique au delà de laquelle on entre dans une phase de consolidation (g.l^{-1}).

β_2 : constante rendant compte d'une possible densification des flocs, au-dessous de la concentration critique SS_{cr} . En général, elle est égale à 0,5.

Au-delà de SS_{cr} , la sédimentation est supposée varier en fonction de la concentration selon la loi :

$$W_c = \gamma \cdot SS^\delta ; \gamma \text{ et } \delta \text{ sont des constantes empiriques} \quad \text{équation I.28}$$

En pratique, l'ensemble de ces paramètres doit être ajusté expérimentalement.

Mc Nown et Lin (cité par Tanguy, 1991) ont quantifié l'effet de la concentration en particules sur la vitesse de chute. Le rapport de la vitesse entravée W_{\max} sur la vitesse de chute libre W_c peut être exprimé par :

$$\frac{W_{\max}}{W_c} = (1 - SS)^n \quad \text{équation I.29}$$

Où n est un coefficient qui varie de 4,5 pour des sables très fins à 2,5 pour des matériaux grossiers, SS est la concentration volumique.

I.5.5.5 Approche tenant compte de la concentration et de la turbulence

En condition de floculation, indépendamment de la concentration de la suspension, un régime d'écoulement "faiblement turbulent" peut favoriser la formation des agrégats. Inversement, un régime "fortement turbulent" est susceptible de les détruire. Van Leussen (1994), cité par (Le Normant, 1995 (a) ; Rouas, 1996), propose une expression de la vitesse de chute qui intègre un facteur turbulent traduisant ce rapport entre la formation et la fragmentation des flocons sous l'effet de la turbulence.

$$W_c = K \cdot SS^n \cdot \frac{1+a \cdot G}{1+b \cdot G^2} \quad \text{équation I.30}$$

G : gradient de vitesse turbulent (appelé aussi gradient de vitesse absolu). Il varie entre 1 et 50 s^{-1} . Défini par Camp et Stein, 1943 (Le Normant, 1995 (a) ; Rouas, 1996), il traduit le rapport entre l'énergie de dissipation turbulente ε , qui joue un rôle important dans la destruction des flocons, et la viscosité moléculaire ν . $G = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}$

Les termes $(1+a.G)$ et $(1+b.G^2)$ traduisent les effets de la turbulence respectivement sur la floculation et sur la cassure des flocs.

Des expériences réalisées en colonne de sédimentation avec une turbulence générée à partir d'une grille oscillante, ont permis de déterminer les coefficients a et b pour :

la Kaolinite : a = 12, b = 3,

la vase de l'Erms : a = 0,3 et b = 0,09.

Les vitesses de chute maximales obtenues avec ces coefficients correspondent à des faibles valeurs de G ($G < 1 s^{-1}$), (Le Normant, 1995 (a) ; Rouas, 1996).

I.5.5.6 Évaluation expérimentale de la vitesse de chute

La vitesse de chute des particules est fréquemment évaluée en observant la décantation dans une colonne d'une solution au repos obtenue après agitation d'un échantillon de vase prélevé dans le cours d'eau. En fonction du protocole opératoire, les résultats obtenus par cette méthode sont plus ou moins variables et ne peuvent pas être utilisés tels quels dans les modèles. La méthode décrite ci-après permet d'apprécier la vitesse de décantation *in situ* à partir d'une interprétation des profils verticaux de concentration des matières en suspension. En particulier, EDF⁵ a utilisé cette méthode pour caler le modèle radioécologique de son modèle CALIDO sur la Vienne (Siclet *et al*, 1996).

- Bases théoriques : dans les zones de dépôt (*écoulement calme*) et en écoulement permanent et uniforme, la distribution verticale de la concentration des matières en suspension peut être approchée par l'équation de transport suivante, qui exprime l'équilibre entre l'effet de la vitesse de chute et la diffusion turbulente :

$$W_c \cdot \frac{\partial SS}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_z \cdot \frac{\partial SS}{\partial z}) \rightarrow SS(z) \cdot W_c = K_z \cdot \frac{dSS(z)}{dz}$$

Dans un canal et dans la couche où les mesures de concentration sont effectuées et en supposant que les particules solides fines suivent le mouvement des particules fluides, la répartition verticale de la diffusivité est donnée par :

$$K_z = k \cdot u^* \cdot \frac{z}{h} \cdot (h - z)$$

K_z est la diffusion turbulente (Graf, 1984)

k : constante de Karman qui est égale à 0,4.

u^* : vitesse de frottement (m, s^{-1}).

h : tirant d'eau (m).

z : distance comptée depuis le fond (m).

⁵ Électricité De France

La solution analytique de l'équation précédente est :

$$\frac{SS(z)}{SS(z^*)} = \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{z^*}{h-z^*} \right)^Y \quad \text{avec } Y = \frac{W_c}{k \cdot u^*}$$

z^* : hauteur de référence près du fond (m)

Cette loi est appelée généralement la loi de Rouse (Zyserman et Fredsoe, 1994) dont le coefficient Y porte le nom. Cette équation, tel qu'elle a été développée, fait intervenir la concentration auprès du fond. Cette dernière doit être traitée avec beaucoup de précaution car, dans cette zone, il faut maîtriser à la fois la vitesse de chute entravée et l'état de la turbulence dans la couche limite.

- Méthode : dans une zone de dépôt, la méthode consiste à mesurer expérimentalement un profil vertical de concentration et à caler la valeur de la vitesse de chute pour faire coïncider au mieux le profil théorique précédent et le profil mesuré.

Sur le principe, cette méthode est relativement simple puisqu'elle repose sur la seule mesure des concentrations selon la verticale. À titre d'exemple, des mesures de concentration des matières en suspension de la Vienne en étiage ont été réalisées par EDF pour différentes classes granulométriques sur une profondeur de 2,5 m. L'application de cette méthode a donné une vitesse de chute de l'ordre de 0,6 mm.s⁻¹ (Siclet *et al*, 1996).

1.5.5.7 Autres paramètres influençant la vitesse de chute

La viscosité cinématique de l'eau varie avec la température (Migniot, 1996) :

$$\text{à } 4^\circ\text{C} \quad \nu = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\text{à } 20^\circ\text{C} \quad \nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\text{à } 30^\circ\text{C} \quad \nu = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

En conséquence, la température joue un rôle important sur la vitesse de chute. A titre d'exemple, pour des mêmes éléments fins, la vitesse de chute est réduite de moitié quand la température de l'eau passe de 30°C à 4°C. Donc, dans la nature, la décantation n'est pas la même en été et en hiver. Pour une concentration en sédiments égale à 5 g.l⁻¹, les vitesses de chute moyennes augmentent brusquement lorsque la salinité varie entre 0 et 5‰, au-delà de 10‰ la salinité n'a plus d'influence sur la vitesse de chute qui reste proche d'une valeur égale à 0,16 mm.s⁻¹.

1.5.6 Détermination des tensions critiques de dépôt

Dans la pratique, les tensions critiques de dépôt peuvent être déterminées en suivant l'évolution temporelle de la concentration moyenne sur la verticale en fonction de la vitesse de frottement, u^* , associée à l'écoulement :

$$\frac{dSS_h}{dt} = f(\tau_f) \quad \text{équation I.31}$$

Les conditions de dépôt sont vérifiées dès que ce gradient est négatif. Inversement, comme nous le verrons plus tard, cette méthode permet également d'évaluer la tension critique d'érosion quand ce gradient est positif.

Cette méthode expérimentale repose sur le tracé de la variation du gradient de la concentration moyenne sur la verticale en fonction de la tension de frottement exercée par le fluide sur le lit sédimentaire (El Ganaoui, 1998 et 2000).

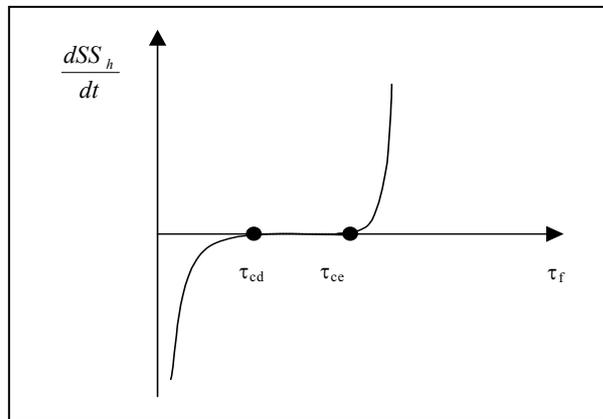


figure I.16: Évaluation des tensions critiques de dépôt et d'érosion en fonction de la variation de la concentration au cours du temps

En pratique, ce gradient est négligeable lorsque les tensions de frottement sont comprises entre les tensions critiques de dépôt et d'érosion. Comme l'illustre la figure I.16, les limites de ce domaine peuvent être assimilées à ces deux tensions critiques.

De façon générale, ces expérimentations de calage sont lourdes à mettre en œuvre et délicates à interpréter car elles nécessitent une très bonne précision sur l'évaluation de l'évolution du gradient, d'une part et, sur la détermination de la tension de frottement en chaque point d'autre part. Des tests en canal au cours desquels la vitesse de l'écoulement était lentement augmentée jusqu'à ce que plus aucun dépôt ne se produise, ont permis d'estimer la gamme de variation de la tension critique de dépôt pour les sédiments cohésifs entre $0,04 \text{ N.m}^{-2}$ et $0,2 \text{ N.m}^{-2}$ (Le Normant, 1995 (a))

Avant de s'intéresser à la détermination de la tension critique d'érosion, il faut d'abord étudier la consolidation d'un dépôt cohésif. Ce processus, propre aux sédiments cohésifs, a une grande influence sur la précision des paramètres relatifs au flux d'érosion. L'étude de la consolidation repose sur différentes approches, l'objectif étant de relier la consolidation de la vase à sa rigidité initiale (*sa résistance au cisaillement*) et au taux de vide présent dans le mélange eau – sédiment qui la compose (*sa concentration*).

1.5.7 Consolidation des dépôts cohésifs

Lorsqu'elles se déposent, les matières cohésives forment des couches qui se tassent les unes sur les autres. En modifiant la rigidité initiale de ces différentes couches, ce tassement transforme leurs propriétés d'érosion. Ainsi, on distingue trois grands domaines d'érosion : les *vases liquides* fraîchement déposées qui se comportent comme un fluide dense (*présence d'eau interstitielle*) figure I.17, les *vases plastiques* qui commencent à se consolider en prenant un aspect plastique (*présence d'eau liée uniquement*) figure I.18 et les *vases solides* qui après un tassement prolongé présentent une très grande résistance à l'érosion (*absence d'eau*) figure I.19 (Partheniades, 1965)

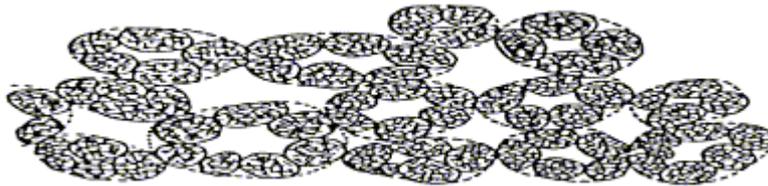


figure I.17: Structure très lâche de la vase récemment déposée, Partheniades (1965)

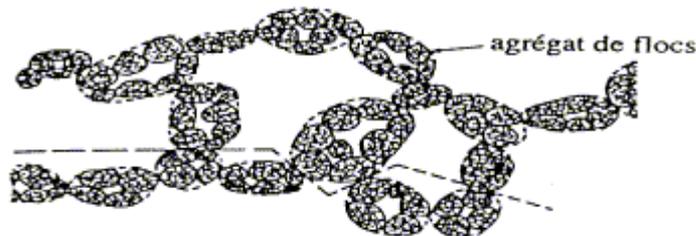


figure I.18: Structure de dépôt après réarrangement des agrégats, Partheniades (1965)



figure I.19: Structure dense du dépôt consolidé, Partheniades (1965)

Pour décrire cette mécanique, il existe des lois de tassement qui donnent l'évolution au cours du temps de la concentration des sédiments de fond à partir de laquelle il devient possible d'estimer la rigidité des couches sédimentaires. On distingue quatre grands types d'approches :

- des approches empiriques globales qui décrivent l'évolution moyenne des couches,
- des approches empiriques verticales qui décrivent l'évolution verticale des couches,
- une approche théorique propre aux mécaniciens des sols,
- une approche théorique propre aux hydrodynamiciens.

I.5.7.1 Approches empiriques globales

Ces approches empiriques décrivent l'évolution moyenne de la concentration des dépôts et ne permettent pas d'appréhender l'hétérogénéité verticale des différentes couches sédimentaires. Pour décrire ces évolutions moyennes, Lane et Koelzer (1953) cités par (Rouas, 1996) proposent une formulation déduite de l'analyse de nombreux échantillons de dépôts consolidés dans des réservoirs d'eau. Cette formulation est la suivante :

$$SF_{moy} = \alpha \cdot \log t + \beta \quad \text{équation I.32}$$

SF_{moy} : concentration moyenne du sédiment de fond ($kg_{sec}.m^{-3}$)

β : concentration moyenne du sédiment de fond après un an de consolidation ($kg_{sec}.m^{-3}$)

α : coefficient ($kg_{sec}.m^{-3}.s^{-1}$)

t : le temps (s).

Pour les limons $\beta \cong 1050 kg_{sec}.m^{-3}$.

Pour les argiles $\beta \cong 250 kg_{sec}.m^{-3}$.

En 1968, Migniot affine la paramétrisation du coefficient α en expérimentant le tassement des sédiments cohésifs dans des colonnes de sédimentation transparentes initialement remplies d'une suspension homogène de concentration SS_{moy} . Comme l'illustre la figure I.20 (Rouas, 1996), le principe consiste à observer la décantation des particules au cours du temps.

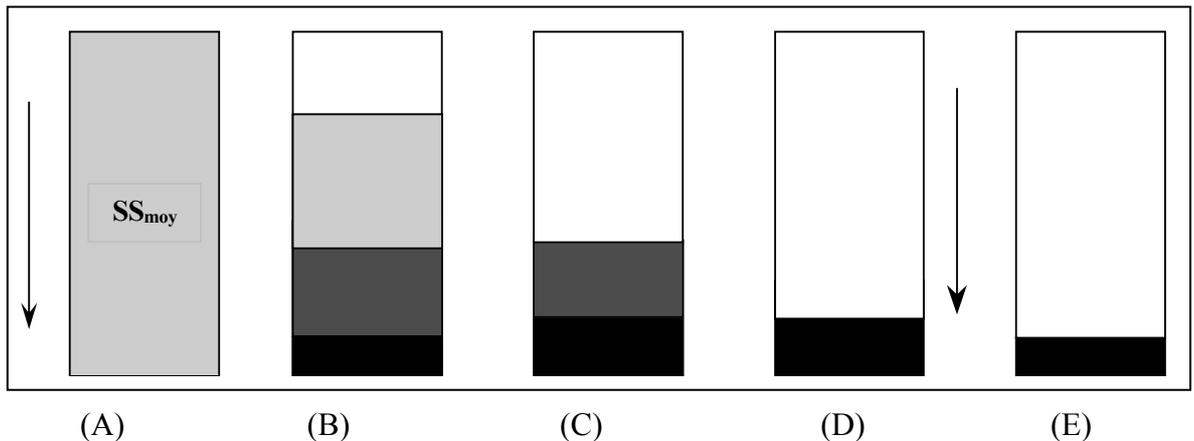


figure I.20: Représentation de la sédimentation en colonne

La décantation est considérée en cinq étapes :

A : suspension homogène,

B : suspension stratifiée associée au début de la chute des particules,

C : accentuation de la chute et suspension très concentrée,

D : début de formation du lit cohésif,

E : lit consolidé.

Les courbes d'évolution en temps de la concentration moyenne du dépôt d'une suspension de sédiments cohésifs en eau calme sont de la forme suivante présentée sur la figure I.21 :

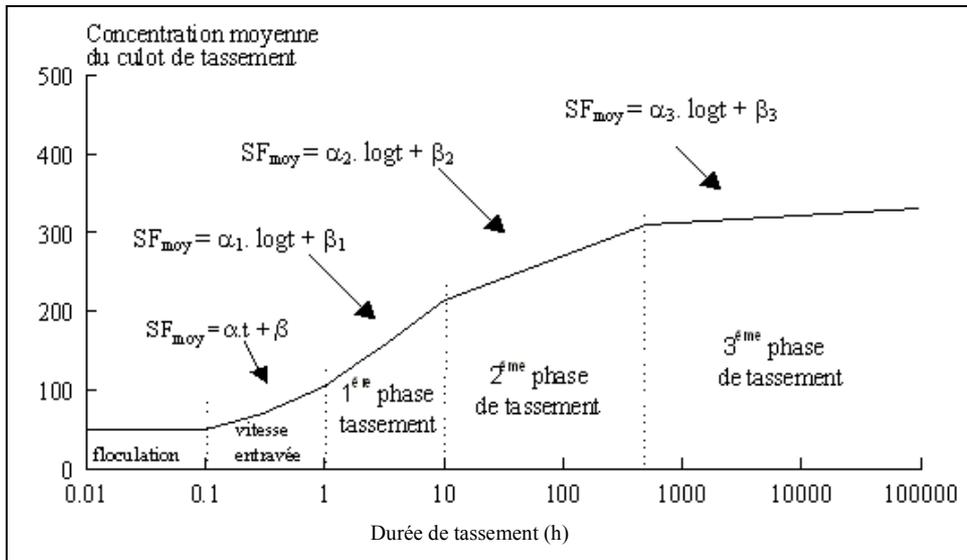


figure I.21: courbe de tassement d'un dépôt de vase, Migniot (1968)

À partir de ces évolutions, Migniot (1968) propose de paramétrer le coefficient α en fonction de la phase de sédimentation et du diamètre équivalent des particules :

$$\alpha = 0,01 + 0,05 D \quad \text{en phase de décantation (D en microns)}$$

$$\alpha = 0,01 + 0,015 D \quad \text{en phase d'élimination de l'eau interstitielle}$$

$$\alpha = 0,01 + 0,001 D \quad \text{en phase d'élimination de l'eau fixée}$$

L'application de cette loi à des sédiments provenant de l'estuaire de la Loire a donné⁶ :

$$SF_{moy} = 136,2 \cdot \log(t + 5,42) \quad \text{pour } 0 < t < 24 \text{ h} \quad \text{équation I.33}$$

$$SF_{moy} = 70 \cdot \log t + 200 \quad \text{pour } t > 24 \text{ h} \quad \text{équation I.34}$$

⁶ α a une dimension plus importante dans les expressions qui suivent à cause de la conversion du (temps en secondes) en (temps en heures).

I.5.7.2 Approches empiriques verticales

Ces approches visent à caractériser l'hétérogénéité verticale des différentes couches sédimentaires. Le lit sédimentaire est discrétisé en un nombre fixe de couches.

En fonction du temps de séjour t , Hayter (1982) et Triatmodjo (1987) cités par Le Normant (1995 (a)) et Rouas (1996) caractérisent chaque couche i par sa concentration moyenne $SF_{moy}(i, t)$. Le tassement des différentes couches induit par les dépôts frais, qui arrivent sur la première couche, est modélisé en considérant que l'épaisseur, notée $epai(i, t)$, de vase non érodée qui subsiste dans la couche i bascule à la fin du temps de séjour t dans la couche $(i + 1)$ plus consolidée:

$$epai(i + 1, t) = epai(i + 1, t) + epai(i, t) \cdot \frac{SF_{moy}(i, t)}{SF_{moy}(i + 1, t)} \quad \text{équation I.35}$$

La conservation de la cote du fond est imposée en posant :

$$epai(i, t) = 0$$

Migniot (1968) propose, également, une loi de distribution verticale de la concentration des dépôts :

$$SF_{moy}(h) = SF_{moy}(S) + n \cdot \log(h) \quad \text{équation I.36}$$

h : profondeur du sol (m)

$SF_{moy}(h)$: concentration moyenne à la profondeur h ($g.l^{-1}$)

$SF_{moy}(s)$: concentration à la surface du sol ($g.l^{-1}$)

n : paramètre qui dépend de la nature du complexe sol - eau et des conditions de sédimentation (pour la vase de la Vilaine ce paramètre varie entre 50 et 80).

I.5.7.3 Théorie des mécaniciens des sols

L'évaluation du tassement à partir des théories de la mécanique des sols s'appuie sur la détermination de la capacité des mouvements de l'eau dans les sédiments de fond. L'une des principales variables d'état est l'indice de vide e qui exprime le rapport entre le volume vide et le volume solide. Pour les sédiments de fond d'un cours d'eau, le milieu est saturé et le volume vide représente le volume d'eau présent dans le sol.

Pour un volume de sédiment de fond, on note :

$$V_T = V_V + V_S \quad \text{équation I.37}$$

$$e = \frac{V_V}{V_S} \rightarrow (1 + e) \cdot V_S = V_T \quad \text{équation I.38}$$

V_S : volume solide (m^3) ; V_V : volume vide (m^3) ; V_T : volume total (m^3)

Par hypothèse, le volume solide est supposé invariant et l'évolution du tassement est uniquement attribuée aux variations du volume d'eau ou du vide. Avec cette considération, le tassement dépend uniquement des flux d'eau entrant et sortant. Pour déterminer ces flux, il est nécessaire de connaître les contraintes qui s'exercent sur le volume total.

Pour le sédiment de fond, on admet le postulat de Terzaghi (1923) (cité par Gibson *et al*, 1967), qui établit que la contrainte σ exercée sur un volume élémentaire, est la somme de la contrainte effective des grains σ' et, de la contrainte P exercée par la pression de l'eau interstitielle.

$$\sigma = \sigma' + P \quad \text{équation I.39}$$

À partir de là, Gibson et al (1967) proposent un modèle de consolidation en se basant sur les hypothèses suivantes :

- les grains et le fluide sont incompressibles,
- la distribution granulaire est uniforme,
- les mouvements des grains et de l'eau interstitielle s'effectuent uniquement le long de la verticale,
- la perméabilité et la contrainte effective ne dépendent que de l'indice de vide,
- l'écoulement de l'eau suit une loi de Darcy généralisée qui exprime que la vitesse relative moyenne du fluide par rapport aux particules solides W_m , est proportionnelle au gradient hydraulique ε_H .

$$W_m = n \cdot (W_f - W_s) = - \frac{k}{\rho_f} \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \quad \text{équation I.40}$$

k : la perméabilité du sol ($m \cdot s^{-1}$),

ρ_f : masse volumique du fluide ($kg \cdot m^{-3}$),

n : la porosité,

W_f : vitesse verticale du fluide ($m \cdot s^{-1}$),

W_s : vitesse verticale des particules solides ($m \cdot s^{-1}$),

$\varepsilon_H = \frac{\partial H}{\partial z}$: le gradient hydraulique, H : côte de la surface libre (m).

La porosité n est le rapport entre le volume du vide et le volume total. Elle peut s'exprimer en fonction de l'indice de vide e .

$$n = \frac{V_V}{V_T} \rightarrow n = \frac{e}{1+e} \quad \text{équation I.41}$$

La perméabilité du sol k exprime la possibilité d'évacuation de l'eau interstitielle contenue entre les particules solides. Par hypothèse, k est fonction de l'indice de vide e et, les relations qui relient ces deux entités sont purement empiriques. Ce facteur qui peut indiquer la rapidité de la consolidation du fond (tableau I.7) (*rapide voire instantanée si $k > 10^{-5} m \cdot s^{-1}$, plus lente dans le cas contraire*) varie selon la nature du sol. Il est d'autant plus important que les sédiments sont cohésifs (Migniot, 1982) :

tableau I.7: variabilité de la perméabilité en fonction de la nature du sol

sable ($m \cdot s^{-1}$)	sable argileux ($m \cdot s^{-1}$)	limon ($m \cdot s^{-1}$)	argile maigre ($m \cdot s^{-1}$)	argile grasse ($m \cdot s^{-1}$)
10^{-1} à 10^{-3}	10^{-3} à 10^{-4}	10^{-6} à 10^{-7}	10^{-7} à 10^{-8}	10^{-8} à 10^{-9}

Le gradient hydraulique ε_H représente l'excès de la pression interstitielle par rapport à la pression hydrostatique. Cet excès diminue quand les contacts entre les grains augmentent. En l'absence de contacts entre les grains, cet excès représente le poids de ces derniers.

En ajoutant à ces lois celles trouvées expérimentalement reliant la perméabilité $k(e)$ et la contrainte effective⁷ $\sigma'(e)$ à l'indice de vide e , on aboutit à l'équation de Gibson, qui traduit la variation verticale, au cours du temps, de l'indice de vide dans le lit sédimentaire.

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_f} - 1\right) \cdot \frac{\partial}{\partial e} \left[\frac{k(e)}{1+e} \right] \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{1}{\gamma_f} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{k(e)}{1+e} \frac{\partial \sigma'(e)}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial z} \right] = 0 \quad \text{équation I.42}$$

γ_s et γ_f sont les poids volumiques du sédiment sec et du fluide respectivement.

Cette première approche théorique consiste donc en une approche compartimentale qui traite séparément les milieux fluide et solide en faisant appel à des théories de la mécanique des sols pour caractériser le mouvement d'eau entre les grains sédimentaires, la variable d'état considérée est l'indice de vide. Or, cette approche est fondée sur l'hypothèse que la contrainte effective n'est fonction que de l'indice de vide. Alexis et al (1992) ont tracé la variation de la contrainte effective en fonction de l'indice des vides, cette courbe a montré qu'on peut avoir pour des contraintes très distinctes un même indice de vide.

Remarque : voir aussi (Peltier et al, 1996).

I.5.7.4 Théorie des hydrodynamiciens

Les hydrodynamiciens s'intéressent au suivi du mouvement descendant des particules, en suivant la variation de leur vitesse de sédimentation (*ou de chute*), la variable d'état, cette fois-ci est la concentration. On fait une hypothèse simplificatrice $W_s = F(SS)$, équation de Kynch (1951) :

$$\frac{\partial SS}{\partial t} + \frac{\partial(SS \cdot W_c)}{\partial z} = 0$$

Cette approche considère qu'on a un seul mélange eau-sédiment, avec une concentration qui devient plus importante en allant vers le fond du cours d'eau. Cette théorie est souvent utilisée au vu de sa simplicité et de son coût faible en temps de calcul.

Avec cette approche, il s'agit de quantifier le déplacement des grains de concentration SS vers le bas.

⁷ $\sigma'(e)$ est la contrainte effective qui se transmet directement d'un grain à l'autre

1.5.8 Détermination des tensions critiques d'érosion

1.5.8.1 Détermination des tensions critiques d'érosion à partir de la rigidité initiale

Migniot (1982) exprime la tension critique d'érosion en fonction de la rigidité initiale du lit τ_y . Pour un dépôt cohésif, ce paramètre rhéologique est déterminé expérimentalement en mesurant la force nécessaire pour faire tourner un axe ou un rotor posé dans la couche de surface du lit sédimentaire.

On distingue trois grands domaines d'érosions en fonction de la phase de consolidation des dépôts :

- Pour des vases fluides $\tau_y < 3 \text{ N.m}^{-2}$
- Pour des vases plastiques $3 \text{ N.m}^{-2} < \tau_y < 75 \text{ N.m}^{-2}$
- Pour des vases solides $\tau_y > 75 \text{ N.m}^{-2}$

La tension de frottement exercée par l'écoulement sur le fond s'exprime en fonction de la vitesse de frottement u^* : $\tau_f = \rho \cdot u^{*2}$

Ainsi, de la même façon que l'on définit une tension critique d'érosion, on peut définir u_{ce}^* , la vitesse de frottement critique d'érosion lui correspondant.

En fonction de la rigidité initiale, les vitesses de frottement critiques d'érosion pour les vases fluides et plastiques sont (Migniot, 1982) :

Pour des vases fluides ($\tau_y < 3 \text{ N.m}^{-2}$) : $u_{ce}^* = 1,3 \cdot \tau_y^{1/4} \rightarrow \tau_{ce} = 0,169 \cdot \tau_y^{1/2}$ équation I.43

Pour des vases plastiques ($3 \text{ N.m}^{-2} < \tau_y < 75 \text{ N.m}^{-2}$) : $u_{ce}^* = \tau_y^{1/2} \rightarrow \tau_{ce} = 0,324 \cdot \tau_y^{0,62}$ équation I.44

1.5.8.2 Détermination de la tension critique d'érosion en fonction de la concentration

La vitesse de frottement critique d'érosion, nécessaire pour provoquer un début d'érosion peut être associée à la concentration (SF) des dépôts :

Pour des vases fluides : $u_{ce}^* = K \cdot SF$ équation I.45

Pour des vases plastiques : $u_{ce}^* = K' \cdot SF^2$ équation I.46

Pour des vases solides : $u_{ce}^* = K'' \cdot SF^2$ équation I.47

K , K' et K'' dépendent de la nature des sédiments étudiés et ont une valeur d'autant plus grande que le sédiment est plus fin.

I.5.8.3 Détermination expérimentale des tensions critiques d'érosion

Comme pour le dépôt (cf I.5.2), le taux d'érosion peut être déterminé en suivant l'évolution dans le temps de la concentration moyenne sur la verticale en supposant que l'érosion et la sédimentation ne peuvent pas avoir lieu en même temps (Villaret, 1987). L'érosion est associée aux évolutions positives de ce gradient.

Différents contacts, avec des laboratoires de recherches qui s'intéressent à ces problématiques, ont montré que l'estimation de la tension critique d'érosion reste un thème de recherche très ouvert.

I.5.8.4 Récapitulatif sur la détermination de la contrainte d'érosion

En résumé, la contrainte critique d'érosion peut être déterminée soit à partir de la rigidité initiale, soit à partir de la concentration des matières. On récapitule ci-dessous les principales expressions précitées (tableau I.8) :

tableau I.8: lois d'érosion selon la consolidation d'un dépôt cohésif

	Concentration dans les dépôts SF ($g.l^{-1}$)	Rigidité initiale τ_y ($N.m^{-2}$)	Vitesse critique d'érosion u_{ce}^* en fonction de (SF)
Vase fluide	$100 < SF < 250$	$\tau_y < 3$	$u_{ce}^* = K \cdot (SF)$
Vase plastique	$SF > 250$	$3 < \tau_y < 75 N.m^{-2}$	$u_{ce}^* = K' \cdot (SF)^2$
Vase solide	$SF > 300$	$\tau_y > 75 N.m^{-2}$	$u_{ce}^* = K'' \cdot (SF)^2$

La tension critique d'érosion est reliée directement au frottement exercé par l'écoulement sur le fond, ce frottement est susceptible de changer selon la nature de l'écoulement et des fonds des cours d'eau.

Rappelons que le but de ce travail est l'étude de l'influence de la dynamique sédimentaire sur les transferts des radionucléides émis par les installations nucléaires du cycle du combustible, la quasi totalité de ces dernières sont disposées à proximité de cours d'eau caractérisés par des conditions d'écoulement fluviales (*Rhône, Loire, Vienne, ...*). C'est la raison pour laquelle on s'intéressera plus spécifiquement dans la suite à ce type d'écoulement ou d'hydraulique.

I.6 Hydraulique fluviale

I.6.1 Principaux éléments géométriques d'un cours d'eau

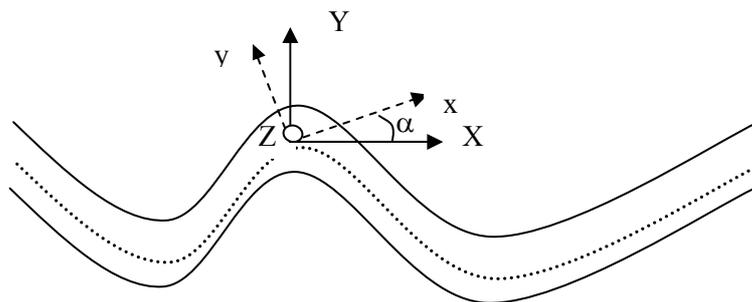
Les principaux éléments géométriques d'un cours d'eau sont caractérisés par des profils en long et en travers.

Les éléments géométriques d'un profil en travers sont les suivants (Graf, 1993):

- Le périmètre mouillé (P) correspond à la partie mouillée du périmètre dans une section droite du chenal.
- La section ou surface mouillée (A) est la section du cours d'eau délimitée par le périmètre mouillé et la surface libre.
- Le rayon hydraulique (R_H) est déterminé par le quotient de la surface mouillée A , et du périmètre mouillé P : $R_H = \frac{A}{P}$
- La largeur au miroir (L) est la largeur de la surface libre,
- La profondeur hydraulique (D_H) est définie par : $D_H = \frac{A}{L}$.
- La profondeur (h) ou hauteur d'eau est attribuée à la profondeur maximale du cours d'eau.

Les éléments géométriques des profils en long sont principalement :

- L'angle de l'axe hydraulique avec une direction fixe pour le tracé en plan dans le cas des lits à méandres : α



- La pente du profil en long : J



Pour les grands fleuves, cette pente est faible, elle est de l'ordre de 1 ‰.

I.6.2 Écoulement dans les cours d'eau

De façon générale, les écoulements dans les cours d'eau sont des écoulements à surface libre (présence d'une surface de séparation entre l'air et l'eau où la pression est égale à la pression atmosphérique).

I.6.2.1 Types d'écoulement

Les types d'écoulement dépendent de la combinaison des variations de condition dans le temps et dans l'espace. Dans le temps, on distingue les écoulements permanents et non permanents. Dans l'espace, on distingue les écoulements uniformes et non uniformes (Graf, 1993).

- Le mouvement est permanent si les vitesses moyennes U , et ponctuelles⁸ u , ainsi que la profondeur h ou D_H , restent invariables dans le temps en grandeur et en direction. Par conséquent, le débit Q est constant : $U \cdot A = Q$. Dans le cas contraire, le mouvement est non permanent.
- Le mouvement est uniforme si la profondeur D_H , ainsi que les autres paramètres, restent invariables dans les diverses sections du cours d'eau. Pour un écoulement uniforme et permanent, la ligne de la pente de fond est parallèle à la ligne de la surface libre.

Remarque : On peut donc avoir trois grands types d'écoulements :

- permanent - uniforme
- permanent - non uniforme
- non permanent - non uniforme.

I.6.2.2 Régimes d'écoulement

L'écoulement dans un cours d'eau résulte principalement de l'action de trois forces : forces d'inertie, forces de gravité et forces de frottement.

Les régimes d'écoulement caractérisent l'influence plus ou moins forte de ces trois forces. Pour quantifier cette influence dans les canaux et les rivières, on considère les nombres sans dimension suivants :

- Le nombre de Froude, qui exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité, $Fr = \frac{U}{\sqrt{g \cdot D_H}}$
- Le nombre de Reynolds, qui est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de frottement, $Re = \frac{U \cdot R_H}{\nu}$

⁸ U est la moyenne de la vitesse ponctuelle, u , sur toute la section, A .

Ces nombres permettent de caractériser les écoulements comme le résume le tableau I.9 (Graf, 1993) :

tableau I.9: Caractérisation des écoulements selon les nombres de Reynolds et de Froude

ÉCOULEMENT	CARACTÉRISTIQUES
Laminaire	$Re < 500$
Turbulent	$Re > 2000$
Transition	$500 < Re < 2000$
Fluvial	$Fr < 1$
Torrentiel	$Fr > 1$
Critique	$Fr = 1$

Les combinaisons entre ces caractéristiques définissent quatre régimes d'écoulement (Graf, 1993) :

tableau I.10: Régimes d'écoulement.

ECOULEMENT	CARACTÉRISTIQUES
Fluvial - laminaire	$Fr < 1$ et $Re < 500$
Fluvial - turbulent	$Fr < 1$ et $Re > 2000$
Torrentiel - laminaire	$Fr > 1$ et $Re < 500$
Torrentiel - turbulent	$Fr > 1$ et $Re > 2000$

Une relation profondeur/vitesse, tirée d'expériences réalisées par Robertson et Rouse (Graf, 1993), est donnée par la figure I.22 pour des canaux rectangulaires très larges. Cette figure illustre les quatre régimes de l'écoulement (Graf, 1996).

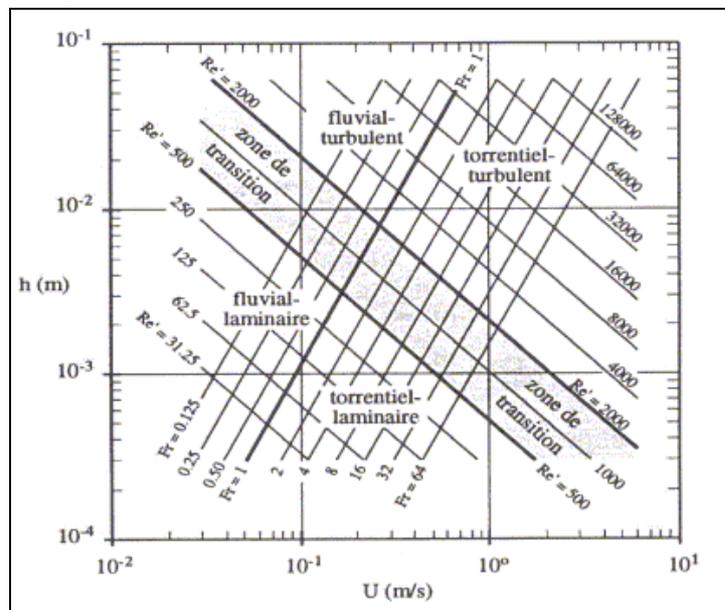


figure I.22: Abaques de régime de l'écoulement selon la vitesse et la hauteur d'eau (Graf, 1996)

I.6.3 Modélisation de base pour l'hydraulique fluviale

Après quelques rappels de base, on présente ci-dessous l'approche qui est la plus répandue pour modéliser l'hydraulique de ce type d'écoulement.

I.6.3.1 Équations générales du mouvement

Les équations générales du mouvement reposent sur les équations de Navier - Stokes en fluide incompressible qui s'expriment par une équation de conservation de la quantité de mouvement et une équation de continuité. Sous leur forme générale, ces équations s'écrivent respectivement (Schiestel, 1993) :

$$\frac{\partial \rho \cdot u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \cdot u_i \cdot u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \rho \cdot F_i = 0$$

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

équation I.48

u_i : composantes du vecteur vitesse ($m \cdot s^{-1}$)

ρ : masse volumique du fluide ($kg \cdot m^{-3}$)

τ_{ij} : tenseur symétrique des contraintes visqueuses ($N \cdot m^{-2}$)

p : pression ($N \cdot m^{-2}$)

$\rho \cdot F_i$: forces de volume qui sont en général nulles ($N \cdot m^{-3}$).

Pour les fluides newtoniens, les contraintes visqueuses sont exprimées par :

$$\tau_{ij} = \mu \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad i, j = 1, 2, 3$$

équation I.49

μ : viscosité dynamique du fluide ($kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$).

En adoptant la décomposition de Reynolds, qui consiste à représenter chaque quantité instantanée (a) par la somme d'une grandeur moyenne (\bar{a}) et d'une grandeur fluctuante (a') ($a = \bar{a} + a'$), on obtient les équations de Reynolds pour le mouvement moyen :

$$\frac{\partial \rho \cdot \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \cdot \bar{u}_i \bar{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \cdot \overline{u_i u_j}) = 0$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

équation I.50

Dans les équations précédentes, les termes $\overline{u_i u_j}$ sont les tensions de Reynolds qui traduisent les effets non linéaires de la turbulence, on appelle souvent contraintes turbulentes τ_t , les quantités $\rho \cdot \overline{u_i u_j}$. Avec ces termes, le système d'équation comporte plus d'inconnues que d'équations. Pour le résoudre, il est nécessaire de modéliser ces tensions. On présente ci-après deux modèles de fermeture facilement applicables.

I.6.3.1.1 Le modèle à viscosité constante

C'est le modèle le plus simple. Il consiste à évaluer les tensions turbulentes par analogie avec l'expression des contraintes visqueuses :

$$\overline{u_i u_j} = -\nu_t \cdot \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad \text{équation I.51}$$

ν_t : viscosité turbulente ($m^2 \cdot s^{-1}$).

Cette expression est utilisable quand l'écoulement est assez homogène et peu perturbé par la présence d'ouvrages. C'est le cas en pleine mer ou en section courante d'une rivière (Tanguy, 1991).

I.6.3.1.2 Le modèle à longueur de mélange

La théorie de longueur de mélange a été présentée par Prandtl en 1945 (Schiestel, 1993). Par analogie avec la théorie cinétique des gaz, Prandtl fit l'hypothèse que la composante fluctuante de la vitesse est proportionnelle au gradient de la vitesse moyenne dans la direction perpendiculaire à cette vitesse, soit :

$$\overline{u_i u_j} = (l_m \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j})^2 \quad \text{équation I.52}$$

l_m : la longueur de mélange, supposée isotrope (m).

La viscosité turbulente et la contrainte turbulente ont comme expression (Schiestel, 1993):

$$\nu_t = l_m^2 \cdot \left| \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right| \quad \text{équation I.53}$$

et

$$\tau_t = \rho \cdot l_m^2 \cdot \left| \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right| \cdot \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \quad \text{équation I.54}$$

Ce modèle nécessite de connaître la loi de longueur de mélange, qui est définie suivant la nature de l'écoulement. Pour une couche limite : $l = \min(\kappa \cdot z, \lambda \cdot \delta)$

κ : constante de Von Karman (m)

$\lambda = 0,09$ (m)

z : distance à la paroi (m)

δ : épaisseur de la couche limite (m)

Si ces deux méthodes présentent l'avantage d'être facilement applicables, il existe d'autres méthodes plus évoluées, nous citons à titre d'exemple le modèle $k-\varepsilon$ qui fait intervenir deux équations supplémentaires (*énergie cinétique et taux de dissipation*). Pour plus de détails sur les modèles de fermeture, on renvoie le lecteur vers des ouvrages spécialisés, entre autres celui de Schiestel (1993).

I.6.3.2 Distribution verticale des vitesses - Notions de couche limite

À partir de l'expression de la contrainte de cisaillement, Von Karman a montré qu'au voisinage du fond, la longueur de mélange est proportionnelle à la distance à la paroi ($l_m = \kappa \cdot z$). La contrainte turbulente est alors donnée par :

$$\tau_t = \rho \cdot \kappa^2 \cdot z^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \text{équation I.55}$$

En additionnant la contrainte visqueuse (équation I.49), on obtient l'expression de la contrainte totale (figure I.23), Soit :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_l + \tau_t = \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial z} + \rho \cdot \kappa^2 \cdot z^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ &= \tau_f = \text{Constante à travers tout l'écoulement} \\ &= \rho \cdot u^{*2} \end{aligned} \quad \text{équation I.56}$$

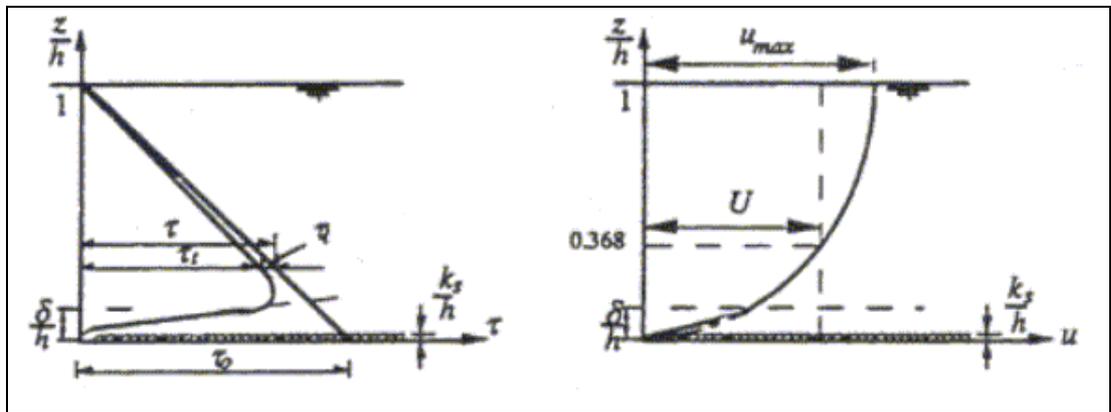


figure I.23⁹ : Description de l'écoulement dans la verticale (Tanguy, 1991).

Pour un écoulement pleinement développé, on distingue la sous-couche visqueuse, au sein de laquelle l'écoulement est dominé par les forces de viscosité, et la couche externe, caractérisée par une turbulence pleinement développée et dominée par les forces d'inerties.

I.6.3.2.1 A l'intérieur de la sous-couche visqueuse

La sous-couche visqueuse est la partie de la couche limite qui la relie à la paroi. Les forces de viscosité y sont dominantes et, à l'intérieur de cette couche d'épaisseur très faible, ($0 < \frac{u^* \cdot z}{\nu} <$

5), on peut admettre $\tau_l = \tau_f$. En partant de l'équation I.56 et en intégrant du fond à la cote z à l'intérieur de cette couche, nous obtenons une expression linéaire :

$$\frac{u(z)}{u^*} = \frac{u^* \cdot z}{\nu} \quad \text{équation I.57}$$

⁹ Le signe δ sur la figure ainsi que dans l'équation I-58 de la page suivante, ne signifie pas l'épaisseur de la couche limite, ce n'est qu'une coïncidence de notation.

I.6.3.2.2 A l'extérieur de la sous - couche visqueuse

Bien au-delà de la sous-couche visqueuse, les forces d'inertie deviennent prédominantes. Pour $\frac{u^* \cdot z}{\nu} > 70$, on peut considérer que $\tau_t = \tau_f$.

En partant de l'équation I.56 et en intégrant entre δ et la cote z , nous obtenons :

$$\frac{u(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \text{Log} \frac{z}{\delta} + B \quad \text{équation I.58}$$

B : coefficient expérimental.

À partir de nombreux essais réalisés en canal avec du sable, Nikuradze a montré que deux régimes pouvaient être distingués (Tanguy, 1991 ; Le Hir, 1999) :

Un régime turbulent lisse : $\left(\frac{u^* \cdot k_s}{\nu} \leq 5\right) \Rightarrow B = 2,5 \cdot \text{Log} \frac{u^* \cdot k_s}{\nu} + 5,5$

Un régime turbulent rugueux : $\left(\frac{u^* \cdot k_s}{\nu} > 70\right) \Rightarrow B = 8,5$

k_s : coefficient de rugosité de Nikuradze (m), il est en général proportionnel à 2 ou 3 fois le diamètre des particules qui constituent le fond (Le Hir, 1999)

$\frac{u^* \cdot k_s}{\nu}$: nombre de Reynolds de frottement. Il permet de différencier les fonds lisses et les fonds rugueux.

L'intervalle $5 \leq \frac{u^* \cdot k_s}{\nu} \leq 70$ est un intervalle de transition entre le régime turbulent lisse et le régime turbulent rugueux.

I.6.3.3 Approche classique pour l'hydraulique fluviale - Équations de Barré St Venant

Ce que l'on vient de présenter se situe aux bases de la mécanique des fluides. Les rivières et les fleuves qui nous intéressent sont caractérisés par des écoulements à surface libre en eau peu profonde. Dans ces conditions, il est courant de ne pas chercher à connaître la répartition verticale des vitesses et de considérer uniquement les vitesses moyennes dans le plan horizontal. Cette approche qui est acceptable quand la cambrure de la surface est faible, ainsi que la pente du fond vis-à-vis de la profondeur d'eau, ne peut pas être appliquée à l'étude de la circulation générale dans les lacs et les bassins océaniques profonds.

En admettant que l'écoulement est quasi horizontal, que l'accélération verticale des vitesses est négligeable et que la pression est hydrostatique, le principe consiste à calculer les vitesses horizontales U et V , moyennées selon la verticale. Pour cela, il faut intégrer les équations de Reynolds dans le plan vertical.

I.6.3.3.1 Intégration des équations de Reynolds dans le plan vertical

Pour obtenir les vitesses moyennes sur la verticale U et V il faut intégrer l'équation I.50 entre la cote du fond ($z = z_1$) et la cote de la ligne d'eau ($z = z_2$). Pour cela, on définit la moyenne selon la profondeur h d'une grandeur quelconque, f , par (Viollet et al, 1998) :

$$F = \langle f \rangle = \frac{1}{h} \cdot \int_{z_1}^{z_2} f \cdot dz$$

Pour les vitesses on aura :

$$U(x, y, t) = \frac{1}{h(x, y, t)} \cdot \int_{z_1(x, y)}^{z_2(x, y, t)} u(x, y, z, t) \cdot dz \quad \text{et} \quad V(x, y, t) = \frac{1}{h(x, y, t)} \cdot \int_{z_1(x, y)}^{z_2(x, y, t)} v(x, y, z, t) \cdot dz$$

Pour tenir compte de l'hétérogénéité verticale des vitesses dans l'intégration selon z , on définit un écart par rapport à la moyenne spatiale :

$$\bar{u}(x, y, z, t) = U(x, y, t) + u''(x, y, z, t) \quad \text{et} \quad \bar{v}(x, y, z, t) = V(x, y, t) + v''(x, y, z, t)$$

$$\langle \bar{u}^2 \rangle = U^2 + \langle (u'')^2 \rangle ; \quad \langle \bar{v}^2 \rangle = V^2 + \langle (v'')^2 \rangle ; \quad \langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle = U \cdot V + \langle u'' \cdot v'' \rangle$$

Avec ces considérations, l'intégration verticale des équations de Reynolds aboutit aux équations bidimensionnelles de Saint Venant applicables pour les écoulements en eau peu profonde (Le Hir, 1980 ; Viollet et al, 1998) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial U}{\partial x} + V \cdot \frac{\partial U}{\partial y} &= -g \cdot \frac{\partial Z_2}{\partial x} + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot D_{x,x}) + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot D_{x,y}) + \frac{F_x}{h} + \frac{S_x}{h} \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial V}{\partial x} + V \cdot \frac{\partial V}{\partial y} &= -g \cdot \frac{\partial Z_2}{\partial y} + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (h \cdot D_{x,y}) + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (h \cdot D_{y,y}) + \frac{F_y}{h} + \frac{S_y}{h} \end{aligned} \quad \text{équation I.59}$$

$D_{x,y}$, est un tenseur 2*2 qui regroupe les effets visqueux, la diffusion turbulente

S_y et S_x , représentent le frottement en surface.

F_x et F_y , représentent le frottement sur le fond.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (h \cdot U)}{\partial x} + \frac{\partial (h \cdot V)}{\partial y} = 0 \quad \text{équation I.60}$$

Pour la détermination de ces termes, on renvoie le lecteur aux ouvrages de références (Graf, 1996 ; Viollet et al, 1998).

I.6.3.3.2 Équations monodimensionnelles de Saint-Venant

Pour les écoulements dans les biefs de grande longueur des rivières et des canaux, lorsqu'on ne cherche pas les détails transversaux de l'écoulement, il est possible de se restreindre à une approche monodimensionnelle selon la direction x .

Pour cela, on intègre sur la transversale, les équations bidimensionnelles de Saint-Venant. Pour l'équation de continuité (équation I.60), cette intégration donne:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial (A \cdot U)}{\partial x} = 0 \quad \text{équation I.61}$$

Pour l'équation de quantité de mouvement (équation I.59), cette approche permet d'appréhender l'équilibre global entre les forces de frottement, d'inertie et de gravité (Viollet *et al.*, 1998). En négligeant les phénomènes de diffusion - dispersion et de frottement à la surface l'intégration selon la direction y donne :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial U}{\partial x} = -g \cdot \frac{\partial Z_2}{\partial x} - g \cdot J = -g \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + g \cdot (I - J) \quad \text{équation I.62}$$

$$I = -\frac{\partial z_2}{\partial x} \quad \text{Pente du fond (m} \cdot \text{m}^{-1}\text{)} \quad \text{équation I.63}$$

$$J = \frac{\tau_f}{\rho \cdot g \cdot R_H} \quad \text{Frottement sur le fond et les berges (m} \cdot \text{m}^{-1}\text{)} \quad \text{équation I.64}$$

I.6.3.3.3 Détermination du frottement sur le fond

Le frottement sur le fond s'exprime à partir de la tension de cisaillement liée à l'état de contraintes associées à la dynamique du fluide (*contraintes visqueuses et turbulentes*), (Lebreton, 1974 ; Viollet *et al.*, 1998) :

$$\tau_f = \rho \cdot u^{*2} \quad \text{équation I.65}$$

La vitesse de frottement, u^* , est reliée à la vitesse et à un coefficient de perte de charge linéaire λ_c , par la loi suivante :

$$u^* = \sqrt{\frac{\lambda_c}{8}} \cdot U \quad \text{équation I.66}$$

Le coefficient de perte de charge λ_c dépend du nombre de Reynolds et de la rugosité relative par rapport au diamètre hydraulique. Dans le milieu naturel, les écoulements sont souvent caractérisés par des régimes turbulents rugueux. Pour ces régimes, l'influence du nombre de Reynolds disparaît et λ_c , ne dépend plus que de la nature du fond et de la hauteur d'eau.

Dans les problèmes d'écoulement à surface libre, la hauteur d'eau est généralement un paramètre inconnu. Pour cette raison, il est pratique d'utiliser le coefficient de Strickler K_s , qui dépend uniquement de la rugosité du fond. Pour des conditions d'écoulement permanent et uniforme il est relié à λ_c par :

$$K_s = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{\lambda_c \cdot R_H^{1/3}}} \quad \text{équation I.67}$$

Finalement, la tension de frottement sur le fond peut s'exprimer par :

$$\tau_f = \frac{U^2}{K_s^2} \cdot \frac{g}{R_H^{1/3}} \quad \text{équation I.68}$$

Pour un fond régulier constitué de matériaux de diamètre D , il est possible d'utiliser le résultat suivant :

$$K_s = \frac{26}{D^{1/6}} \quad \text{équation I.69}$$

Quand la granulométrie des matériaux du fond n'est pas homogène, on admet que ce sont les plus gros grains qui sont responsables du frottement et on prend le D_{90} , diamètre tel que 90 % en masse des matériaux du fond soient de diamètre plus petit. Dans la pratique, le coefficient de Strickler est calé à partir de résultats de mesure. On regroupe dans le tableau I.11 quelques grandeurs caractéristiques en fonction de la nature du fond.

tableau I.11: Valeurs du coefficient de Strickler en fonction de la nature du sol

CARACTÉRISTIQUES DU FOND	K_s ($m^{1/3} \cdot s^{-1}$)
Parois très lisses : revêtements en mortier de ciment et sable, très lisses ; planches rabotées ; tôle métallique sans soudures saillantes	100 à 90
Mortier lissé	85
Parois lisses : planches avec des joints mal soignés ; enduit ordinaire ; grés	80
Béton lisse ; canaux en béton avec des joints nombreux	75
Maçonnerie ordinaire ; « ciment-gun » ; terre exceptionnellement régulière	70
Parois rugueuses : terre irrégulière ; béton rugueux ou vieux ; maçonnerie vieille ou mal soignée	60
Parois très rugueuses : terre très irrégulière avec des herbes ; rivières régulières en lit rocheux	50
Terre en mauvais état ; rivières en lit de cailloux	40
Terre complètement à l'abandon ; torrents transportant de gros blocs	20 à 15

I.7 Objectifs et besoins d'un modèle de qualité d'eaux

Un modèle de qualité radioécologique des eaux de surface a pour objectifs d'évaluer et de prévoir en fonction de l'espace, du temps et des différents compartiments physiques des hydrosystèmes fluviaux (*eau, matières en suspension, sédiments de fond*) la répartition des polluants radioactifs.

Pour chaque radionucléide, il faut considérer les processus de transferts suivants (*cf I.3*) :

- la dispersion (*transport et diffusion*) au sein de chaque compartiment physique,
- les transferts entre les compartiments physiques,
- la décroissance radioactive.

Globalement, la caractérisation de ces différents processus implique de connaître à l'échelle du bassin versant les termes sources (*apports de radionucléides, de matières solides, d'eau et de diverses espèces*), les paramètres géométriques et topologiques (*réseau hydrographique*), les paramètres hydrauliques (*modèle hydraulique*), les paramètres de dynamique sédimentaire (*modèle de dynamique sédimentaire*) et les paramètres physico-chimiques (*modèle d'échange entre phases*).

En conséquence, la structure du modèle radioécologique repose sur quatre grands types de modèles :

- Un modèle de réseau hydrographique : ce modèle, représente le domaine d'étude (*lacs, rivières, eaux souterraines, zones humides, etc*). Support des autres modélisations impliquées dans le modèle global, il joue un rôle fédérateur. Il intègre un système de coordonnées géographiques, un système de projection et un modèle topologique pour structurer ses entités graphiques et hydrographiques.
- Un modèle hydraulique : son rôle est d'évaluer les paramètres hydrauliques nécessaires aux autres modèles du système. Entre autres, ces paramètres sont : les vitesses de l'écoulement, la hauteur d'eau et les tensions de cisaillement sur le fond aux différentes sections du réseau, les coefficients de rugosité, ...
- Un modèle sédimentaire : son rôle est d'évaluer comment les matières présentes dans le cours d'eau en suspension ou dans les sédiments de fond sont transportées, charriées, déposées ou érodées.
- Un modèle radioécologique : en s'appuyant sur les paramètres issus des modèles précédents, le rôle du modèle radioécologique est de décrire la dispersion au cours du temps et de l'espace de la radioactivité dissoute dans l'eau, fixée sur les matières en suspension ou dans les sédiments de fond. Il décrit aussi les transferts de radioactivité entre ces trois compartiments physiques et la décroissance radioactive.

In fine, le modèle intègre les différents processus évoqués jusqu'à présent dans ce chapitre, radioécologiques, dynamique sédimentaire et hydrauliques. Se basant sur le modèle hydraulique, les deux sous modèles radioécologique et dynamique sédimentaire comportent les cinq équations d'advection – dispersion suivantes :

- une équation pour les matières en suspension,
- une équation pour les sédiments de fond,
- une équation pour l'activité dans l'eau,
- une équation pour la fraction adsorbée sur les matières en suspension,
- une équation pour la fraction adsorbée sur les sédiments de fond.

Les matières en suspension sont transportées et dispersées dans la masse d'eau comme un traceur passif. Elles se déposent sur le fond par le processus de dépôt et peuvent être remises en suspension par le processus d'érosion (*cf* I.5).

Dans les modèles de radioécologie, on suppose généralement que l'adsorption directe sur les sédiments de fond est négligeable devant les dépôts des matières en suspension contaminés.

Parmi les modèles et/ou codes utilisés dans ce type d'étude, nous citons les quatre catégories suivantes :

- Modèles tridimensionnels (TELEMAC (Hervouet, 1996 ; Ciffroy *et al*, 2000), SUBIEF 3D, SAM 3D),
- Modèles bidimensionnels verticaux (RIVTOX (Zheleznyak, 1997) ; SUTRENCH (Van Rijn, 1986))
- Modèles bidimensionnels horizontaux (Watox, SUBIEF 2D (Lang et Moulin, 1996))
- Modèles monodimensionnels (CADRAF (Andreola, 1988) ; CALIDO (Hita, 1996 ; Mandelkern et Van Haren, 1995 et 1996), SAM 1D (Le Hir, 1999), CASTEAUR (Boyer *et al*, 2000)).

Dans la suite, nous présentons chaque catégorie des modèles, leur domaine d'application et la démarche pour passer d'un modèle tridimensionnel à un modèle monodimensionnel.

Pour plus d'informations sur les modèles existants, le lecteur peut consulter les références suivantes (Ariathurai, 1975 et 1977 ; Ariathurai et Krone, 1976 ; Jankowski et Zielke, 1996 ; Latteux, 1996 ; Le Hir et al, 1999 ; Le Normant et al, 1995 (a et b) et 1996 ; Perrier, 1996 ; Teisson, 1996 ; Galland et al, 1995 ; Galland, 1996)

I.8 Modèle tridimensionnel

Les modèles tridimensionnels résolvent l'équation d'advection - dispersion complète et permettent la prise en compte de l'ensemble des processus du milieu étudié. En raison de disparité transversale due aux variations de profondeur dans la géométrie du cours d'eau, et des stratifications dues au gradient de densité, ces modèles donnent des résultats précis, proches de la réalité, nécessitent moins de calibration et s'adaptent mieux aux mesures ponctuelles, mais ils sont très coûteux pour permettre des simulations de longue durée (*plusieurs jours à plusieurs années*) sur de grandes zones (*plusieurs kilomètres*).

Mathématiquement, les équations d'un modèle radioécologique, peuvent s'écrire sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial q_{x_i}(c)}{\partial x_i} = S \quad \text{avec} \quad q_{x_i}(c) = (\bar{U}_i - \varepsilon_i \cdot \frac{\partial}{\partial x_i})(c) \quad i = x, y, z \quad \text{équation I.70}$$

et $\bar{U}_i(u, v, w - w_c)$

ε_i , sont les coefficients de diffusion dans les trois directions ($m^2 \cdot s^{-1}$).

\bar{U}_i , est la vitesse du mélange (eau / matières en suspension) ($m \cdot s^{-1}$).

w_c , est la vitesse de chute (nulle pour les substances diluées) ($m \cdot s^{-1}$).

S , sont les termes sources ou puits.

$c(x, y, z)$, est la concentration en suspension du traceur considéré, En l'occurrence, les traceurs modélisent les cinq variables suivantes :

- les matières en suspension notées (SS).
- les sédiments de fond notés (SF).
- l'activité dans les matières en suspension notée (C_{SS}).
- l'activité dans les sédiments de fond notée (C_{SF}).
- l'activité dans l'eau notée (C_{EAU}).

Remarque : On notera dans la suite : $C^{SS} = SS \frac{C}{SS}$ et $C^{SF} = SF \frac{C}{SF}$; C^{SS} et C^{SF} s'expriment en $Kg.m^{-3}$ d'eau et $Kg.m^{-2}$ respectivement au lieu de ($Bq.Kg_{sec}^{-1}$).

1.8.1 Équations du modèle sédimentaire

Équation pour les matières en suspension : l'équation I.70 appliquée pour les matières en suspension, donne l'équation suivante

$$\frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} q_{x_i} (SS_{x,y,z}) = 0 \quad i = x, y, z \text{ avec}$$

$$q_{x_i} (SS_{x,y,z}) = (\bar{U}_i - \varepsilon_i \cdot \frac{\partial}{\partial x_i})(SS_{x,y,z}) \quad \text{équation I.71}$$

$SS_{x,y,z}$ est la concentration des matières en suspension. ($g.l^{-1}$)

Équation pour les sédiments de fond : Au niveau du fond, les termes d'advection diffusion s'annulent (*vitesse négligeable auprès du fond*) et la variation de la concentration se traduit par la différence entre le flux de dépôt et celui d'érosion (*cf I.5.3*). Cette équation peut être exprimée de deux façons (Hita, 1996 ; Zheleznyak, 1997):

Soit en terme de variation de la concentration dans la couche du fond.

$$\frac{\partial SF}{\partial t} = D - E \quad \text{équation I.72}$$

Cette équation est adaptée pour les fonds plats où la variation de hauteur est supposée homogène partout.

Soit en terme de variation de la hauteur de la couche du charriage d'épaisseur, z^* , c'est le cas des fonds à géométrie complexe.

$$\rho_s \cdot (1 - n) \cdot \frac{\partial z^*}{\partial t} = D - E \quad \text{équation I.73}$$

n : porosité du milieu.

ρ_s : densité des matières en suspension ($kg.m^{-3}$).

Dans le cas des lits cohésifs et, dans le cas où le transport s'effectue principalement en suspension, le flux résultant ($D - E$) traduit la variation de la concentration dans les sédiments de fond (Hita, 1996). Les flux de dépôt et d'érosion sont exprimés par les formules de Krone et Partheniades. Dans le second cas, ils sont exprimés en fonction de la charge à l'équilibre (*cf I.5.3*).

1.8.2 Équations du modèle radioécologique

Équation pour la phase dissoute : L'équation pour la phase dissoute, tient compte de l'interaction entre l'eau et les matières en suspension¹⁰ ainsi que du terme de décroissance radioactive.

$$\frac{\partial C_{EAU_{x,y,z}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} q_{x_i} (C_{EAU_{x,y,z}}) = -K_{SS} \cdot SS_{x,y,z} \cdot (Kd_{SS} \cdot C_{EAU_{x,y,z}} - C_{SS_{x,y,z}}) - \lambda \cdot C_{EAU_{x,y,z}} \quad \text{équation I.74}$$

$$\text{Avec } q_{x_i} (C_{EAU_{x,y,z}}) = (\bar{U}_i - \varepsilon_i \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}) (C_{EAU_{x,y,z}})$$

λ : constante de décroissance radioactive (s^{-1}).

K_{SS} : taux d'échange entre l'eau et les matières en suspension (s^{-1})

Kd_{SS} : coefficient de distribution à l'équilibre entre l'eau et les matières en suspension ($m^3 \cdot Kg^{-1}$)

Équation pour la phase adsorbée sur les matières en suspension

$$\frac{\partial C_{x,y,z}^{SS}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} q_{x_i} (C_{x,y,z}^{SS}) = K_{SS} \cdot SS_{x,y,z} \cdot (Kd_{SS} \cdot C_{EAU_{x,y,z}} - C_{SS_{x,y,z}}) - \lambda \cdot C_{x,y,z}^{SS} \quad \text{équation I.75}$$

$$\text{avec } q_{x_i} (C_{x,y,z}^{SS}) = (\bar{U}_i - \varepsilon_i \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}) (C_{x,y,z}^{SS})$$

Équation pour la phase déposée sur les sédiments de fond : Par analogie avec l'équation de la variation de la concentration dans les sédiments de fond pour le modèle de dynamique sédimentaire, celle pour le modèle radioécologique tient compte en plus du terme puits dû à la décroissance radioactive.

$$\frac{\partial C^{SF}}{\partial t} = D \cdot C_{x,y,z}^{SS} - E \cdot C_{SF} - \lambda \cdot C^{SF} \quad \text{équation I.76}$$

La variation de la concentration dans les sédiments de fond traduit l'apport par le dépôt des matières en suspension contaminées et la perte en contamination par l'érosion des sédiments de fond et décroissance radioactive.

¹⁰ On supposera dans toutes les équations du modèle radioécologique que le terme d'interaction entre l'eau et les sédiments de fond est nulle pour simplifier les expressions

I.9 Modèle bidimensionnel vertical

Ces modèles sont utilisés lorsque l'écoulement peut être assimilé à un écoulement monodimensionnel suivant la direction longitudinale, ce qui suppose que les variables sont homogènes latéralement. Dans la direction verticale, par contre, l'information est complète, ce qui permet d'étudier d'une manière plus précise, des configurations où les profils de vitesse et de concentrations ne sont pas homogènes et s'écartent de leur valeur moyenne. On se ramène à ce modèle, en procédant par intégration des différentes équations du modèle tridimensionnel entre les berges.

I.9.1 Équations pour le modèle sédimentaire

Équation pour les matières en suspension : on intègre chaque terme de l'équation I.71 entre les deux berges y_1 et y_2 , en utilisant la formule de Leibnitz (Viollet, 1998)

$$\int_{y_1}^{y_2} \frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial t} dy = \frac{\partial L \cdot SS_{x,z}}{\partial t} + SS_{x,y,z}(y_1) \cdot \frac{\partial y_1}{\partial t} - SS_{x,y,z}(y_2) \cdot \frac{\partial y_2}{\partial t} \quad \text{équation I.77}$$

L : largeur du domaine d'étude (m).

$SS_{x,z}$ est la concentration moyennée sur la latéral ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$).

la somme des intégrales donne l'équation bilan suivante :

$$\frac{\partial L \cdot SS_{x,z}}{\partial t} + \frac{\partial L \cdot \overline{q_x(SS_{x,y,z})}}{\partial x} + \frac{\partial L \cdot \overline{q_z(SS_{x,y,z})}}{\partial z} + SS_{x,y,z}(y_1) \cdot \frac{\partial y_1}{\partial t} - SS_{x,y,z}(y_2) \cdot \frac{\partial y_2}{\partial t} + \bar{q}(y_1) \cdot \bar{n}_1 + \bar{q}(y_2) \cdot \bar{n}$$

$n_1(\frac{\partial y_1}{\partial x}, +1, \frac{\partial y_1}{\partial z})$ et $n_2(-\frac{\partial y_2}{\partial x}, -1, -\frac{\partial y_2}{\partial z})$ représentent les vecteurs normaux aux deux berges.

Les deux termes qui apparaissent aux frontières, représentent les échanges de matériaux au droit des berges :

$$SS_{x,y,z}(y_i) \cdot \frac{\partial y_i}{\partial t} + \bar{q}(y_i) \cdot \bar{n}_i \quad i=1,2$$

Ces termes deviennent nuls avec l'hypothèse que les berges sont fixes.

L'équation se réduit donc à :

$$\frac{\partial L \cdot SS_{x,z}}{\partial t} + \frac{\partial L \cdot \overline{q_x(SS_{x,y,z})}}{\partial x} + \frac{\partial L \cdot \overline{q_z(SS_{x,y,z})}}{\partial z} = 0$$

Par ailleurs, l'équation de continuité du fluide, intégrée sur l'horizontale a pour expression I.6.3.3.1:

$$\frac{\partial L}{\partial t} + \frac{\partial L \cdot U_{x,z}}{\partial x} + \frac{\partial L \cdot W_{x,z}}{\partial z} = 0 \quad ; U_{x,z} \text{ et } W_{x,z} \text{ sont les vitesses moyennées sur l'horizontale.}$$

En combinant les deux équations ci-dessus et en supposant constants les coefficients de diffusion sur une même horizontale on obtient les formulations suivantes :

$$\frac{1}{L} \int_{y_1}^{y_2} \varepsilon_x \cdot \frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial x} \cdot dy = \overline{\varepsilon_x} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{1}{L} \int_{y_1}^{y_2} \varepsilon_z \cdot \frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial z} \cdot dy = \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial z}$$

En supposant, en plus que la vitesse de chute varie très peu sur la verticale, l'équation finale est :

$$\frac{\partial SS_{x,z}}{\partial t} + U_{x,z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial x} + (W_{x,z} - W_c) \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial z} - \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (L \cdot \overline{\varepsilon_x} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial x}) - \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (L \cdot \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial z}) = 0$$

Avec l'hypothèse que la largeur et la diffusion moyenne selon x sont constantes, l'équation précédente peut s'écrire :

$$\frac{\partial SS_{x,z}}{\partial t} + U_{x,z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial x} + (W_{x,z} - W_c) \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial z} - \overline{\varepsilon_x} \cdot \frac{\partial^2 SS_{x,z}}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z}}{\partial z}) = 0 \quad \text{équation I.78}$$

Les conditions aux limites sont définies à la surface de la ligne d'eau ($z = z_2$) et au niveau du fond ($z = z_1$) comme suit :

- A $z = z_2$; le flux vertical de sédiments à travers la surface est nul, ce qui se traduit par :

$$(W - W_c) \cdot SS_{x,z_2} = \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z_2}}{\partial z} \quad \text{équation I.79}$$

- A $z = z_1$; la vitesse de l'écoulement devient nulle et le flux vertical qui traduit la conservation de la masse des sédiments est égale à la différence entre les flux de dépôt et d'érosion, soit :

$$W_c \cdot SS_{x,z_1} + \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial SS_{x,z_1}}{\partial z} = D - E \quad \text{équation I.80}$$

Équation pour les sédiments de fond : l'équation pour les sédiments de fond reste la même que pour un modèle tridimensionnel (équation I.72), car la variation du lit est en chaque point traduite par la différence entre le flux ascendant diffusif (*flux d'érosion*) et le flux descendant convectif (*flux de dépôt*).

1.9.2 Équations pour le modèle radioécologique

Équation pour la phase dissoute : En adoptant la même méthode d'intégration, cette fois-ci pour l'équation I.74, l'équation pour la phase dissoute dans le cas bidimensionnel vertical s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial t} + U_{x,z} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial x} + W_{x,z} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\varepsilon_x} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial z}) \\ &- K_{c,SS} \cdot SS_{x,z} \cdot (Kd_{SF} \cdot \frac{C_{EAU_{x,z}}}{SS_{x,z}} - C_{SS_{x,z}}) - \lambda \cdot C_{EAU_{x,z}} \end{aligned} \quad \text{équation I.81}$$

Les conditions aux limites pour l'évolution spatio-temporelle et compartimentale de l'activité dans l'eau s'expriment également à la surface et au niveau du fond comme suit (Zheleznyak *et al*, 1992):

- A $Z = Z_2$; le flux vertical de sédiments à travers la surface est nul, ce qui se traduit par :

$$W \cdot C_{EAU_{x,z}} = \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial z} \quad \text{équation I.82}$$

- A $Z = Z_1$; la vitesse de l'écoulement devient nulle et le flux diffusif est en équilibre avec le flux du taux d'échange entre l'eau et les sédiments de fond contaminés. Ceci est sur une couche du fond susceptible d'être érodée dès son dépôt (*cas d'une vase fluide*) (Zheleznyak *et al*, 1992).

$$\overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,z}}}{\partial z} = \rho_s \cdot (1-n) \cdot z^* \cdot K_{c,SF} \cdot (Kd_{SF} \cdot \frac{C_{EAU_{x,z}}}{SS_{x,z}} - C_{SF}) \quad \text{équation I.83}$$

n est la porosité de la couche du fond, z^* est l'épaisseur de la couche du charriage.

Dans cette formule on voit apparaître une cinétique d'échange eau - sédiments de fond ($K_{SF}C$), ce terme qui est généralement négligeable peut ne pas l'être dans cette couche, car la présence de l'eau interstitielle peut entraîner des échanges avec les sédiments de fond et, par suite un terme ($K_{SF} \cdot C_{EAU_{x,z}}$) significatif.

Équation pour la phase adsorbée sur les matières en suspension : L'intégration de l'équation I.71 donne :

$$\frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial t} + U_{x,z} \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial x} + (W_{x,z} - W_c) \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\varepsilon_x} \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial z}) + K_{SS} \cdot C_{x,z}^{SS} \cdot (K_{SS} \cdot C_{x,z}^{SS} - C_{x,z}^{SS}) - \lambda \cdot C_{x,z}^{SS}$$

L'équation précédente a pour conditions aux limites :

- A $z=z_2$; le flux vertical de sédiments à travers la surface est nul, ce qui se traduit par :

$$(W_{x,z} - W_c) \cdot C_{x,z}^{SS} = \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial z} \quad \text{équation I.84}$$

Ce qui traduit un équilibre entre le flux descendant dû à la gravité et la vitesse verticale du fluide et le flux ascendant dû à la turbulence.

- A $z=z_1$; la vitesse de l'écoulement devient nulle et le flux diffusif est en équilibre avec le flux du taux d'échange entre l'eau et les sédiments de fond contaminés.

$$W_c \cdot C_{x,z}^{SS} + \overline{\varepsilon_z} \cdot \frac{\partial C_{x,z}^{SS}}{\partial z} = C_{SS_{x,z}} \cdot D - C_{SF} \cdot E \quad \text{équation I.85}$$

Équation pour la phase adsorbée sur les sédiments de fond : l'intégration de l'équation I.75 donne :

$$\frac{\partial C^{SF}}{\partial t} = D \cdot C_{x,z}^{SS} - E \cdot C_{SF} - \lambda \cdot C^{SF} \quad \text{équation I.86}$$

Ces cinq équations constituent le modèle bidimensionnel vertical. Nous avons vu qu'il s'obtient par intégration du modèle tridimensionnel entre les deux berges du domaine d'étude. L'intégration de ce dernier entre la profondeur et la surface va donner un modèle bidimensionnel horizontal.

I.10 Modèle bidimensionnel horizontal

La modélisation bidimensionnelle horizontale est adaptée au cas des estuaires bien mélangés verticalement. Dans ce cas, les équations de l'écoulement et de transport des sédiments et contaminant sont intégrées sur la verticale. Ces modèles permettent de tenir compte des paramètres hydrosédimentaires le long des berges et des vasières latérales.

I.10.1 Équations pour le modèle sédimentaire

Équation pour les matières en suspension : on intègre chaque terme de l'équation I.70 entre la profondeur z_1 et la surface z_2 :

$$\frac{\partial h \cdot SS_{x,y}}{\partial t} + \frac{\partial h \cdot \overline{q_x(SS_{x,y,z})}}{\partial x} + \frac{\partial h \cdot \overline{q_y(SS_{x,y,z})}}{\partial y} + SS_{x,y,z}(z_1) \cdot \frac{\partial z_1}{\partial t} - SS_{x,y,z}(z_2) \cdot \frac{\partial z_2}{\partial t} + \vec{q}(z_1) \cdot \vec{n}_1 + \vec{q}(z_2) \cdot \vec{n}_2 = 0$$

h : hauteur du domaine d'étude (m),

$\vec{q}(q_x, q_y, q_z)$ représente le vecteur de transport,

$m(\frac{\partial z_1}{\partial x}, \frac{\partial z_1}{\partial y}, +1)$ et $n_2(\frac{\partial z_2}{\partial x}, \frac{\partial z_2}{\partial y}, -1)$ représentent les vecteurs normaux au fond et à la surface.

Les deux termes qui apparaissent aux frontières représentent les échanges de matériaux au fond et à la surface du domaine.

Au fond le terme d'échange s'écrit :

$$SS_{x,y,z}(z_1) \cdot \frac{\partial z_1}{\partial t} + \vec{q}(z_1) \cdot \vec{n}_1$$

Le premier terme dynamique représente la vitesse de déplacement du fond perpendiculairement à cette surface. Ce déplacement est provoqué par les flux de dépôt – érosion.

Le deuxième terme représente le débit solide normal au fond.

À la surface, le terme d'échange s'écrit :

$$SS_{x,y,z}(z_2) \cdot \frac{\partial z_2}{\partial t} + \vec{q}(z_2) \cdot \vec{n}_2$$

Le premier terme représente cette fois-ci la vitesse de déplacement de la surface libre, perpendiculairement à cette surface. Cependant ce terme peut être traité par le modèle hydraulique, il est nul pour le modèle sédimentaire.

Le deuxième terme représente le débit solide qui traduit l'entrée des sédiments au niveau de la surface libre F_{surface} .

L'équation bilan s'écrit donc :

$$\frac{\partial h \cdot SS_{x,y}}{\partial t} + \frac{\partial h \cdot \overline{q_x(SS)}}{\partial x} + \frac{\partial h \cdot \overline{q_y(SS)}}{\partial y} + (D - E) + F_{surface} = 0$$

Par ailleurs, l'équation de continuité du fluide, intégrée sur la verticale a pour expression I.6.3.1.1:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h \cdot U_{x,y}}{\partial x} + \frac{\partial h \cdot V_{x,y}}{\partial y} = 0$$

$U_{x,y}$ et $V_{x,y}$ étant les vitesses moyennées sur la verticale.

En combinant les deux équations ci-dessus et en supposant constant les coefficients de diffusion sur la verticale cette fois ci :

$$\frac{1}{h} \int_{z_1}^{z_2} \varepsilon_x \cdot \frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial x} \cdot dz = K_x \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{1}{h} \int_{z_1}^{z_2} \varepsilon_y \cdot \frac{\partial SS_{x,y,z}}{\partial y} \cdot dz = K_y \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial y}$$

K_x et K_y sont les coefficients de dispersion moyennés sur la verticale ($m^2 \cdot s^{-1}$).

Le modèle de dynamique sédimentaire intégré sur la verticale est donc :

$$\frac{\partial SS_{x,y}}{\partial t} + U_{x,y} \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial x} + V_{x,y} \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial y} - \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot K_x \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial x}) - \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (h \cdot K_y \cdot \frac{\partial SS_{x,y}}{\partial y}) + \frac{1}{h} [(E - D) + F_{surface}] = 0 \quad \text{équation I.87}$$

I.10.2 Équations pour le modèle radioécologique

Équation pour la phase dissoute : en adoptant la même méthode d'intégration, cette fois-ci pour l'équation I.74, l'équation pour la phase dissoute dans le cas bidimensionnel s'écrit :

$$\frac{\partial C_{EAU_{x,y}}}{\partial t} + U_{x,y} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,y}}}{\partial x} + V_{x,y} \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,y}}}{\partial y} = \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot K_x \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,y}}}{\partial x}) + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (h \cdot K_y \cdot \frac{\partial C_{EAU_{x,y}}}{\partial y}) - K_c \cdot SS_{x,y} \cdot (Kd \cdot \frac{C_{EAU_{x,y}}}{SS_{x,y}} - \frac{C_{SS_{x,y}}}{SS_{x,y}}) - \lambda \cdot C_{EAU_{x,y}} \quad \text{équation I.88}$$

Équation pour la phase adsorbée sur les matières en suspension : l'intégration de l'équation I.75 donne

$$\frac{\partial C_{x,y}^{SS}}{\partial t} + U_{x,y} \cdot \frac{\partial C_{x,y}^{SS}}{\partial x} + V_{x,y} \cdot \frac{\partial C_{x,y}^{SS}}{\partial y} = \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot K_x \cdot \frac{\partial C_{x,y}^{SS}}{\partial x}) + \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (h \cdot K_y \cdot \frac{\partial C_{x,y}^{SS}}{\partial y}) + \frac{C_{SF} \cdot E - C_{SS_{x,y}} \cdot D}{h} - K_c \cdot SS_{x,y} \cdot (Kd \cdot \frac{C_{x,y}^{SS}}{SS_{x,y}} - \frac{C_{SS_{x,y}}}{SS_{x,y}}) - \lambda \cdot C_{x,y}^{SS} \quad \text{équation I.89}$$

Équation pour la phase adsorbée sur les sédiments de fond : l'intégration de l'équation I.75 donne :

$$\frac{\partial C_{SF}}{\partial t} = D \cdot C_{SS} - E \cdot C_{SF} - \lambda \cdot C_{SF} \quad \text{équation I.90}$$

L'équation I.87 jusqu'à l'équation I.90 constituent le modèle bidimensionnel horizontal. Il s'obtient par intégration du modèle tridimensionnel entre la surface et le fond du domaine d'étude. L'intégration de ce modèle entre les berges va donner le modèle monodimensionnel.

I.11 Modèle monodimensionnel

Un modèle monodimensionnel est l'intégration des équations de la mécanique des fluides le long des axes verticaux et transversaux. L'avantage d'un tel modèle est d'abord sa simplicité, vu qu'on néglige quelques phénomènes, puis la possibilité qu'il offre pour faire des études sur des échelles de temps et d'espaces assez longues. Ces modèles sont adaptés pour les fleuves (Hita, 1996).

I.11.1 Équations pour le modèle sédimentaire

Équation pour les matières en suspension : l'intégration de chaque terme de l'équation I.87 entre les berges y_1 et y_2 , donne :

$$\frac{\partial A \cdot SS_x}{\partial t} + \frac{\partial A \cdot q_x(SS_{x,y,z})}{\partial x} + L \cdot (D - E + F_{surface}) = 0$$

$$\text{avec } q_x(SS_{x,y,z}) = (U_x \cdot SS_x - K_x \cdot \frac{\partial SS_x}{\partial x})$$

A , étant la section du domaine considéré ; $SS_{x,y}$ est la concentration moyenne sur la verticale

L'équation de continuité intégrée latéralement donne :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A \cdot U_x}{\partial x} = 0$$

En introduisant l'équation de continuité et en faisant l'hypothèse que le flux de sédiments à travers la surface est nul, l'équation pour les matières en suspension dans le cas monodimensionnel se réduit à :

$$\frac{\partial SS_x}{\partial t} + U_x \cdot \frac{\partial SS_x}{\partial x} = \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (A \cdot K_x \cdot \frac{\partial SS_x}{\partial x}) + \frac{1}{h} \cdot (D - E) \quad \text{équation I.91}$$

I.11.2 Équations pour le modèle radioécologique

Équation pour la phase dissoute : l'intégration de l'équation I.88 entre les berges donne

$$\frac{\partial C_{EAU_x}}{\partial t} + U_x \cdot \frac{\partial C_{EAU_x}}{\partial x} - \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (A \cdot K_x \cdot \frac{\partial C_{EAU_x}}{\partial x}) = -k_c \cdot SS_x \cdot (K_d \cdot C_{EAU_x} - C_x) - \lambda \cdot C_{EAU_x} \quad \text{équation I.92}$$

Équation pour la phase adsorbée sur les matières en suspension : l'intégration de l'équation I.88 entre les berges donne :

$$\frac{\partial C_x^{SS}}{\partial t} + U_x \cdot \frac{\partial C_x^{SS}}{\partial x} - \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (A \cdot K_x \cdot \frac{\partial C_x^{SS}}{\partial x}) = -\frac{D \cdot C_x}{h} + \frac{E \cdot C_x}{h} + k_c \cdot SS_x \cdot (K_d \cdot C_x - C_x) - \lambda \cdot C_x^{SS} \quad \text{équation I.93}$$

Équation pour la phase adsorbée sur les sédiments de fond : l'intégration de l'équation I.90 entre les berges donne :

$$\frac{\partial C_x^{SF}}{\partial t} = D \cdot C_x^{SS} - E \cdot C_x^{SF} - \lambda \cdot C_x^{SF} \quad \text{équation I.94}$$

I.12 Récapitulatif sur la modélisation

Nous avons présenté la démarche suivie pour obtenir un modèle monodimensionnel de radioécologie, partant d'un modèle tridimensionnel.

Les critères de choix d'un modèle dépendent principalement du site d'étude.

La modélisation est tridimensionnelle si le site connaît une disparité transversale due à la variation de profondeur dans sa géométrie et des stratifications dues aux gradients de densité.

Elle est bidimensionnelle verticale en cas de non-homogénéité des profils de vitesse et de concentration dans la direction verticale, avec une homogénéité latérale. Dans ce cas, on fait l'hypothèse que l'écoulement est monodimensionnel suivant la direction longitudinale. L'utilisation de ces modèles est particulièrement indiquée pour l'étude, en nature, des évolutions des lits ou encore des phénomènes de transport littéraux de sables ou de galets, à l'origine de profils de concentration très incurvés dans la verticale.

Elle est bidimensionnelle horizontale, dans le cas où les profils de vitesse et de concentration sont homogènes sur la verticale, avec une non homogénéité latérale. Ceci nécessite de tenir compte des paramètres hydrosédimentaires le long des berges. Une telle modélisation est souvent utilisée pour les problèmes d'aménagement des estuaires où la structure verticale des courants et du transport sédimentaire n'a pas grand intérêt.

Elle est monodimensionnelle, quand le site d'étude connaît une géométrie simple, avec un fond plat. Cette modélisation fait l'hypothèse que le milieu est homogène en terme de vitesse et de concentration dans les directions latérale et verticale. Cette modélisation s'applique pour les cours d'eau en zone de bon mélange où l'hydraulique du milieu est fluviale. Les modèles monodimensionnels ont l'avantage d'être simple et peu coûteux, ce qui permet leur application sur des échelles de temps et d'espaces assez larges.

I.13 Orientation du travail suite aux conclusions de l'étude bibliographique

I.13.1 Conclusions

L'évaluation de l'influence de la dynamique sédimentaire sur les transferts des effluents radioactifs dans les cours d'eau implique trois disciplines : la radioécologie, la dynamique sédimentaire et l'hydraulique.

Pour cadrer ce travail par rapport à la problématique radioécologique, il s'agissait tout d'abord d'identifier le domaine de plus forte interaction entre les matières, l'eau et les radionucléides. Cette recherche bibliographique a fait ressortir trois points importants :

Les radionucléides interagissent principalement avec les sédiments cohésifs constitués de particules de diamètre inférieur à 64 μm . Dans cette classe le taux de fixation des radionucléides varie principalement selon le diamètre des particules. En effet, plus les particules sont fines, plus l'adsorption est importante. Le comportement des sédiments cohésifs est conditionné par les processus hydrosédimentaires suivants : dispersion, floculation, dépôt, consolidation et érosion.

Pour la dynamique sédimentaire, l'étude bibliographique a permis de passer en revue les principales approches mises en œuvre pour modéliser ces processus. Il ressort deux points importants : le choix des modèles dépend de la nature du site et l'obtention des paramètres (*vitesse de chute, tension critique de dépôt et d'érosion...*) doit se faire par expérimentation in

situ et/ou en laboratoire. Il est hasardeux d'extrapoler à un site les paramètres obtenus sur un site différent. En particulier, il faut être vigilant dans la détermination de la vitesse de chute et des conditions d'érosion. L'étude de ces paramètres présente deux domaines de recherche qui restent ouverts.

L'hydraulique permet d'évaluer les conditions de dispersion (*vitesse et turbulence*) et de frottement sur le fond qui conditionnent la dynamique sédimentaire. Il ressort de l'étude bibliographique que le choix du modèle est fortement lié à la nature du site. Pour les cours d'eau récepteurs d'effluents de l'industrie nucléaire, l'approche en modélisation la mieux appropriée est celle de l'hydraulique fluviale monodimensionnelle.

1.13.2 Orientation de l'étude

Les différences de comportements radioécologiques en fonction de la granulométrie des sédiments suggèrent que pour affiner la prise en compte de la dynamique sédimentaire en radioécologie, il devient important de distinguer les différentes classes de particules. Que ce soit dans les modèles radioécologiques, ou dans les protocoles expérimentaux mis au point à ce jour pour déterminer les paramètres relatifs à la dynamique sédimentaire et la radioécologie (estimation des flux de dépôt ou d'érosion, taux d'adsorption désorption sur les sédiments lors d'un rejet d'effluents liquides radioactifs ...).

En radioécologie, les approches classiques pour caractériser la dynamique sédimentaire des matières ne distinguent généralement pas les différentes classes de particules. L'adsorption, la désorption, le dépôt et l'érosion sont considérés en fonction de la charge globale du cours d'eau. Or, les comportements sédimentaire et radioécologique en fonction des classes de sédiments suggèrent qu'il est important de distinguer ces différentes classes pour affiner les évaluations. L'étape suivante de ce travail a donc été le développement d'un modèle radioécologique qui intègre une approche pour plusieurs classes de particules.

Un tel modèle doit tenir compte des deux points suivants:

L'adsorption par classe de matière.

La dynamique sédimentaire de ces classes.

Le chapitre suivant, sera consacré à la présentation de ce modèle, à sa paramétrisation et au plan expérimental que l'on proposera pour sa validation.

Afin de valider ce modèle, une détermination expérimentale des différents paramètres précités s'impose. Pour ce faire, le canal **Bas Rhône Languedoc (BRL)** situé dans la région du Bas Rhône a été choisi comme site atelier.

Le canal BRL, présente l'avantage d'avoir un profil bathymétrique simple et uniforme, son régime hydraulique fluvial est contrôlé par une vanne située à l'entrée. Il constitue en plus une defluence du Rhône marquée par les rejets de Marcoule.

Chapitre II Présentation du code TRACE¹¹

II.1 OBJECTIFS.....	II-79
II.2 MODÈLE HYDRAULIQUE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-80
II.3 MODÈLE SÉDIMENTAIRE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-81
II.3.1 Modélisation des flux de dépôt et d'érosion.....	II-82
II.4 MODÈLE RADIOÉCOLOGIQUE : HYPOTHÈSES ET ÉQUATIONS.....	II-84
II.5 RÉOLUTION NUMÉRIQUE.....	II-85
II.5.1 Expression numérique des termes dynamiques.....	II-85
II.5.2 Expression numérique des gradients d'espace.....	II-85
II.5.3 Expression numérique des termes de diffusion.....	II-86
II.5.4 Résolution du modèle hydraulique.....	II-87
II.5.5 Résolution du modèle sédimentaire.....	II-90
II.5.6 Résolution du modèle radioécologique.....	II-92
II.5.7 Consistance et stabilité des schémas numériques.....	II-95
II.6 PARAMÈTRES SÉDIMENTAIRES DU MODÈLE.....	II-98

¹¹ Transferts des RADionucléides par Classe de matières dans les cours d'Eau

II.1 Objectifs

Le site atelier sélectionné pour cette étude est le premier tronçon du canal Bas Rhône Languedoc (BRL). Long d'une dizaine de kilomètres ce tronçon présente un régime d'écoulement fluvial et une géométrie trapézoïdale uniforme. Suite aux conclusions du premier chapitre nous nous sommes orientés vers une modélisation monodimensionnelle qui intègre un sous modèle hydraulique de type Barré St Venant, ainsi qu'un sous modèle sédimentaire et un sous modèle radioécologique qui permettent de prendre en compte plusieurs classes de particules. L'objectif de ce chapitre est de présenter cette modélisation mise en œuvre par le code TRACE (*Transferts des RADionucléides par Classe de matières dans les cours d'Eau*) développé dans le cadre de cette étude.

Le code **TRACE** s'appuie sur la structure suivante :

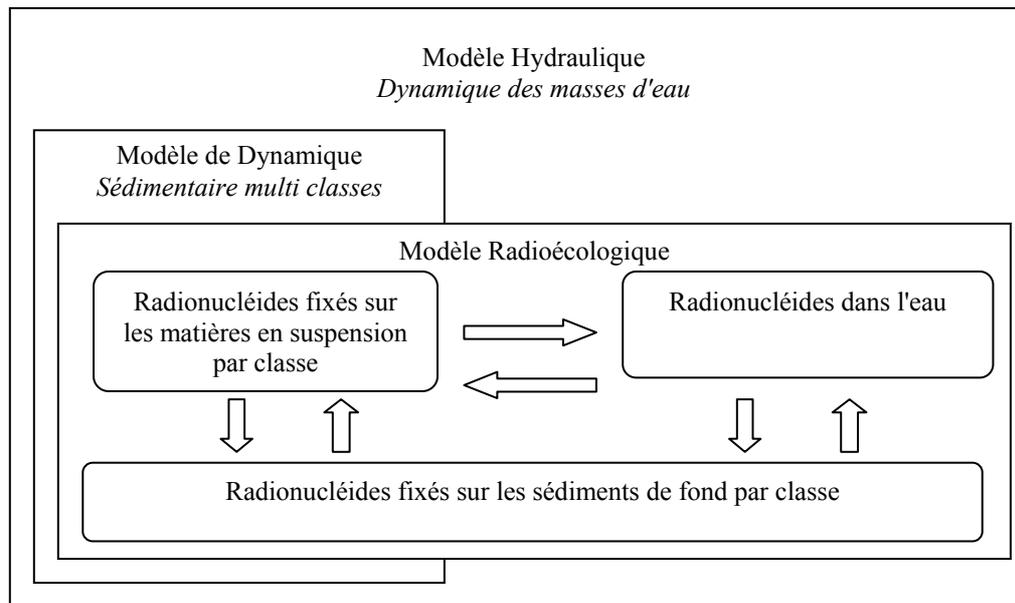


figure II.1: Structure du code TRACE

Sur la base du sous modèle hydraulique (I.6.3.3.2), les modèles sédimentaire et radioécologique reposent sur plusieurs équations de bilan. Pour chaque classe de particules, le modèle sédimentaire applique une équation bilan pour la concentration des matières en suspension et une équation bilan pour la concentration des sédiments de fond. Le modèle radioécologique repose sur une équation bilan de l'activité volumique de l'eau et, pour chaque classe de particules, une équation bilan de l'activité massique des matières en suspension et des sédiments de fond.

II.2 Modèle hydraulique : hypothèses et équations

Le modèle hydraulique est un modèle monodimensionnel qui s'applique à un bief uniforme de section trapézoïdale pour des régimes d'écoulement fluviaux. Dans ces conditions, on peut appliquer les équations monodimensionnelles de St- Venant. Il s'agit respectivement d'une équation de continuité et d'une équation bilan de quantité de mouvement.

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial (U \cdot A)}{\partial x} = 0 \quad \text{équation II.1}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial U}{\partial x} = -g \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + g \cdot (I - J) \quad \text{équation II.2}$$

t : temps (s)

x : abscisse en long (m)

A : section mouillée (m²)

h : hauteur d'eau (m)

g : gravité (m.s⁻²)

I : pente du fond (m.m⁻¹)

J : frottement sur le fond et les berges (m.m⁻¹)

Sur la base d'une géométrie trapézoïdale, la section mouillée, le périmètre mouillé et le rayon hydraulique sont respectivement donnés par les relations suivantes :

$$A = h \cdot (b + m \cdot h)$$

$$P = 2 \cdot h \cdot \sqrt{1 + m^2} + b$$

$$R_h = \frac{A}{P} = \frac{h \cdot (b + m \cdot h)}{2 \cdot h \cdot \sqrt{1 + m^2} + b}$$

$$m = \text{ctg}(fi)$$

b : largeur au plafond (m)
 fi : angle des berges (rad)

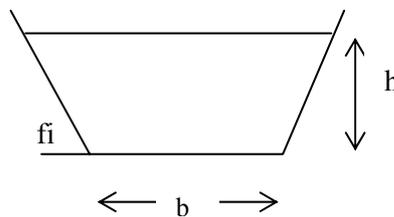


figure II.2: Section trapézoïde d'un canal

L'équation de continuité s'écrit :

$$\left(\frac{b}{h} + 2 \cdot m\right) \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial h}{\partial x}\right) + (b + m \cdot h) \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \text{équation II.3}$$

Dans l'équation de bilan de quantité de mouvement le frottement est exprimé par (Viollet *et al*, 1998):

$$J = \frac{|U| \cdot U}{R_H^{\frac{4}{3}}} \cdot K_s^2 \quad \text{équation II.4}$$

K_s est le coefficient de Manning présenté au chapitre I.

II.3 Modèle sédimentaire : hypothèses et équations

L'originalité de ce travail repose principalement sur le modèle sédimentaire qui propose des expressions de flux de dépôt et d'érosion permettant de prendre en compte plusieurs classes de particules. Comme pour le modèle hydraulique l'approche est monodimensionnelle. Les principales hypothèses sont les suivantes :

- Plusieurs classes de particules.
- Une classe est un ensemble de particules qui présentent la même dynamique.
- Pas d'interactions entre les particules (*pas de floculation et pas de stratification liée aux fortes concentrations*).
- Approche surfacique pour le sédiment de fond (*pas de changement des caractéristiques de surface*).

Pour chaque classe de particules on considère deux équations bilan. Une pour SS_c ($kg_{SEC} \cdot m^{-3}$) la concentration dans la suspension et une pour SF_c ($kg_{SEC} \cdot m^{-2}$) la concentration dans le sédiment de fond.

$$\frac{\partial SS_c}{\partial t} + \frac{\partial(U \cdot SS_c)}{\partial x} = \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [A \cdot Kx \cdot \frac{\partial SS_c}{\partial x}] + \frac{1}{h} \cdot [(E_c - D_c)]$$

$$\frac{\partial SF_c}{\partial t} = D_c - E_c$$

c : indice de la classe granulométrique

SS_c : concentration de la classe c dans la suspension

SF_c : concentration de la classe c dans le sédiment de fond

Kx : coefficient global de dispersion longitudinal

E_c : flux d'érosion de la classe c

D_c : flux de dépôt de la classe c

$kg_{sec} \cdot m^3$

$kg_{sec} \cdot m^{-2}$

$m^2 \cdot s^{-1}$

$kg_{sec} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$

$kg_{sec} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$

La prise en compte de toutes les classes est donnée par :

$$\frac{dSS}{dt} = \sum_{c=0}^{c=N} \frac{dSS_c}{dt} \quad \text{et} \quad \frac{dSF}{dt} = \sum_{c=0}^{c=N} \frac{dSF_c}{dt}$$

Le coefficient global de diffusion longitudinale est déduit des paramètres hydrauliques. Pour une section trapézoïdale son expression est (Fisher et col., 1979) :

$$Kx = \frac{0,011 \cdot U^2 \cdot b^2}{h \cdot u^*}$$

u^* ($m \cdot s^{-1}$) est la vitesse de frottement donnée par $u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{I \cdot g \cdot R_H}$.

II.3.1 Modélisation des flux de dépôt et d'érosion

En règle générale les flux de dépôt et d'érosion pour les sédiments cohésifs sont évalués en considérant des tensions critiques de dépôt et d'érosion (cf. chapitre I). En pratique, cette approche n'est pas directement applicable à un modèle multi-classes car s'il est possible de déterminer les tensions critiques d'érosion des différentes classes à partir d'installations expérimentales (*canal hydraulique*), ce n'est pas le cas pour les tensions critiques de dépôt (cf. chapitre III).

Les approches classiques s'appliquent à la charge globale d'un cours d'eau et reposent sur l'hypothèse que les processus de dépôt et d'érosion ne peuvent pas avoir lieu simultanément. Avec une approche multi-classes cette hypothèse n'est plus vérifiée puisque le dépôt d'une classe peut être accompagné par l'érosion d'une autre. Si, en situation d'érosion, on admet qu'une particule puisse se déposer et être immédiatement remise en suspension, il devient possible de supprimer la contrainte critique de dépôt. On suppose alors que le processus de dépôt a lieu quel que soit le frottement¹² et qu'il est pondéré par le flux d'érosion.

Sur cette base, on propose d'adapter les expressions de Krone et Partheniades pour les rendre applicables à une approche multi-classes.

- Pour chaque classe c le flux de dépôt est donné par :

$$D_c = W_c \cdot SS_c \text{ quel que soit } \tau_f$$

- Pour chaque classe c le flux d'érosion est donné par :

$$E_c = e_{0,c} \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce,c}} - 1 \right) \quad \text{si } \tau_f > \tau_{ce,c} \text{ et } SF_c > 0$$

$$E_c = 0 \quad \text{si } \tau_f < \tau_{ce,c} \text{ ou } SF_c = 0$$

$W_c :$	<i>vitesses de chute en eau calme de la classe c</i>	$(m \cdot s^{-1})$
$\tau_{ce,c} :$	<i>tension critique d'érosion de la classe c</i>	$(N \cdot m^{-2})$
$e_{0,c} :$	<i>taux d'érosion de la classe c</i>	$(kg_{sec} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1})$

II.3.1.1 Interprétation de la méthode

Pour interpréter cette approche on considère l'équation de bilan de la concentration de la classe c dans la suspension sans les termes de transport et de diffusion. Dans ces conditions on écrit :

$$\text{si } \tau_f < \tau_{ce,c} \text{ ou } SF_c = 0 \quad \frac{dSS_c}{dt} = -\frac{D_c}{h} = -\frac{W_{c,c} \cdot SS_c}{h}$$

$$\text{si } \tau_f > \tau_{ce,c} \text{ et } SF_c > 0: \quad \frac{dSS_c}{dt} = \frac{E_c - D_c}{h} = \frac{e_{0,c} \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce,c}} - 1 \right) - W_{c,c} \cdot SS_c}{h}$$

¹² Discussions avec Pierre Le HIR (IFREMER – Brest).

A présent on cherche les conditions d'équilibre.

- Pour $\tau_f < \tau_{ce,c}$, l'équilibre est obtenu si : $\frac{dSS_c}{dt} = 0 \rightarrow SS_c = 0$.
- Pour $\tau_f > \tau_{ce,c}$, l'équilibre est atteint si : $\frac{dSS_c}{dt} = 0 \rightarrow SS_c = \frac{e_{0,c}}{W_{c,c}} \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce,c}} - 1 \right)$

En notant SS_c^* , la concentration d'équilibre, on a :

- Pour $\tau_f < \tau_{ce,c}$: $SS_c^* = 0$.
- Pour $\tau_f > \tau_{ce,c}$: $SS_c^* = \frac{e_{0,c}}{W_{c,c}} \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce,c}} - 1 \right)$

En fonction des conditions d'écoulement SS_c^* apparaît comme une concentration d'équilibre des matières en suspension de la classe c. Si ($SS_c > SS_c^*$) le flux de dépôt est dominant et si ($SS_c < SS_c^*$) c'est le flux d'érosion qui prédomine (figure II.3)

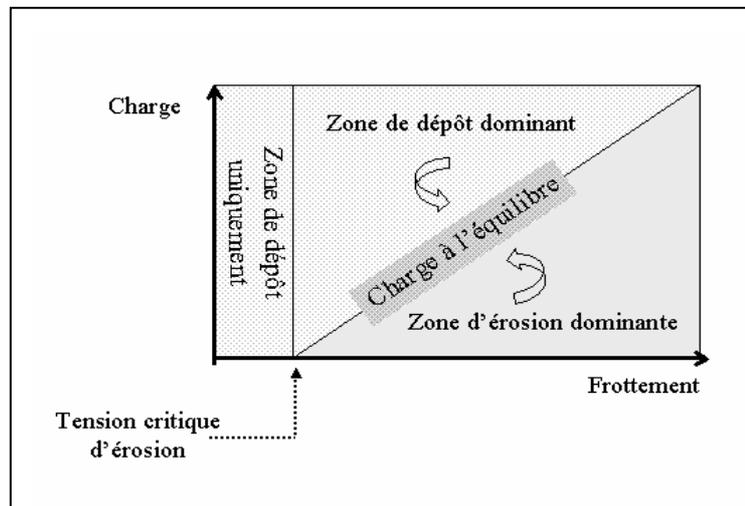


figure II.3 : Processus sédimentaires selon le frottement

Les flux de dépôt et d'érosion peuvent être réécrits sous la forme d'un seul flux global donné par :

$$E_c - D_c = W_{c,c} \cdot (SS_c^* - SS_c)$$

Avec :

- $SS_c^* = 0$ si $\tau_f < \tau_{ce,c}$
- $SS_c^* = \frac{e_{0,c}}{W_{c,c}} \cdot \left(\frac{\tau_f}{\tau_{ce,c}} - 1 \right)$ si $\tau_f > \tau_{ce,c}$

II.4 Modèle radioécologique : hypothèses et équations

Comme les modèles précédents, le modèle radioécologique est monodimensionnel. Il repose sur les hypothèses suivantes :

- Un seul type de radionucléide par calcul.
- Plusieurs classes de matière en suspension et dans le sédiment de fond.
- Pour chaque classe de matière l'affinité au radionucléide est modélisée par un coefficient de partage à l'équilibre et une cinétique d'ordre 1.

Le modèle comprend une équation bilan pour l'activité volumique dissoute C_{EAU} ($Bq \cdot m^{-3}$) et, pour chaque classe de particules, une équation bilan pour l'activité massique de la suspension C_{SS_c} ($Bq \cdot kg_{sec}^{-1}$) et une équation bilan pour l'activité massique du sédiment de fond C_{SF_c} ($Bq \cdot kg_{sec}^{-1}$).

$$\frac{\partial C_{EAU}}{\partial t} + \frac{\partial(U \cdot C_{EAU})}{\partial x} - \frac{I}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [A \cdot Kx \cdot \frac{\partial C_{EAU}}{\partial x}] = -\lambda \cdot C_{EAU} - \sum_{c=1}^N K_{SS_c} \cdot SS_c \cdot (Kd_{SS_c} \cdot C_{EAU} - C_{SS_c})$$

équation II.5

$$\frac{\partial(SS_c \cdot C_{SS_c})}{\partial t} + \frac{\partial(U \cdot SS_c \cdot C_{SS_c})}{\partial x} - \frac{I}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [A \cdot Kx \cdot \frac{\partial(SS_c \cdot C_{SS_c})}{\partial x}] = -\frac{\sum_{c=1}^N K_{SF_c} \cdot SF_c \cdot (Kd_{SF_c} \cdot C_{EAU} - C_{SF_c})}{h} - K_{SS_c} \cdot (SS_c \cdot C_{SS_c})$$

équation II.6

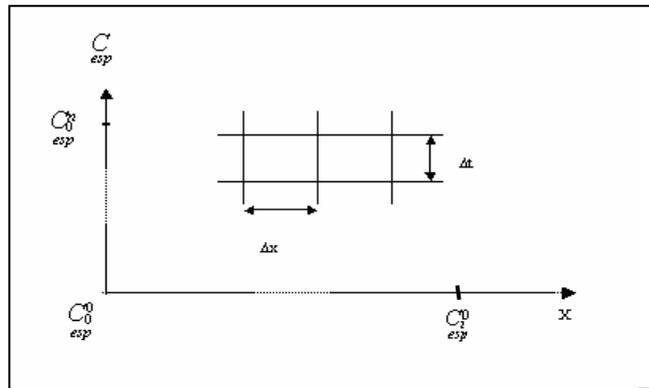
$$\frac{\partial(SF_c \cdot C_{SF_c})}{\partial t} = D_c \cdot SS_c \cdot C_{SS_c} - E_c \cdot C_{SF_c} - \lambda \cdot SF_c \cdot C_{SF_c} + K_{SS_c} \cdot Kd_{SS_c} \cdot SS_c \cdot C_{EAU} + \frac{E_c}{h} \cdot C_{SF_c}$$

équation II.7

C_{EAU} : radioactivité volumique de l'eau	$Bq \cdot m^{-3}$
C_{SS_c} : radioactivité massique de la classe c en suspension	$Bq \cdot kg_{sec}^{-1}$
C_{SF_c} : radioactivité massique de la classe c dans le sédiment de fond	$Bq \cdot kg_{sec}^{-1}$
K_{SS_c} : cinétique de désorption de la classe c en suspension	s^{-1}
Kd_{SS_c} : coefficient de distribution à l'équilibre de la classe c en suspension	$m^3 \cdot kg_{sec}^{-1}$
Kd_{SF_c} : coefficient de distribution à l'équilibre de la classe c dans le sédiment de fond	$m^3 \cdot kg_{sec}^{-1}$
λ : constante de décroissance radioactive du radionucléide	s^{-1}

II.5 Résolution numérique

Pour les trois modèles présentés la résolution des équations est réalisée par une méthode numérique aux différences finies (Euvrard, 1987 ; Dautray, 1988 ; Crouzeix et Migniot, 1989 ; Demailly, 1991 ; Lascaux et Théodor, 1987). On applique un schéma explicite qui permet de calculer les grandeurs à l'instant $n+1$ en fonction des résultats obtenus à l'instant n .



Le domaine spatial est discrétisé de telle façon que le pas d'espace Δx soit le même partout. En notant C_{esp} , une grandeur générique, on présente ci-après les expressions numériques considérées pour les différents termes des équations.

II.5.1 Expression numérique des termes dynamiques

Les termes dynamiques sont discrétisés de la façon suivante :

$$\left[\frac{\partial C_{esp}}{\partial t} \right]_i^{n+1} = \frac{C_{i,esp}^{n+1} - C_{i,esp}^n}{\Delta t}$$

Δt : pas de temps (s)

II.5.2 Expression numérique des gradients d'espace

Pour exprimer les dérivées premières dans l'espace on utilise un schéma décentré amont :

$$\frac{\partial C_{esp}}{\partial x} = \frac{C_{i,esp}^n - C_{i-1,esp}^n}{\Delta x}$$

II.5.3 Expression numérique des termes de diffusion

Les termes de diffusion sont entièrement développés. Soit :

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(Kx \cdot A \cdot \frac{\partial C}{\partial x} \right) = \frac{1}{A} \cdot \left[Kx \cdot A \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + A \cdot \frac{\partial Kx}{\partial x} \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + Kx \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot \frac{\partial C}{\partial x} \right]$$

En procédant par un développement de Taylor, les dérivées secondes s'écrivent :

$$\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} = \frac{C_{i-1}^n - 2 \cdot C_i^n + C_{i+1}^n}{\Delta x^2} ;$$

Δx : pas d'espace (m)

Finalement, les termes de diffusion s'écrivent de la façon suivante :

$$\left[\frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(A \cdot Kx \cdot \frac{\partial C}{\partial x} \right) \right]_i^{n+1} = \frac{1}{A_i} \cdot \left[C_{i-1}^n \cdot \left(\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} - \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} \right) \right. \\ \left. + C_i^n \cdot \left(-\frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} + \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) + C_{i+1}^n \cdot \left(\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} \right) \right]$$

II.5.4 Résolution du modèle hydraulique

La résolution du modèle hydraulique permet de calculer l'évolution dans l'espace et dans le temps des différents paramètres hydrauliques : vitesses, hauteurs d'eau, débits, tensions de frottement, ...

Compte tenu de la méthode générale de résolution, les formes numérisées de l'équation de continuité et de l'équation bilan de quantité de mouvement sont les suivantes.

– **Équation de continuité**

$$h_i^{n+1} = h_i^n + \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \left[U_i^n \cdot (h_{i-1}^n - h_{i+1}^n) + \frac{a_i^n}{d_i^n} \cdot (U_{i-1}^n - U_{i+1}^n) \right] \quad \text{équation II.8}$$

$$\text{Avec } a_i^n = b + m \cdot h_i^n \text{ et } d_i^n = \frac{b}{h_i^n} + 2 \cdot m$$

– **Équation de quantité de mouvement**

$$(U_i^{n+1})^2 + \Phi_i^n \cdot U_i^{n+1} - \Phi_i^n \cdot E_i^n = 0$$

$$\text{Avec } (\phi_i^n)^{-1} = \frac{n^2}{R_h^{4/3}} \cdot g \cdot \Delta t \text{ et } E_i^n = \left[U_i^n + \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \cdot U_i^n \cdot (U_{i-1}^n - U_{i+1}^n) + g \cdot \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \cdot (h_{i-1}^n - h_{i+1}^n) + g \cdot \Delta t \cdot I \right]$$

L'équation précédente est une équation quadratique en U_i^{n+1} . Il en résulte :

$$U_i^{n+1} = \frac{1}{2} \cdot \left[-\Phi_i^n + (\Phi_i^{n^2} + 4\Phi_i^n \cdot E_i^n)^{1/2} \right] \quad \text{équation II.9}$$

Pour un pas d'espace ($n + 1$), ces équations permettent de calculer h_i^{n+1} , la profondeur d'eau, et U_i^{n+1} la vitesse de l'écoulement. A partir de la hauteur d'eau on calcule la section mouillée A_i^{n+1} puis le débit Q_i^{n+1} , le coefficient de diffusion K_i^{n+1} et la tension de frottement τ_i^{n+1} .

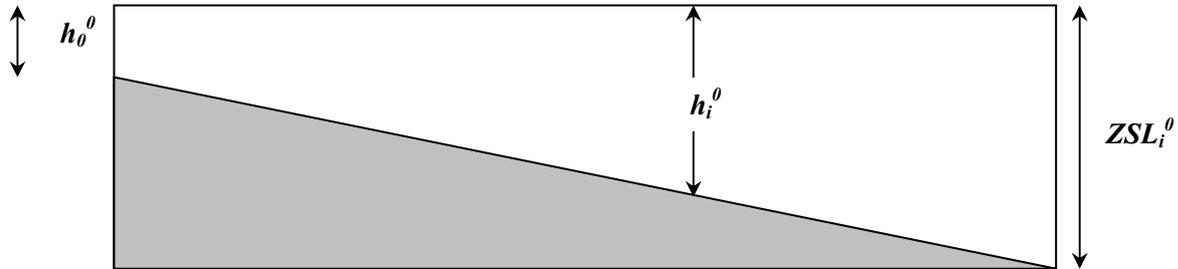
$$A_i^{n+1} = (b + m \cdot h_i^{n+1}) \cdot h_i^{n+1} ; \quad R_{Hi}^{n+1} = \frac{h_i^{n+1} \cdot (b + m \cdot h_i^{n+1})}{2 \cdot h_i^{n+1} \cdot \sqrt{1 + m^2 + b}} ; \quad Q_i^{n+1} = A_i^{n+1} \cdot U_i^{n+1} ;$$

$$K_i^{n+1} = \frac{0.011 \cdot U_i^{n+1} \cdot b^2}{h_i^{n+1} \cdot u_i^{n+1} *} ; \quad u_i^{n+1*} = \sqrt{I \cdot g \cdot R_{Hi}^{n+1}} ; \quad \tau_{f,i}^{n+1} = \rho \cdot I \cdot g \cdot R_{Hi}^{n+1}$$

II.5.4.1 Conditions initiales

Pour lancer un calcul, il est nécessaire d'initialiser les paramètres hydrauliques sur l'ensemble du bief. Trois options d'initialisation sont possibles.

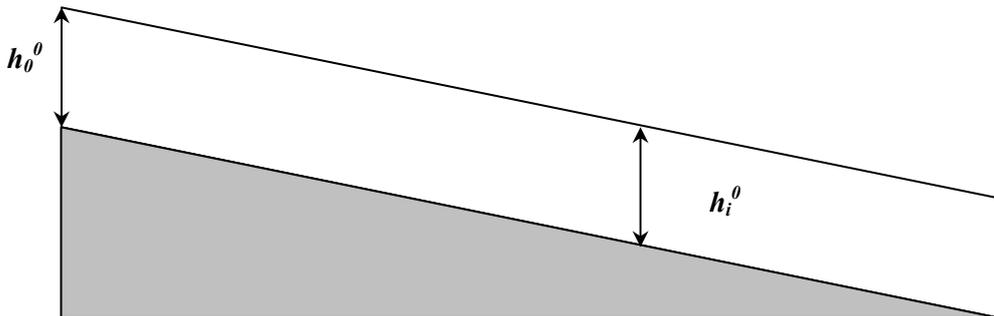
- Si h_0^0 , la hauteur à l'entrée du bief est fixée, et que le débit initial, Q_i^0 est nul, les hauteurs d'eau h_i^0 sont initialisées de façon à ce que ZSL_i^0 , la côte de la surface libre, soit constante sur tout le bief.



Dans ce cas on a : $Q_i^0 = 0$; $U_i^0 = 0$; $ZSL_i^0 = h_0^0 + I \cdot i \cdot \Delta x$

- Si h_0^0 , la hauteur à l'entrée du bief est fixée et que le débit initial, Q_i^0 est inconnu, les hauteurs d'eau h_i^0 sont initialisées de façon à être constantes et égales à h_0^0 sur tout le bief. Dans ce cas les vitesses et les débits sont constants sur tout le bief et sont déduits de la formule de Manning - Strickler.

$$U_i^0 = K_s \cdot i \cdot R h^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{I} ; Q_i^0 = U_i^0 \cdot A_i^0$$

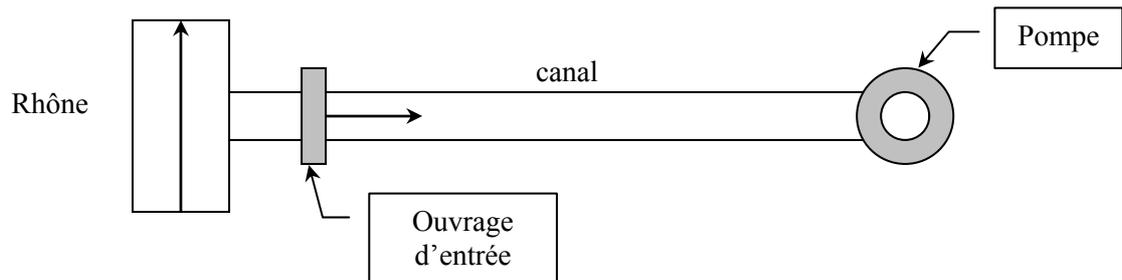


- La ligne d'eau peut être initialisée à partir des résultats d'un calcul précédent.

II.5.4.2 Conditions aux limites

La résolution des schémas numériques aux première et dernière sections implique les sections d'indice (-1) et $(N+1)$ qui n'existent pas. En ces sections il est nécessaire d'appliquer une résolution spécifique dite condition de bord amont pour la première section et condition de bord aval pour la dernière.

Dans le cas du canal d'étude le débit est imposé à l'aval par une pompe et la cote à l'amont par l'ouvrage d'entrée. La condition de bord amont consiste à donner la hauteur h_0^0 à l'entrée et la condition de bord aval repose sur la connaissance du débit Q_0^N à la sortie.



II.5.4.2.1 Condition de bord amont

Au cours du temps, h_0^n , la hauteur d'eau à la première section du canal est supposée connue. Connaissant cette valeur, la vitesse en cette section est déduite de la relation de Manning - Strickler :

$$U_0^n = \frac{1}{K_s} \cdot (Rh_0^n)^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{J}$$

Le débit est donné par : $Q_0^n = U_0^n \cdot A_0^n$

II.5.4.2.2 Condition de bord aval

A l'aval, l'évolution de Q_N^n , le débit à la dernière section, est connu. Pour déduire la hauteur d'eau on applique le schéma suivant :

$$h_N^{n+1} = h_N^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \left[U_N^n \cdot (h_{N-1}^n - h_N^n) + \frac{h_N^n \cdot (b + m \cdot h_N^n)}{(b + 2 \cdot m \cdot h_N^n)} \cdot (U_{N-1}^n - U_N^n) \right]$$

La profondeur d'eau au pas de temps $(n+1)$ étant calculée, la vitesse est obtenue par :

$$U_N^{n+1} = \frac{Q_N^{n+1}}{A_N^{n+1}}$$

II.5.4.3 Conditions de stabilité

Pour obtenir une solution stable, il est nécessaire de respecter partout la condition de stabilité de courant :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{(|U| + c)}$$

c est la célérité d'onde qui s'exprime en fonction de la profondeur et de la gravité : $c^2 = g \cdot h$

II.5.5 Résolution du modèle sédimentaire

En intégrant les paramètres hydrauliques issus du modèle du même nom, la résolution du modèle sédimentaire donne, pour chaque classe de matière, l'évolution dans l'espace et le temps des flux d'érosion et de dépôt et des concentrations dans la suspension et le sédiment de fond.

Pour chaque classe, compte tenu de la méthode générale de résolution, les formes numérisées des équations bilan pour les concentrations de matières dans la suspension et le sédiment sont les suivantes.

- **Concentration de la classe c en suspension**

$$SS_{c,i}^{n+1} = C1ms_i^n \cdot SS_{c,i-1}^n + C2ms_{c,i}^n \cdot SS_{c,i}^n + C3ms_i^n \cdot SS_{c,i+1}^n + C4ms_{c,i}^n$$

Avec

$$\left\{ \begin{array}{l} C1ms_i^n = \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot U_i^n + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} - \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} \right) \\ C2ms_{c,i}^n = 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot (2 \cdot U_i^n - U_{i-1}^n) + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(-\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} + \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) - \frac{\Delta t}{h_i^n} \cdot W_c \\ C3ms_i^n = Kx_i^n \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \\ \left\{ \begin{array}{l} \text{si } \tau_i^n > \tau_{c,i}^n \rightarrow C4ms_{c,i}^n = \frac{\Delta t}{h_i^n} \cdot e_{c,i}^n \cdot \left(\frac{\tau_i^n}{\tau_{c,i}^n} - 1 \right), \text{ si } C4ms_{c,i}^n > SF_{c,i}^n \rightarrow C4ms_{c,i}^n = SF_{c,i}^n \\ \text{si } \tau_i^n < \tau_{c,i}^n \rightarrow C4ms_{c,i}^n = 0 \end{array} \right. \end{array} \right.$$

- **Concentration de la classe c dans le sédiment de fond**

$$SF_{c,i}^{n+1} = SF_{c,i}^n + \Delta t \cdot W_c \cdot SS_{c,i}^n - Cmd_{c,i}^n$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } \tau_i^n > \tau_{c,i}^n \rightarrow Cmd_{c,i}^n = \Delta t \cdot e_{c,i}^n \cdot \left(\frac{\tau_i^n}{\tau_{c,i}^n} - 1 \right), \text{ si } Cmd_{c,i}^n > SF_{c,i}^n \rightarrow Cmd_{c,i}^n = SF_{c,i}^n \\ \text{si } \tau_i^n < \tau_{c,i}^n \rightarrow Cmd_{c,i}^n = 0 \end{array} \right.$$

$SS_{c,i}^n$	concentration de la classe c en suspension à la section i à l'instant n	$\text{Kg}_{\text{sec}}.\text{m}^{-3}$
$SF_{c,i}^n$	concentration de la classe c dans le sédiment de fond à la section i à l'instant n	$\text{Kg}_{\text{sec}}.\text{m}^{-2}$
U_i^n	vitesse moyenne de l'écoulement à la section i à l'instant n	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
τ_i^n	tension de frottement à la section i à l'instant n	$\text{N}.\text{m}^{-2}$
A_i^n	surface mouillée à la section i à l'instant n	m^2
h_i^n	hauteur d'eau moyenne à la section i à l'instant n	m
K_i^n	coefficient de diffusion à la section i à l'instant n	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
I	pente du fond	$\text{m}.\text{m}^{-1}$
J_i^n	frottement à la section i à l'instant n	$\text{m}.\text{m}^{-1}$
τ_c	tension critique d'érosion de la classe c	$\text{N}.\text{m}^{-2}$
e_c	taux d'érosion de la classe c à la section i et au temps n	$\text{g}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
W_c	vitesse de chute de la classe c	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
t^n	temps au n ^{ième} pas de temps	s
Δt	pas de temps	s
x_i	abscisse de la section i	m
i	indice numérique de l'espace	
n	indice numérique du temps	
N	nombre de pas d'espace	

II.5.5.1 Conditions initiales

Le domaine d'étude peut être initialisé selon deux options.

- L'utilisateur peut fournir les valeurs initiales. Dans ce cas ces valeurs sont supposées uniformes sur l'ensemble du domaine :

$$SS_{c,i}^0 = SS0_c \text{ et } SF_{c,i}^0 = SF0_c$$

- L'initialisation peut être réalisée à partir de la distribution spatiale correspondante à l'état final d'un calcul précédent

II.5.5.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites concernent la résolution des équations de la concentration des classes dans la suspension à la première et à la dernière section du bief.

II.5.5.2.1 Résolution à la première section

A la première section, qui correspond à l'entrée dans le domaine de calcul, les concentrations sont supposées connues et fournies par l'utilisateur.

$$SS_{c,0}^n : \text{connues pour tout n.}$$

II.5.5.2.2 Résolution à la dernière section

A la dernière section le schéma implique la section d'indice $(N + 1)$ qui n'existe pas. Les concentrations en cette section sont évaluées par interpolation linéaire des concentrations obtenues aux sections N et $(N - 1)$.

$$SS_{c,N+1}^n = 2 \cdot SS_{c,N}^n - SS_{c,N-1}^n$$

II.5.6 Résolution du modèle radioécologique

En tenant compte des résultats hydrauliques et sédimentaires, la résolution du modèle radioécologique donne les distributions dans l'espace et au cours du temps de l'activité volumique de l'eau et, pour chaque classe de matière, des activités massiques dans la suspension et le sédiment de fond.

Compte tenu de la méthode de résolution, les formes numérisées des équations bilan de ces différentes activités sont présentées ci-dessous.

- **Activité volumique dissoute**

$$C_{EAU}^{n+1} = A1 eau_i^n \cdot C_{EAU}^n + A2 eau_{c,i}^n \cdot C_{EAU}^n + A3 eau_i^n \cdot C_{EAU}^n + \Delta t \cdot \sum_{c=1}^N K_{SS_c} (SS_c \cdot C)_{SS_c}^n + \frac{\Delta t \cdot \sum_{c=1}^N K_{SF_c} (SF_c \cdot C)_{SF_c}^n}{h_i^n}$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A1 eau_i^n = \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot U_i^n + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} - \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} \right) \\ A2 eau_{c,i}^n = 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot (2 \cdot U_i^n - U_{i-1}^n) + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(-\frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} + \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) \\ \quad - \Delta t \cdot \lambda - \Delta t \cdot \sum_{c=1}^N K_{SS_c} \cdot Kd_{SS_c} \cdot SS_{c,i}^n - \frac{\Delta t \cdot \sum_{c=1}^N K_{SF_c} \cdot Kd_{SF_c} \cdot SF_{c,i}^n}{h_i^n} \\ A3 eau_i^n = Kx_i^n \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \end{array} \right.$$

• **Activité massique de la classe c en suspension**

$$(SS_c \cdot C_{SS_c}^i)^{n+1} = A1ms_i^n \cdot (SS_c \cdot C_{SS_c}^i)^n + A2ms_{c,i}^n \cdot (SS_c \cdot C_{SS_c}^i)^n + A3ms_i^n \cdot (SS_c \cdot C_{SS_c}^i) + A4ms_{c,i}^n \cdot C_{EAU}^i + A5ms_{c,i}^n \cdot SF_{c,i}^n \cdot C_{SF_c}^i$$

Avec :

$$A1ms_i^n = \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot U_i^n + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(\frac{Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} - \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} \right)$$

$$A2ms_{c,i}^n = 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot (2 \cdot U_i^n - U_{i-1}^n) + \frac{\Delta t}{A_i^n} \cdot \left(-\frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n}{\Delta x^2} + \frac{2 \cdot Kx_i^n \cdot A_i^n - Kx_{i-1}^n \cdot A_i^n - Kx_i^n \cdot A_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) - \frac{\Delta t}{h_i^n} \cdot W_c - K_{SS_c} \cdot \Delta t - \Delta t \cdot \lambda$$

$$A3ms_i^n = Kx_i^n \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2}$$

$$A4ms_{c,i}^n = \sum_{c=1}^N \Delta t \cdot K_{SS_c} \cdot Kd_{SS_c} \cdot SS_{c,i}^n$$

$$\left\{ \begin{array}{l} si \quad \tau_i^n > \tau_{c,i}^n \rightarrow A5ms_{c,i}^n = \text{minimum} \left[\frac{\Delta t}{h_i^n} \cdot e_{c,i}^n \cdot \left(\frac{\tau_i^n}{\tau_{c,i}^n} - 1 \right); \frac{SF_{c,i}^n}{h_i^n} \right] \\ si \quad \tau_i^n < \tau_{c,i}^n \rightarrow A5ms_{c,i}^n = 0 \end{array} \right.$$

• **Activité massique de la classe c dans le sédiment de fond**

$$(SF_c \cdot C_{SF_c}^i)^{n+1} = A1md_{c,i}^n \cdot (SF_c \cdot C_{SF_c}^i)^n + A2md \cdot (SS_c \cdot C_{SS_c}^i)^n + A3md_{c,i}^n \cdot C_{EAU}^i$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} si \quad \tau_i^n > \tau_{c,i}^n \text{ et } \Delta t \cdot e_{c,i}^n \cdot \left(\frac{\tau_i^n}{\tau_{c,i}^n} - 1 \right) < SF_{c,i}^n \rightarrow A1md_{c,i}^n = 1 - \Delta t \cdot \left(\lambda - \frac{K_{SF_c}}{SF_{c,i}^n} \cdot e_{c,i}^n \cdot \left(\frac{\tau_i^n}{\tau_{c,i}^n} - 1 \right) \right) \\ sinon \rightarrow A1md_{c,i}^n = 1 - \Delta t \cdot \left(\lambda + \frac{K}{SF_c} \right) \end{array} \right.$$

$$A2md = \Delta t \cdot W_c$$

$$A3md_{c,i}^n = \Delta t \cdot K_{SF_c} \cdot SF_{c,i}^n \cdot Kd_{SF_c}$$

C_{EAU}^n	activité volumique de l'eau à la section i et à l'instant n	$Bq.m^{-3}$
C_{SS}^n	activité massique de la classe c en suspension à la section i et à l'instant n	$Bq.kg_{sec}^{-1}$
C_{SF}^n	activité massique de la classe c dans le sédiment à la section i et à l'instant n	$Bq.kg_{sec}^{-1}$
K_{SS_c}	cinétique de désorption de la classe c en suspension	s^{-1}
Kd_{SS_c}	coefficient de partage à l'équilibre entre l'activité dans l'eau et la classe c en suspension.	$m^3.kg_{sec}^{-1}$
K_{SF_c}	cinétique de désorption de la classe c dans le sédiment	s^{-1}
Kd_{SF_c}	coefficient de partage à l'équilibre entre l'activité dans l'eau et la classe c dans le sédiment.	$m^3.kg_{sec}^{-1}$
λ	constante de décroissance radioactive du radionucléide considéré	s^{-1}

II.5.6.1 Conditions initiales

Comme pour le modèle sédimentaire, le domaine d'étude peut être initialisé selon deux options.

- L'utilisateur peut fournir les valeurs initiales. Dans ce cas ces valeurs sont supposées uniformes sur l'ensemble du domaine :

$$C_{eau}^0 = C0_{eau}; C_{SS_c}^0 = C0_{SS_c}; C_{SF_c}^0 = C0_{SF_c}$$

- L'initialisation peut être réalisée à partir de la distribution spatiale correspondante à l'état final d'un calcul précédent

II.5.6.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites concernent la résolution des équations pour l'activité volumique dissoute et les activités massiques des différentes classes en suspension.

II.5.6.2.1 Résolution à la première section

La première section correspond à l'entrée dans le domaine de calcul. Les activités y sont supposées connues et fournies par l'utilisateur.

$$C_{eau}^n, C_{SS_c}^n \text{ et } C_{SF_c}^n \text{ sont supposées connues pour tout n.}$$

II.5.6.2.2 Résolution à la dernière section

A la dernière section le schéma implique la section d'indice $(N + 1)$ qui n'existe pas. Les activités en cette section sont évaluées par interpolation linéaire des activités obtenues aux sections N et $(N - 1)$.

$$C_{eau_{N+1}}^n = 2 \cdot C_{eau_N}^n - C_{eau_{N-1}}^n$$

$$C_{SS_{c_{N+1}}}^n = 2 \cdot C_{SS_{c_N}}^n - C_{SS_{c_{N-1}}}^n$$

II.5.7 Consistance et stabilité des schémas numériques

II.5.7.1 Définitions

- Erreur de troncature et consistance

On appelle erreur de troncature (ou *erreur de discrétisation*), l'erreur commise lorsqu'un opérateur continu est approché par un opérateur discret. L'erreur d'un schéma est évaluée en développant chaque terme de l'équation algébrique en série de Taylor. Si l'erreur de troncature tend vers zéro lorsque le pas de temps et le pas d'espace tendent tous deux vers zéro, alors le schéma est dit consistant avec l'équation aux dérivées partielles que l'on cherche à résoudre.

- Exemple d'étude de la consistance d'un schéma:

Considérons l'équation d'advection – diffusion sans termes sources :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - v \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad \text{équation II.10}$$

$$0 < x < 1 \text{ et } t > 0$$

$$u(0, t) = u_0 ; u(1, t) = u_1$$

$$u(x, 0) = u_0(x)$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = L \cdot u \text{ avec } L = \left(a \cdot \frac{\partial}{\partial x} - v \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \quad \text{équation II.11}$$

a , étant constante et v est la diffusion.

Pour discrétiser cette équation, nous considérons un schéma centré à deux niveaux de temps

$$\delta_x u_i = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2 \cdot \Delta x} \quad \text{et} \quad \delta_{xx} u_i = \frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{(\Delta x)^2}$$

donc $L_h u_i = -a \cdot \delta_x u_i + v \delta_{xx} u_i$

On applique le θ -Schéma pour discrétiser l'équation précédente, soit :

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} - \theta \cdot L_h u_i^{n+1} - (1 - \theta) \cdot L_h u_i^n = 0 \quad i=1 \text{ à } n-1 \quad \text{équation II.12}$$

θ , est un paramètre compris entre 0 et 1, le schéma change de propriétés selon la valeur de θ considérée :

- si $\theta = 0$, on a un schéma d'Euler explicite
- si $\theta = 1$, on a un schéma d'Euler implicite
- si $\theta = 1/2$, on a un schéma Crank – Nicolson

Pour étudier la consistance du schéma, on suppose $u(x, t)$ solution de l'Équation II-2 et on porte ensuite $u(x_i, t_n)$ dans l'Équation II-3 et effectuons un développement de Taylor par rapport à (x_i, t_n) .

Après développement, on trouve cette expression pour l'erreur de troncature :

$$E = \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial t} - Lu \right)}_{=0} + \underbrace{\frac{\Delta t}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial t} - 2 \cdot \theta \cdot Lu \right)}_{\text{Partie principale de l'erreur de troncature E en } (\Delta t)} + O((\Delta t)^2, (\Delta x)^2)$$

On conclut que quel que soit θ , l'erreur de troncature tend vers zéro quand les deux pas de temps et d'espace tendent vers zéro, le schéma est donc consistant (Peyret, 1997).

Si $\theta \neq 1/2$; $E = O(\Delta t, (\Delta x)^2)$: le schéma est du premier ordre en temps et du second ordre en espace.

Si $\theta = 1/2$; $E = O((\Delta t)^2, (\Delta x)^2)$: le schéma est du second ordre en temps et en espace.

– Stabilité

Un schéma numérique est qualifié de stable, si l'ensemble des erreurs de toutes sortes (*troncatures, arrondis...*) n'augmente pas d'un pas de calcul à l'autre. La stabilité peut être étudiée à l'aide de la méthode de Von Neuman (Peyret, 1997).

Cette méthode est basée sur le principe que chaque fonction peut s'exprimer dans la base harmonique par la somme de composantes de Fourier, cette méthode consiste à étudier le comportement du schéma numérique, après avoir introduit une composante de Fourier de l'ordre k , définie au point d'abscisse $j \cdot \Delta x$, dans l'équation algébrique. En monodimensionnel, cette composante a pour expression :

$$u_j^n = \hat{u}^n \cdot e^{ikj\Delta x} \quad \text{avec} \quad i^2 = -1 \quad \hat{u}^n, \text{ est le coefficient de Fourier d'ordre } k$$

On définit, un facteur d'amplification $g(k)$ comme étant le rapport de la composante de Fourier entre deux instants consécutifs, soit : $g = \hat{u}^{n+1} / \hat{u}^n$. g est généralement un nombre complexe, qui peut être exprimé en fonction de son module et sa phase. La condition de stabilité du schéma est obtenue quand le module de $g(k)$ est inférieur ou égal à 1, autrement, le schéma est instable.

– Convergence : théorème d'équivalence de Lax

Un schéma est dit convergent si la solution numérique approche la solution exacte de l'équation différentielle lorsque le pas d'espace tend vers zéro. D'après Lax, une condition nécessaire et suffisante pour la convergence d'un schéma, est qu'il satisfasse aux conditions de consistance et de stabilité (*Consistance + Stabilité --> Convergence*), (Peyret, 1997).

II.5.7.2 Application

Pour l'étude des équations différentielles du modèle radioécologique, les méthodes présentées seront appliquées pour s'assurer de la convergence des schémas numériques choisis.

La forme des équations mises en œuvre dans les modèles sédimentaire et radioécologique est similaire à celle de l'exemple présenté ci-dessus. En conséquence, la consistance est équivalente.

Pour l'analyse de la stabilité nous appliquons l'analyse de Fourier. Les équations s'écrivent sous la forme générale suivante:

$$C_{esp\ c,i+1}^{n+1} = C_{1,i}^n \cdot C_{c,i-1}^n + C_{2,i}^n \cdot C_{c,i}^n + C_{3,i}^n \cdot C_{c,i+1}^n \quad \text{équation II.13}$$

Les quantités $(C_{k,i}^n)_{k=1,2,3}$ ont été explicitées plus haut pour chaque équation. Pour l'étude de la stabilité, seul les termes s'exprimant en fonction de $C_{esp\ c,i}^n$ ont été considérés. Les autres sont supposés nuls. On cherche l'effet du schéma numérique aux différences finies sur un mode de Fourier :

$$\hat{C}_{esp\ c}^n(\zeta) = C_{esp\ c,i}^n e^{-j \cdot i \cdot \Delta x \cdot \zeta}$$

On pose $\Delta x \cdot \zeta = \theta$ soit $\hat{C}_{esp\ c}^n(\zeta) = C_{esp\ c,i}^n e^{-j \cdot i \cdot \theta}$

$$\begin{aligned} \hat{C}_{esp\ c,i}^{n+1}(\theta) &= C_{1,i}^n \cdot \hat{C}_{c,i-1}^n + C_{2,i}^n \cdot \hat{C}_{c,i}^n + C_{3,i}^n \cdot \hat{C}_{c,i+1}^n \\ &= (C_{1,i}^n \cdot e^{-j \cdot \theta} + C_{2,i}^n + C_{3,i}^n \cdot e^{-j \cdot \theta}) \cdot \hat{C}_{esp\ c}^n(\theta) \end{aligned}$$

On pose :

$$g(\theta) = (C_{1,i}^n \cdot e^{-j \cdot \theta} + C_{2,i}^n + C_{3,i}^n \cdot e^{-j \cdot \theta})$$

On a alors $\hat{C}_{esp\ c}^n(\theta) = (g(\theta))^n \cdot \hat{C}_{esp\ c}^0(\theta)$

Pour que la stabilité soit vérifiée, il suffit que le module du facteur d'amplification $g(\theta)$ soit tel que $|g(\theta)| < 1$.

Cette condition est prise en compte dans le code TRACE, tant qu'elle n'est pas vérifiée, le pas de temps est divisé automatiquement par deux.

II.6 Paramètres sédimentaires du modèle

Les paramètres sédimentaires sont relatifs aux flux de dépôt et d'érosion, il s'agit de donner pour chaque classe de matière :

- sa vitesse de chute
- sa tension critique d'érosion
- son taux d'érosion

Ces paramètres ont une double importance, ils servent à la fois pour le modèle sédimentaire pour caractériser l'évolution spatio-temporelle de la concentration dans les matières en suspension et dans les sédiments de fond et d'autre part, au couplage de la radioécologie à la dynamique sédimentaire, se dernier se faisant via les flux de dépôt et d'érosion.

Le caractère multi-classes de l'approche implique que ces différents paramètres doivent être déterminés pour chaque classe de particules, une classe étant un ensemble de particules dont la taille appartient à un intervalle de taille donné et subissant la même dynamique.

De ce fait, une détermination expérimentale de ces paramètres s'impose. Les prochains chapitres sont dédiés à la proposition des protocoles expérimentaux couplés à des modèles physiques afin d'illustrer :

- Comment obtenir les paramètres par classe
- Comment définir les classes
- La pertinence de notre approche multi-classes par rapport à une approche globale.

Chapitre III Paramétrisation des flux de dépôt et d'érosion

III.1 OBJECTIFS	III-101
III.2 DESCRIPTION DU CANAL À COURANT ET DE SA SECTION TEST	III-101
III.2.1 Description du canal.....	III-101
III.2.2 Mise en place des sédiments dans la section test du canal à courant	III-102
III.3 PROTOCOLE DE MESURE DU FROTTEMENT	III-103
III.3.1 Les conditions hydrauliques au niveau de la section test.....	III-103
III.4 PROTOCOLE DE L'EXPÉRIENCE DE REMISE EN SUSPENSION.....	III-110
III.4.1 Protocoles suivis	III-110
III.4.2 Dispositifs et techniques de mesure	III-110
III.5 RÉSULTATS D'APPLICATION AUX SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL BRL	III-111
III.5.1 Prélèvement des échantillons	III-111
III.5.2 Résultats de la charge en fonction de la tension de frottement	III-112
III.5.3 Interprétation et hypothèses	III-113
III.6 MODÉLISATION DE L'EXPÉRIENCE DE REMISE EN SUSPENSION PAR LE MODÈLE EROD.	III-114
III.6.1 Équations du modèle.....	III-114
III.6.2 Comportement général du modèle	III-117
III.6.3 Intégration du modèle	III-118
III.6.4 Détermination des paramètres sédimentaires du modèle	III-119
III.7 VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE L'ALGORITHME DE CALAGE	III-120
III.7.1 Application BRL	III-120
III.7.2 Application à SOFI	III-123
III.8 COHÉRENCES DU MODÈLE AVEC LES PARAMÈTRES PHYSIQUES	III-124
III.8.1 Cohérence granulométrie / vitesse de chute.....	III-124
III.8.2 Cohérence porosité / tension critique d'érosion.....	III-127
III.8.3 Comparaison avec une approche globale.....	III-128
III.8.4 Discussion sur les différents paramètres obtenus.....	III-129
III.9 CONCLUSION DU CHAPITRE.....	III-130

III.1 Objectifs

Dans le cadre de ce chapitre, on cherche à paramétrer les flux de dépôt et d'érosion, nécessaires pour le fonctionnement du modèle radioécologique décrit au deuxième chapitre. Cela consiste à évaluer les tensions critiques d'érosion et les vitesses de chute des différentes classes de particules considérées. La première partie présente le protocole expérimental et la méthode d'analyse, la seconde présente les applications effectuées sur des sédiments de fond prélevés à l'entrée du canal Bas Rhône Languedoc (BRL).

III.2 Description du canal à courant et de sa section test

Le canal à courant a été construit au Centre Océanologique de Marseille (COM) afin d'étudier la remise en suspension des sédiments après carottage *in situ*. L'expérience consiste à étudier l'érosion de la surface de sédiments suite à l'augmentation de la vitesse du courant. Cette réponse est d'autant plus réaliste que la méthode de prélèvement du sédiment ne modifie pas sa surface et ne perturbe pas l'échantillon (Denis, 1996). Le canal a été calibré pour répondre aux conditions des sédiments en mer, de ce fait, la vitesse de l'écoulement restait approximativement de l'ordre de $30 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

III.2.1 Description du canal

Le canal est d'une largeur de 0,4 m, d'une longueur de 3,6 m (figure III.1). La hauteur du chenal principal est de 0,4 m. Il a été construit entièrement en plaques de PVC d'une épaisseur de 1 cm. Pour visualiser la remise en suspension, une des parois latérales est constituée de PVC transparent. La propulsion de l'eau est effectuée grâce à un moteur électrique d'une puissance de 0,75 kW muni d'un axe et d'une hélice en plastique.

La boîte d'entrée est séparée du chenal principal par une double structure en « nids d'abeille », placées à 26 et 34 cm respectivement de l'entrée afin de dissiper au maximum la turbulence (Denis, 1996 ; Schaaff, 1999).

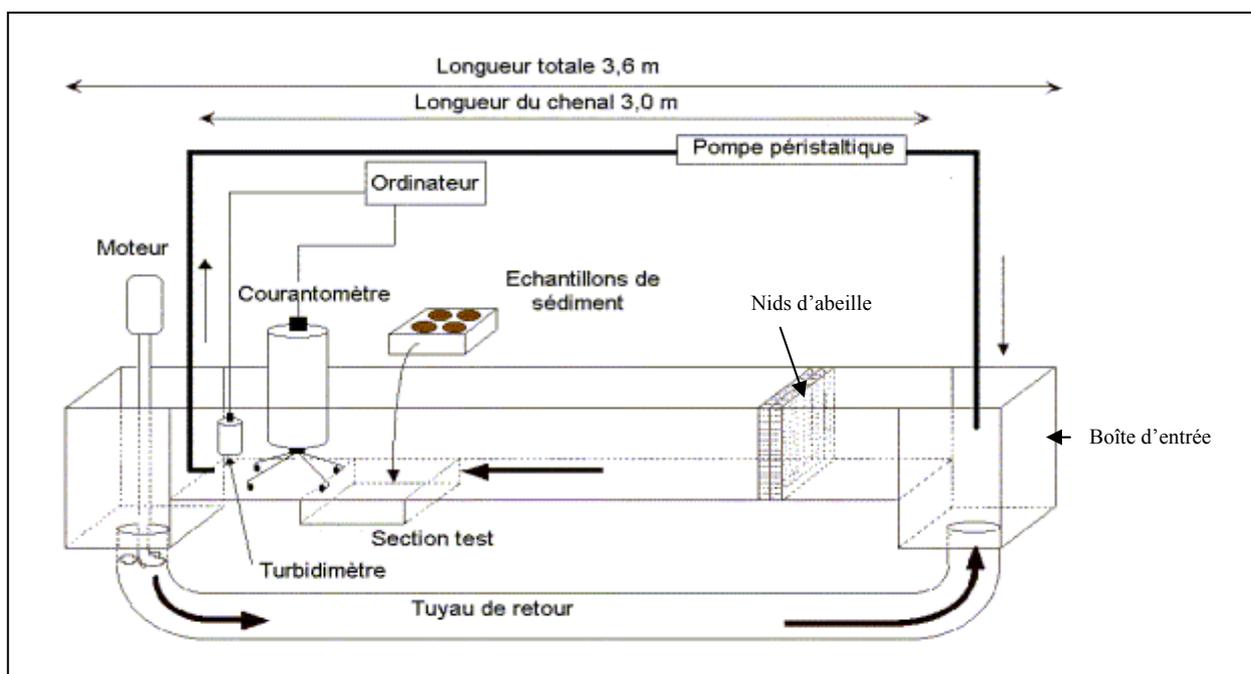


figure III.1 : Le canal à courant du Centre Océanologique de Marseille

Les échantillons de sédiment sont placés dans la section test du canal. Celle-ci est située à 2,1 m de l'entrée dans le chenal principal, elle est constituée d'un parallélépipède de 0,4 m de côté et de 0,1 m de profondeur (figure III.2), cette dimension permet de placer l'échantillon avec plusieurs types d'échantillonneurs (*tiroirs, carottiers, ...*). La mise en place est présentée ci-dessous.

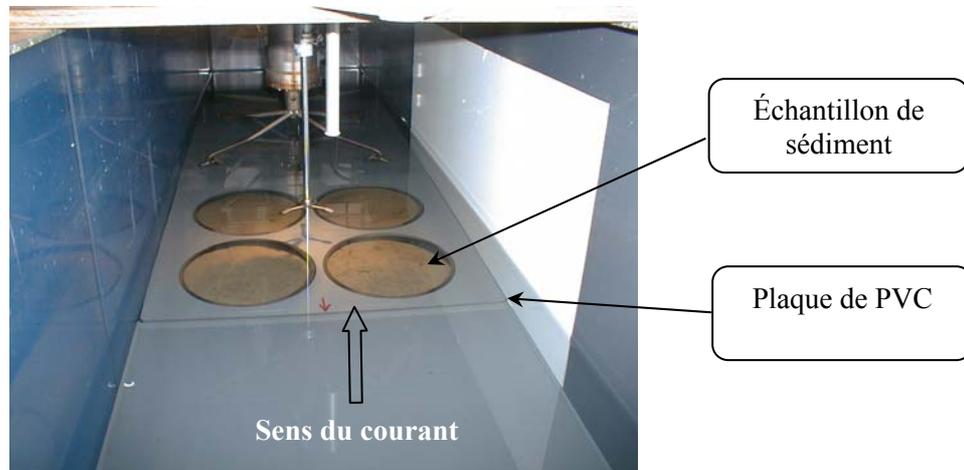


figure III.2 : La section test du canal à courant

III.2.2 Mise en place des sédiments dans la section test du canal à courant

Chaque expérience de remise en suspension nécessite 8 carottes d'une hauteur de 30 cm environ.

Parmi les 8 carottes, seules 4 servent pour l'expérience. Généralement, ce sont celles possédant une surface identique à celle du milieu naturel, sans fissure sur la surface qui peut être causée par une entrée d'air accidentelle ou un choc lors du transport au laboratoire.

Au laboratoire, les carottes sélectionnées sont placées à l'aide d'un piston dans des anneaux de PVC de 10 cm de hauteur et 15 cm de diamètre, ces derniers sont posés ensuite dans la section test.

Moins la surface est perturbée lors de la mise en place dans la section test, plus les résultats de l'expérience sont représentatifs du milieu naturel.

Finalement, une plaque de PVC referme la section test en laissant affleurer la surface des sédiments. Elle permet d'éviter les mouvements turbulents entre les anneaux et à l'entrée de la section test, qui perturberaient fortement les mesures (Denis, 1996 ; Schaaff, 1999).

III.3 Protocole de mesure du frottement

Une expérience de remise en suspension a pour but d'estimer au mieux les tensions de frottement à partir desquelles l'érosion de la surface d'un sédiment commence. La vitesse de frottement u^* est un paramètre croissant avec le débit. Du fait qu'elle soit reliée à la tension de cisaillement sur le fond du canal τ_f par la relation $u^* = \sqrt{\tau_f / \rho}$ (Jensen *et al*, 1989) où ρ est la masse volumique de l'eau, elle est donc nécessaire pour la procédure expérimentale. La vitesse de frottement est donc un paramètre clé à déterminer pour que l'estimation du début de la remise en suspension soit réaliste.

La mesure de la vitesse s'effectuant au niveau de la section test du canal, nous avons jugé utile de caractériser au mieux l'état de la couche limite dans cette zone avant de réaliser nos expériences de remise en suspension et ce, afin d'avoir une meilleure corrélation entre la vitesse du débit et celle de frottement. Pour ce faire, nous avons opté pour une mesure du profil de vitesse par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) dont la description et les résultats sont présentés ci-après.

III.3.1 Les conditions hydrauliques au niveau de la section test

Les caractéristiques de la couche limite au niveau de la section test dans le canal à courant de laboratoire sont déterminées à l'aide des profils de vitesse obtenus par un Vélocimètre Laser à effet Doppler (VLD) (figure III.3). Du fait du développement du courant principal sur une distance de 2 m dans le canal ($Re < 410000$), les conditions de l'écoulement dans la section test sont celles d'une couche limite turbulente à bas nombre de Reynolds (Erm et Joubert, 1991).

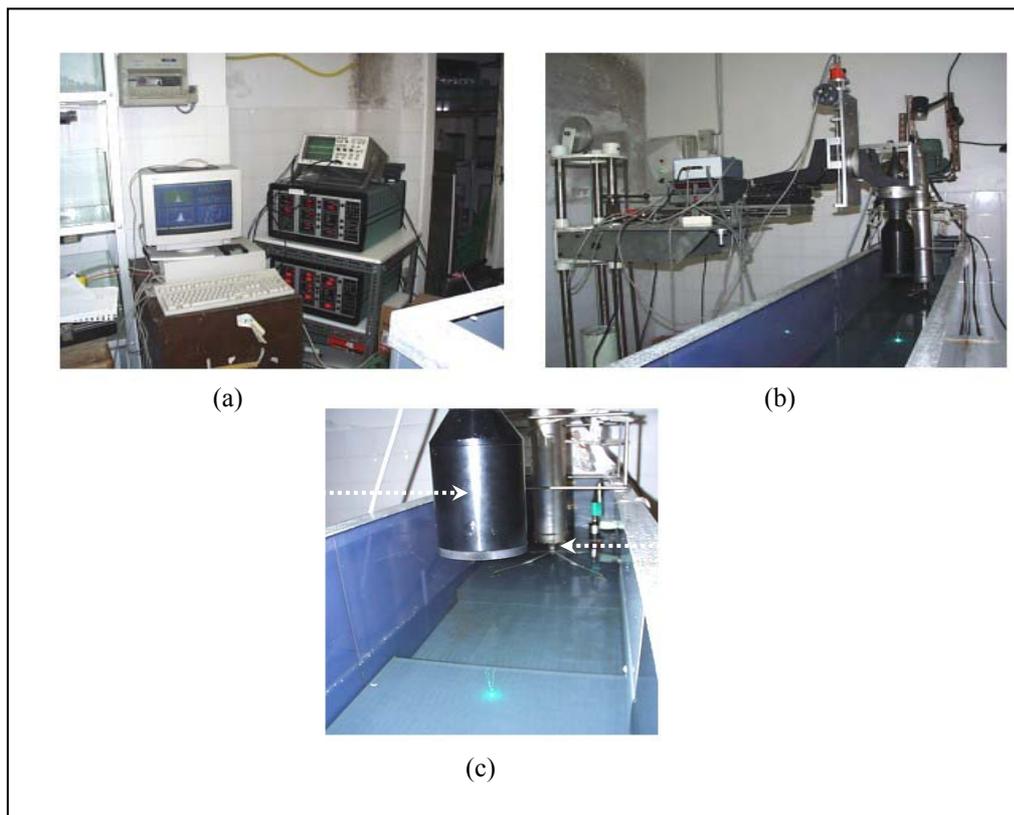


figure III.3 : Installation expérimentale et positionnement du dispositif d'anémométrie Laser Doppler dans le canal à courant

(a) : Acquisition des données; (b) : Mât avec les fibres optiques Laser ; (c) : Dispositifs de mesure

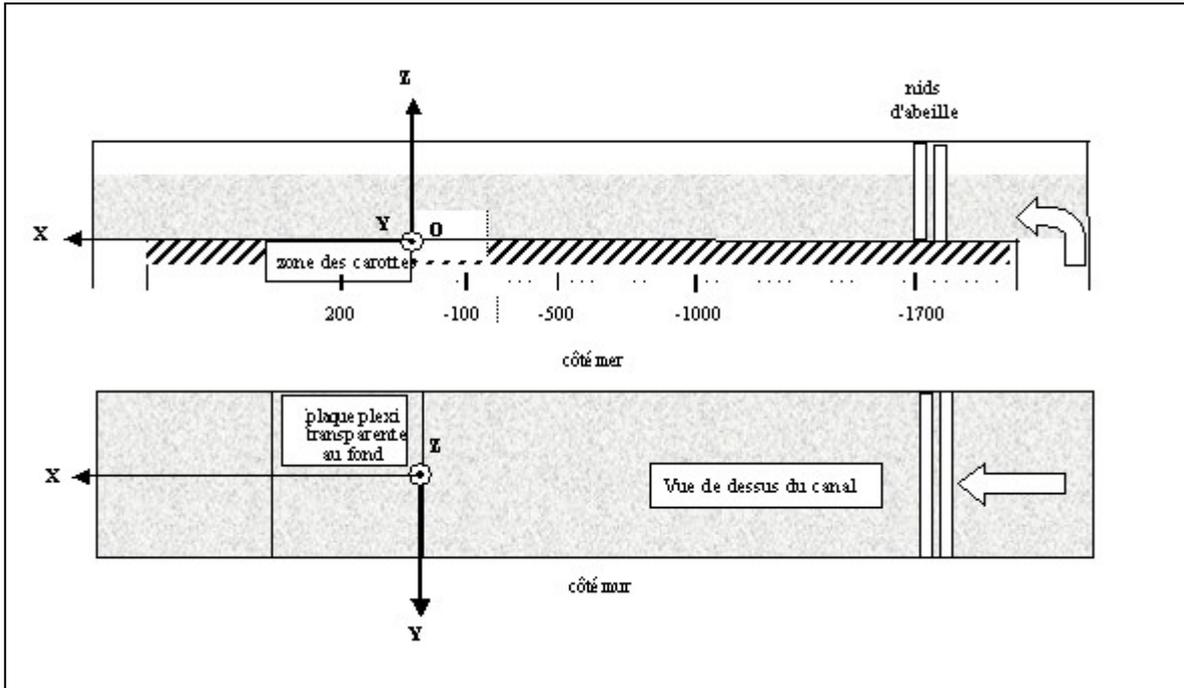


figure III.4 : Schéma et repères pour les mesures par VLD

III.3.1.1 Description du système VLD

Le principe de la mesure est d'interpréter le signal de la lumière diffusée par une particule passant dans les franges d'interférences lumineuses. Nous décrivons successivement, la source d'interférence, les particules utilisées pour l'ensemencement et la méthode d'analyse du signal.

Le vélocimètre employé est un système laser Doppler, à deux composantes, utilisant les couleurs de longueurs d'onde $\lambda_{\text{bleu}} = 488 \text{ nm}$ et $\lambda_{\text{vert}} = 514,5 \text{ nm}$ d'une source à Argon (Spectra Physics), de puissance toutes raies 4W. La lumière est transmise de la source vers la tête d'émission par une fibre optique d'une longueur de 10 mètres. Quatre faisceaux sont utilisés : une paire par longueur d'onde. Sur chaque paire, un des faisceaux est décalé en fréquence par une cellule de Bragg. Chaque paire définit un réseau de franges d'interférence. On obtient ainsi deux volumes de mesure superposés, de dimensions à peu près équivalentes. Le déplacement des franges s'effectue du faisceau laser de fréquence optique la plus haute vers celui de fréquence optique la plus basse (figure III.5).

L'appareil fonctionne lorsque l'écoulement estensemencé de particules diffusant la lumière et se déplaçant à la vitesse du fluide. L'émission se fait à travers une lentille convergente de 310 mm de distance focale. Un élargisseur de faisceaux ("*beam expander*") est monté sur la tête afin de diminuer les dimensions du volume qui sont finalement : $0.1 \times 0.1 \times 0.9 \text{ mm}^3$. Le volume comprend deux systèmes d'interfranges orthogonaux entre eux. Les plans d'interfranges sont inclinés d'un angle de 45° par rapport à l'axe principal de manière à avoir une sensibilité équivalente sur chacun des signaux de vitesse (Djeridane, 1994).

L'ensemencement de l'écoulement est réalisé avec des particules sphériques solides de granulométrie moyenne de 30 *microns* (*PIV powder, Optimage particles*). Il s'agit d'une poudre distribuée par la société OPTIMAGE LTD (UK) et adaptée aux mesures laser (*PIV¹³, VLD, visualisations*) dans l'eau. Les particules ont une densité spécifique de 1 ± 0.02 , elles ont une structure polycristalline qui leur confère une efficacité de diffusion de la lumière, cinq fois supérieure à celle des sphères de latex, tout en ayant le même indice de réfraction.

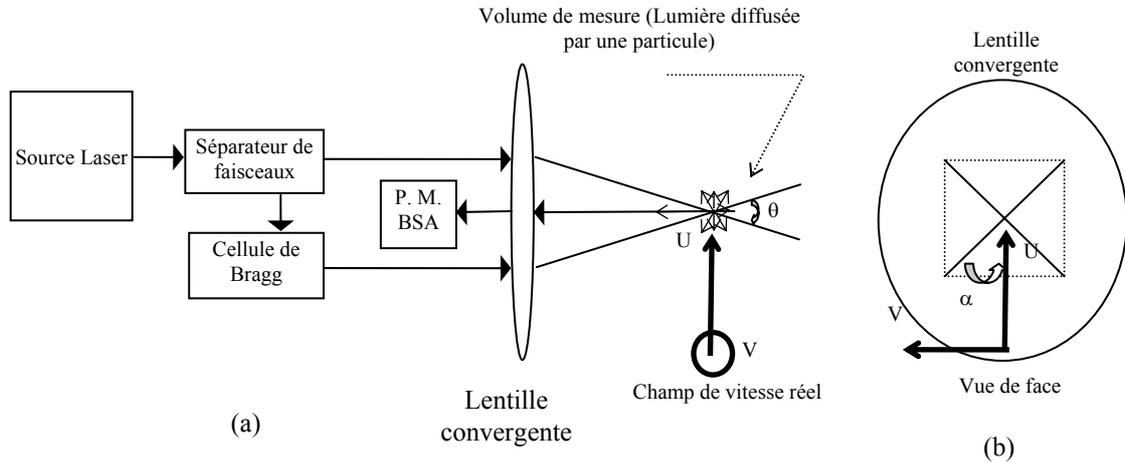


figure III.5 : Schéma de principe optique de la VLD

(a) :Principe ; (b) : Règles de projections

Les données instantanées $U+V$ et $U-V$ sont mesurées. La composante de vitesse U , le long de l'axe x et la composante transversale V , le long de l'axe y (figure III.4), sont alors déduites par une matrice de transformation optique. La relation du champ de vitesse réel (U, V) avec celui mesuré directement par la VLD (U_{vert}, U_{bleu}) est la suivante :

$$\begin{pmatrix} U^{m/s} \\ V^{m/s} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} (U_{vert}^{MHz} - f_0)/c_{vert} \\ (U_{bleu}^{MHz} - f_0)/c_{bleu} \end{pmatrix}$$

avec

$$M = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix} \text{ avec } \alpha \approx 45^\circ$$

$$c_{vert} = \frac{\lambda_{vert}}{2 \sin(\theta/2)} \approx 2.281 \text{ MHz}/(m/s)$$

$$c_{bleu} = \frac{\lambda_{bleu}}{2 \sin(\theta/2)} \approx 2.164 \text{ MHz}/(m/s)$$

f_0 est la fréquence de décalage donnée par la cellule de Bragg

M est la matrice de passage permettant de tenir compte de l'orientation des faisceaux par rapport aux axes des vitesses de l'écoulement. La tête du laser est déplacée le long de l'axe z de façon à mesurer U et V du fond jusqu'à la surface de l'eau, c'est à dire sur toute la profondeur d'eau d'une hauteur totale de 100 mm. Les valeurs des moments pour chacune des composantes de vitesse sont calculées sur environ 2000 mesures.

¹³ PIV : Particle Image Velocimetry

III.3.1.2 Détermination de la vitesse de frottement

On cherche à déterminer la vitesse de frottement u^* pour en déduire la tension de frottement $\tau_f = \rho \cdot u^{*2}$. Rappelons tout d'abord que les paramètres classiques utilisés pour la caractérisation d'une couche limite sont définis par Cousteix (1989) :

$$U^+ = \frac{\bar{U}}{u^*}; z^+ = \frac{z \cdot u^*}{\nu}; u^* = \sqrt{\frac{\tau_f}{\rho}}; \delta \text{ et } U_e$$

u^* : vitesse de frottement ($m.s^{-1}$)

\bar{U} : composante longitudinale de la vitesse moyenne ($m.s^{-1}$)

τ_f : tension de frottement moyenne à la paroi ($N.m^{-2}$)

U_e : vitesse extérieure à la couche limite ($m.s^{-1}$)

z : distance à la paroi (m)

δ : épaisseur de couche limite (m)

Les paramètres U_e et δ sont difficiles à définir dans le cas des profils de couche limite obtenus dans le canal à courant, principalement à cause de la surface libre et de petites ondulations de celle-ci.

De façon à déterminer u^* , le profil de vitesse moyenne $\bar{U}(z)$ est supposé suivre une loi logarithmique dans la région de paroi de la couche limite et l'écoulement est supposé hydrauliquement lisse selon l'expression :

$$U^+ = \frac{1}{\chi} \ln z^+ + C \quad \text{équation III.1}$$

En écrivant l'égalité $z^+ U^+ = \frac{z \bar{U}}{\nu}$, la quantité inconnue z^+ est déduite en résolvant l'équation III.2 pour chaque $\bar{U}z$ (Fukuda, 1980 ; Cousteix, 1989).

$$\frac{\bar{U} \cdot z}{\nu} = z^+ \left(\frac{1}{\chi} \ln z^+ + C \right) \quad \text{équation III.2}$$

χ : constante de von Karman ; $\chi = 0.41$

C : constante d'intégration $C \approx 5$.

Cette dernière équation étant non linéaire, nous avons procédé à sa résolution par la méthode de la sécante. Cette méthode consiste à trouver les racines de l'équation III.2, en l'écrivant sous la forme $F(z^+) = 0$.

Enfin, pour chaque z (ou z^+), une estimation de $u^* = \frac{z^+ \nu}{z}$ est obtenue.

L'existence d'une valeur constante de u^* dans la gamme 40-100 selon z^+ confirme la validité de la loi logarithmique dans cette région et donne une valeur adéquate de u^* pour chaque profil (tableau III.1 et figure III.6). La mise en évidence de la région logarithmique dans la couche limite est présentée dans la figure III.7 pour différents débits. Chaque débit est associé à une position du moteur régulateur et aussi à la vitesse à la distance de 40 mm du fond (qui est notre *indicateur de débit*).

Durant l'expérience de resuspension des sédiments, la vitesse de frottement pourra donc être déduite comme établi à partir de la figure III.8 par la relation

$$u^* = 0.053 \bar{U}_{z=40mm} \pm 0.0142. \quad \text{équation III.3}$$

Finalement la tension de frottement est calculée directement par la relation $\tau_f = \rho \cdot u^{*2}$.

tableau III.1: estimation des vitesses de frottement U^*

Expérience	$U_{40\text{ mm}}$ (mm.s ⁻¹)	u^* (mm.s ⁻¹)	$U_{40\text{ mm}}/u^*$
1	122	6,9	17,7
2	142	7,2	19,7
3	71,7	4,1	17,5
4	185	9,5	19,5

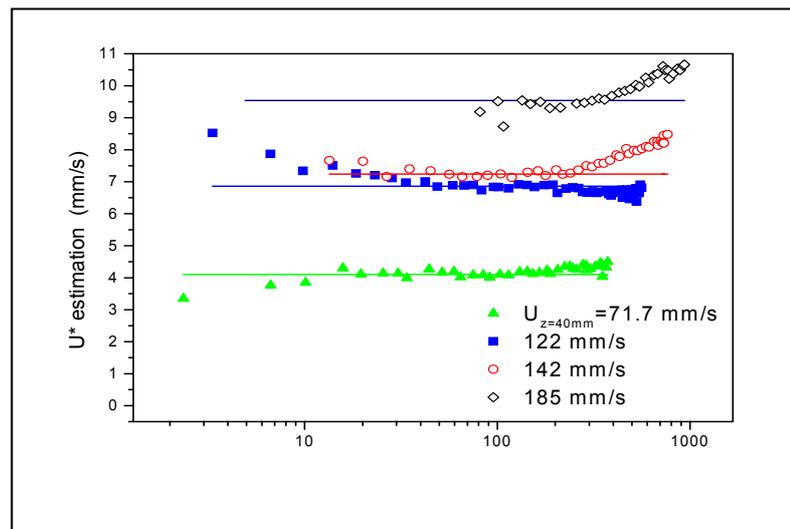


figure III.6: Méthode d'estimation de u^* pour 4 vitesses de débit différentes

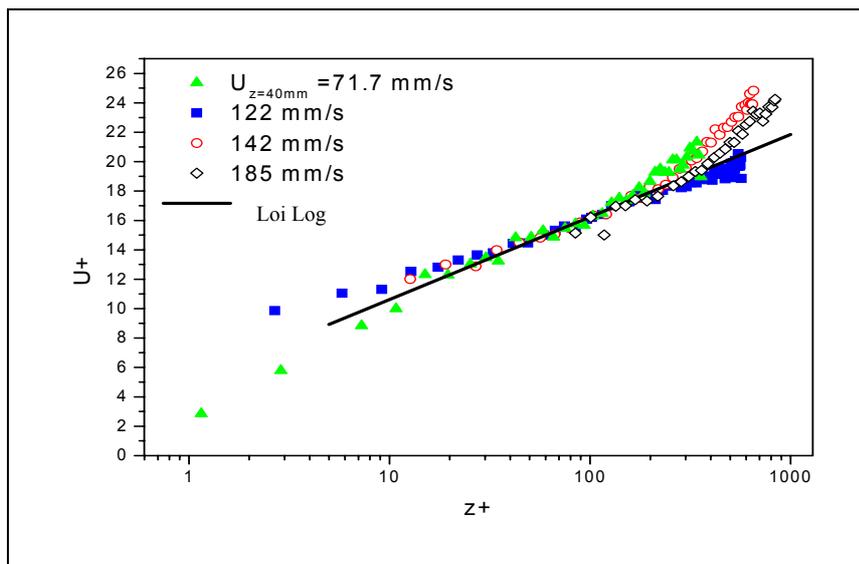


figure III.7: Mise en évidence de la zone log en utilisant l'estimation de u^*

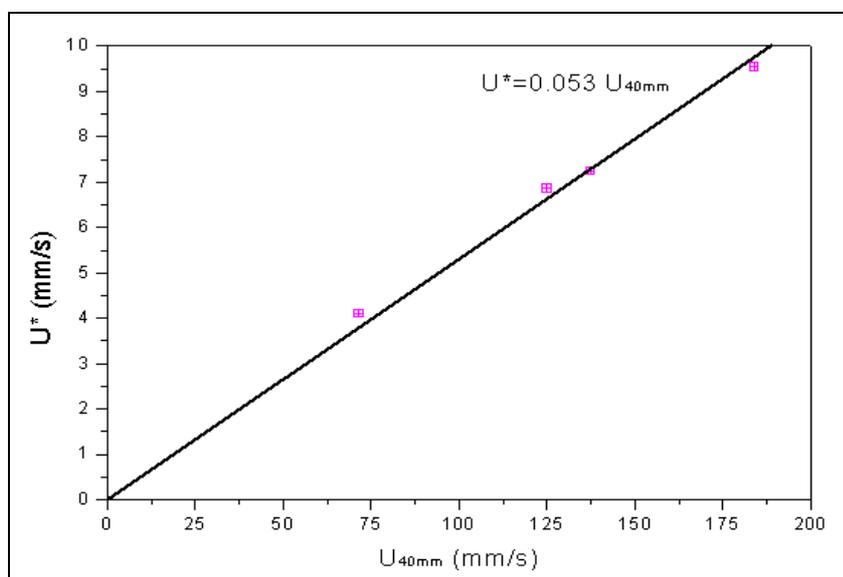


figure III.8 : Relation entre la vitesse de frottement u^* estimée et la vitesse $U_{40\text{mm}}$.

III.3.1.3 Estimations des erreurs de mesures VLD sur le profil de vitesse dans la couche limite au-dessus de la section test du canal

Dans le cas de ces expériences, on estime que les erreurs sur U moyen et l'écart type peuvent être dues principalement :

- aux erreurs de positionnement de l'optique laser par rapport à l'axe longitudinal de l'écoulement ($\pm 1^\circ$ en angle),
- au nombre d'échantillons utilisés pour les calculs statistiques,
- à l'intégration spatiale sur la longueur du volume de mesure qui est négligée.

La figure III.9 et la figure III.10, donnent des indications sur l'ordre de grandeur de ces erreurs.

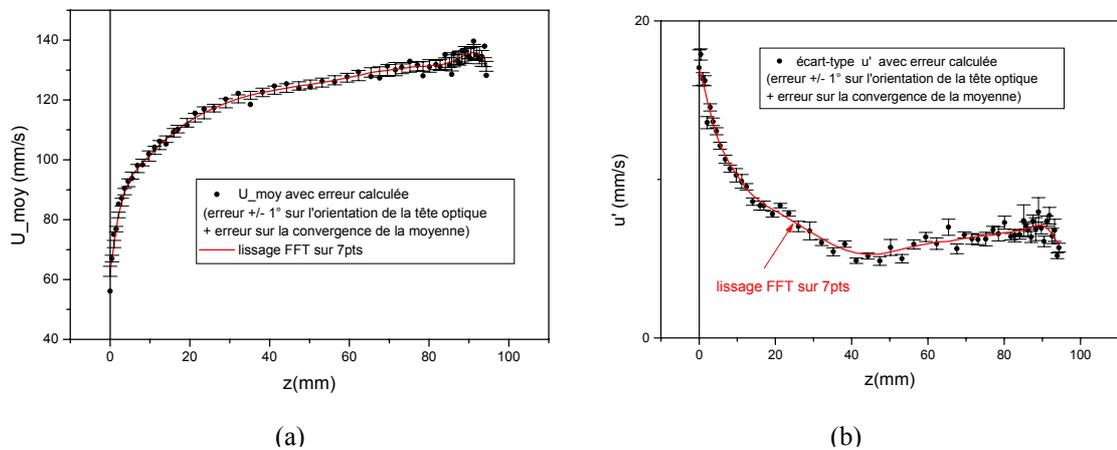


figure III.9: (a) : erreur sur le profil de U moyen ; (b) : erreur sur le profil de u' (écart-type)

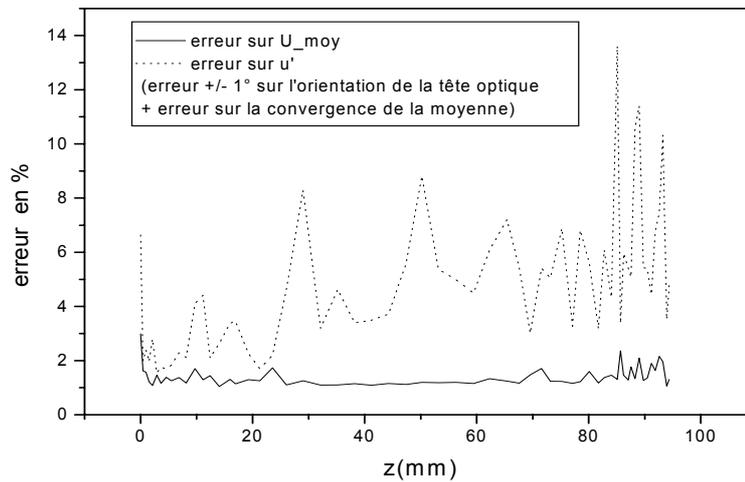


figure III.10 : erreur en % sur le profil de U moyen et u'

III.4 Protocole de l'expérience de remise en suspension

III.4.1 Protocoles suivis

Une fois que la mise en place des carottes dans la section test du canal est effectuée, deux protocoles expérimentaux sont alors possibles (Denis, 1996 ; Schaaff, 1999) :

- Le premier consiste à augmenter la vitesse moyenne du courant par palier d'environ $2,5 \text{ cm.s}^{-1}$ à des intervalles de 8 min jusqu'à 39 cm.s^{-1} , puis à la diminuer progressivement jusqu'à 3 cm.s^{-1} . Des échantillons d'eau sont prélevés toutes les 5 minutes pour une mesure de la charge des matières en suspension. Les volumes prélevés d'eau chargée de suspension sont, instantanément, remplacés par de l'eau douce et ce, dans le but de respecter le volume total d'eau circulant dans le canal. La turbidité est mesurée par le turbidimètre. Les vitesses sont mesurées toutes les secondes. Ce type d'expérience permet la détermination de la vitesse critique d'érosion en suivant l'augmentation de la turbidité parallèlement à la vitesse et, inversement, la détermination de la vitesse critique de dépôt en suivant cette fois-ci la diminution de la turbidité parallèlement à la diminution de la vitesse.
- Le deuxième protocole consiste à augmenter progressivement la vitesse jusqu'à atteindre 34 cm.s^{-1} , puis à l'arrêter en fin d'érosion (*une fois la vitesse maximale atteinte*). Des échantillons d'eau sont prélevés après chaque augmentation de vitesse, soit toutes les 5 minutes. Ce type d'expériences permet d'apprécier les concentrations croissantes en matières en suspension, pendant la phase d'érosion, avec plus de points de mesure que la première expérience.

Les différentes mesures (*vitesse, charge, turbidité,...*) nécessitent les dispositifs expérimentaux et les techniques de mesures expliqués ci-dessous.

III.4.2 Dispositifs et techniques de mesure

Les deux variables d'intérêt sont la vitesse et la charge des matières en suspension. Pour chacune, deux dispositifs complémentaires sont utilisés.

Les vitesses de courant sont mesurées avec un courantomètre électro-acoustique ME (*Meeres-Electronik GmbH*), placé en parallèle et en aval d'un autre courantomètre de type ADV (*Acoustic Doppler Velocimetry*).

Le courantomètre ME dont la précision calculée est de $0,2 \text{ cm.s}^{-1}$, mesure des vitesses longitudinales moyennes, à 4 cm du fond. Le courantomètre type ADV permet de mesurer aussi la composante verticale. Possédant une cellule de mesure d'une taille inférieure à $0,25 \text{ cm}^3$, il donne avec précision la distance par rapport au fond à laquelle la mesure est effectuée.

La mesure de turbidité est effectuée grâce à un turbidimètre placé au même niveau que la pompe péristaltique qui sert à prélever l'eau à 30 cm en aval de la section test. Le débit maximum est fixé à 1 l.min^{-1} . Le principe du turbidimètre est de mesurer l'intensité lumineuse rétrodiffusée par les particules, cette mesure est d'autant plus sensible que les particules sont fines, d'où la détection précise du début de la remise en suspension. L'incertitude des mesures est liée à la précision de l'appareil $2 \% \text{ NTU}$ (*Nephelometric Turbidity Unit*).

La mesure de la charge des matières en suspension est réalisée par filtration. Au fur et à mesure que la vitesse de courant augmente, des prélèvements d'eau d'environ un litre sont effectués directement après la section test. Ces volumes d'eau sont filtrés sur des filtres ($0.45 \mu\text{m}$) WHATMAN GF/C préalablement calcinés et prépesés. Les filtres sont ensuite placés dans une étuve à 60°C et sont à nouveau pesés. L'augmentation du poids donne la charge SS (mg.l^{-1}).

Les filtres sont ensuite placés dans un four à 450°C pendant 12 h. Ceci entraîne une nouvelle diminution du poids qui traduit la minéralisation de toute la matière organique présente. Une nouvelle pesée donne la masse de matière organique particulaire présente dans l'échantillon prélevé.

La précision de la balance, n'exclut pas une incertitude sur la mesure. Celle-ci a été estimée en moyenne à (1 mg.l^{-1}).

III.5 Résultats d'application aux sédiments de fond du canal BRL

III.5.1 Prélèvement des échantillons

Deux campagnes de prélèvement de sédiments de fond ont été effectuées à l'entrée du canal BRL (figure III.11) et ce, en Juillet 2000. On appellera les expériences de remise en suspension associées BRL1 et BRL2 respectivement. Les deux protocoles expérimentaux ont été appliqués.

Dans « **BRL 1** », nous avons carotté au niveau des berges à l'entrée du canal BRL, à environ 1 m de profondeur.

Pour la remise en suspension, le premier protocole a été appliqué (cf III.4)

Dans « **BRL 2** », les carottages ont eu lieu au niveau de l'entrée du canal BRL à environ 4 m de profondeur.

Pour cette deuxième expérience, le deuxième protocole a été appliqué (cf III.4).

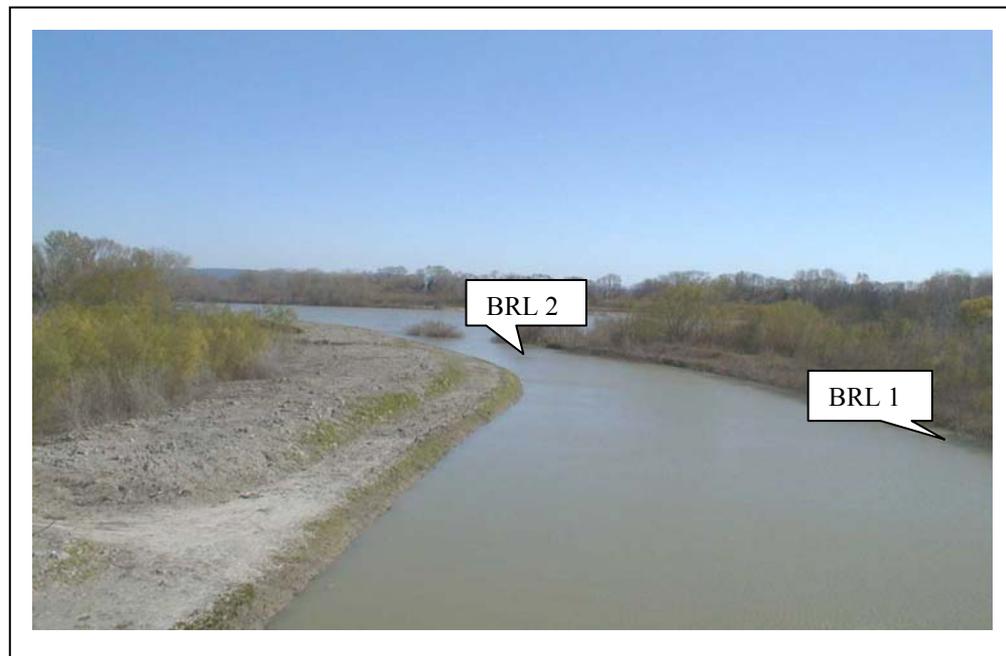


figure III.11 : Points de carottage in situ pour BRL 1 et BRL 2

III.5.2 Résultats de la charge en fonction de la tension de frottement

La concentration de matière en suspension (SS) est mesurée par filtration des volumes d'eau prélevés dans le canal à courant comme décrit en III.4.2. La figure III.12 ((a) et (b)), montre respectivement les résultats des expériences BRL1 et BRL 2 en termes de vitesse et de turbidité.

La turbidité enregistrée aux mêmes moments de prélèvements, montre qu'il existe une relation linéaire entre la charge en (mg.l^{-1}) et la turbidité en unité NTU, avec une régression satisfaisante (figure III.13), dans la mesure où elle couvre bien toute la gamme de charge rencontrée.

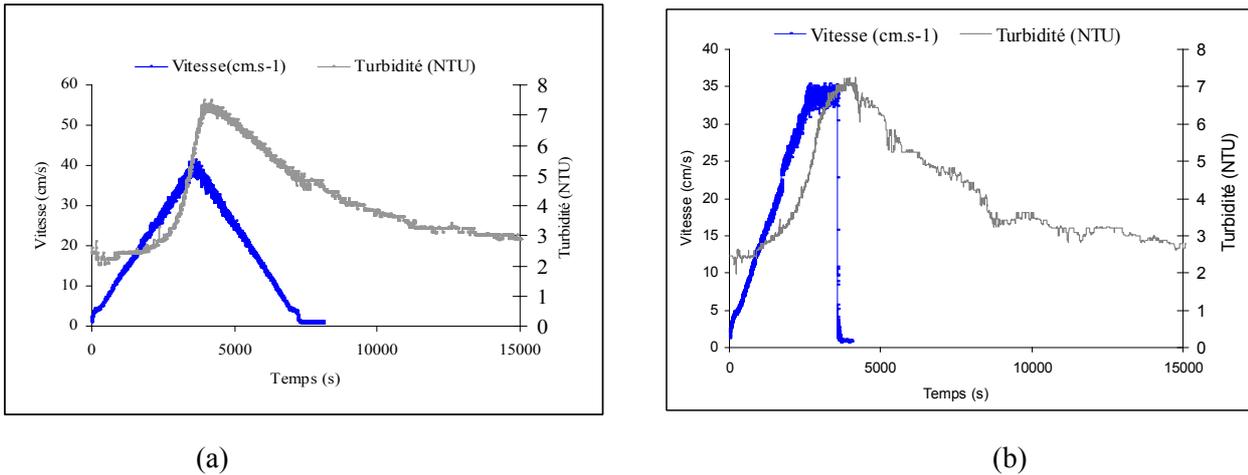


figure III.12 : (a) Variation de la vitesse et de la turbidité en fonction du temps (BRL 1)
 (b) Variation de la vitesse et de la turbidité en fonction du temps (BRL 2)

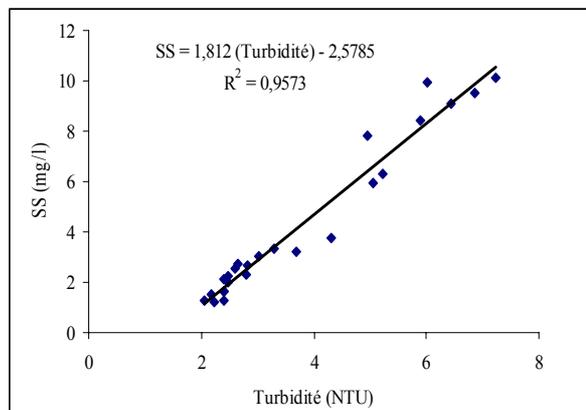


figure III.13 : Relation entre charge SS et turbidité BRL 1 (la relation est la même pour BRL 2)

La turbidité enregistrée peut donc être convertie en concentration par la loi ajustée précédente, ceci nous permet d'avoir l'évolution continue des matières en suspension.

D'autre part, la relation linéaire entre la vitesse mesurée à 40 mm et la vitesse de frottement trouvée par les mesures (VLD), nous permet de convertir la vitesse en tension de frottement. La figure III.14, représente les variations de la concentration en SS en fonction de la tension de frottement sur une durée d'environ 6 heures pour les expériences BRL 1 et BRL 2.

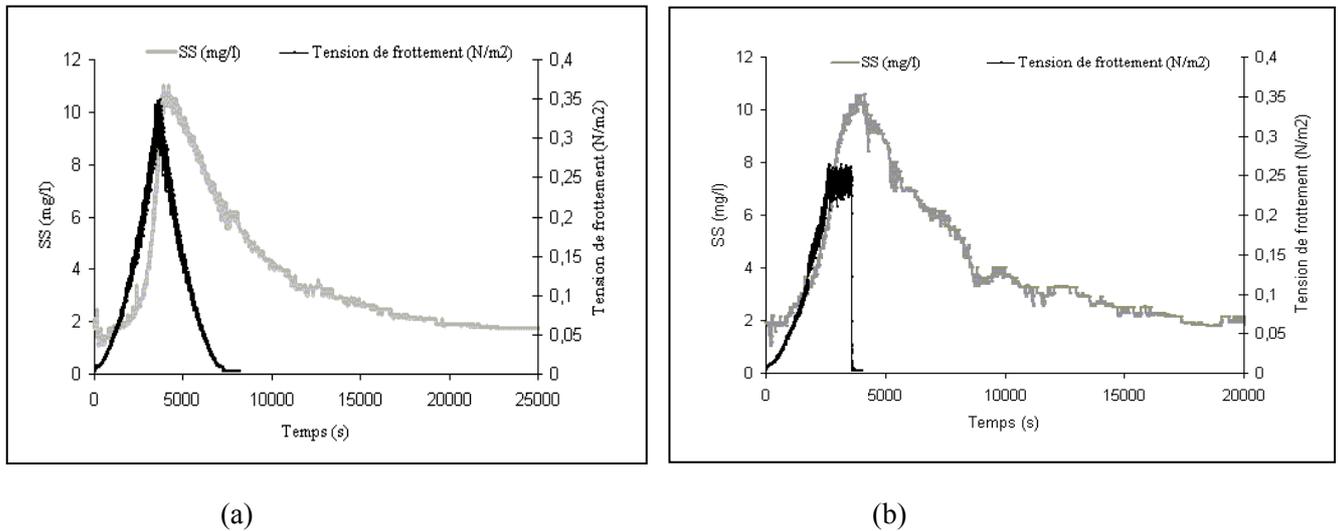


figure III.14 : (a) : Variation de la charge en SS en fonction de la tension de frottement (**BRL 1**)
 (b) : Variation de la charge en SS en fonction de la tension de frottement (**BRL 2**)

III.5.3 Interprétation et hypothèses

L'observation de la figure III.14 montre que :

- La phase de dépôt est plus lente que la phase d'érosion.
- Les processus de dépôt et d'érosion présentent plusieurs cinétiques. En effet, les courbes ne sont pas monotones pendant la phase où le frottement augmente et respectivement quand le frottement diminue. Ce comportement est probablement lié à la distribution granulométrique. Par exemple, le début de la phase de dépôt des particules les plus grosses reste caractérisé par l'érosion des plus fines.

Ces observations suggèrent que les processus de dépôt/érosion peuvent se produire simultanément.

A ce stade d'analyse, seule la modélisation nous permettrait de confirmer ou d'infirmer cette suggestion. Pour ce faire, nous proposons de modéliser la dynamique sédimentaire dans le canal à courant, en adaptant le modèle sédimentaire du code TRACE aux caractéristiques physiques et géométriques du canal. Cette modélisation est détaillée ci-après.

III.6 Modélisation de l'expérience de remise en suspension par le modèle EROD

Pour paramétrer les tensions critiques et les vitesses de chute des particules remises en suspension dans le canal, on propose de modéliser la dynamique sédimentaire dans le canal à courant en adaptant le modèle de dynamique sédimentaire, présenté au chapitre II, à la géométrie du canal, tout en supposant une dilution totale des matières remises en suspension dans le volume total d'eau en circulation. Ceci se traduit physiquement par l'annulation des termes d'advection diffusion dans l'équation de transport des SS du modèle sédimentaire (II.3). Cette équation sera couplée à l'équation pour les sédiments de fond (II.3). Outre le modèle radioécologique présenté et développé au deuxième chapitre, un second modèle, appelé **EROD**, a été développé spécialement afin de résoudre les équations précédentes.

On propose également une estimation des paramètres sédimentaires par calage sur les données expérimentales et une validation de cette méthode d'estimation.

III.6.1 Équations du modèle

Le modèle **EROD** considère la coexistence de plusieurs classes de particules en suspension. Chaque classe est caractérisée par une tension critique d'érosion, un taux d'érosion et une vitesse de chute. La variation de la charge des matières en suspension de chaque classe est traduite par la différence entre les flux de dépôt et d'érosion. Enfin, la charge globale des matières est la somme des charges partielles par classe.

Les paramètres inconnus dans le canal sont :

- Les classes des matières remises en suspension
- La variation temporelle et l'évolution de la concentration des matières en suspension et à la surface des carottes.

Afin de tenir compte des surfaces du canal contenant les carottes d'une part et du fond d'autre part, le canal est divisé en trois compartiments :

- Le volume d'eau total $V = 300$ l,
- la surface des carottes $S_1 = 0,071$ m² à laquelle on associe la hauteur $h_1 = \frac{V}{S_1}$
- le reste de la surface de fond S_2 ($S_2 = S - S_1$) à laquelle on associe la hauteur $h_2 = \frac{V}{S_2}$, S étant la surface totale du fond du canal, elle a été estimée à 1,5 m².

Les hypothèses suivantes seront considérées :

- L'érosion et le dépôt concernent tout le canal, deux domaines seront distingués, le premier est relatif à la surface des carottes et le deuxième au restant de la surface,
- les conditions hydrauliques sont supposées identiques dans tout le canal,
- la concentration est supposée surfacique pour les sédiments.

Avec ces notations, l'évolution au cours du temps des concentrations des matières en suspension et des sédiments de fond se déduit des trois équations de conservation suivantes :

$$\frac{dSS_c(t)}{dt} = \frac{E_{1c}(t) \cdot S_1}{V} + \frac{E_{2c}(t) \cdot S_2}{V} - D_c(t) \cdot \left(\frac{S_1 + S_2}{V}\right) = \frac{E_{1c}(t)}{h_1} + \frac{E_{2c}(t)}{h_2} - \frac{D_c(t)}{h} \quad \text{équation III.4}$$

$$\frac{dSF_{1c}(t)}{dt} = -E_{1c}(t) + D_c(t) \quad \text{équation III.5}$$

$$\frac{dSF_{2c}(t)}{dt} = -E_{2c}(t) + D_c(t) \quad \text{équation III.6}$$

t :	temps	(s)
$SS_c(t)$:	concentration dans la colonne d'eau de la classe c	($kg \cdot m^{-3}$)
$SF_{1c}(t)$:	concentration de la classe c sur la surface des carottes	($kg \cdot m^{-2}$)
$SF_{2c}(t)$:	concentration de la classe c sur le restant de la surface	($kg \cdot m^{-2}$)
$E_{1c}(t)$:	flux d'érosion de la classe c relatif à SF1	($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$)
$E_{2c}(t)$:	flux d'érosion de la classe c relatif à SF2	($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$)
$D_c(t)$:	flux de dépôt	($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$)
V :	volume total d'eau dans le canal	(m^3)

Ces équations traduisent que l'évolution des sédiments dans chaque compartiment résulte du bilan entre les flux d'érosion et de dépôt.

Avec l'hypothèse qu'il n'y a pas d'interaction entre les particules présentes dans le milieu, on se met dans des conditions de non-floculation. De ce fait, la concentration globale peut alors se traduire par la somme des charges par classe :

$$\frac{dSS(t)}{dt} = \sum_c \frac{dSS_c(t)}{dt} = \frac{\sum_c E_{1c}(t)}{h_1} + \frac{\sum_c E_{2c}(t)}{h_2} - \frac{\sum_c D_c(t)}{h} \quad \text{équation III.7}$$

$$\frac{dSF_1(t)}{dt} = \sum_c \frac{dSF_{1c}(t)}{dt} = -\sum_c E_{1c}(t) + \sum_c D_c(t) \quad \text{équation III.8}$$

$$\frac{dSF_2(t)}{dt} = \sum_c \frac{dSF_{2c}(t)}{dt} = -\sum_c E_{2c}(t) + \sum_c D_c(t) \quad \text{équation III.9}$$

$SS(t)$:	concentration totale dans la colonne d'eau	($kg \cdot m^{-3}$)
$SF_1(t)$:	concentration totale sur la surface des carottes	($kg \cdot m^{-2}$)
$SF_2(t)$:	concentration totale sur le restant de la surface du canal	($kg \cdot m^{-2}$)

Les flux de dépôt et d'érosion par classe sont donnés par les relations suivantes

$D_c(t) = W_c \cdot SS_c$ quel que soit le frottement.

$$E_c(t) = 0 \quad \text{si } \tau_f(t) < \tau_{ce,c}$$

$$E_c(t) = \text{Min} \left\{ \frac{dSF_c(t)}{dt}; e_c \cdot \left(\frac{\tau_f(t)}{\tau_{ce,c}} - 1 \right) \right\} \text{ si } \tau_f(t) > \tau_{ce,c}$$

W_c : vitesse de chute de la classe c ($m \cdot s^{-1}$)

$\tau_f(t)$: tension de frottement au temps t ($N \cdot m^{-2}$)

$\tau_{ce,c}$: tension critique d'érosion de la classe c ($N \cdot m^{-2}$)

$e_c(t)$: taux d'érosion de la classe c ($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$)

Pour chaque classe, les équations précédentes s'écrivent :

$$\frac{dSS_c(t)}{dt} = \frac{E_{1c}(t)}{h_1} + \frac{E_{2c}(t)}{h_2} - \frac{W_c \cdot SS_c(t)}{h} \quad \text{équation III.10}$$

$$\frac{dSF_{1c}(t)}{dt} = -E_{1c}(t) + W_c \cdot SS_c(t) \quad \text{équation III.11}$$

$$\frac{dSF_{2c}(t)}{dt} = -E_{2c}(t) + W_c \cdot SS_c(t) \quad \text{équation III.12}$$

avec si $(\tau_f(t) < \tau_{ce,c})$ alors $E_{1c}(t) = E_{2c}(t) = 0$

si $(\tau_f(t) > \tau_{ce,c})$ alors :

$$E_{1c}(t) = \text{MIN} \left\{ e_c \cdot \left(\frac{\tau_f(t)}{\tau_{ce,c}} - 1 \right); \frac{dSF_{1c}(t)}{dt} \right\} \text{ et } E_{2c}(t) = \text{MIN} \left\{ e_c \cdot \left(\frac{\tau_f(t)}{\tau_{ce,c}} - 1 \right); \frac{dSF_{2c}(t)}{dt} \right\}$$

III.6.2 Comportement général du modèle

Pour une classe de matière, nous pouvons décrire le comportement du modèle en considérant un frottement constant $\tau_f(t) = \tau_f$. Deux cas se présentent :

Cas $\tau_f < \tau_{ce,c}$

C'est une situation de dépôt, les équations s'écrivent alors :

$$\frac{dSS_c(t)}{dt} = -\frac{W_c \cdot SS_c(t)}{h} \quad \text{équation III.13}$$

$$\frac{dSF_{1c}(t)}{dt} = W_c \cdot SS_c(t) \quad \text{équation III.14}$$

$$\frac{dSF_{2c}(t)}{dt} = W_c \cdot SS_c(t) \quad \text{équation III.15}$$

Le comportement se résume : $SS_c(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$.

Cas $\tau_f > \tau_{ce,c}$

Dans ce cas les conditions d'équilibre de la suspension se traduisent par :

$$\frac{dSS_c(t)}{dt} = 0 = \frac{E_{1c}(t)}{h_1} + \frac{E_{2c}(t)}{h_2} - \frac{W_c \cdot SS_c(t)}{h} \quad \text{équation III.16}$$

la résolution fait apparaître une concentration à l'équilibre SS^* donnée par :

$$SS_c^*(t) = \frac{h}{W_c} \cdot \left(\frac{E_{1c}(t)}{h_1} + \frac{E_{2c}(t)}{h_2} \right) \quad \text{équation III.17}$$

par ailleurs, la géométrie du canal induit que :

$h \approx h_2 \ll h_1$ et que $E_{1c}(t) = E_{2c}(t) = E_c(t)$, soit :

$$SS_c^*(t) \approx \frac{E_c(t)}{W_c} \quad \text{équation III.18}$$

donc :

$$\frac{dSS_c(t)}{dt} = \frac{W_c}{h} \cdot (SS_c^*(t) - SS_c(t)) \quad \text{cf. figure II.3} \quad \text{équation III.19}$$

L'équation pour les sédiments de fond s'écrit alors :

$$\frac{dSF_{1c}(t)}{dt} \approx \frac{dSF_{2c}(t)}{dt} \approx -W_c \cdot (SS_c^*(t) - SS_c(t)) \quad \text{équation III.20}$$

Quand l'équilibre est atteint, les concentrations dans les sédiments de fond et la suspension restent constantes.

Nous présentons ci-après la méthode de résolution adoptée.

III.6.3 Intégration du modèle

Pour la résolution, on procède par une méthode aux différences finies explicite en temps.

$$\frac{SS_c^{n+1} - SS_c^n}{\Delta t} = \frac{E_{1c}^n}{h_1} + \frac{E_{2c}^n}{h_2} - \frac{W_c \cdot SS_c^n}{h} \quad \text{équation III.21}$$

$$\frac{SF_{1c}^{n+1} - SF_{1c}^n}{\Delta t} = -E_{1c}^n + W_c \cdot SS_c^n \quad \text{équation III.22}$$

$$\frac{SF_{2c}^{n+1} - SF_{2c}^n}{\Delta t} = -E_{2c}^n + W_c \cdot SS_c^n \quad \text{équation III.23}$$

La solution au temps $n+1$ est directement donnée par :

$$SS_c^{n+1} = SS_c^n \cdot \left(1 - \frac{\Delta t \cdot W_c}{h}\right) + \Delta t \cdot \left(\frac{E_{1c}^n}{h_1} + \frac{E_{2c}^n}{h_2}\right) \quad \text{équation III.24}$$

$$SF_{1c}^{n+1} = SF_{1c}^n + \Delta t \cdot (-E_{1c}^n + W_c \cdot SS_c^n) \quad \text{équation III.25}$$

$$SF_{2c}^{n+1} = SF_{2c}^n + \Delta t \cdot (-E_{2c}^n + W_c \cdot SS_c^n) \quad \text{équation III.26}$$

Avec :

si $\tau_f^n < \tau_{ce,c}$ alors $E_{1c}^n = 0$ et $E_{2c}^n = 0$

si $\tau_f^n > \tau_{ce,c}$ alors $E_{1c}^n = \text{Min}\left[\frac{SF_{1c}^n}{\Delta t}; e_c^n \cdot \left(\frac{\tau_f^n}{\tau_{ce,c}} - 1\right)\right]$ et $E_{2c}^n = \text{Min}\left[\frac{SF_{2c}^n}{\Delta t}; e_c^n \cdot \left(\frac{\tau_f^n}{\tau_{ce,c}} - 1\right)\right]$

Le schéma est stable pour chaque classe c si la condition $\Delta t < \frac{h}{W_c}$ est vérifiée.

Les conditions initiales dans le canal à courant s'écrivent :

$$SS(t = 0) = 0$$

$$SF_1(t = 0) = SF_1^0 \text{ (obtenue par calage)}$$

$$SF_2(t = 0) = 0$$

Les paramètres du modèle sont déterminés par calage modèle/expérience, pour ce faire, une méthode de calage est proposée ci-après.

III.6.4 Détermination des paramètres sédimentaires du modèle

Le but est de déterminer à partir des résultats expérimentaux de remise en suspension, les paramètres sédimentaires par classes de matières. Le nombre de classes n'est pas connu initialement, c'est le calage qui doit l'identifier. Pour ce faire, nous proposons cette démarche de calage modèle/expérience afin de déterminer les paramètres propres à chaque classe. Le calage se fait sur deux étapes, tout d'abord la phase d'érosion et ensuite celle de dépôt.

III.6.4.1 Calage des paramètres d'érosion

La détermination des paramètres d'érosion suit les étapes suivantes que l'on présente sous forme d'algorithme commenté :

1. Étape d'initialisation : L'observation de l'augmentation de la charge permet d'en déduire le frottement qui provoque l'érosion. Ainsi, la tension critique d'érosion de la première classe $\tau_{ce,1}$ est déterminée par observation. La charge initiale dans le canal est traduite par le bruit de fond, elle est aussi donnée par observation de la concentration initiale de la courbe expérimentale. Le premier taux d'érosion $e_{0,1}$ est défini pour ajuster la courbe expérimentale
2. Étape d'itérations : Le point de séparation entre la courbe expérimentale que l'on notera SS et la courbe donnée par le modèle que l'on notera $SS^m(t)$ définit la deuxième tension critique d'érosion relative à la classe suivante (i). On ajuste ensuite le taux d'érosion associé, la nouvelle courbe ajustée intègre alors, la première et la deuxième classes : $SS^m(t) \leftarrow SS^m(t) + \dot{Erosion\ de\ la\ classe\ i}$.
3. Si l'on observe une nouvelle séparation entre $SS(t)$ et $SS^m(t)$, on passe à la classe suivante, sinon on conclut que le nombre de classes n_c est ($i = n_c$) et on arrête le processus de calage pour l'érosion pour passer à celui pour le dépôt.

III.6.4.2 Calage des paramètres de dépôt

La phase de dépôt est celle correspondante à la décroissance des vitesses. Elle est plus facile à caler que celle d'érosion. En effet nous avons d'une part l'information sur le nombre de classes donnée par l'algorithme précédent et, d'autre part, les seules inconnues sont les vitesses de chutes des classes déjà érodées. On propose d'une manière analogue les étapes pour caler le dépôt sous forme d'algorithme commenté :

1. Étape d'initialisation : On commence par la dernière classe érodée, qui a la vitesse de chute la plus élevée $i = n_c$, la courbe ajustée est initialement nulle.
2. Étape d'itérations : La contribution de la classe i au dépôt est estimée être égale à la différence entre la courbe expérimentale SS et la courbe donnée par le modèle, soit $SS(t) - SS^m(t)$, la vitesse de chute de la dernière classe érodée $W_{c,i}$ coïncide avec la pente initiale de la courbe expérimentale. Ainsi, la nouvelle courbe ajustée est alors : $SS^m(t) \leftarrow SS(t) - \text{Dépôt de la classe } i$.
3. L'ajustement est arrêté quand $i = 1$.

La méthode précédente de calage permet d'exploiter toutes les informations contenues dans les expériences de remise en suspension. La démarche proposée ne sera validée qu'après avoir montré son applicabilité et la cohérence des résultats avec les aspects physiques propres à la dynamique sédimentaire.

Elle sera d'autant plus pertinente si ces résultats améliorent la prédiction de la dynamique sédimentaire comparée à une approche classique (*approche qui considère une charge globale et non une charge par classes de matières*).

La suite de ce chapitre sera consacrée à la démonstration de ces points.

III.7 Validation expérimentale de l'algorithme de calage

Nous présentons tout d'abord, l'application du modèle aux deux expériences réalisées au cours de cette étude, en l'occurrence BRL 1 et BRL 2. Après ces deux applications sur le Rhône, nous avons choisi d'utiliser le modèle sur une expérience réalisée par le Centre Océanologique de Marseille dans le cadre de leur étude de remise en suspension à la station Rhône SOFI (réalisée en mer). Cette application a été motivée par le fait que l'évolution de la charge en suspension présentait un palier où celle-ci reste constante après la phase d'érosion, alors que pour les expériences réalisées dans le cadre du présent travail, on passe à la phase de dépôt juste après celle d'érosion.

Une comparaison du présent modèle avec un modèle classique conclura ce paragraphe.

III.7.1 Application BRL

L'application du modèle EROD à BRL 1 et BRL2 a montré que pour BRL 1 deux classes de particules ont été remises en suspension. La figure III.15 et le tableau III.2 montrent les quatre phases de la procédure de calage et les paramètres ainsi obtenus. Pour BRL 2, le modèle a montré qu'une seule classe de particules a été remise en suspension. La figure III.16 et le tableau III.3 présentent les résultats obtenus.

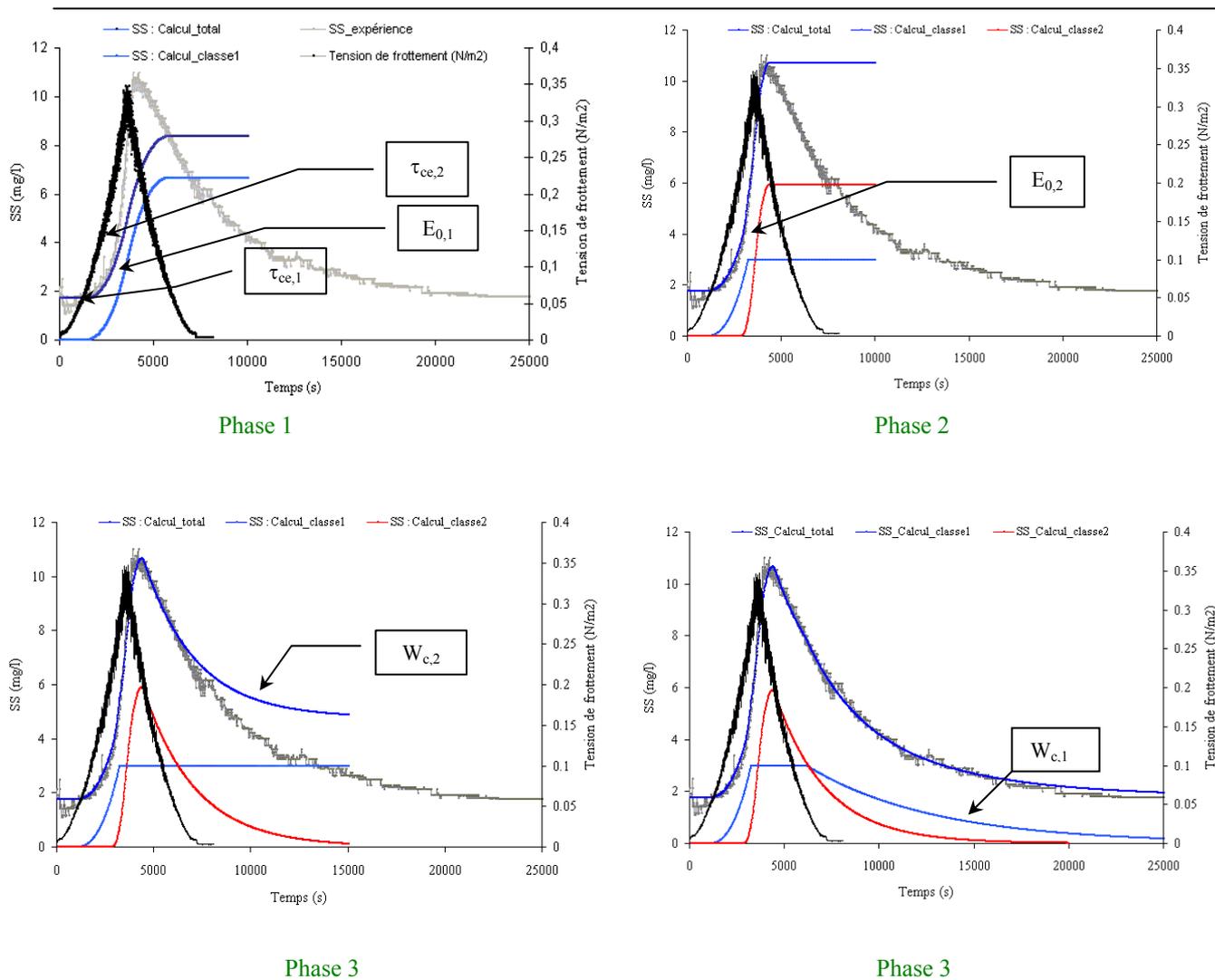


figure III.15: Méthode de calage pour l'approche multi-classes (*bruit de fond* = 1,5 mg/l) :
 Phase 1 : Érosion de la première classe ; Phase 2 : Érosion des deux classes
 Phase 3 : Érosion de la première classe et dépôt de la deuxième ; Phase 4 : Dépôt des deux classes

tableau III.2: Les paramètres obtenus par calage sont regroupés ci-dessous

Numéro de la classe :	Vitesse de chute : W_c (mms ⁻¹)	Tension critique d'érosion : τ_{cc} (N.m ⁻²)	Taux d'érosion : e (g.m ⁻² .s ⁻¹)
1	0,03	0,05	0,005
2	0,075	0,22	0,11

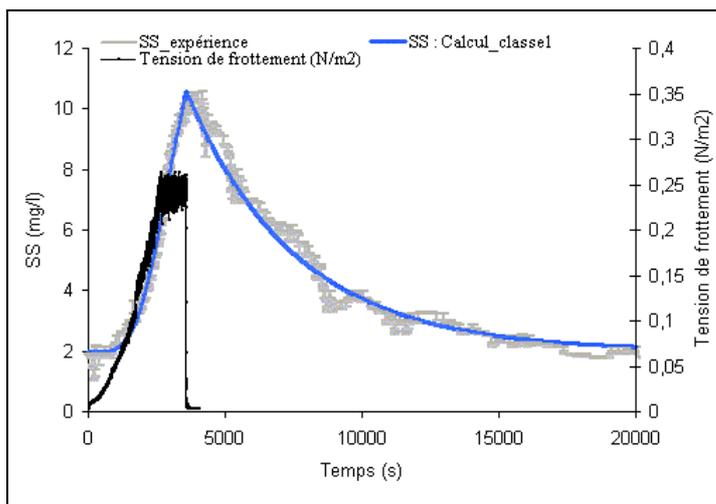


figure III.16: Application du modèle pour BRL 2

tableau III.3: Les paramètres obtenus par calage sont regroupés ci dessous

Numéro de la classe	Vitesse de chute : W_c (mm.s ⁻¹)	Tension critique d'érosion : τ_{ce} (N.m ⁻²)	Taux d'érosion : e (g.m ⁻² .s ⁻¹)
1	0,048	0,05	0,009

III.7.2 Application à SOFI

L'application du modèle à l'expérience SOFI représentée sur la figure III.17 montre que les deux classes de particules remises en suspension atteignent un palier. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que les deux classes ont été épuisées par l'érosion. Autrement dit, qu'elles ont été complètement remises en suspension, mais que le frottement n'était pas suffisant pour éroder une troisième classe. On atteint donc apparemment un seuil qui représente une limitation en puissance du présent canal.

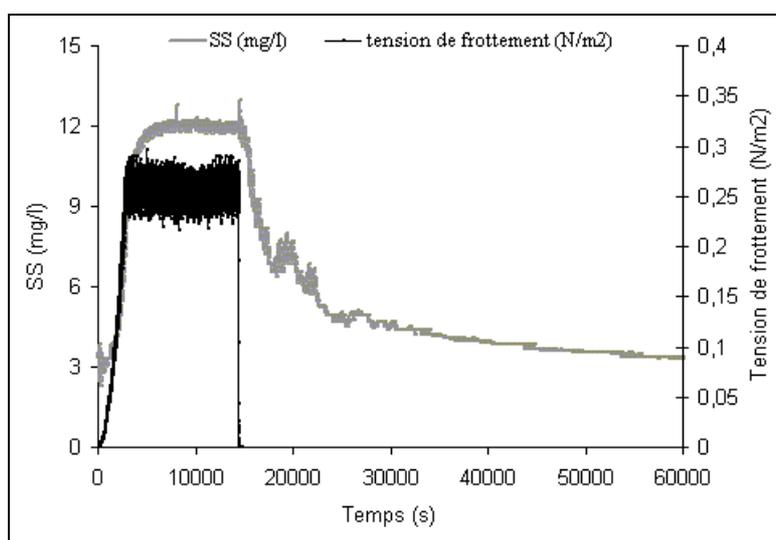


figure III.17 : Variation de la charge en SS en fonction du frottement (SOFI)

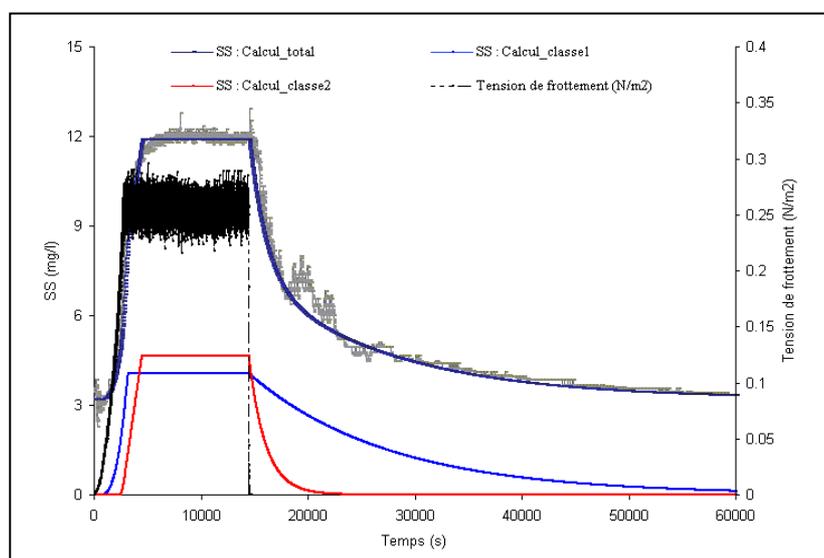


figure III.18 : Application du modèle à l'expérience SOFI

tableau III.4: Paramètres de calage pour l'expérience SOFI

Numéro de la classe	Vitesse de chute : W_c (mm.s ⁻¹)	Tension critique d'érosion : τ_{ce} (N.m ⁻²)	Taux d'érosion : e (g.m ⁻² .s ⁻¹)
1	0,015	0,025	0,0025
2	0,1	0,18	0,04

Dans la suite, nous allons mettre en évidence la corrélation entre les vitesses de chute obtenues lors de ces trois expériences et la granulométrie du premier centimètre du fond pour montrer que les vitesses de chute ajustées ont un sens physique. Par ailleurs, nous montrerons aussi une cohérence entre les tensions critiques d'érosion et les profils de porosité obtenus pour les trois expériences précédemment présentées.

III.8 Cohérences du modèle avec les paramètres physiques

III.8.1 Cohérence granulométrie / vitesse de chute

Pour BRL 1, un bon accord entre le modèle et l'expérience est obtenu en considérant deux classes de particules, correspondants respectivement à des vitesses de chute de $0,03 \text{ mm.s}^{-1}$ et $0,075 \text{ mm.s}^{-1}$.

Afin de corrélérer ces vitesses de chute avec les caractéristiques des sédiments de fond érodés, une analyse granulométrique [cf annexe II] du premier centimètre de la surface des sédiments a été effectuée¹⁴ (figure III.19, figure III.20, figure III.21). Une application de la loi de Stokes (Chapitre I), permet d'en déduire les diamètres relatifs aux vitesses de chute trouvées par calage, soit environ 5 et 8 microns. Le premier diamètre se trouve dans la classe comprise entre 0 et 5 microns qui représentent 28% en volume du premier centimètre de la couche du fond. Le deuxième se trouvant dans la classe allant de 5 à 10 microns, représentant 15%.

La même analyse pour les sédiments de fond de BRL 2, donne un diamètre de l'ordre de 7 microns (figure III.20). Ce diamètre se situe dans la classe allant de 5 à 10 microns et représente 16% du premier centimètre de la couche du fond.

En ce qui concerne l'expérience SOFI, deux classes sont remises en suspension. Le premier diamètre se trouve dans la classe comprise entre 0 et 5 microns qui représentent 25% en volume du premier centimètre de la couche du fond. Le deuxième se trouve dans la classe allant de 5 à 10 microns, représentant 18%. On remarque la ressemblance en granulométrie entre cette expérience et BRL1.

La comparaison de ces résultats montre que le frottement exercé sur la surface des sédiments permet d'éroder au maximum une taille de particules n'excédant pas 10 microns. Pour éroder une taille plus grande, il faudrait donc un canal plus puissant.

¹⁴ cette analyse granulométrique a été effectuée sur des carottes qui n'ont pas subi l'expérience de remise en suspension

Le canal actuel est limité en taille et en puissance de flux ce qui, en conséquence, limite la nature des expériences et leurs champs d'application. Par exemple, les vitesses maximales imposées ne dépassent pas 40 cm.s^{-1} , ceci limite d'autant la fraction de taille des particules étudiées. Les sédiments naturels sont souvent composés d'un mélange mixte de particules de dimensions allant de 1 à $200 \mu\text{m}$. L'analyse de certains éléments, notamment les radionucléides, nécessite des grandes quantités de matériels « re-suspendus » (*en moyenne $200 \text{ g}_{\text{sec}}$*). Afin de couvrir des conditions de caractéristiques sédimentaires plus variées et de satisfaire aux besoins analytiques, il serait nécessaire d'acquérir un canal pouvant recréer des vitesses de courant bien plus élevées (*de l'ordre de 1 m.s^{-1}*) que celle du canal actuel¹⁵.

tableau III.5 : Diamètre de Stokes correspondant aux vitesses de chute données par le code EROD

Expérience	Vitesse de chute calée (mm.s^{-1})	Diamètre équivalent de Stokes (μm)
BRL1	0,03	5
	0,075	8
BRL2	0,048	7
SOFI	0,015	4
	0,1	10

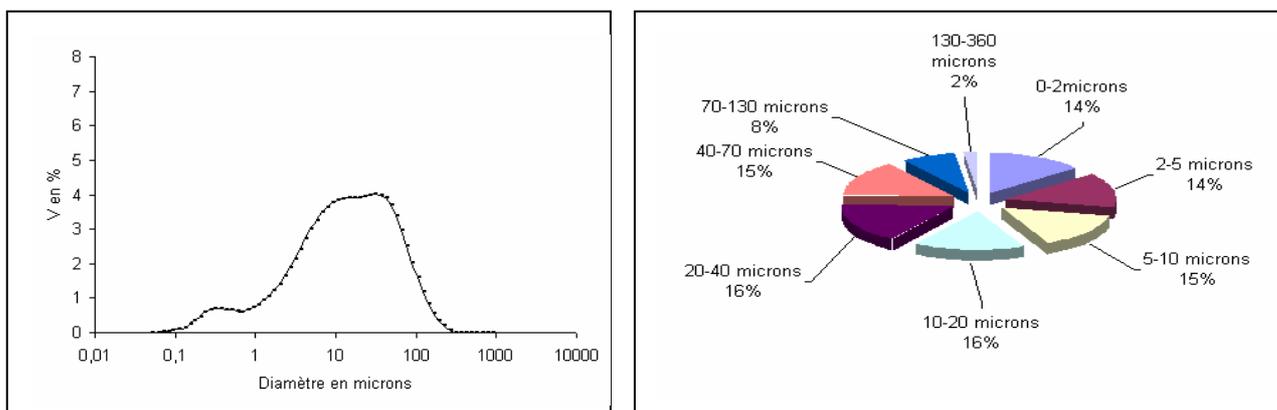


figure III.19 : Granulométrie du premier centimètre de fond dans BRL 1 (Eau douce)

¹⁵ Ces différents résultats ont permis de donner des limitations du canal actuel, ils ont ainsi motivé le projet de construction d'un nouveau canal à courant hydraulique.

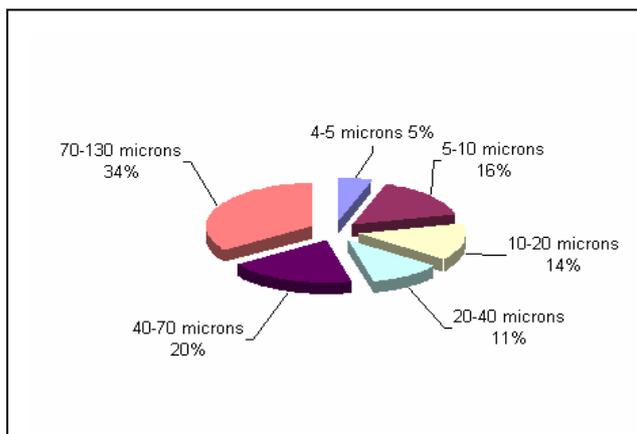
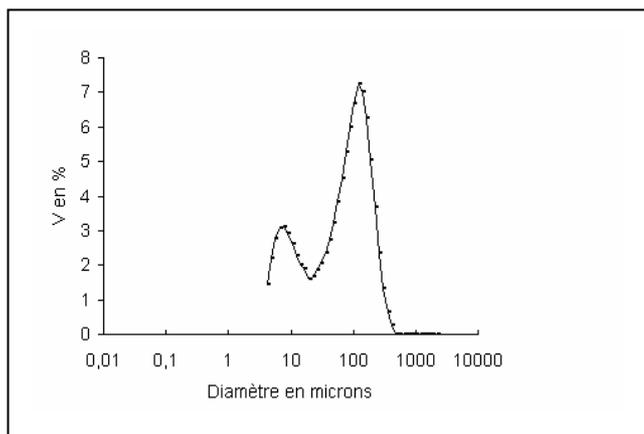


figure III.20 : Granulométrie du premier centimètre de fond dans BRL2 (eau douce)

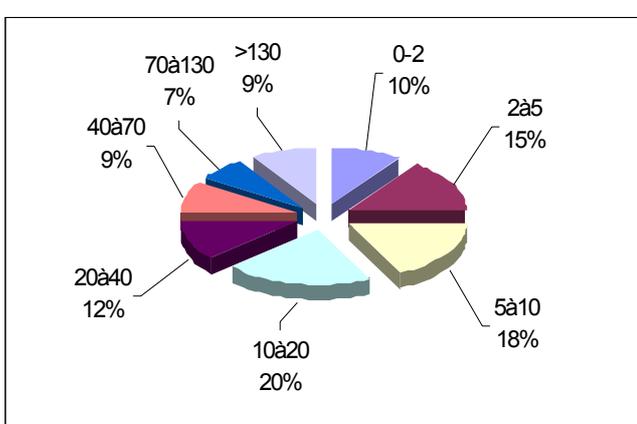
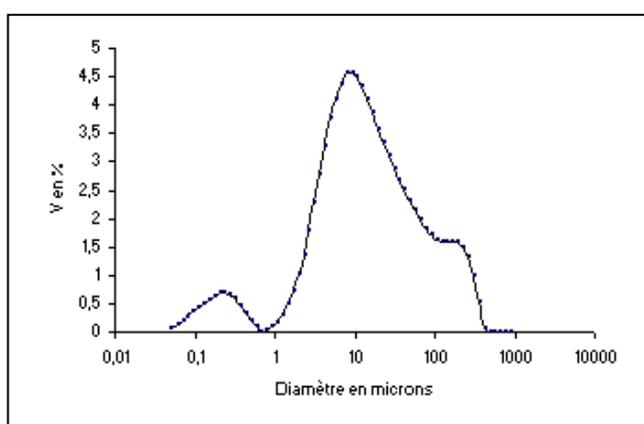


figure III.21 : Granulométrie du premier centimètre du prélèvement à la station Sofi (eau de mer)

III.8.2 Cohérence porosité / tension critique d'érosion

Une mesure de porosité est effectuée à la fin de chaque expérience, par sous-carottage des échantillons de départ. Lors de nos expériences, nous avons sous-carotté 8 cm au-dessous de la surface des sédiments, en découpant en lamelles de 0,4 cm de diamètre, ce qui implique un profil de porosité assez fin (20 points). Les lamelles sont mises dans des tubes de masse connue, puis pesées, congelées et lyophilisées. Une nouvelle pesée permet de calculer la porosité P, avec la formule suivante :

$$P = \frac{(\alpha/\rho)}{((1-\alpha)/\rho_s + \alpha/\rho)}$$

α : teneur en eau

ρ_s : masse volumique du sédiment (kg.m^{-3})

ρ : masse volumique de l'eau interstitielle (kg.m^{-3})

Pour BRL 1 et BRL 2, les profils de porosité sont représentés dans la figure III.22 :

Densité des sédiments : 2560 kg.m^{-3} .

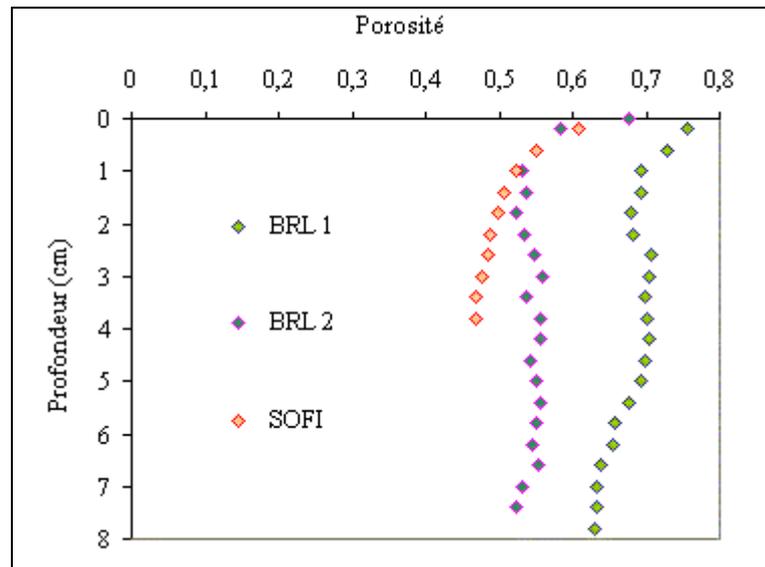


figure III.22 : Profils de porosité pour BRL 1, BRL 2 et SOFI

tableau III.6 : Estimation de la concentration dans les sédiments de fond à partir du profil de porosité

Site	Porosité moyenne	% solide	Concentration estimée (g/l)	Diamètre moyen de la première classe érodée (μm)	Tension critique du début d'érosion (N.m^{-2})
BRL 1	0,68	0,32	819	5	0,05
BRL 2	0,55	0,45	1152	7	0,05
SOFI	0,5	0,5	1280	4	0,025

Le tableau III.6 rappelle les tensions critiques d'érosion pour les premières classes érodées. Pour BRL2 et SOFI, nous remarquons que les concentrations ont le même ordre de grandeur alors que la tension critique d'érosion pour BRL 2 représente le double de SOFI. Ceci peut s'expliquer par le fait que la première classe remise en suspension dans l'expérience SOFI est plus fine que celle de BRL 2.

III.8.3 Comparaison avec une approche globale

Pour BRL1, l'application du modèle a fait ressortir sa validité sur une répartition de deux classes de particules. C'est donc sur cette expérience que nous avons décidé d'effectuer une comparaison avec une approche globale. Cette dernière consiste à faire le calcul pour une classe moyenne de particules ayant pour tension critique d'érosion celle obtenue par observation du début de la remise en suspension, le taux d'érosion et la vitesse de chute moyenne sont obtenus par calage. Pour ce faire, le même algorithme de calage a été appliqué.

Pour l'approche globale et, comme cela a été expliqué au deuxième chapitre, le flux de dépôt dépend de la tension critique de dépôt. Cette dernière est obtenue par observation du début de dépôt sur la courbe expérimentale soit $0,15 \text{ N.m}^{-2}$ pour BRL1, nous avons donc tenu compte de ce paramètre dans le modèle EROD.

Sur la figure III.23, on présente les résultats de cette comparaison. Elle montre que la prise en compte de plusieurs classes de particules induit une amélioration des résultats.

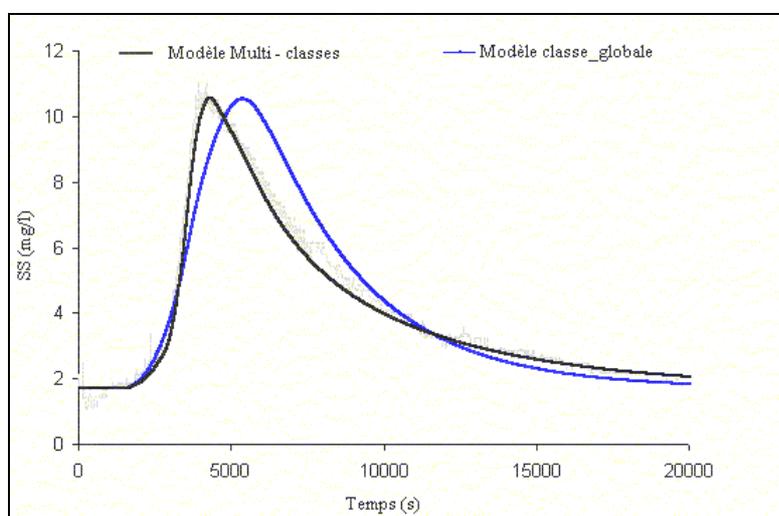


figure III.23: Comparaison entre méthode globale et approche multi-classes pour BRL 1

L'écart moyen modèle expérience est de l'ordre de $0,03$ pour l'approche multi-classes et de $0,6$ pour l'approche globale, ce qui montre la meilleure précision donnée par l'approche multi-classes.

III.8.4 Discussion sur les différents paramètres obtenus

III.8.4.1 Vitesses de chute

Les vitesses de chute des deux expériences réalisées dans le cadre de cette étude (BRL 1 et BRL 2), varient entre $0,03$ et $0,075 \text{ mm.s}^{-1}$ (tableau III.5), compte tenu des valeurs données dans l'étude bibliographique (Chapitre I), ces valeurs restent inférieures à $0,1 \text{ mm.s}^{-1}$, valeur caractéristique de la présence d'un taux de salinité favorisant la floculation (1.4.2.4), ce seuil est en revanche atteint pour l'expérience SOFI indiquant ainsi la floculation des particules en eau de mer.

D'autre part, nos valeurs de vitesses de chute restent 10 fois inférieures à la vitesse de chute trouvée par EDF dans le cadre de leur étude sur la Vienne (cf 1.4.2.3), pourtant leur mesure a été effectuée en eau douce ; dans ce cas, on peut supposer que dans le cadre de la Vienne, cette vitesse de chute importante est due à la présence considérable de grosses particules ou au fait que suspension était plus chargée.

III.8.4.2 Taux d'érosion et tension critique d'érosion

Les taux d'érosion pour les expériences BRL 1 et BRL 2, varient entre 5.10^{-6} et $1.10^{-4} (\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1})$ et entre $2,5.10^{-6}$ et $4.10^{-5} (\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1})$ pour l'expérience SOFI (tableau III.7). Ces valeurs sont plus cohérentes avec celles trouvées par Van Rijn (1990) qu'avec celles trouvées par Ariathuarai *et al* (1978) (cf 1.4.2.1).

Les évaluations des paramètres d'érosion se font souvent pour des sédiments marins, la bibliographie souffre d'un manque considérable en ce qui concerne les vases provenant d'un milieu fluvial. Les tensions critiques d'érosion de nos expériences (BRL 1 et BRL 2) varient entre $0,05$ et $0,22 (\text{N.m}^{-2})$; elles restent supérieures aux valeurs trouvées pour les sédiments marins de la station SOFI (tableau III.1).

tableau III.7 Tension critique et taux d'érosions pour les sites (BRL 1, BRL 2 et SOFI)

Site	Tension critique d'érosion : $\tau_{ce} (\text{Nm}^{-2})$	Taux d'érosion : $e (\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1})$
BRL 1	0,05	0,005
	0,22	0,11
BRL 2	0,05	0,009
SOFI	0,025	0,0025
	0,18	0,04

Les concentrations reportées sur le tableau III.6, montrent qu'elles sont largement supérieures à 300 g.l^{-1} , cela nous permet de déduire que les vases étudiées rentrent dans la gamme des vases solides (cf 1.4.4.4). Leur rigidité initiale est alors supérieure à 75 N.m^{-2} .

L'ordre de grandeur des tensions critiques d'érosions trouvées dans nos expériences sont comparable à celles trouvées par le Centre Océanologique de Marseille (Denis, 1995; Schaaff, 1999). Elles restent, en revanche, inférieures d'un facteur 10 pour les secondes classes érodées à celles mesurées dans d'autres canaux hydrauliques plus puissants où les vitesses de courant sont de l'ordre du (m.s^{-1}) (*Discussion avec C. Migniot*). Il faut noter, que dans notre étude, nous avons montré une sensibilisation claire de la surface du sédiment à la vitesse du courant, nous avons pu éroder au maximum deux classes de particules. Pour la deuxième classe, la tension critique d'érosion était plus grande d'un facteur 10 que celle de la première classe. Il est certain que si la vitesse dépassait la limite actuelle du présent canal, on aurait pu identifier d'autres classes ayant

des tensions critiques d'érosion plus conséquentes, et en particulier pour la carotte provenant de SOFI.

D'un point de vue radioécologique, notre étude peut motiver :

- les modélisateurs à s'orienter vers des approches multi-classes dans leur développement de modèles sédimentaires et/ou radioécologiques quelque soit leur dimension en espace.
- Les expérimentateurs dans le domaine de la radioécologie à s'orienter vers des expérimentations afin de déterminer des coefficients d'adsorption à l'équilibre par classe de particules, l'importance de ceci sera clairement illustré au chapitre V.

III.9 Conclusion du chapitre

Hors du fait que cette étude de remise en suspension ait montré l'intérêt de considérer plusieurs classes de particules, elle a aussi prouvé que la modélisation du flux de dépôt en fonction de la vitesse de chute et de la concentration n'est pas aberrante. En effet, en supposant la tension critique de dépôt infinie on arrive à reproduire les deux processus de dépôt et d'érosion simultanément. L'expérience BRL1 en est une bonne illustration car les phases 3 et 4 de la figure III.15 soulignent le décalage entre le comportement sédimentaire des deux classes mises en évidence. En particulier la phase 3 montre que le dépôt de la classe la plus grosse reste accompagné par l'érosion de la classe la plus fine.

En résumé, un modèle de calage a été proposé pour déterminer les paramètres nécessaires pour le modèle de dynamique sédimentaire à partir d'une analyse fine d'expériences de remise en suspension. Cette méthode originale que nous avons développé se révèle :

- Applicable à différents protocoles de remise en suspension, qu'ils soient limités ou non par le débit maximal,
- cohérente sur les valeurs de vitesses de chute et de tensions critiques obtenues par calage,
- pertinente, dans la mesure où la prise en compte de plusieurs classes améliore les prévisions de la dynamique sédimentaire.

In fine, le modèle EROD et sa méthode de calage valorisent l'information contenue dans les expériences de remise en suspension.

Chapitre IV Caractérisation des particules en suspension

IV.1 OBJECTIF	IV-133
IV.2 MATÉRIELS ET PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	IV-133
IV.2.1 Matériels	IV-133
IV.2.2 Protocole expérimental de l'expérience de décantation.....	IV-135
IV.3 MODÉLISATION DE LA DÉCANTATION DANS LA COLONNE D'EAU	IV-138
IV.3.1 Hypothèses et équations générales du modèle.....	IV-138
IV.3.2 Résolution numérique	IV-138
IV.4 RÉSULTATS DES CAMPAGNES DE PRÉLÈVEMENT RÉALISÉES DANS LE RHÔNE AVANT L'ENTRÉE DU CANAL BRL	IV-141
IV.4.1 Résultats de l'analyse granulométrique pour BRL_C1 et BRL_C2	IV-142
IV.4.2 Résultats de mesure de charge et de turbidité.....	IV-144
IV.5 CARACTÉRISATION DE LA CHARGE INITIALE PAR CLASSE DE PARTICULES	IV-145
IV.5.1 Expérience BRL_C1	IV-145
IV.5.2 Expérience BRL_C2.....	IV-147
IV.6 MÉTHODE DE CALAGE MODÈLE / EXPÉRIENCE.....	IV-152
IV.7 COMMENTAIRES.....	IV-154
IV.8 PROCESSUS DOMINANTS SELON LES VITESSES DE L'ÉCOULEMENT.....	IV-155
IV.9 COMPARAISON DE LA GRANULOMÉTRIE DES EXPÉRIENCES DE REMISE EN SUSPENSION ET DE DÉCANTATION.....	IV-156
IV.10 CONCLUSION DU CHAPITRE.....	IV-157

IV.1 Objectif

Le but de ce chapitre est de fournir pour le modèle radioécologique les vitesses de chute par classe de particules (W_c). Ce modèle est monodimensionnel longitudinal, et son approche pour la dynamique sédimentaire ne met pas de contrainte sur le dépôt avec l'hypothèse que ce processus a toujours lieu quelque soit le frottement. La vitesse de chute est en conséquence la même avec ou sans écoulement. Mais sa mesure est établie en eau calme. Le frottement exercé par l'écoulement sur le fond du cours d'eau fait en sorte que les particules présentes dans le milieu subissent un processus de dépôt (*absence de frottement*) ou un transport en suspension couplé à la vitesse longitudinale du courant tout en gardant leurs vitesses de chute constantes.

Généralement, une expérience de décantation permet l'évaluation de la vitesse de chute des particules élémentaires ou des floes. Le principe repose sur le suivi au cours du temps de la variation de la concentration. Le calage de cette concentration, par un modèle de transport vertical, écrit pour une classe globale, permettrait la détermination d'une vitesse de chute moyenne relative à cette classe.

En s'appuyant sur ces bases, tout en intégrant l'approche multi-classes dans le modèle vertical, le calage permet d'avoir des vitesses de chutes moyennes relatives à chaque classe.

Pour valider cette démarche, il a fallu définir un protocole expérimental, le mettre au point, et en analyser les résultats via un modèle de transport vertical.

Au cours de ce chapitre, nous présenterons, en premier lieu, le dispositif expérimental mis en place et le protocole expérimental associé, puis le modèle de transport vertical développé, et pour parapher le tout, les résultats d'application du couple modèle/expérience à des suspensions provenant du Rhône juste avant l'entrée du canal BRL.

IV.2 Matériels et protocole expérimental

Le matériel nécessaire pour l'expérience de décantation est le même que celui utilisé pour l'expérience de remise en suspension, décrite dans le chapitre précédent. Néanmoins, le milieu expérimental change :

- Colonne d'eau de section carrée ($0,47\text{ m} \times 0,47\text{ m} \times 1,5\text{ m}$) au lieu d'un canal à courant avec une hauteur d'eau de 10 cm.

Nous avons adapté le matériel à cet effet en le complétant par un mélangeur afin d'homogénéiser la suspension sur la hauteur de la colonne d'eau, soit 1,43 mètres (*la surface libre est à 7 cm du haut*).

Quant au protocole expérimental suivi, il diffère de celui réalisé dans le canal à courant en offrant la possibilité de faire des analyses granulométriques sur les échantillons que l'on prélève au cours de l'expérience. Les détails du matériel et du protocole expérimental sont exposés ci après.

IV.2.1 Matériels

- Mélangeur + support (mât)
- Pompe et tuyau de prélèvement
- Turbidimètre *OBS 3* et carte d'acquisition Agilent *34970A*
- Filtre *Whatman 1852025* de 25 mm de diamètre et de maille 0,45 μm
- Équipement de filtration sous vide et balance Sartorius (précision 10^{-4} g)
- Granulomètre Laser Mastersizer He-Ne d'une longueur d'onde 632,8 nm.

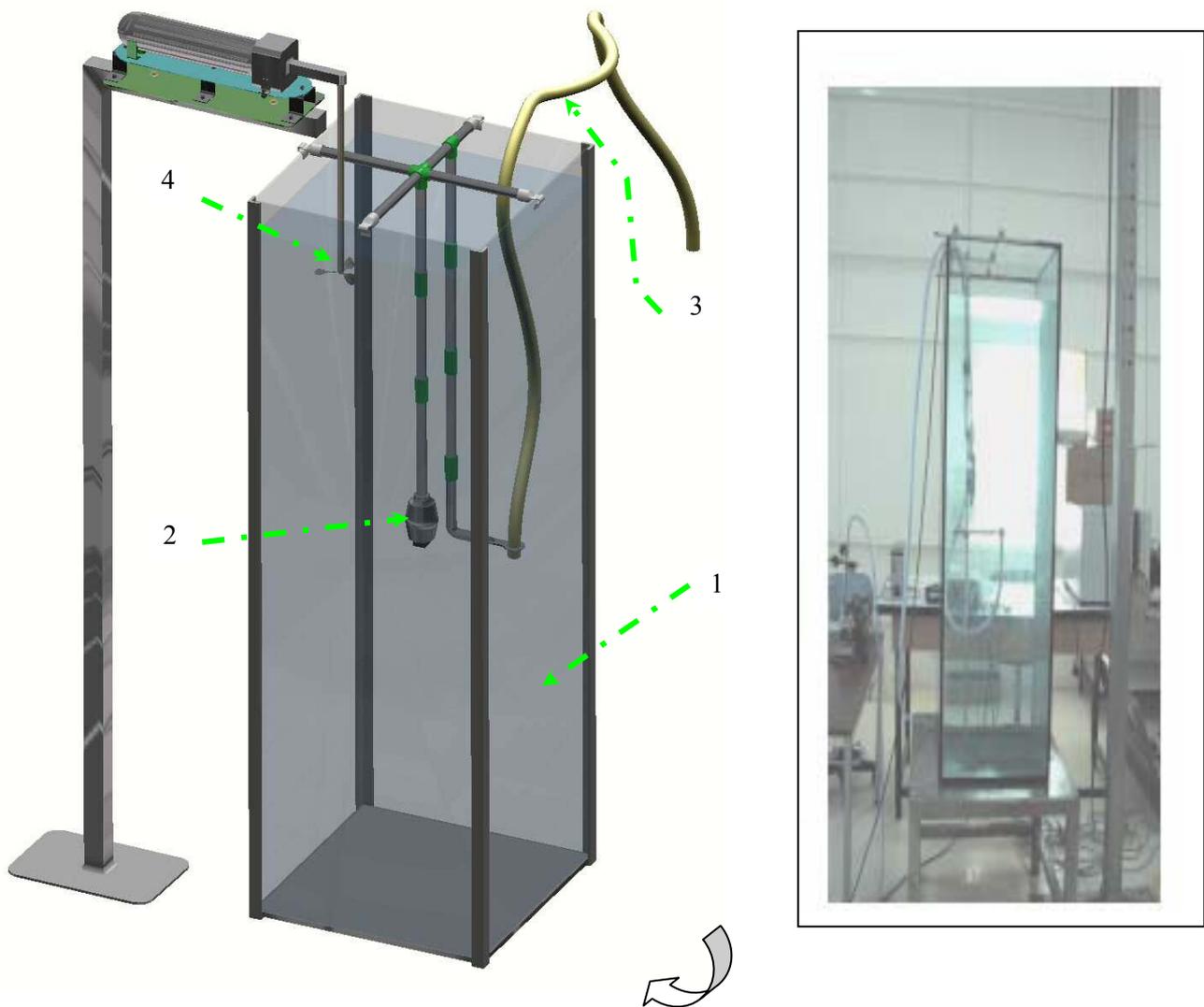


figure IV.1 : Dispositif expérimental permettant la caractérisation de la suspension et des vitesses de chute des classes de particules en suspension¹⁶ :

- 1 : colonne de décantation.
- 2 : turbidimètre.
- 3 : tuyau de prélèvement.
- 4 : mélangeur.

¹⁶ Les dimensions de la colonne et le positionnement du matériel m'ont été suggérés par Claude Migniot.

Les prélèvements d'eau sont réalisés dans le Rhône juste avant l'entrée du canal BRL, 11 échantillons de 30 l sont prélevés de façon continue au même endroit à l'aide d'une pompe. Ces derniers sont ensuite transportés au laboratoire et mis dans une chambre froide en attente du traitement.

À l'arrivée, les échantillons sont vidés dans la colonne de décantation (figure IV.1) à l'aide d'une pompe. Un volume de 312 l environ est nécessaire pour son remplissage.

IV.2.2 Protocole expérimental de l'expérience de décantation

Une fois la colonne remplie d'eau, le mélangeur est actionné pour homogénéiser le milieu eau-matières en suspension ; la décantation commence au moment où l'on arrête le mélangeur. Un premier prélèvement d'eau est effectué juste avant l'arrêt du mélangeur, et ce, afin d'avoir la charge initiale de la suspension.

Une mesure par Vélocimétrie Laser Doppler VLD (III.3.1.1) du profil de vitesse dans la colonne de décantation (figure IV.2) a été réalisée pour caractériser la décroissance de la turbulence dans la cuve de décantation. Ceci est dans le but de valider l'hypothèse selon laquelle le fluide est au repos après arrêt de l'agitation. Dans tous les cas, nous avons constaté que le caractère turbulent de l'écoulement s'atténuait relativement rapidement (*de l'ordre de quelques dizaines de secondes*).

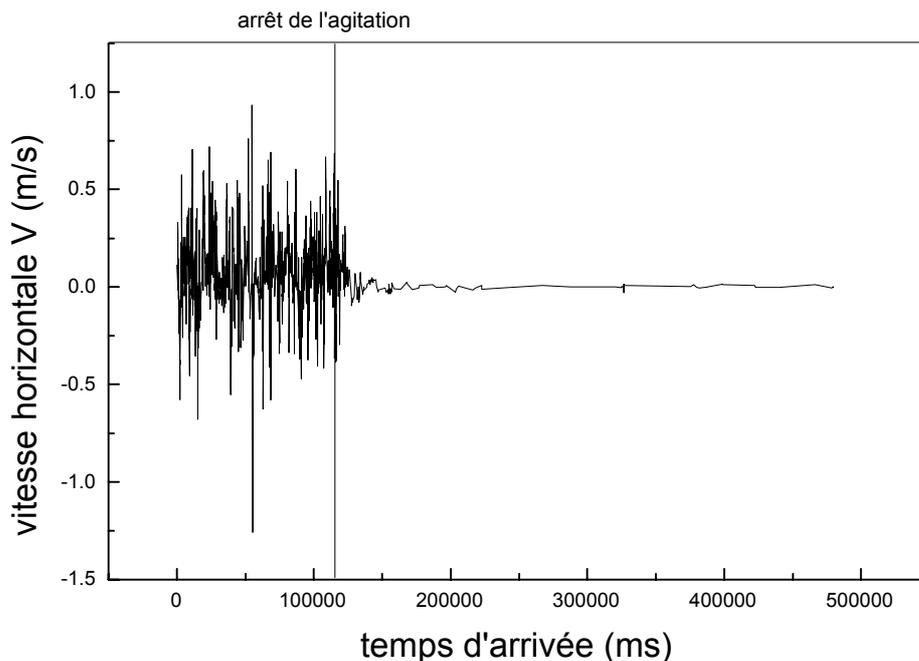


figure IV.2 . profil de vitesse mesurée dans la cuve de décantation

Nous n'avons pas constaté de différence significative entre les différents temps de mise au repos suivant le régime de turbulence, nous pouvons raisonnablement dire que quel que soit ce régime, le caractère turbulent de l'écoulement a disparu au bout de 200 secondes après l'arrêt de l'agitation. Nous préconisons donc un délai d'attente de cinq minutes avant d'effectuer le deuxième prélèvement, ceci dans le but d'atténuer la turbulence induite par l'action du mélangeur (système à hélices dans la colonne d'eau).

Pendant la décantation, des prélèvements d'eau d'un litre sont effectués au niveau du volume de mesure du turbidimètre, situé au milieu de la colonne d'eau (figure IV.1). La moitié de ces volumes prélevés servent à mesurer la charge, et l'autre moitié, à déterminer la granulométrie de la suspension prélevée. Le signal fourni par le turbidimètre sous forme de tension est converti ensuite en concentration.

Les enregistrements de turbidité durent au total 1 à 2 jours en moyenne selon une fréquence de 10 secondes. Le but est d'assurer le maximum de décantation, caractérisée par la chute des plus fines particules.

Par souci de recoupement des résultats, un second enregistrement de turbidité est réalisé de manière brute (sans prélèvement d'eau) à la fin de chaque expérience, puis comparé ensuite au premier signal donné par les prélèvements.

IV.2.2.1 Dispositifs et techniques de mesure

La mesure de turbidité est effectuée grâce à un turbidimètre (OBS 3 et carte d'acquisition Agilent 34970A). La distance de ce dernier aux parois de la colonne devant être assez grande pour que les mesures ne soient pas perturbées par les effets de bord (au moins 20 cm), il a été placé en conséquence à une hauteur fixe, au milieu de la colonne, correspondant au point de mesure, et enregistre l'intensité lumineuse rétrodiffusée par les particules. Le turbidimètre et le tuyau de prélèvement sont fixés à une tige plongée dans le milieu de la colonne d'eau. Le positionnement du turbidimètre par rapport au tuyau de prélèvement a été fait en évitant que ce dernier interfère dans le volume de mesure du turbidimètre. De ce fait, le goulot d'aspiration du tuyau de prélèvement se trouve à une distance verticale de 7 cm et à une distance horizontale de 13,5 cm de l'émetteur – récepteur du turbidimètre.

Au cours du temps, et au fur et à mesure que la turbidité diminue, des prélèvements d'eau d'environ un litre sont effectués au milieu de la colonne. La moitié de chaque volume d'eau est filtrée sur des filtres du type WHATMAN GF/C (0,45 μm) préalablement calcinés puis prépesés¹⁷. Ceux-ci sont ensuite placés dans une étuve à 105°C pendant 1h et sont à nouveau pesés. L'augmentation du poids donne la charge en suspension en (mg/l). La mesure de la charge est réalisée parallèlement aux prélèvements, sinon, les échantillons doivent être conservés à l'abri de la lumière, à une température inférieure à 8°C.

Les filtres sont placés à nouveau dans un four à 450°C pendant 12h. Ceci entraîne une nouvelle diminution du poids qui traduit la minéralisation de toute la matière organique présente. Une nouvelle pesée donne la masse de matière organique particulière présente dans l'échantillon prélevé.

L'autre moitié des volumes d'eau prélevés sert pour l'analyse granulométrique. Cette analyse est effectuée avec le Granulomètre Laser Mastersizer He-Ne d'une longueur d'onde 632,8 nm. Les échantillons d'eau sont placés dans l'échantillonneur de ce dernier, la mesure est réalisée sans ultrasons. Chaque mesure est répétée au moins deux fois, afin de s'assurer de sa répétitivité [Annexe Laser]

¹⁷Le mode opératoire de cette pesée suit les recommandations de la norme européenne EN 872. La limite inférieure de dosage est de 2 mg.l⁻¹.

La figure IV.3 schématise les différentes étapes de l'expérience de décantation.

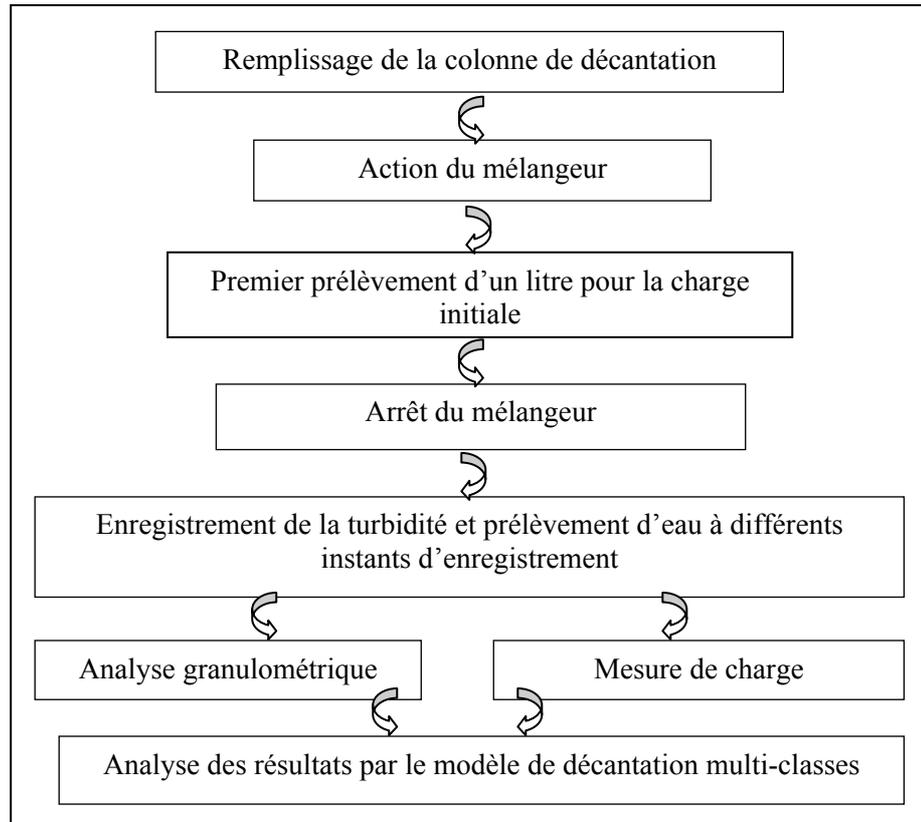


figure IV.3: Mode opératoire général de l'expérience de décantation

Avant de présenter les résultats d'application à une suspension pompée à l'entrée du canal BRL, nous présentons juste après le modèle de transport vertical développé pour analyser les résultats expérimentaux.

IV.3 Modélisation de la décantation dans la colonne d'eau

IV.3.1 Hypothèses et équations générales du modèle

Pour modéliser le dépôt dans la colonne de décantation, on se base sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Les effets des parois sont négligeables.
- Il n'y a pas d'interaction entre les particules (*pas de floculation*).
- L'écoulement vertical (*eau calme*)

L'objectif est de simuler le processus de dépôt dans une colonne d'eau contenant la suspension hétérogène prélevée *in situ*. La concentration est connue par mesure de la charge initiale¹⁸. Les variables d'état du problème sont donc les concentrations par classes de particules. Ces dernières varient en fonction du temps et de l'espace, $SS_c(z,t)$. Mathématiquement, le problème se traduit par l'équation d'advection diffusion instationnaire suivante :

$$\frac{\partial SS_c}{\partial t} + W_{c,c} \cdot \frac{\partial SS_c}{\partial z} = K_{z,c} \cdot \frac{\partial^2 SS_c}{\partial z^2} \quad \text{équation IV.1}$$

$$\text{Avec } \frac{\partial SS}{\partial t} = \sum_{c=1}^N \frac{\partial SS_c}{\partial t}, \quad \frac{\partial SS}{\partial z} = \sum_{c=1}^N \frac{\partial SS_c}{\partial z}$$

$$0 < z < H \text{ et } t > 0$$

H : hauteur de la colonne

c : indice des classes

$W_{c,c}$: vitesse de chute de la classe c (supposée constante selon z)

SS : charge global de la suspension

SS_c : charge de la classe c

K_z : coefficient de diffusion moléculaire vertical (supposé constant selon z).

(m)

(m.s⁻¹)

(mg.l⁻¹)

(mg.l⁻¹)

(m².s⁻¹)

Les conditions aux limites se traduisent par un flux nul à la surface et au fond de la colonne de décantation.

IV.3.2 Résolution numérique

Afin de résoudre numériquement le problème, on applique un schéma numérique explicite en temps et décentré amont en espace. Pour approcher les dérivées première et seconde, on effectue un développement de Taylor à l'ordre deux :

$$SS_{c,i+1}^n = SS_{c,i}^n + \Delta z \cdot \frac{\partial SS_{c,i}^n}{\partial z} + \frac{\Delta z^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 SS_{c,i}^n}{\partial z^2} + 0(\Delta z^3)$$

$$SS_{c,i-1}^n = SS_{c,i}^n - \Delta z \cdot \frac{\partial SS_{c,i}^n}{\partial z} + \frac{\Delta z^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 SS_{c,i}^n}{\partial z^2} + 0(\Delta z^3)$$

Ainsi, la dérivée seconde peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 SS_{c,i}^n}{\partial z^2} = \frac{SS_{c,i+1}^n - 2 \cdot SS_{c,i}^n + SS_{c,i-1}^n}{(\Delta z)^2}$$

La dérivée première est exprimée par un schéma décentré amont :

¹⁸ Charge du premier prélèvement avant l'arrêt du mélangeur.

$$\frac{\partial SS_{c,i}^n}{\partial z} = \frac{SS_{c,i+1}^n - SS_{c,i}^n}{\Delta z}$$

La discrétisation de l'équation IV.1 donne la concentration à un instant $(n+1)$ en fonction de la concentration à l'instant (n) :

$$SS_{c,i}^{n+1} = SS_{c,i-1}^n \cdot \left(K_{z,i} \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right) + SS_{c,i}^n \cdot \left(1 + W_{c,ci} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} - 2 \cdot K_{z,ci} \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right) + SS_{c,i+1}^n \cdot \left(-W_{c,ci} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} + K_{z,ci} \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right) \quad \text{équation IV.2}$$

Les conditions aux limites du maillage (figure IV.4) en $(i=1)$ et $(i=N\Delta z)$ s'écrivent en faisant les hypothèses que $C_0=C_1$ et $C_{N\Delta z}=C_{N\Delta z+1}$. Soit :

$$SS_{c,1}^{n+1} = SS_{c,1}^n \cdot \left(1 + W_c \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} - K_z \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right) + SS_{c,2}^n \cdot \left(-W_c \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} + K_z \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right)$$

$$SS_{N\Delta z}^{n+1} = SS_{N\Delta z}^n \cdot \left(1 - K_z \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right) + SS_{N\Delta z-1}^n \cdot \left(K_z \cdot \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \right)$$

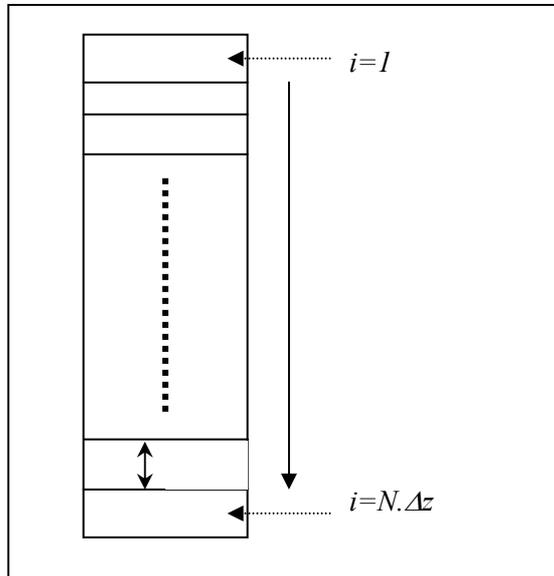


figure IV.4 : Maillage vertical de la colonne d'eau

IV.3.2.1 Consistance et stabilité du schéma numérique

IV.3.2.1.1 Consistance

Pour faciliter l'étude de la consistance, nous allons écrire l'équation IV.2 sous la forme simplifiée suivante :

$$\frac{\partial SS_c}{\partial t} = L \cdot SS_c \quad \text{avec} \quad L = -W_c \cdot \frac{\partial}{\partial z} + K_z \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

L étant un opérateur différentiel

Sous forme discrétisée l'équation IV.2 s'écrit :

$$\frac{1}{\Delta t} \cdot (SS_{c,i}^{n+1} - SS_{c,i}^n) - L \cdot SS_{c,i}^n = 0 \quad \text{équation IV.3}$$

$$L_Z \cdot SS_{c,i}^n = -W_{c,ci} \delta_Z \cdot SS_{c,i}^n + K_{Z,ci} \cdot \delta_{ZZ} SS_{c,i}^n$$

$$\delta_Z \cdot SS_{c,i}^n = \frac{SS_{c,i+1}^n - SS_{c,i}^n}{\Delta z} \quad \text{et} \quad \delta_{ZZ} \cdot SS_{c,i}^n = \frac{SS_{c,i+1}^n - 2 \cdot SS_{c,i}^n + SS_{c,i-1}^n}{(\Delta z)^2}$$

Supposons $SS_c(z, t)$ solution de l'équation IV.2 et portons $SS_c(z_i, t_n)$ dans l'équation IV.3. En utilisant le développement de Taylor, on obtient l'erreur de troncature, e :

$$e = \underbrace{\frac{\partial SS}{\partial t} - L \cdot SS}_{=0} + \frac{\Delta t}{2} \cdot \frac{\partial^2 SS}{\partial t^2} + O((\Delta t)^2, (\Delta z)^2) \quad \text{équation IV.4}$$

Le deuxième terme de l'équation IV.4 représente la partie principale de l'erreur de troncature. Ce terme tend vers zéro quand le pas de temps tend vers zéro. En diminuant le pas indéfiniment, l'erreur de troncature tend vers zéro, par conséquent, le schéma est consistant.

IV.3.2.1.2 Stabilité

La stabilité du schéma précédent s'obtient par l'analyse de Von Neuman (Peyret, 1997). Il a été démontré que la stabilité est obtenue si et seulement si les deux conditions suivantes sont respectées :

$$\frac{K_z \cdot \Delta t}{(\Delta z)^2} \leq \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad \frac{W_c \cdot \Delta t}{\Delta z} \leq 2$$

IV.4 Résultats des campagnes de prélèvement réalisées dans le Rhône avant l'entrée du canal BRL

La première campagne de prélèvement d'eau a eu lieu le 2 Octobre 2001 à ARLES¹⁹ au niveau des berges. Le débit du Rhône enregistré à la station d'ARLES, était de $1260 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, la charge mesurée est de $\text{SS} = 10 \text{ mg} \cdot \text{l}^{-1}$. L'expérience correspondant à cette première campagne sera appelée **BRL_C1**.

Pour la deuxième campagne de prélèvement, qui a eu lieu dix jours plus tard, le débit était de $2760 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour cette deuxième campagne, l'eau du Rhône à l'entrée du canal était 8 fois plus chargée en matières en suspension. L'expérience correspondant à cette deuxième campagne sera appelée **BRL_C2** (figure IV.5).

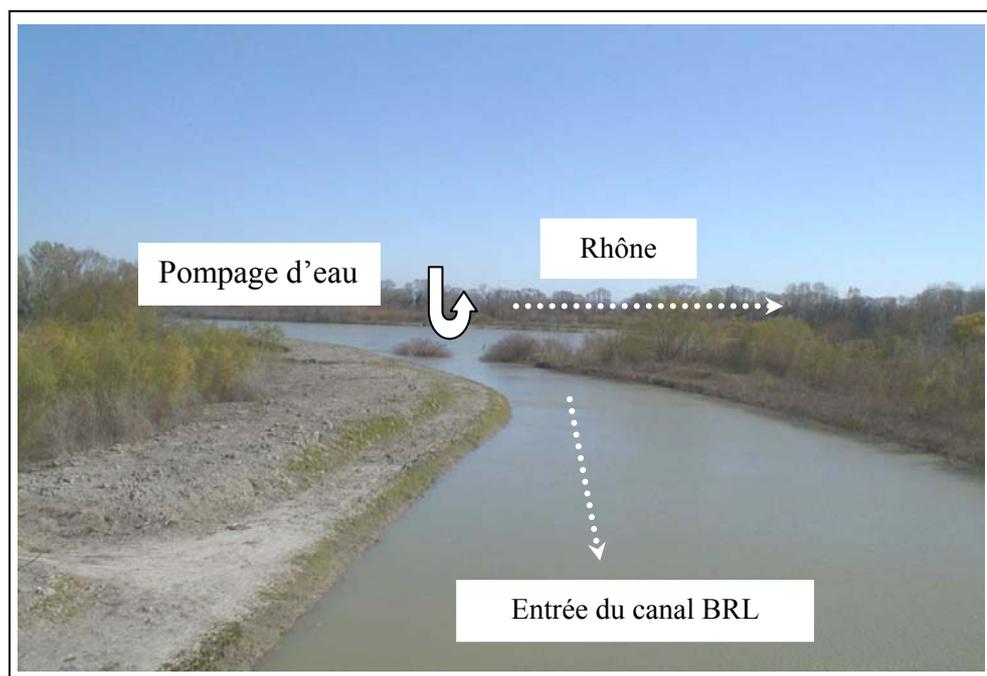


figure IV.5 : Point de pompage d'eau pour BRL_C2²⁰

En général, les prélèvements *in situ* ont lieu le matin, de ce fait, les expériences de décantation ont lieu dans l'après midi. Pour les deux expériences, les filtrations sont longues à réaliser, en moyenne 1 à 2 heures par filtration d'un demi-litre d'échantillon. La présence de micro éléments biologiques, pourrait expliquer cette durée qui pourrait apparaître anormale aux vues d'une filtration classique²¹. Les échantillons en attente d'être traités sont stockés dans une pièce tempérée (8°C), sans lumière. Les filtres contenant la charge en matières en suspension sont placés en attente de traitement dans la pièce précédemment citée.

Nous présentons ci-après les résultats d'analyses granulométriques obtenus pour les deux expériences.

¹⁹ Situé dans la région du Bas Rhône à quelques kilomètres en aval de l'entrée du canal BRL.

²⁰ Les flèches désignent le sens de l'écoulement.

²¹ Quelques minutes comparées aux mesures effectuées pour les expériences de remise en suspension du chapitre III.

IV.4.1 Résultats de l'analyse granulométrique pour BRL_C1 et BRL_C2

La figure IV.6, représente l'évolution au cours du temps du pourcentage en volume obtenu en séparant à partir des courbes granulométriques représentées sur la figure IV.7, la gamme des sédiments cohésifs, dont le diamètre est inférieur à 64 μm et, celle des non cohésifs, d'un diamètre supérieur à cette limite.

Les points expérimentaux ne montrent pas une tendance de la granulométrie à croître ou à décroître au cours du temps. On peut néanmoins dire que les pourcentages en volume fluctuent autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 70% pour les sédiments cohésifs et de 30% pour les non cohésifs (figure IV.6). Ces observations suggèrent que, quand la majorité des particules composant la suspension sont fines, elles restent en équilibre dans la colonne d'eau et ce, même en eau calme.

En plus, du fait de la charge initiale faible de la suspension (10 mg.l^{-1}) cela favorise d'autant moins la décantation.

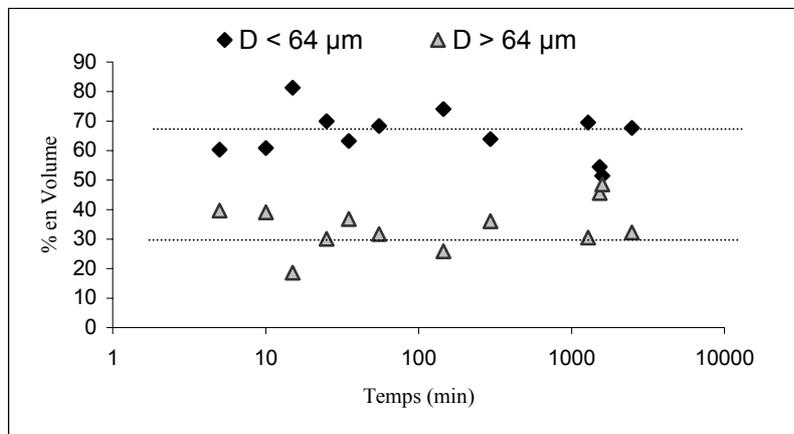


figure IV.6: Évolution temporelle du pourcentage en volume des sédiments cohésifs et non cohésifs pour l'expérience BRL_C1

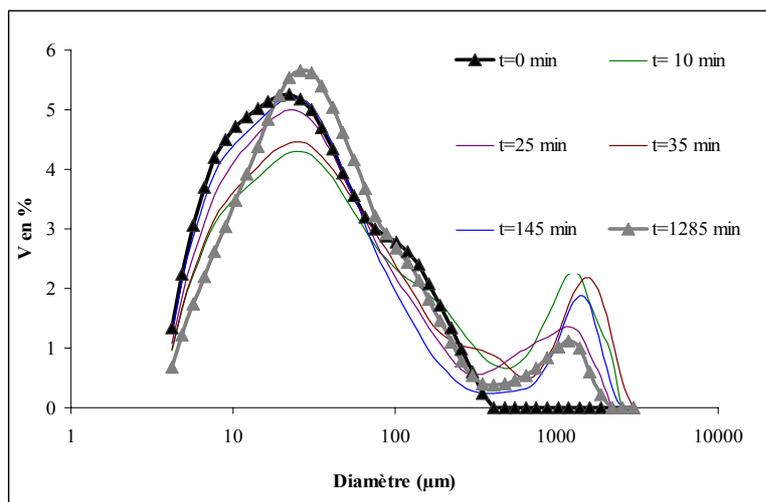


figure IV.7 : Évolution granulométrique de quelques prélèvements entre le premier et le dernier point pour l'expérience BRL_C1

Contrairement à la première expérience, les résultats de la deuxième reportés sur la figure IV.8, montrent une tendance croissante au cours du temps du pourcentage présent dans le volume d'eau des sédiments cohésifs et, inversement, une décroissance pour les non cohésifs. Cela traduit la décantation en eau calme des grosses particules au cours du temps. Les particules les plus fines restent en suspension sur un laps de temps plus conséquent.

La figure IV.9 illustre le décalage continu du mode²² des courbes granulométriques de la droite vers la gauche, entre le premier et le dernier point de prélèvement, du fait de la décantation plus importante pour les grosses tailles de particules.

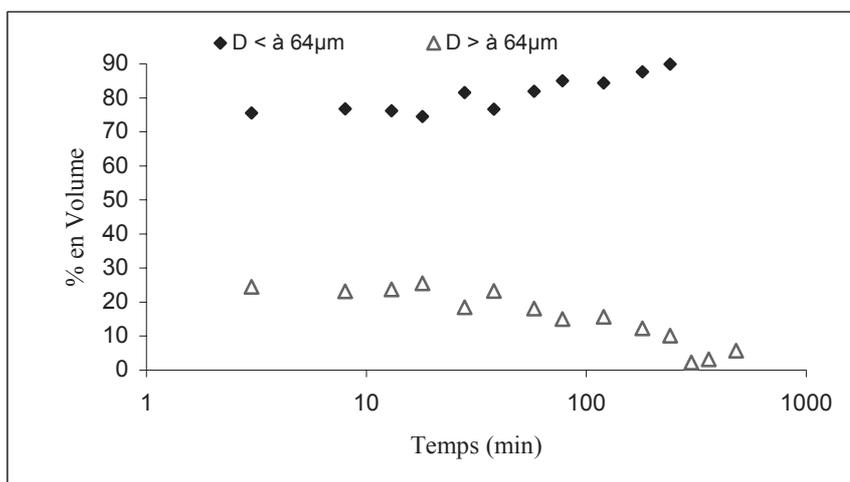


figure IV.8: Évolution temporelle du pourcentage en volume des sédiments cohésifs et non cohésifs pour l'expérience **BRL_C2**

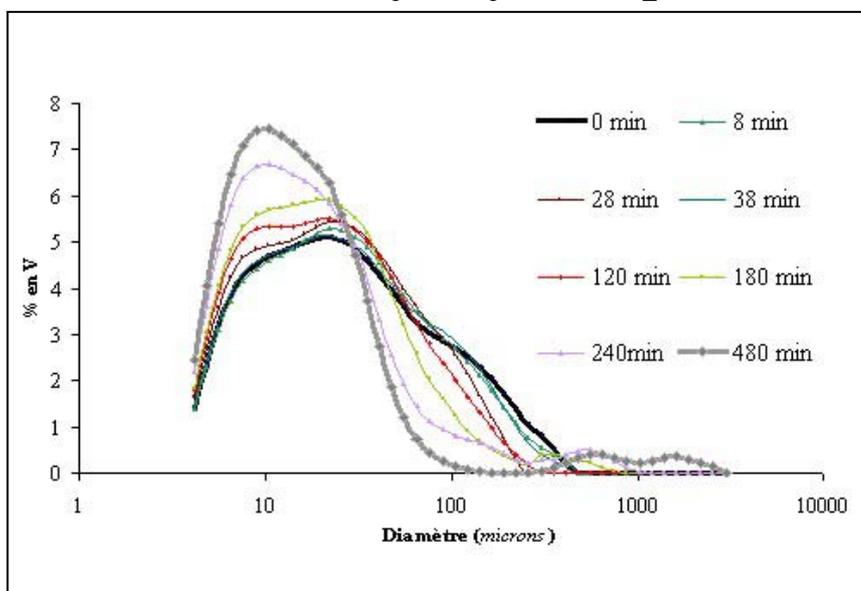


figure IV.9: Évolution granulométrique de quelques prélèvements entre le premier et le dernier point pour l'expérience **BRL_C2**

²² Le mode d'une courbe granulométrique est le pic correspondant au D_{50}

IV.4.2 Résultats de mesure de charge et de turbidité

Pour chaque expérience de décantation, nous avons enregistré deux fois la turbidité, la première, le signal est accompagné par des prélèvements d'un litre d'eau à différents moments de décantation, quant à la deuxième, le signal est enregistré sans perturbation du milieu. Notons que ce dernier est d'autant plus perturbé lors des prélèvements, que la suspension est moins chargée. En effet, les particules se remettent plus facilement en suspension dès que l'on active la pompe pour démarrer les prélèvements. En conséquence, le turbidimètre enregistre un signal plus turbide que le signal sans prélèvements (figure IV.10). Plus précisément, l'erreur est de 66% pour BRL_C1 et de 6% pour BRL_C2.

Il faut aussi souligner la bonne corrélation entre la charge et la turbidité en unité (volts) pour BRL_C2, comme le montre la figure IV.11, ce qui n'est pas le cas pour l'expérience BRL_C1, pour laquelle la régression n'est pas très satisfaisante. La mesure de la charge en matière organique a montré que celle ci ne représente que 4% de la charge globale.

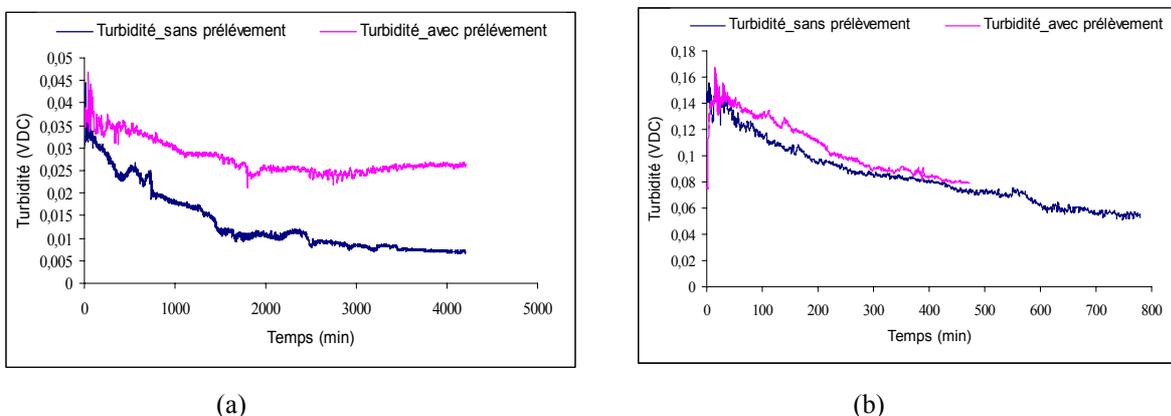


figure IV.10 : Différence entre les deux signaux de turbidité avec et sans prélèvement de matières en suspension : (a) : BRL_C1 ; (b) : expérience BRL_C2

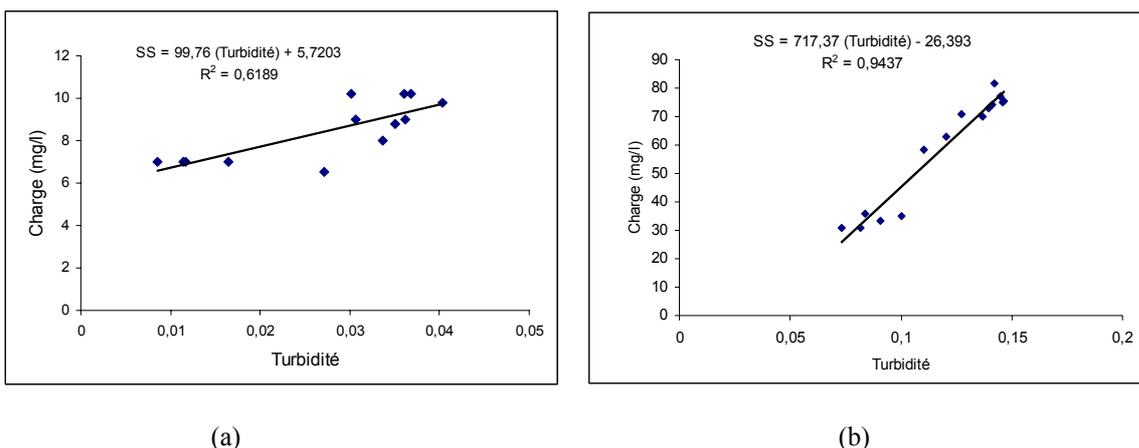


figure IV.11 : Calibration charge turbidité : (a) : BRL_C1 ; (b) : BRL_C2

IV.5 Caractérisation de la charge initiale par classe de particules

Le but de ce paragraphe est d'analyser les données de mesures de charge et les courbes granulométriques. Cette analyse va permettre de :

- Identifier les classes de particules qui décantent au cours de l'expérience.
- Déterminer la charge initiale par classe, nécessaire pour caler les vitesses de chute par le modèle de décantation.

La méthode d'analyse que nous présentons dans la suite répond à ces deux points.

IV.5.1 Expérience BRL_C1

Les résultats de mesure de charge²³ pour l'expérience BRL_C1 sont représentés sur la figure IV.12. Une diminution rapide de 2 mg.l^{-1} sur 10 mg.l^{-1} qui représentent la charge initiale est observée pendant les 50 premières minutes. Après, la charge se stabilise autour de 7 mg.l^{-1} (cf tableau IV.1), soit une diminution de 30% par rapport à la charge initiale entre le début et la fin de l'expérience.

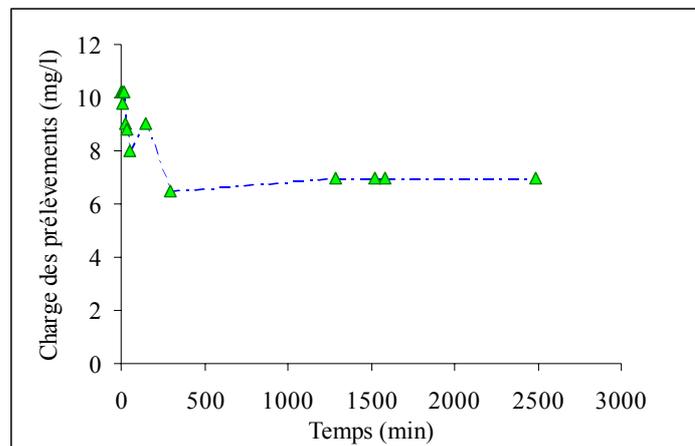


figure IV.12 : Évolution au cours du temps de la charge aux points de prélèvement pour l'expérience BRL_C1

Les distributions granulométriques des différents points de prélèvement reportées sur la figure IV.7 ne représentent pas un décalage en pics significatif entre le premier et le dernier point de prélèvement. Notons toutefois que le deuxième mode centré sur les grands diamètres peut correspondre à une erreur de détection de taille par le granulomètre Laser. En effet, l'inconvénient des mesures laser est l'hypothèse de la sphéricité des particules, donc une particule de géométrie différente risque d'être mal interprétée en terme de taille par le laser (figure IV.7) ; dans le cas de cette expérience, on remarque que ce mode est absent dans la mesure effectuée à $t=0$.

Nous supposons que la suspension est composée d'un seul groupe de matières en suspension comme l'illustre la figure IV.13 (a), dont la moyenne est représentée sur la figure IV.13 (b).

²³ L'erreur de mesure de charge est estimée à 1 mg.l^{-1} .

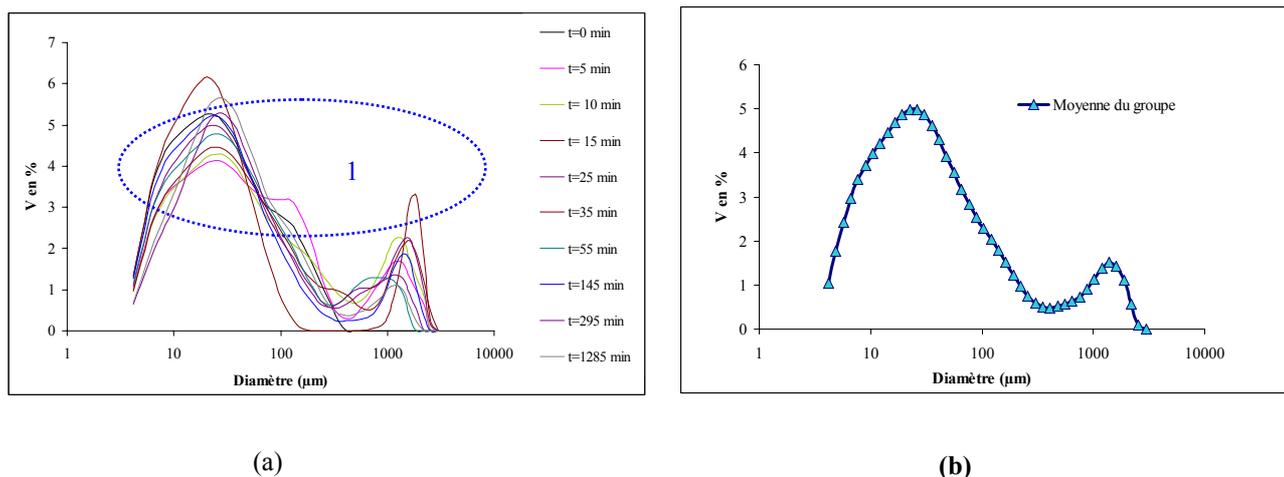


figure IV.13: (a) Groupe granulométrique correspondant aux points de prélèvement pour l'expérience BRL_C1
 (b) :caractérisation granulométrique moyenne de la classe décantant pour l'expérience BRL_C1

tableau IV.1 : Charge au cours du temps pour BRL_C1

Temps (min)	SS (mg.l ⁻¹)
0	10,2
5	10,2
10	9,8
15	10,2
25	9
35	8,8
55	8
145	9
295	6,5
1285	7
1525	7
1585	7
2485	7

La moyenne de la classe principale sera la moyenne des charges des différents prélèvements tableau IV.1, soit **8,5 mg.l⁻¹**.

En conclusion, lors de cette expérience de décantation, nous avons pu caractériser une seule classe principale dans la suspension d'eau prélevée dans le Rhône. Notons, néanmoins, que les valeurs trouvées en charge et en granulométrie ne sont pas forcément représentatives de la réalité. La charge faible permettait de faire difficilement les mesures granulométriques d'une part et la mesure de charge d'autre part. On a atteint la limite de précision des appareils utilisés.

IV.5.2 Expérience BRL_C2

La figure IV.14 présente les résultats bruts des mesures de charge pour l'expérience BRL_C2. On observe une diminution continue de cette dernière sur un intervalle de 200 min, suivie d'une stabilisation autour de 30 mg.l⁻¹. Soit une baisse de 62 % par rapport à la charge initiale.

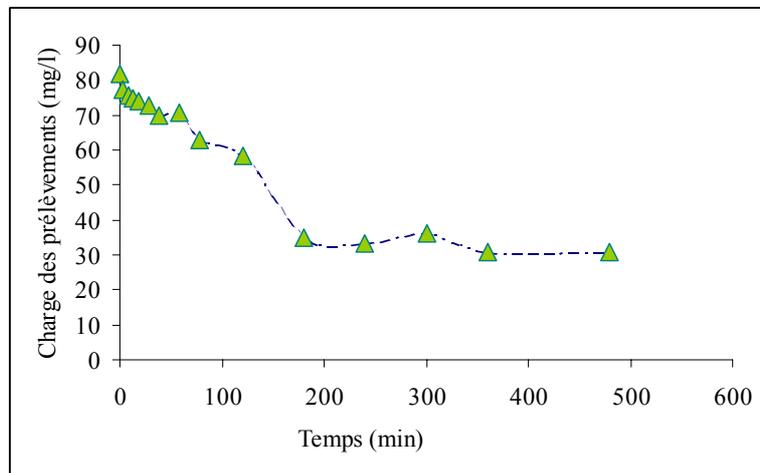


figure IV.14 : Évolution au cours du temps des concentrations aux points de prélèvement pour l'expérience BRL_C2

La diminution de charge se traduit aussi par le décalage vers la gauche des pics des courbes d'analyse granulométrique (figure IV.15) marquant, ainsi, la décantation des grosses particules. Les distributions granulométriques font apparaître deux types de comportements représentés sur la figure IV.15.

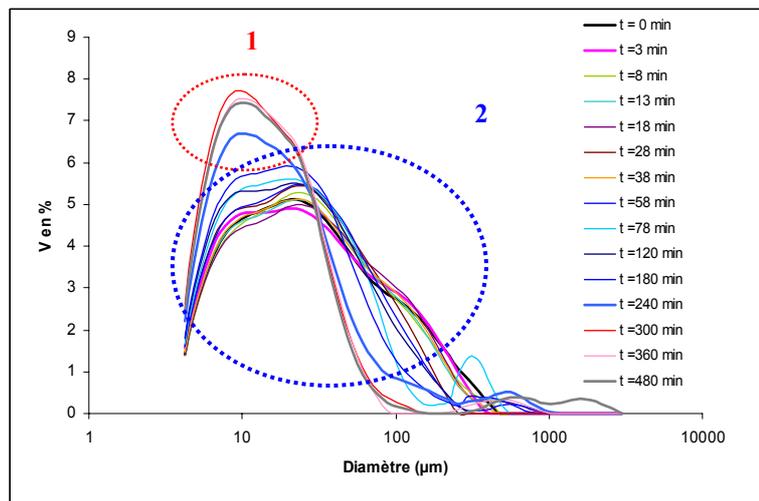


figure IV.15 : Mise en évidence de deux groupes granulométriques correspondant aux points de prélèvement pour l'expérience BRL_C2

La classe 1 de la figure IV.15 correspond aux prélèvements réalisés au delà de 180 min. La constance de la forme des distributions et de la charge permet de bien caractériser ce qui reste en suspension.

La classe 2 de la même figure correspond aux distributions observées avant la période de stabilisation. En particulier, on y observe des contributions non négligeables des classes situées au-delà de 100 µm. À ce niveau de l'analyse, il apparaît donc que la suspension est composée de deux grandes classes de matière :

- Une première classe qui décante très peu et qui correspond à ce qui reste en suspension au-delà de 200 min.
- Une seconde classe qui présente des cinétiques de dépôt plus rapides.

Il faut caractériser à présent ces deux classes de matières en déterminant leur contribution à la charge initiale de la suspension et leur distribution granulométrique.

IV.5.2.1 Identification de la classe 1

La caractérisation de la première classe est la plus simple puisque les charges mesurées au-delà de 200 min restent constantes. Le dépôt étant très lent, la masse observée peut être attachée à la masse initiale de cette classe. Pour la masse, les mesures de charge relatives aux points de prélèvement sont portées sur le tableau IV.2. La concentration moyenne de la classe 1 est estimée à : $SS_1 = 33,2 \text{ mg}\cdot\text{l}^{-1}$. On notera que cette moyenne est réalisée uniquement à partir des trois derniers échantillons car la distribution granulométrique obtenue à 240 min semble conserver quelques contributions de la classe 2 (figure IV.16).

tableau IV.2 : Charges susceptibles de contribuer à la classe 1

Instants (min)	Charges totales (mg.l ⁻¹)
240	33,2
300	36
360	31
480	30,8

De la même façon, les contributions granulométriques de la classe 2 ayant disparu par décantation, les contributions granulométriques du groupe 1 peuvent être déterminées à partir de la moyenne des trois derniers échantillons.

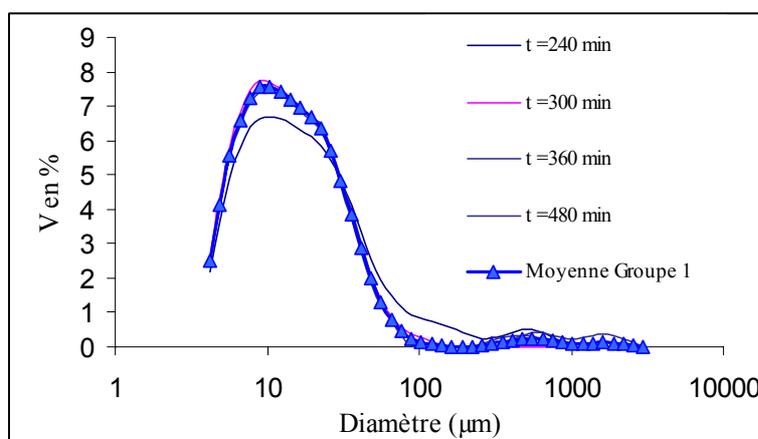


figure IV.16 : Caractérisation granulométrique de la première classe qui décante

On peut noter que les principales contributions de la classe 1 concernent la gamme des 10,5 µm comme diamètre moyen.

IV.5.2.2 Identification de la classe 2

Pour caractériser la charge de la classe 2 il faut considérer les mesures en retranchant la contribution :

$$SS_2(t) = SS(t) - SS_1$$

SS : Charge globale intégrant toutes les classes (mg.l⁻¹)

SS₁ : Charge de la première classe (mg.l⁻¹)

SS₂ : Charge de la deuxième classe (mg.l⁻¹)

On obtient donc, l'évolution temporelle de la concentration de la classe 2 représentée sur la figure IV.17.

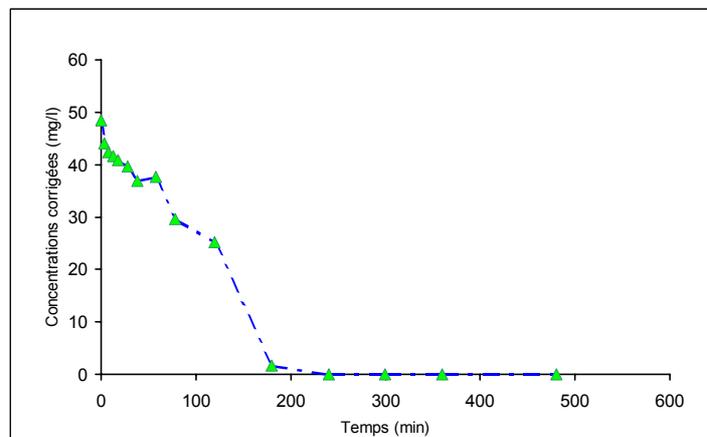


figure IV.17 : Évolution au cours du temps de la concentration de la classe 2

On corrige ensuite les courbes granulométriques en appliquant l'approximation suivante :

$$\%2_c = \frac{\%c \cdot SS - \%1_c \cdot SS_1}{SS_2}$$

% 1c et % 2c: Pourcentages en volume respectivement des classes 1 et 2

SS : Charge totale

SS₁ : Charge moyenne de la première classe

SS₂ : Charge moyenne de la deuxième classe

La figure IV.18 présente les distributions granulométriques corrigées.

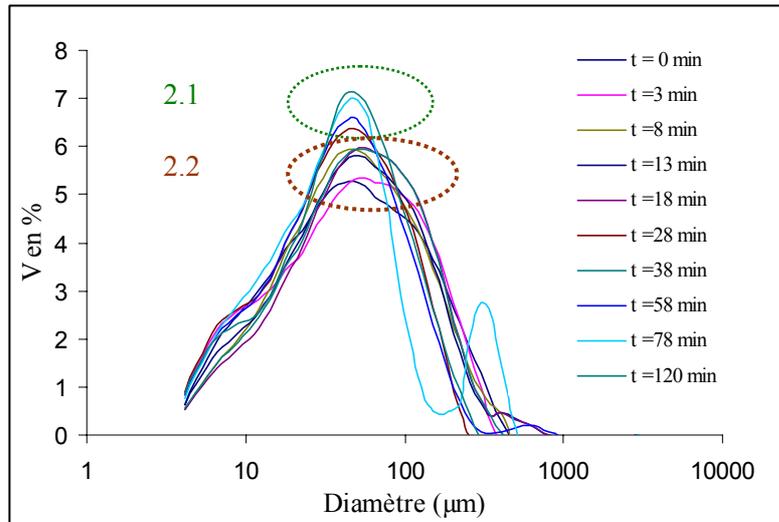


figure IV.18 : Courbes granulométriques après élimination de la classe 1

Après correction, on voit apparaître deux sous-classes : 2.1 et 2.2. Centrée sur les gammes les plus grossières, la classe 2.2 est la première à disparaître à partir de 18 min.

Pour déterminer les concentrations initiales associées aux groupes 2.1 et 2.2, on admet que la concentration de la classe 2.1 reste constante sur l'intervalle de temps $[t = 0, t = 28 \text{ min}]$. La concentration initiale de la classe 2.1 est attribuée à la moyenne des charges apparentes dans l'intervalle $[t = 28, t = 120 \text{ min}]$, présentant un semblant de plateau figure IV.18.

Avec cette hypothèse, les concentrations initiales sont :

$$SS_{2,1} = 38 \text{ mg.l}^{-1}.$$

$$SS_{2,2} = 10 \text{ mg.l}^{-1}.$$

Pour déterminer ces distributions granulométriques de chaque classe, on utilise les distributions corrigées de la classe 2. La distribution de la classe 2.1 est assimilée à la distribution moyenne des prélèvements réalisés entre 28 et 120 min (cf figure IV.19).

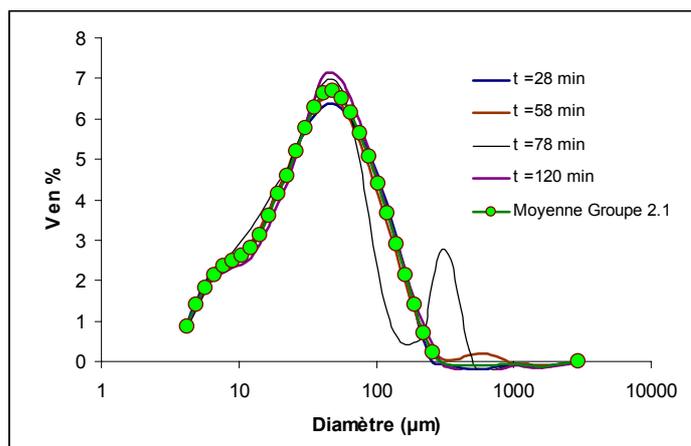


figure IV.19 : Caractérisation granulométrique de la deuxième classe ($SS_{2,1}$)

A partir de cette répartition moyenne, la caractérisation granulométrique de la classe 2.2 est réalisée en appliquant la correction suivante aux distributions précédemment corrigées :

$$\%2.2_c = \frac{\%2_c \cdot SS_2 - \%2.1_c \cdot SS_{2.1}}{SS_{2.2}}$$

$\%2.2_c$: pourcentage en volume de la classe 2.2

$\%2.1_c$: pourcentage en volume de la classe 2.1

$SS_{2.1}$: Charge initiale de la classe 2.1

$SS_{2.2}$: Charge initiale de la classe 2.2

Cette correction donne les résultats reportés sur la figure IV.20 :

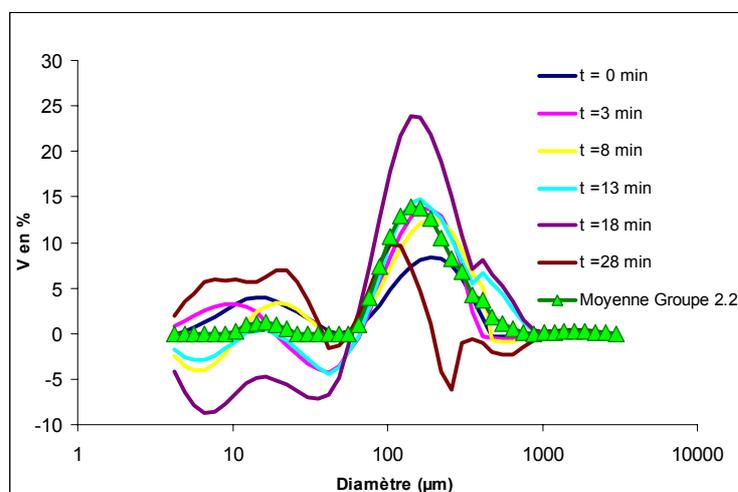


figure IV.20 : Caractérisation granulométrique de la troisième classe ($SS_{2.2}$)

En résumé, l'analyse précédente a permis d'identifier 3 grands groupes de particule dans la suspension pour l'expérience BRL_C2.

Les concentrations initiales de ces groupes sont estimées à :

$$SS_1 = 33,2 \text{ mg}\cdot\text{l}^{-1}$$

$$SS_{2.1} = 38 \text{ mg/l}$$

$$SS_{2.2} = 10 \text{ mg/l}$$

La caractérisation granulométrique moyenne de ces trois groupes est présentée sur la figure IV.21.

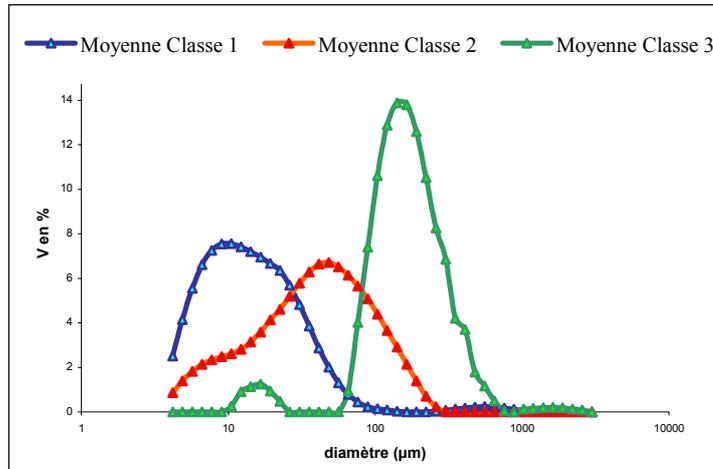


figure IV.21: Distribution granulométrique moyenne des trois classes pour l'expérience BRL_C2

IV.6 Méthode de calage modèle / expérience

Le but est d'avoir les vitesses de chute correspondant aux classes mises en évidence par la méthode d'analyse de charge précédente. Pour ce faire on procède par le calage des vitesses de chute du modèle de décantation (cf IV.3). Les paramètres de calcul sont donnés dans le tableau IV.3.

Les charges initiales des classes ainsi que les résultats expérimentaux de la charge constituent les données initiales du modèle. Le tableau IV.4 et le tableau IV.5 présentent les vitesses de chute trouvées par ajustement modèle/expérience. Pour chacune, le diamètre moyen permet d'évaluer le nombre de Reynolds de l'écoulement autour de la particule. On trouve des $Re_w < 1$, ce qui montre que l'écoulement est laminaire autour des particules. Les conditions de l'évaluation des vitesses de chute en eau calme sont donc vérifiées.

tableau IV.3: Paramètres de calcul pour le modèle de transport vertical

Hauteur de la colonne (cm)	dt (s)	dz	Z_{calcul}	T_{calcul}	Période d'enregistrement(s)
133	10	1	103	30000	30

tableau IV.4: Paramètres de calage pour la première expérience de décantation

Concentration initiales ($mg.l^{-1}$)	Vitesse de chute ($mm.s^{-1}$)	Diamètre équivalent de Stokes (μm)	Reynolds de chute
8,9	0,015	4	6.10^{-4}

tableau IV.5: Paramètres de calage pour la deuxième expérience de décantation

Concentration ($mg.l^{-1}$)	Vitesse de chute au point de mesure ($mm.s^{-1}$)	Diamètre équivalent de Stokes (μm)	Reynolds de chute Re_w
33,2	0,01	3	3.10^{-4}
38	0,075	9	$6,7.10^{-4}$
10	0,7	28	2.10^{-2}

Les vitesses de chute trouvées ici correspondent aux vitesses de chute au point de mesure (*milieu de la colonne*). L'objectif est de déterminer pour chaque classe, la vitesse de chute moyenne qui caractérise la décroissance au cours du temps de la concentration moyenne intégrée sur toute la colonne d'eau. C'est celle là que l'on doit introduire dans le code TRACE.

Pour obtenir cette concentration, il faudrait faire des mesures de charge en plusieurs points de la verticale et en calculer ensuite la moyenne. Pour éviter cette expérimentation, qui n'est pas facile à mettre en oeuvre en temps et en moyens, nous avons procédé par le calage du modèle précédent en un point puis en déduire la moyenne sur toute la hauteur d'eau.

$$\overline{SS_c}(t) = \frac{1}{h} \int_0^h SS_c(z,t) dz$$

$$\frac{d\overline{SS_c}(t)}{dt} = -\frac{\overline{w_c}}{h} \cdot \overline{SS_c}(t) \tag{équation IV.5}$$

L'équation IV.5 a pour solution analytique

$$\overline{SS_c}(t) = \overline{SS_c}(0) \cdot e^{-\frac{\overline{w_c} \cdot t}{h}} \quad \text{avec} \quad \overline{SS_c}(0) = SS_c(z,0) \forall z$$

Ainsi, la concentration initiale par classe étant connue, l'ajustement permet d'avoir des vitesses de chutes moyennes par classe de matières (figure IV.22).

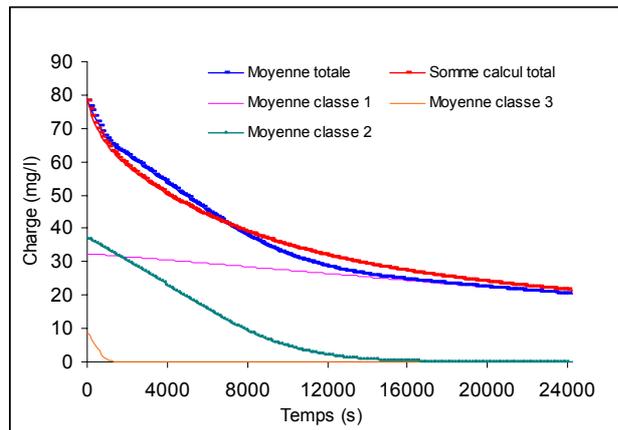


figure IV.22²⁴: Calage de la concentration moyenne sur la colonne et des concentrations moyennes par classe calculées pour l'expérience BRL-C2

Les vitesses de chute moyennes obtenues sont reportées sur le tableau IV.6

tableau IV.6 : Vitesses de chutes moyennes obtenues pour BRL-C2

Concentration (mg.l ⁻¹)	Vitesse de chute moyenne (mm.s ⁻¹)	Diamètre équivalent de Stokes (µm)
33,2	0,02	4
38	0,17	14
10	2,5	50

²⁴ L'erreur maximale entre la moyenne totale et le calcul total est 4mg/l.

IV.7 Commentaires

Pour la première expérience BRL_C1, une seule classe granulométrique est mise en évidence par l'observation de la variation de la charge et de la granulométrie à différents instants de prélèvement. En effet, les particules décantent lentement même en eau calme.

Pour ce qui est de la deuxième expérience BRL_C2, trois classes de particules ont pu être caractérisées par l'analyse de charge et de la granulométrie, trois vitesses de chutes moyennes leur ont été associées. Il est à signaler que la vitesse de chute de la classe la plus petite est proche de la vitesse de chute moyenne obtenue pour l'expérience BRL_C1.

Il est important de souligner également que malgré les différences de charges observées entre BRL_C1 et BRL_C2 et l'éloignement des deux points de prélèvement, les distributions granulométriques du mélange initial sont exactement les mêmes. L'observation des classes est donc fortement liée à la concentration de la suspension.

Si l'on représente en pourcentage de présence en volume des diamètres mis en évidence (4, 14 et 50 microns), on se rend compte que ces tailles appartiennent à des classes représentant respectivement 4%, 21% et 14% du volume global figure IV.23.

Cette représentation montre que la charge en matières en suspensions dans les prélèvements est constituée à 82% de sédiments cohésifs. Ceci explique aussi le bon accord trouvé entre la charge mesurée et la turbidité enregistrée. Or, un diamètre moyen de quatre microns qui représente 4% du volume de matière (figure IV.23) et 40% de la charge totale mesurée initialement ne peut être vrai que si l'on suppose une surestimation d'un facteur 10 de la densité du sédiment pour déduire sa masse connaissant son pourcentage de présence dans le volume d'eau échantillonné. Cette remarque montre que l'hypothèse d'une particule sphérique qui est à la base de la loi de Stokes n'est pas toujours applicable. Certaines de nos manipulations montrent que dans le cas d'une suspension, les particules présentes ne sont pas sphériques, probablement à cause de l'effet produit par les filaments d'algues dont le poids est léger mais la taille est importante. La présence de telles particules peut aussi expliquer le temps de filtration plus long que d'habitude, en effet, une particule sphérique peut obturer quelques mailles du filtre alors qu'un filament en obture un plus grand nombre.

En conséquence, nous ne tiendrons pas compte de la représentativité en volume pour les tailles de particules déduites par la loi de Stokes, mais nous considérerons les diamètres moyens par classe représentés sur la figure IV.21, soit respectivement 10 μm , 50 μm et 140 μm , représentant respectivement 45%, 45% et 10% (figure IV.22). Ces pourcentages en volume donneraient si l'on suppose une densité constante et homogène des matières en suspension les charges respectives suivantes (36, 36 et 8 mg.l^{-1}), qui semblent plus cohérentes avec les charges initiales trouvées précédemment. Soit respectivement (33, 38 et 10 mg.l^{-1}). L'écart reste de l'ordre de 2 mg.l^{-1} .

Cette approche constitue une validation de la méthode d'estimation des charges initiales par classe.

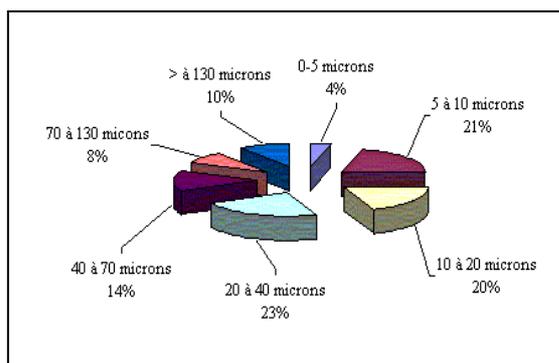


figure IV.23: granulométrie du mélange à l'instant initial pour BRL_C1 et BRL_C2

Par ailleurs, les vitesses de chute moyennes trouvées pour les deux premières classes sont en bon accord avec les vitesses de chute estimées à partir des expériences de remise en suspension présentées au chapitre III (III.8.1). Rappelons par exemple que pour BRL_1, les vitesses de chute étaient respectivement $0,03 \text{ mm.s}^{-1}$ et $0,08 \text{ mm.s}^{-1}$ pour les deux premières classes érodées et, ensuite, déposées. Les vitesses de chute que l'on trouve par l'analyse de l'expérience de décantation pour les deux premières classes sont respectivement $0,02$ et $0,17 \text{ mm.s}^{-1}$, la comparaison montre qu'avec deux expérimentations et analyses différentes, les ordres de grandeur des vitesses de chute trouvées par les deux méthodes restent cohérents.

IV.8 Processus dominants selon les vitesses de l'écoulement

Les vitesses de chute trouvées dans le chapitre IV, nous permettent d'avoir une idée sur le flux de dépôt ainsi que sur le temps nécessaire pour que les particules atteignent le fond ou soient transportées en suspension sur la longueur du canal BRL. Le tableau IV.7 et le tableau IV.8 illustrent ces différents paramètres.

tableau IV.7 Estimation du flux de dépôt et du temps nécessaire pour atteindre le fond du canal BRL à partir des vitesses de chute

Vitesse de chute (mm.s^{-1})	Hauteur (m)	Flux de dépôt ($\text{g.m}^{-2}.\text{h}^{-1}$)	Temps pour atteindre le fond (h)
0,02	3,5	2,4	$t_1 = 48 \text{ h}$
0,17	3,5	20,3	$t_2 = 6 \text{ h}$
2,5	3,5	298,5	$t_3 < 2 \text{ h}$

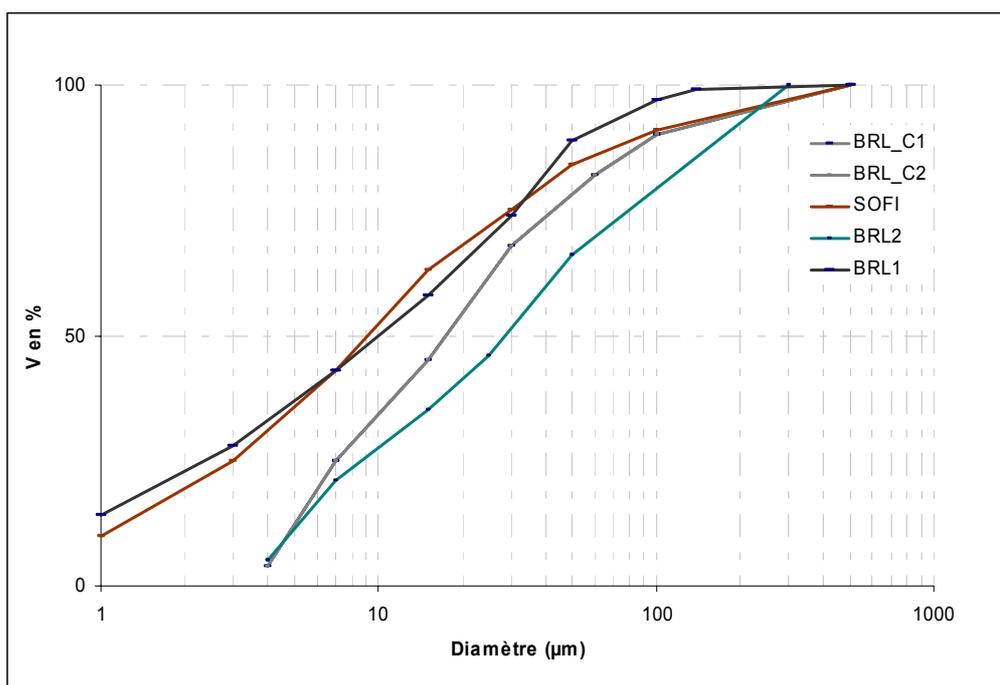
tableau IV.8 : Temps pour parcourir la longueur du canal BRL selon la vitesse de l'écoulement

Vitesse de l'écoulement (cm.s^{-1})	Temps pour parcourir 10 km (h)	Processus dominant
2	139	Dépôt
2,5	111	Dépôt
3	93	Dépôt
20	14	Transport en suspension
40	7	Transport en suspension
100	3	Transport en suspension
150	2	Transport en suspension

Pour que les trois classes soient transportées en suspension, il faut avoir une vitesse de l'écoulement de l'ordre de 20 cm.s^{-1} . Le canal BRL, connaissant des vitesses de courant très faible, de l'ordre de 4 cm.s^{-1} . On peut conclure, que le processus d'érosion n'occure que lors du dragage du canal pour évacuer les sédiments cumulés sur plusieurs mois.

IV.9 Comparaison de la granulométrie des expériences de remise en suspension et de décantation.

Pour comparer la granulométrie dans les sédiments de fond (prélèvements effectués dans le chapitre III) et celle dans la colonne d'eau (prélèvements du présent chapitre), la figure ci – dessous présente en pourcentage cumulé cette variation granulométrique entre les différentes campagnes. A l'exception de BRL2, les autres campagnes ne montrent pas une grande variabilité granulométrique, malgré leur réalisation à différents moments de l'année.



Remarque : Les courbes BRL_C1 et BRL_C2 sont confondues car elles représentent la même granulométrie.

IV.10 Conclusion du chapitre

Le système expérimental, le protocole expérimental et la méthode d'analyse mis au point et présentés dans ce chapitre donnent la possibilité de caractériser la charge d'une part et de dégager les vitesses de chute en eau calme des principales classes qui décantent d'autre part et ce, pour une charge initiale connue.

Il est fondamental de bien initialiser la charge des classes comme nous l'avons fait lors de la deuxième expérience de décantation, autrement les vitesses de chute trouvées par calage auraient été fortement influencées.

Pour la modélisation de la décantation, seule la diffusion moléculaire a été considérée. La diffusion turbulente a été négligée en supposant qu'on est situé en eau calme. En toute rigueur, l'écoulement peut être perturbé par la pompe, en effet, l'expérience BRL_C1 montre clairement que les prélèvements d'eau perturbent moins le signal du turbidimètre quand la charge en suspension est importante. Il serait opportun de déterminer une charge seuil de la suspension que, les prélèvements ne perturberaient pas.

Il serait intéressant, comme continuité à ce premier travail concernant la caractérisation des vitesses de chute par classe de particules, d'utiliser des classes distinctes de particules artificielles parfaitement sphériques, de masses volumiques et de concentrations connues, et ce, afin de vérifier la représentativité de la vitesse de chute calculée par loi de Stokes par rapport aux vitesses de chute trouvées par calage.

In fine, l'étude présentée dans ce chapitre, présente l'originalité de pouvoir caractériser les classes de particules en suspension qui décantent en eau calme à des vitesses de chutes différentes.

Dans le cadre du présent travail, seules deux campagnes de prélèvement ont été effectuées, elles ne sont donc pas suffisantes pour être représentatives de ce qui se passe sur un cycle hydrologique complet du Rhône. Une étude plus étendue sur toutes les périodes de l'année est donc nécessaire pour mieux caractériser la décantation selon les saisons et les événements. Soulignons, néanmoins, que tel n'était pas l'objectif de notre étude. La présente étude de décantation constitue en fait les bases nécessaires pour mieux évaluer et les classes et leurs vitesses de chute. Le modèle de transport vertical, développé à ce propos a montré sa capacité à mieux valoriser l'information contenue dans une expérience de décantation et aussi sa pertinence, car la prise en compte de plusieurs classes de particules améliore les prévisions de la dynamique sédimentaire en ce qui concerne le processus de dépôt.

Chapitre V Cas test de validation et application au canal Bas Rhône Languedoc

V.1 OBJECTIFS.....	V-161
V.2 COMPARAISON ENTRE LES APPROCHES MULTI-CLASSES ET GLOBALE POUR LA COLONNE D'EAU.....	V-162
V.2.1 Paramètres de la dynamique sédimentaire.....	V-162
V.2.2 Paramètres radioécologiques.....	V-162
V.2.3 Conditions initiales.....	V-163
V.2.4 Résultats.....	V-164
V.2.5 Commentaires.....	V-165
V.3 COMPARAISON ENTRE APPROCHE MULTI-CLASSES ET APPROCHE GLOBALE POUR LES SÉDIMENTS DE FOND.....	V-165
V.3.1 Paramètres sédimentaires.....	V-165
V.3.2 Paramètres radioécologiques.....	V-166
V.3.3 Résultats de la comparaison.....	V-166
V.4 DESCRIPTION DES CAMPAGNES DE PRÉLÈVEMENTS DES SÉDIMENTS DU FOND DU CANAL BRLV-168	
V.4.1 Matériels et mode opératoire.....	V-169
V.4.2 Protocole de préparation des échantillons en vue d'un mesurage par spectrométrie gamma	V-170
V.4.3 Protocole de l'analyse granulométrique.....	V-171
V.5 PREMIÈRE CAMPAGNE DE PRÉLÈVEMENTS.....	V-171
V.5.1 Interprétation des résultats granulométriques.....	V-171
V.5.2 Interprétation des résultats d'activité.....	V-172
V.5.3 Corrélations entre les deux mesures.....	V-174
V.6 DEUXIÈME CAMPAGNE DE PRÉLÈVEMENTS.....	V-175
V.6.1 Interprétation des résultats granulométriques.....	V-175
V.6.2 Interprétation des résultats d'activité.....	V-176
V.6.3 Commentaire.....	V-177
V.7 SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....	V-178
V.7.1 Paramètres hydrauliques considérés.....	V-178
V.7.2 Paramètres sédimentaires considérés.....	V-179
V.7.3 Paramètres radioécologiques considérés.....	V-180
V.7.4 Paramètres numériques considérés.....	V-181
V.7.5 Détermination de l'activité volumique entrant dans le domaine.....	V-181
V.7.6 Influence de l'historique du canal.....	V-183

V.1 Objectifs

Le but de ce chapitre est d'utiliser les différents paramètres obtenus par les expériences réalisées précédemment. Il s'agit de confirmer ou d'infirmer la nécessité de prendre en compte la présence de plusieurs classes de particules lorsque la dynamique sédimentaire est présente dans les modèles de qualité radioécologique des eaux de surface. Pour cela, nous nous placerons dans le cas d'une suspension ou d'un dépôt constitué de matières minérales, les particules seront supposées sphériques. Avec cette approche, une utilisation des coefficients d'adsorption à l'équilibre donnés par Abril et Fraga (1996) ainsi que par Al-Jundi *et al* (1993), devient possible.

Les résultats de simulation, dans des conditions hydrauliques initiales et aux limites différentes, consisteront à comparer la différence observée en temps et/ou en espace pour le calcul de l'activité dans la colonne d'eau (eau + matières en suspension) ou dans les sédiments de fond. Deux approches sont alors exploitées. Une approche multi-classes et une approche globale en prenant soin d'analyser les tendances de chaque calcul. Une application concrète du modèle au canal Bas Rhône Languedoc conclura ce chapitre.

Par souci de clarté, ce chapitre sera divisé en trois parties :

- La partie (A), sera consacrée à des tests de comparaison entre approches multi – classes et globale et ce, dans la colonne d'eau et dans les sédiments de fond. Ces tests montrent des écarts importants entre les activités massiques simulées. Ceci nous a conduit à définir un plan expérimental pour vérifier et quantifier ces tendances.
- La partie (B), explique le protocole expérimental suivi pour traiter les échantillons de sédiments de fond du canal BRL. Il s'agit de mesurer l'activité massique par spectrométrie gamma et d'effectuer des analyses granulométriques.
- La partie (C), présente les résultats de calcul avec les différents paramètres sédimentaires et radioécologiques obtenus lors de cette étude.

Partie (A)

V.2 Comparaison entre les approches multi-classes et globale pour la colonne d'eau

Pour les simulations, le choix du radionucléide s'est porté sur le Césium (Cs) qui est bien connu en radioécologie. La situation testée correspond à un cas où il y a dépôt et érosion.

V.2.1 Paramètres de la dynamique sédimentaire.

Pour l'approche multi-classes, on suppose une distribution granulométrique des sédiments sur cinq classes. Pour les deux premières, les paramètres nécessaires à l'élaboration du modèle de dynamique sédimentaire, ont été déterminés à partir d'expériences de remise en suspension de sédiments en canal de laboratoire (Chapitre III). Rappelons que ces résultats expérimentaux ont permis de caler la tension critique d'érosion, le taux d'érosion et la vitesse de chute pour les deux premières classes de particules. Pour les trois autres classes, seule la vitesse de chute peut être déterminée, en utilisant la formule de Stokes basée sur le diamètre des particules (*supposées sphériques*) (Migniot, 1982): $W_c=10^{-6}D^2$. Les paramètres sédimentaires utilisés sont rassemblés dans le tableau V.1.

tableau V.1: Paramètres du modèle de dynamique sédimentaire

Numéro de classe	D_c (μm)	W_c (mm.s^{-1})	$\tau_{ce,c}$ (N.m^{-2})	E_{0c} ($\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
1	4	0,03	0,05	0,005
2	7	0,075	0,22	0,11
3	10	0,1	-	-
4	20	0,4	-	-
5	40	1,6	-	-

Dans le cas de l'approche globale de la dynamique sédimentaire, la vitesse de chute est estimée par une moyenne pondérée par rapport à la masse totale des matières.

V.2.2 Paramètres radioécologiques.

Dans le choix des paramètres des processus d'adsorption-désorption du Césium, les résultats des travaux de Abril et Fraga (1996) ont été utilisés (figure I.6 du chapitre I)

Il est en particulier montré que le K_d dépend de la taille des particules (Chapitre I). Les valeurs de K_d pour les différentes classes sont regroupées dans le tableau V.2. Les K_d des matières en suspension et des sédiments de fond sont supposés égaux.

tableau V.2: Paramètres du modèle radioécologique (Abril et Fraga, 1996 ; Ciffroy, 1995)

numéro de classe	Kd_{SSc} ($m^3.kg_{sec}^{-1}$)	K_{SSc} (s^{-1})	Kd_{SFC} ($m^3.kg_{sec}^{-1}$)	K_{SFC} (s^{-1})
1	67	0,00053	67	0,00053
2	62	0,00053	62	0,00053
3	52	0,00053	52	0,00053
4	32	0,00053	32	0,00053
5	12	0,00053	12	0,00053

V.2.3 Conditions initiales

Les calculs sont réalisés pour un canal uniforme et présentent les variations temporelles de l'activité dans la colonne d'eau (*eau + matières en suspension*) dans une section située à 5000m du point de rejet des radionucléides.

- Pour chaque classe, la concentration initiale des matières en suspension est supposée uniforme le long du canal et égale à : $SS_{ini,c} = 100 mg.l^{-1}$.
- L'activité initiale dans les matières en suspension et les sédiments de fond est supposée nulle : $C_{SSc}^{ini}=0$, $C_{SFC}^{ini}=0$.
- Dans l'eau, on impose la condition initiale : $C_{EAU}^{ini}=100 (Bq.m^{-3})$.
- À l'entrée du canal, on considère une condition initiale $SS_{c_entrée} = 100 mg.l^{-1}$ par classe, tandis que les activités sont imposées comme suit : $C_{EAU}^{entrée}=100 (Bq.m^{-3})$, et $C_{SSc}^{entrée}=0$.
- Dans l'approche globale, les conditions sont : $SS_{ini}=500 mg.l^{-1}$, $SS_{entrée} = 500 mg.l^{-1}$, $C_{SS}^{ini}=0$, $C_{SF}^{ini}=0$, $C_{EAU}^{ini}=100 (Bq/m^3)$, $C_{EAU}^{entrée}=100 (Bq.m^{-3})$ et $C_{SS}^{entrée} = 0$.

Remarque : *c* est l'indice des classes

V.2.4 Résultats

- Situation de dépôt et érosion

Pour obtenir cette situation, on a imposé une tension de cisaillement à $0.25 N.m^{-2}$ qui déclenche une érosion pour les deux premières classes.(figure II.3 du chapitre II)

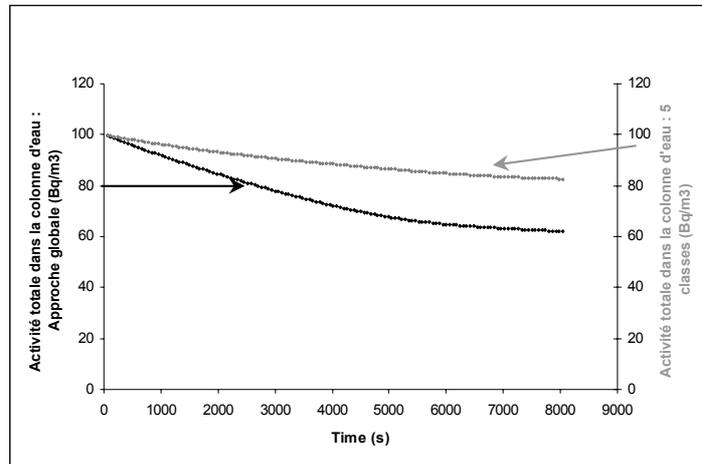


figure V.1 : Comparaison de l'activité totale dans la colonne d'eau dans un cas de dépôt/érosion pour les approches multi-classes et globale

- Situation de dépôt uniquement

Pour obtenir cette situation, on a imposé une tension de cisaillement à $0.02 N.m^{-2}$ qui est inférieure à la tension critique d'érosion de la première classe, en l'occurrence $0.05 N.m^{-2}$ pour la vase de BRL1 (Chapitre 3). De ce fait, aucune classe n'est érodée. (figure II.3 du chapitre II)

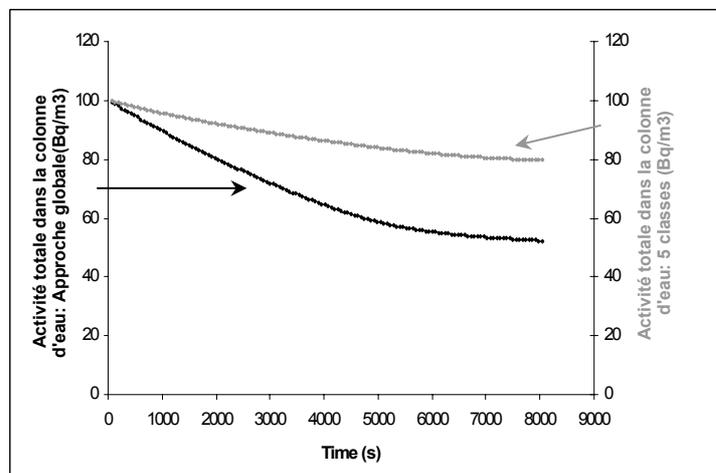


figure V.2 : Comparaison de l'activité totale dans la colonne d'eau dans un cas de dépôt pour les approches multi- classes et globale

V.2.5 Commentaires

Les résultats relatifs à ces deux situations sont présentés respectivement sur la figure V.1 et la figure V.2. Ils montrent nettement une sous-estimation de l'ordre de 20 Bq/m^3 dans l'approche globale (*soit plus de 25% en fin de calcul ici*) et justifient ainsi une approche multi-classes dans le cadre d'un modèle opérationnel qui maximalise les risques environnementaux de rejets de radionucléides.

Les résultats obtenus par les deux approches ont donc montré l'intérêt d'une modélisation multi-classes du comportement sédimentaire et radioécologique des sédiments, pour l'estimation de l'impact radioécologique de rejet de radionucléides.

Après ces cas tests d'évolution de l'activité dans la colonne d'eau, nous proposons à présent un autre cas test, pour voir cette fois-ci l'évolution dans les sédiments de fond en procédant d'une manière analogue par des comparaisons entre approches multi – classes et globale.

V.3 Comparaison entre approche multi-classes et approche globale pour les sédiments de fond

Dans le but d'évaluer la pertinence de l'approche multi-classes, celle-ci est comparée en situation de dépôt à un calcul ne prenant en compte qu'une classe globale de particules. Cette comparaison est proposée pour le Césium (Cs). Les calculs sont pour le même canal précédent et, en situation de dépôt (El Ganaoui *et al (b)*, 2001).

V.3.1 Paramètres sédimentaires

Les charges initiales sont supposées nulles dans tout le domaine. Pour chaque classe, les charges entrantes sont obtenues en supposant une densité uniforme. Les résultats en volume d'une analyse granulométrique laser sont alors reliés aux pourcentages en masse des différentes classes. Cette analyse est réalisée sur un échantillon d'eau prélevé dans le Rhône à l'entrée du canal BRL.

tableau V.3 : Paramètres sédimentaires du cas test

numéro de classe	$W_c \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$\tau_{ce,c} \text{ (N.m}^{-2}\text{)}$	$E_{0c} \text{ (g.m}^{-2}\text{.s}^{-1}\text{)}$	Charge entrante (mg.l ⁻¹)
1	0.00002	0,05	0,005	56.7
2	0.00008	0,22	0,11	17.76
3	0.0004	-	-	14.59
4	0.0027	-	-	6.11
5	0.005	-	-	4.84

V.3.2 Paramètres radioécologiques

Les conditions initiales supposent que toutes les activités sont nulles. Les activités entrantes sont fixées à l'équilibre : $C = Kd_C \cdot C_{EAU}$. Soit une activité volumique des matières en suspension

$Ac = Kd_{SSc} \cdot C_{EAU} \cdot SSc$. Les Kd du Césium relatifs aux différentes classes proviennent des résultats expérimentaux donnés par Al-Jundi (1993). En posant une activité dissoute entrante de $1Bq.m^{-3}$ les paramètres du cas test sont présentés dans le tableau V.4.

tableau V.4: Paramètres radioécologiques du cas test

numéro de classe	Kd_{SSc}	Ac entrée (Bq/m ³)
1	68	3855,6
2	30	532,8
3	20	291,8
4	10	61,1
5	10	48,4

Pour l'approche globale, les paramètres sont déterminés avec une moyenne pondérée par la masse des différentes classes.

V.3.3 Résultats de la comparaison

Les distributions spatiales des activités massiques du sédiment de fond, obtenues par les deux approches, sont présentées sur la figure V.3. L'approche globale (*courbe verte*) montre une faible variation spatiale alors que l'approche multi-classes (*courbe bleue*) fait ressortir une augmentation de l'amont vers l'aval qui peut être expliquée par l'augmentation du taux des particules fines dans la composition du sédiment.

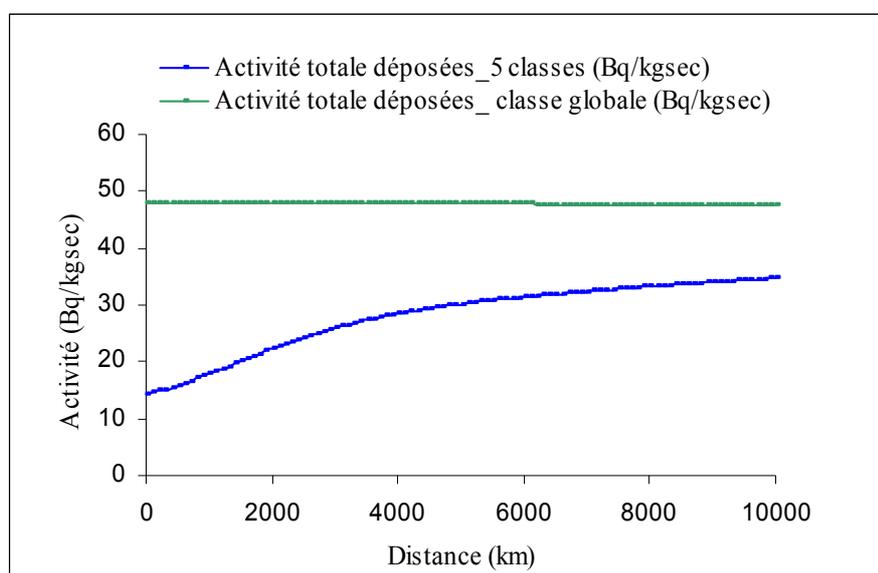


figure V.3. Comparaison de l'activité totale dans les sédiments de fond dans un cas de dépôt pour les approches multi-classes et globale

L'augmentation en activité de l'amont vers l'aval du canal simulé est liée au dépôt rapide des grosses particules qui adsorbent le moins de radionucléides et à la poursuite de transport en suspension des fractions les plus fines qui, en revanche, en adsorbent plus. Ainsi plus l'on se dirige vers l'aval du canal, plus l'activité massique déposée augmente.

Suite à ces observations relatives aux calculs d'activité massique dans les sédiments de fond, nous avons décidé de vérifier ces tendances d'une manière concrète.

Le canal BRL, présentant un bon cas test pour vérifier cette tendance, nous avons par voie de conséquence réalisé des campagnes de prélèvements des sédiments de fond. Le traitement expérimental est expliqué dans ce qui suit.

Partie (B)

V.4 Description des campagnes de prélèvements des sédiments du fond du canal BRL

Les prélèvements de sédiments de fond ont été réalisés environ tous les kilomètres sur le canal Bas Rhône Languedoc le 9 avril 2000. Le débit du Rhône enregistré à ARLES était de $3380 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

L'objectif est d'utiliser le tri granulométrique en long qui se produit naturellement dans le canal, afin d'étudier les corrélations de la constitution granulométrique et minéralogique du sédiment avec sa radioactivité massique. Pour cela, chaque échantillon (*une dizaine en tout*) a été analysé par granulométrie laser et par spectrométrie gamma.



figure V.4: Canal Bas Rhône Languedoc

La figure suivante présente les points échantillonnés, le long du canal :

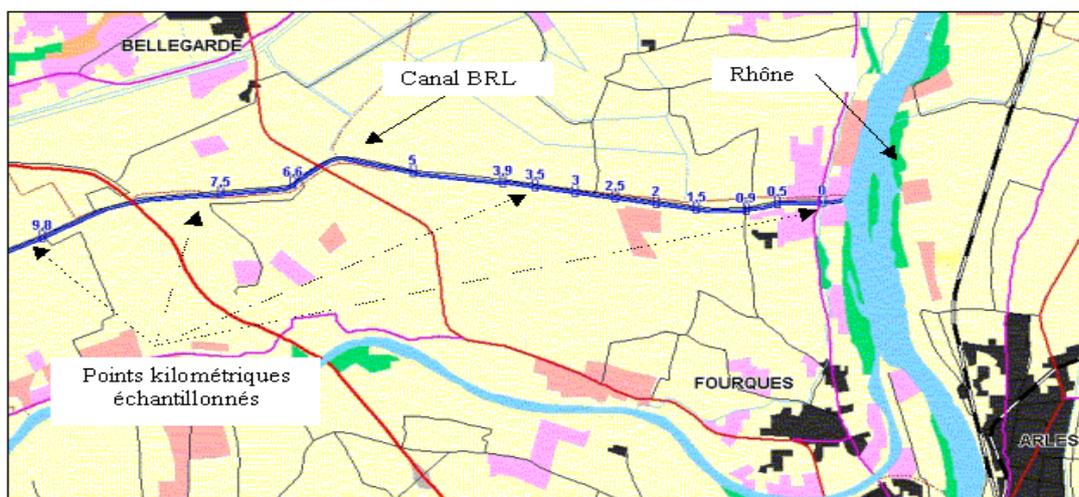


figure V.5: Points kilométriques de prélèvements de sédiments sur le canal BRL

V.4.1 Matériels et mode opératoire

V.4.1.1 Matériels

- Dragage : cône de Berthois
- Lyophilisateur
- Granulomètre Laser
- Tamis AFNOR 2 mm et 1 mm
- Balance Sartorius
- Homogénéisateur, de type TURBULA
- Géométrie de comptage : 360 ml

V.4.1.2 Mode opératoire général

Les sédiments de fond sont prélevés sur le fond de façon aléatoire dans le temps et l'espace (*échantillons discrets*). Ils sont donc représentatifs de la contamination des sédiments à un temps t , et, à un point kilométrique donné. Ces prélèvements ont été réalisés à l'aide d'une drague (*cône de Berthois*) tirée de la berge avec une corde. La drague racle le fond du canal sur une certaine longueur et une profondeur d'environ 5 cm, l'activité mesurée est alors supposée homogène sur cette couche, ce qui est cohérent avec l'approche surfacique du code TRACE. En chaque point, deux à trois prélèvements élémentaires sont effectués pour obtenir un volume global de 4 litres de sédiments. Ce volume fournit une estimation représentative des paramètres considérés au sein de l'ensemble de la matière. L'échantillon est alors disposé dans un sachet en polyéthylène qui est hermétiquement fermé, soigneusement référencé pour être transporté ensuite au laboratoire.

Le mode opératoire suivi pour le traitement de ces échantillons est illustré sur la figure V.6:

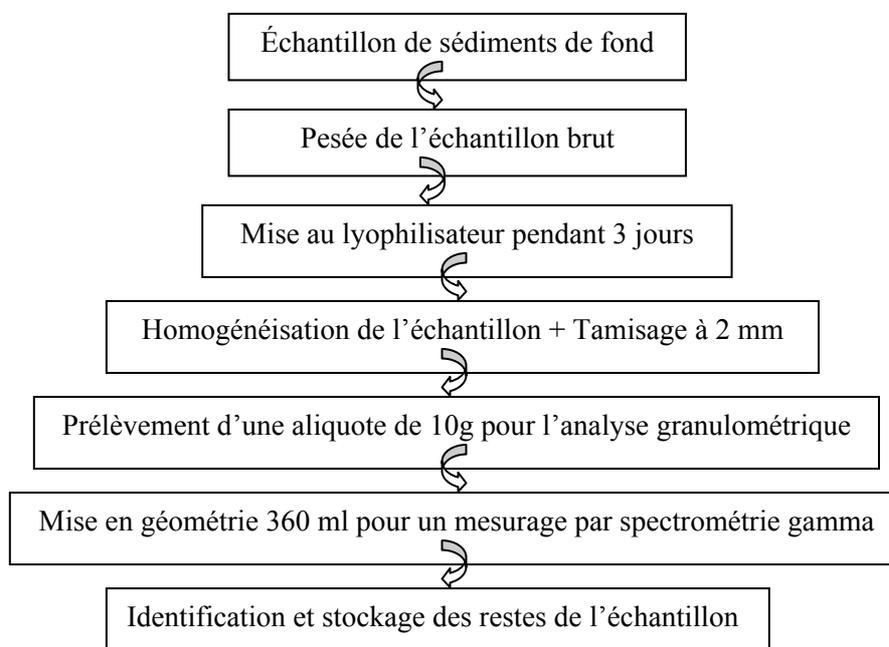


figure V.6: Mode opératoire général suivi pour le traitement des échantillons

V.4.2 Protocole de préparation des échantillons en vue d'un mesurage par spectrométrie gamma

V.4.2.1 Principe de Spectrométrie γ

La spectrométrie γ est une technique d'analyse, non destructive, permettant de mesurer la radioactivité d'un échantillon. Cette technique quantitative, est dédiée au mesurage des isotopes radioactifs se désintégrant avec émission de photons gamma. Elle permet d'identifier les différents isotopes présents dans l'échantillon et d'en exprimer les activités respectives en Becquerels.

La détection des rayonnements γ repose sur leur capacité à ioniser la matière qu'ils traversent. Ce sont ces phénomènes d'ionisation au sein d'un cristal de germanium (*diode à jonction*) qui sont transformés en impulsions électriques. Ces impulsions sont à leur tour amplifiées et comptées après codage en fonction de leur amplitude. On obtient ainsi la distribution en énergie des photons détectés (*spectre*). La qualité du rapport Signal/Bruit des installations de mesure est basée sur une efficacité élevée dans la détection du signal et une réduction du mouvement propre au niveau le plus faible possible, par l'installation du détecteur dans une cellule en plomb permettant d'arrêter tout ou partie du rayonnement naturel ambiant.

V.4.2.2 Préparation de la mesure

Avant d'effectuer une mesure par spectrométrie γ , il faut tout d'abord conditionner l'échantillon dans un flacon adapté, appelé « géométrie de comptage ». La chaîne de mesurage doit être préalablement étalonnée en énergie et en efficacité. Ceci est réalisé au moyen d'étalons certifiés comportant un mélange d'isotopes dont l'énergie et l'intensité des raies d'émissions, ainsi que les activités sont parfaitement connues. Cet étalonnage doit être réalisé pour chacune des géométries de comptage utilisées car l'efficacité de la détection varie non seulement avec l'énergie des photons gamma mais aussi avec les conditions de lecture du flacon de comptage par le détecteur (*angle solide*).

Les détecteurs utilisés pour cette mesure sont de type Germanium Hyper pur, d'efficacité relative comprise entre 10 et 50 % et d'une résolution voisine de 850 eV à 1 keV variant avec l'énergie des photons détectés. Les spectromètres sont réglés pour analyser une bande d'énergie allant de 20 keV à 2 MeV dans laquelle on trouve la quasi totalité des émetteurs gamma.

V.4.2.3 Acquisition et traitement du spectre

Le temps d'acquisition peut varier entre *180 à 3000 min* suivant les activités des isotopes recherchés.

Du spectre obtenu, on soustrait le spectre bruit de fond. Celui-ci correspond au spectre sans échantillon. En fait c'est le spectre induit par la radioactivité naturelle, tels les radionucléides appartenant aux familles radioactives de l'uranium et du thorium ainsi que le ^{40}K présents dans la chambre de détection. Une mesure de ce spectre est effectuée une fois par mois pour le mettre à jour. Le spectre net est ensuite analysé par le logiciel 'INTERWINNER'(Eurisys Mesures). Ce dernier permet d'identifier les isotopes détectés et de calculer leur activité en faisant référence à une courbe d'étalonnage en énergie, une courbe d'étalonnage en efficacité et une table d'isotope dans laquelle sont enregistrés tous les isotopes susceptibles d'être présents dans l'échantillon, avec les énergies de leur émissions photoniques et leur intensité.

V.4.3 Protocole de l'analyse granulométrique

L'échantillon d'environ 10 g de sédiments est tamisé. Le tamis est de maille carrée de 1 mm de côté. 50 ml d'eau distillée sont ensuite ajoutés à 1 à 2 g de sédiment sec dans un becher. L'échantillon est ensuite laissé au repos et au froid pendant 8 heures. Il est ensuite bien mélangé afin de conserver la meilleure représentativité des différentes fractions granulométriques. Enfin, une aliquote de ce volume est introduite dans le module d'échantillonnage du granulomètre laser pour la mesure granulométrique. Le dispositif utilisé permet d'observer une gamme de taille allant de 0,04 μm à 2000 μm avec une précision de 1% sur le diamètre médian (Charmasson, 2000).

L'analyse est réalisée sans ultra-sons. Pour plus de précision, chaque mesure est répétée deux fois.

V.5 Première campagne de prélèvements

V.5.1 Interprétation des résultats granulométriques

Les résultats obtenus dans les onze points de prélèvements sont représentés dans la figure V.7. Les modes représentent un décalage vers la gauche, partant du point kilométrique zéro vers le point kilométrique 9,8. Ceci traduit que, allant de l'amont vers l'aval du canal BRL, les sédiments sont de plus en plus fins.

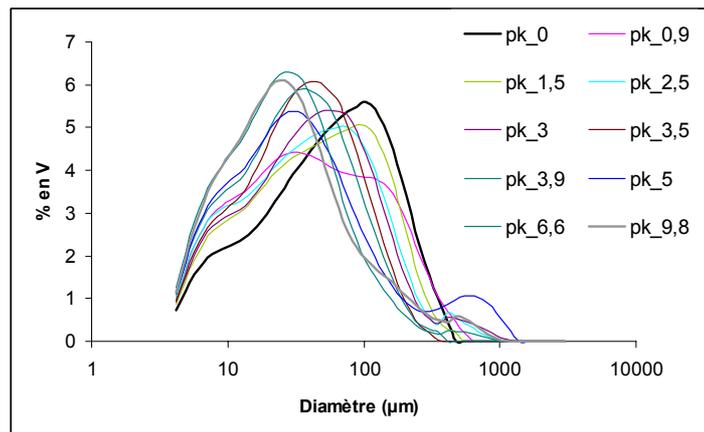


figure V.7: Courbes granulométriques au points kilométriques de prélèvement

V.5.2 Interprétation des résultats d'activité

Les résultats d'activité des sédiments de fond du canal BRL, montrent une augmentation en ^{137}Cs significative de l'amont vers l'aval. L'augmentation est d'un facteur 15 par rapport à la valeur initiale figure V.8 et tableau V.5.

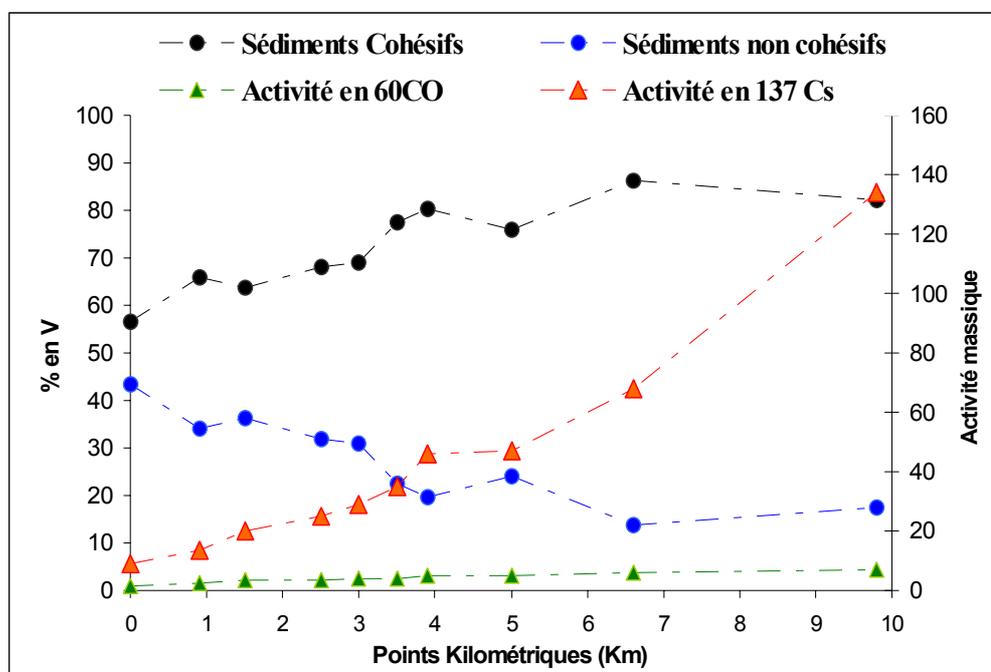


figure V.8 Évolution des activités massiques en ^{137}Cs et en ^{60}Co dans les sédiments de fond du canal BRL en fonction des points kilométriques (courbes verte et orange) et évolution parallèle du taux des sédiments cohésifs et non cohésifs en pourcentage de volume (courbes grise et bleu)

La figure V.8, montre aussi l'évolution en espace des sédiments cohésifs, de diamètre inférieur à $64\ \mu\text{m}$ et des non cohésifs dont le diamètre est supérieur à cette limite.

tableau V.5 : Activités mesurées par spectrométrie gamma en ^{137}Cs et ^{60}Co

N° Échantillon	Temps de mesure (h)	^{137}Cs			^{60}Co			Masse échantillon (g)
		Activité en Bq / Kg			Activité en Bq / Kg			
01	24	8,8	±	0,7	0,91	±	0,25	477,35
02	24	10,9	±	0,8	0,90	±	0,29	379,67
03	24	13,4	±	0,9	1,5	±	0,3	409,94
04	24	20	±	1	2,1	±	0,3	389,12
05	24	25	±	1,5	2,3	±	0,3	431,87
06	24	29	±	2	2,4	±	0,3	389,12
07	24	35	±	2	2,6	±	0,3	395,81
08	24	46	±	3	3	±	0,4	341,7
09	24	47	±	3	3,2	±	0,4	379,6
10	24	68	±	4	3,9	±	0,4	320,07
11	24	134	±	7	4,3	±	0,4	315,49

V.5.3 Corrélation entre les deux mesures

Les résultats expérimentaux obtenus sur le canal BRL (figure V.8), montrent que de l'amont vers l'aval une augmentation de l'activité massique est liée à l'accroissement du taux des particules fines. Ce comportement est en accord avec les résultats de calcul quand une approche multi-classes est considérée (figure V.3 du paragraphe V.3.3).

Pour cette première campagne, nous avons tenté néanmoins une corrélation entre l'activité mesurée et le pourcentage en sédiments cohésifs, cette corrélation est portée sur la figure V.9.

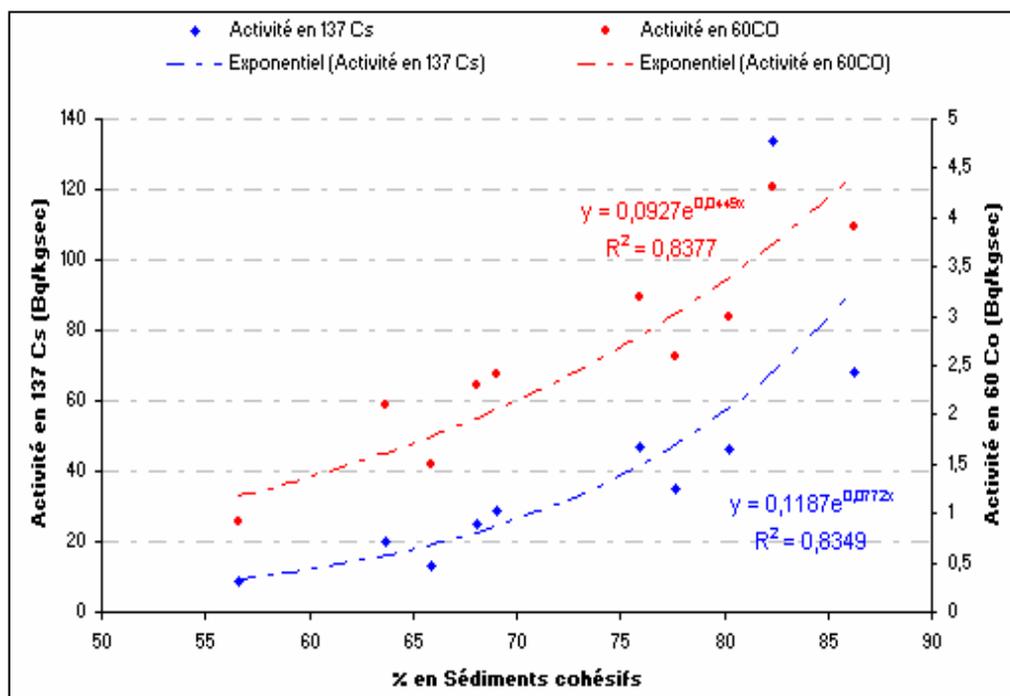


figure V.9 : Relation entre l'activité et le pourcentage des sédiments cohésifs.

Nous avons proposé suite à ces résultats, de faire une deuxième campagne équivalente en réduisant de moitié le nombre de points de mesure afin de s'assurer de la répétitivité des activités mesurées le long du canal BRL lors de la première campagne.

V.6 Deuxième campagne de prélèvements

Le 12 septembre 2001, une deuxième campagne de prélèvement de sédiments de fond a eu lieu. Cette fois-ci, le débit du Rhône était $1230 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

V.6.1 Interprétation des résultats granulométriques

L'évolution granulométrique de l'amont vers l'aval pour la deuxième campagne de prélèvement représente une évolution croissante dans le taux des sédiments cohésifs et décroissante pour les non cohésifs. La figure V.10 représente une comparaison entre les résultats de l'analyse granulométrique des deux campagnes réalisées.

On remarque que l'évolution est plus marquée dans la deuxième expérience. En effet entre les deux campagnes, il y a eu un enrichissement en quantité de matières, cela peut être expliqué par le dépôt continu des particules pendant les cinq mois de décalage entre les deux campagnes.

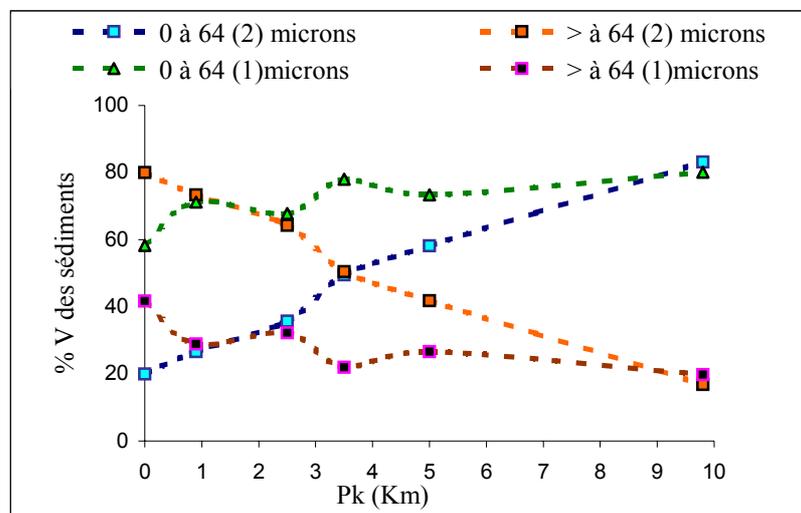


figure V.10: Variation de la granulométrie entre la première (1) et la deuxième (2) expérience

V.6.2 Interprétation des résultats d'activité

Les résultats d'activité des sédiments de fond du canal BRL, montrent une augmentation en ^{137}Cs significative de l'amont vers l'aval. L'augmentation est analogue à la première expérience.

Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau V.6 et la figure V.11.

tableau V.6: Radionucléides mis en évidence par spectrométrie gamma (deuxième campagne)

N° Échantillon	Temps de mesure (h)	^{137}Cs Activité en Bq / Kg		^{60}Co Activité en Bq / Kg		Masse échantillon. (g)
(PK0)	24	5,2	± 0,4	0,7	± 0,3	558,56
(PK0.9)	24	16	± 1	1,8	± 0,2	461,15
(PK2.5)	24	17	± 1	2,4	± 0,3	403,58
(PK3.5)	24	34	± 2	2,8	± 0,3	374,09
(PK5)	24	40	± 2	3,0	± 0,2	511,32
(PK9.8)	24	103	± 5,7	3,5	± 0,3	379,27

^{106}Rh	^{155}Eu	^{40}K	^7Be
< 3,5	< 1,2	463 ± 23	7 ± 2
< 3,5	< 1,2	483 ± 24	12 ± 2
< 3,5	< 1,2	483 ± 25	24 ± 3
3,1 ± 1,7	9,1 ± 0,7	556 ± 28	16 ± 3
5,1 ± 0,9	1,7 ± 0,4	501 ± 25	6 ± 2
6,6 ± 1,4	1,4 ± 0,4	497 ± 25	13 ± 3

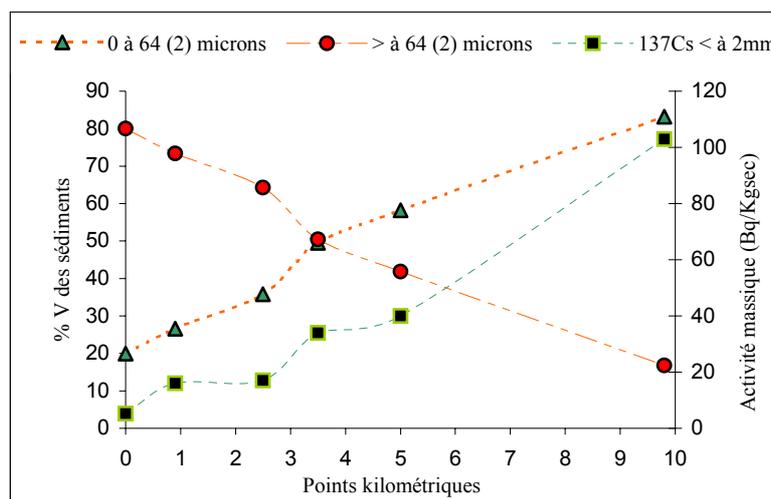


figure V.11 : Évolution des activités massiques en ^{137}Cs dans les sédiments de fond du canal BRL en fonction des points kilométriques et du taux des sédiments cohésifs et non cohésifs en pourcentage de volume (deuxième campagne)

V.6.3 Commentaire

La figure V.12, présente la comparaison des activités massiques des deux campagnes de prélèvement.

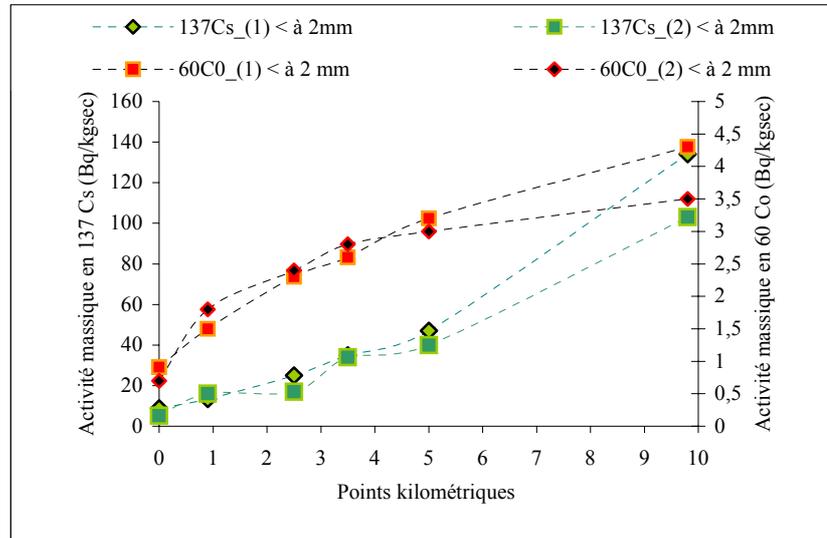


figure V.12 : Comparaison des mesures Gamma pour le ^{137}Cs et le ^{60}Co pour les première (1) et deuxième campagnes (2) de prélèvements de sédiments de fond du canal BRL

Nous remarquons, qu'entre les deux campagnes, la granulométrie des sédiments de fond du canal BRL a changé. En effet, il y a eu entre les deux campagnes un enrichissement remarquable en taux de sédiments fins (figure V.10) . En revanche, la figure V.12 montre qu'il n'y a pas eu un apport équivalent en activité massique dans les sédiments de fond. Cela montre qu'il n'y a pas eu d'apport du à l'activité dissoute qui se serait fixé sur les sédiments fins.

Partie (C)

V.7 Simulations numériques

L'objectif de ce paragraphe est d'effectuer des simulations à l'aide du code TRACE (Chapitre II) en tenant compte des paramètres géométriques et hydrauliques du canal BRL.

Un autre objectif de ce chapitre est de comparer les prédictions des activités massiques des sédiments de fond entre approche multi-classes et approche globale, afin de mettre en évidence l'intérêt de la distinction de plusieurs classes de particules dans le modèle radioécologique.

V.7.1 Paramètres hydrauliques considérés

Les paramètres géométriques ont été estimés à partir des mesures effectuées sur le terrain, il s'agit de la hauteur d'eau et de la largeur du canal.

Pour les paramètres hydrauliques, une séquence de débit journalier d'eau du canal sur une période de 5 mois en 1995 a été utilisée (Jourdeuil et Lambrechts, 1997). Cette séquence a été ensuite approchée par un polynôme d'ordre deux et intégrée dans le sous modèle hydraulique du code TRACE.

La figure V.13 présente les débits journaliers d'eau relevés au niveau de la station de Pichegu qui limite le premier canal du BRL (*canal Philippe LAMOUR*). Ces débits sont donnés sur la période du 1^{er} mai au 31 août 1995. Cette période de l'année présente l'avantage de coïncider avec la période où nous avons réalisé nos prélèvements pour :

- les expériences de remise en suspension (chapitre III)
- Les expériences de décantation (chapitre IV)
- Les expériences de mesure d'activité dans les sédiments de fond, présentées dans ce chapitre.

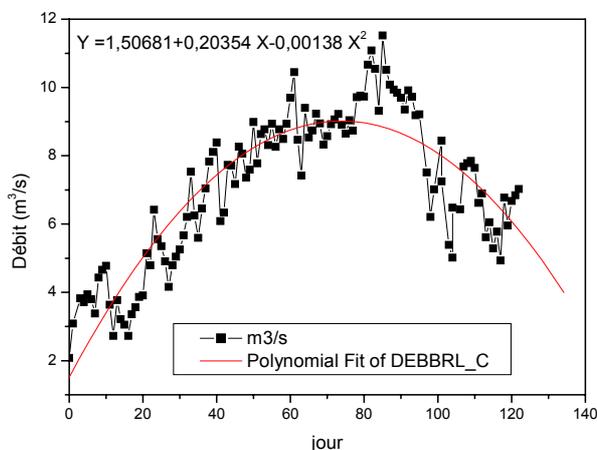


figure V.13 : Débit d'eau relevé au niveau de la station de Pichegu du 1^{er} mai au 31 août 1995, lissage par polynôme d'ordre 2.

Nous avons donc considéré ces débits pour nos simulations, en faisant l'hypothèse que les débits annuels pompés par période sont les mêmes indépendamment de l'année considérée.

Par mesure approximative, la hauteur d'eau à l'entrée du canal a été estimée à 3,5 m, la largeur à 50 m et l'angle des berges à 30 degrés.

Les différents paramètres hydrauliques sont regroupés dans le tableau V.7.

tableau V.7: Paramètres hydrauliques utilisés pour les simulations numériques

L (m)	La (m)	Fi (°)	Strickler ($m^{1/3}.s^{-1}$)	hauteur d'eau (m)
10000	35	30	60	3,5

V.7.2 Paramètres sédimentaires considérés

Pour les paramètres sédimentaires, les paramètres trouvés dans les chapitres trois et quatre ont été utilisés.

Pour le sous modèle sédimentaire du code TRACE, les paramètres d'entrée sont :

- Les vitesses de chutes,
- les charges entrantes,
- les tensions critiques d'érosion et les taux d'érosion,
- les charges initiales dans les matières en suspension et les sédiments de fond.

Pour les vitesses de chute, nous avons considéré celles déduites de l'expérience de décantation et correspondant à la charge initiale de la colonne (Chapitre IV). Cette dernière est supposée être représentative de la suspension du Rhône introduite vers le canal BRL. Ainsi, les paramètres considérés sont regroupés dans le tableau V.8 :

tableau V.8 : Vitesses de chute et charges entrantes utilisées pour les simulations numériques

Classe	Wc ($mm.s^{-1}$)	Charge entrante ($mg.l^{-1}$)
1	0,02	33,2
2	0,17	38
3	2,5	10

Pour les paramètres d'érosion, ceux trouvés dans le chapitre III ont été introduits dans le sous modèle sédimentaire. La cohérence satisfaisante trouvée entre les vitesses de chute dans la colonne de décantation et celles trouvées dans le calage du modèle EROD pour l'expérience BRL-1 (Chapitre III) a motivé notre choix pour considérer les paramètres d'érosion relatifs à cette expérience de remise en suspension pour les simulations numériques. Les paramètres considérés sont regroupés dans le tableau V.9.

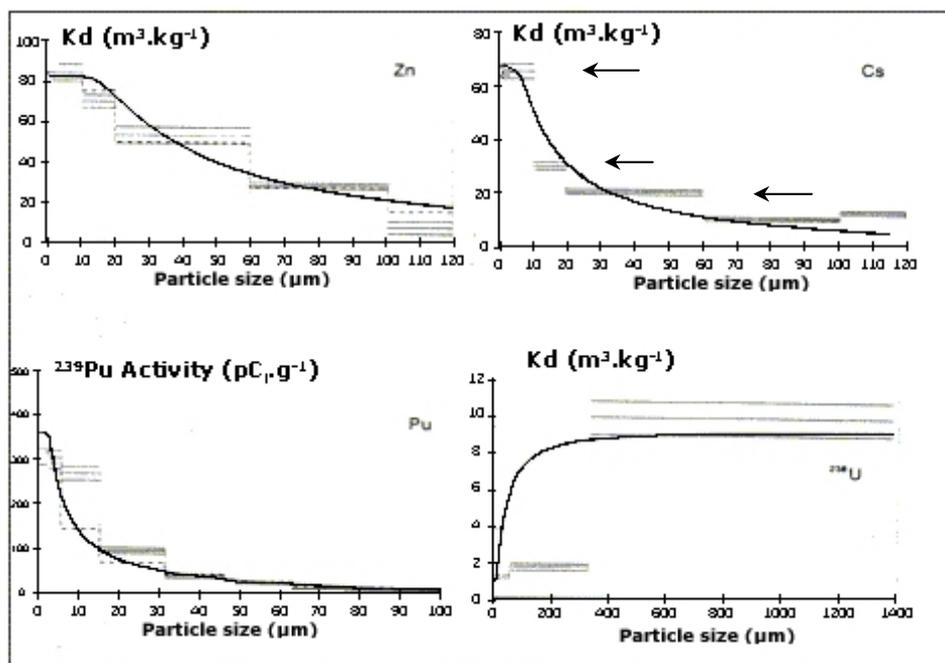
tableau V.9 : Tensions critiques et taux d'érosion utilisés pour les simulations numériques

Classe	$e_{0,c}$ ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	$\tau_{ce,c}$ ($N.m^{-2}$)
1	0,005	0,05
2	0,11	0,22
3	-	-

Enfin, les charges initiales dans les matières en suspension et dans les sédiments de fond sont considérées nulles.

V.7.3 Paramètres radioécologiques considérés

Pour les paramètres radioécologiques, nous avons considéré les Kd donnés par Al-Jundi *et al* (1993), car ils nous permettent de donner une valeur moyenne du Kd, couvrant toute une large gamme granulométrique, comme l'illustrent les flèches de la courbe ci-dessous.



En ce qui concerne les cinétiques d'adsorption/désorption, nous avons considéré une seule valeur pour toutes les classes tirée de la référence (Ciffroy, 1995). Nous avons par ailleurs fait l'hypothèse que les cinétiques d'échange dans les sédiments de fond sont très lentes, de ce fait, elles ont été considérées nulles.

ID	Kd (kg.m ⁻³)	Kc (s ⁻¹)
1	68	0,00053
2	20	0,00053
3	10	0,00053

L'activité massique des matières est supposée être à l'équilibre, comme dans le cas test (V.3.3). Les charges initiales sont supposées nulles. Les charges et les Kd étant fixés, seule l'activité dissoute peut varier d'un calcul à un autre.

Remarque : Pour les simulations avec une approche globale, les différents paramètres sédimentaires et radioécologiques ont été évalués par une pondération par rapport à la charge.

V.7.4 Paramètres numériques considérés

Les paramètres numériques sont regroupés dans le tableau V.10.

tableau V.10 : paramètres numériques pour les simulations

X (m)	Période d'enregistrement(s)	T fin (j)	dt (s)	dx (m)
9800	3600	100	50	100

V.7.5 Détermination de l'activité volumique entrant dans le domaine

L'activité volumique entrant dans le domaine doit être corrélée à l'état radiologique du Rhône. Pour cela, on considère la figure V.14 qui présente l'évolution temporelle des concentrations totales (*dissous + particulaire*) en ^{137}Cs de Janvier 1998 à Mars 1999 (Eyrolle, 2001). Cette figure indique une activité volumique moyenne d'environ $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$.

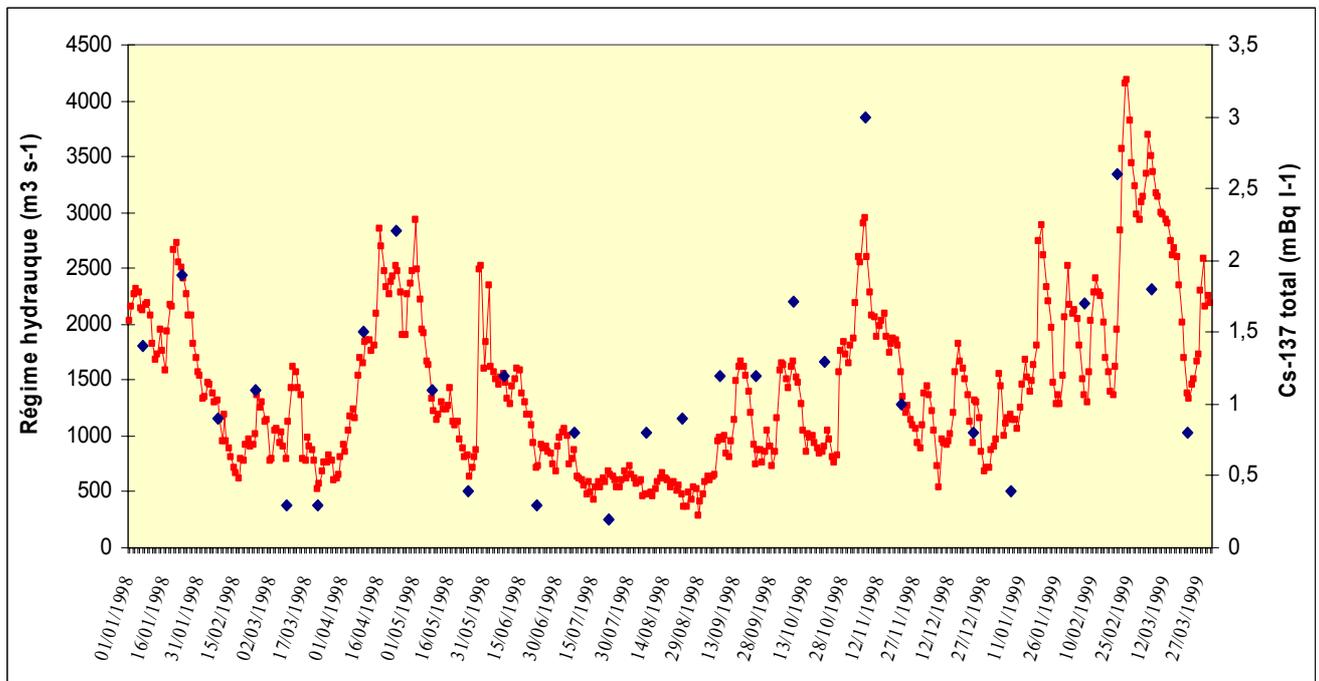


figure V.14:Évolution temporelle des concentrations totales (dissous + particulaire) en ^{137}Cs (points bleus) et des débits (Arles) (courbe rouge) de Janvier 1998 à Mars 1999 (Eyrolle, 2001).

Un premier calcul a été effectué avec cette valeur d'entrée : les résultats montrent (figure V.15, courbe en pointillés) une sous estimation des niveaux obtenus quelque soit la position longitudinale. On peut penser que cela provient du fait que ce calcul ne tient pas compte des quantités de radionucléides qui se sont déposés, par le passé, lorsque l'activité globale transportée par le Rhône était supérieure à celle d'aujourd'hui, en raison notamment du fonctionnement de l'usine de Marcoule.

Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons cherché à définir l'état d'équilibre radioécologique théorique des sédiments du canal. Pour ce faire, nous appliquons une méthode développée à

l'IRSN par le SERNAT (*communication interne avec F. Vray*). En fractionnant de manière mécanique des échantillons de sédiments, on peut provoquer artificiellement un tri semblable à celui qui se produit dans un cours d'eau en liaison avec la dynamique sédimentaire (rassemblement des particules fines près des berges par rapport au chenal par exemple). L'enrichissement artificiel réalisé est contrôlé par des analyses granulométriques. Il est ensuite établi une corrélation entre l'activité relative du ^{137}Cs dans les différentes fractions et les teneurs en argiles ($<2\mu\text{m}$) et en limons fins (2-20 μm) dans ces fractions. Ce travail a été conduit pour plusieurs échantillons collectés dans différents cours d'eau français en amont de tout site nucléaire. La relation obtenue ($R^2=0.85$, $n=23$) permet de calculer les variations de l'activité du ^{137}Cs liées exclusivement aux variations des % d'argiles et de limons fins en supposant que :

$$\text{Cs(ref)}/[1.15*\text{ARG(ref)}+0.43\text{LF(ref)}]=\text{Cs(exp)}/[1.15\text{ARG(exp)}+0.43*\text{LF(exp)}]$$

avec :

Cs(ref) : activité du ^{137}Cs dans un échantillon de caractéristiques granulométriques connues

ARG(ref) et LF(ref) : teneurs en argiles et en limons fins de cet échantillon.

Cs(exp) : activité du ^{137}Cs mesurée dans un échantillon quelconque

ARG(exp) et LF(exp) : teneurs en argiles et en limons fins mesurées pour cet échantillon (déterminées selon la norme AFNOR)

Appliquée au canal BRL, cette relation permet de calculer quelle serait l'augmentation de la radioactivité attendue le long du canal en liaison uniquement avec l'augmentation de la teneur en particules fines, en utilisant comme référence la valeur mesurée à l'entrée du canal qui, compte tenu du flux de dépôt, est probablement le point qui se met le plus vite à l'équilibre avec les conditions ambiantes.

La figure V.15 (triangles blancs) montre un bon accord entre les résultats obtenus avec cette technique et ceux donnés par le modèle. Ceci confirme l'importance de la prise en compte de l'historique du canal dans les simulations.

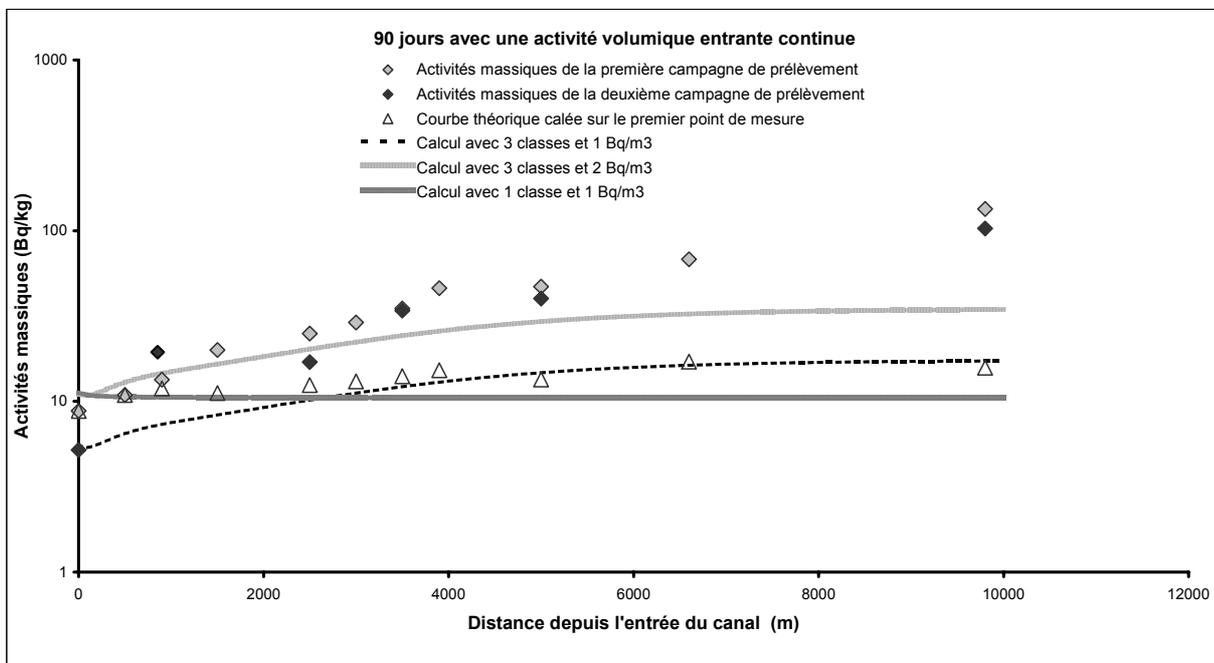


figure V.15: Caractérisation de l'état d'équilibre théorique de l'activité massique des sédiments de fond du canal

V.7.6 Influence de l'historique du canal

Pour tenir compte des conclusions précédentes, on a réalisé des calculs en prenant comme état initial une contamination massique des sédiments calculée pour une activité volumique moyenne du Rhône de 20 Bq.m^{-3} . Les résultats de ces calculs sont reportés sur la figure V.16.

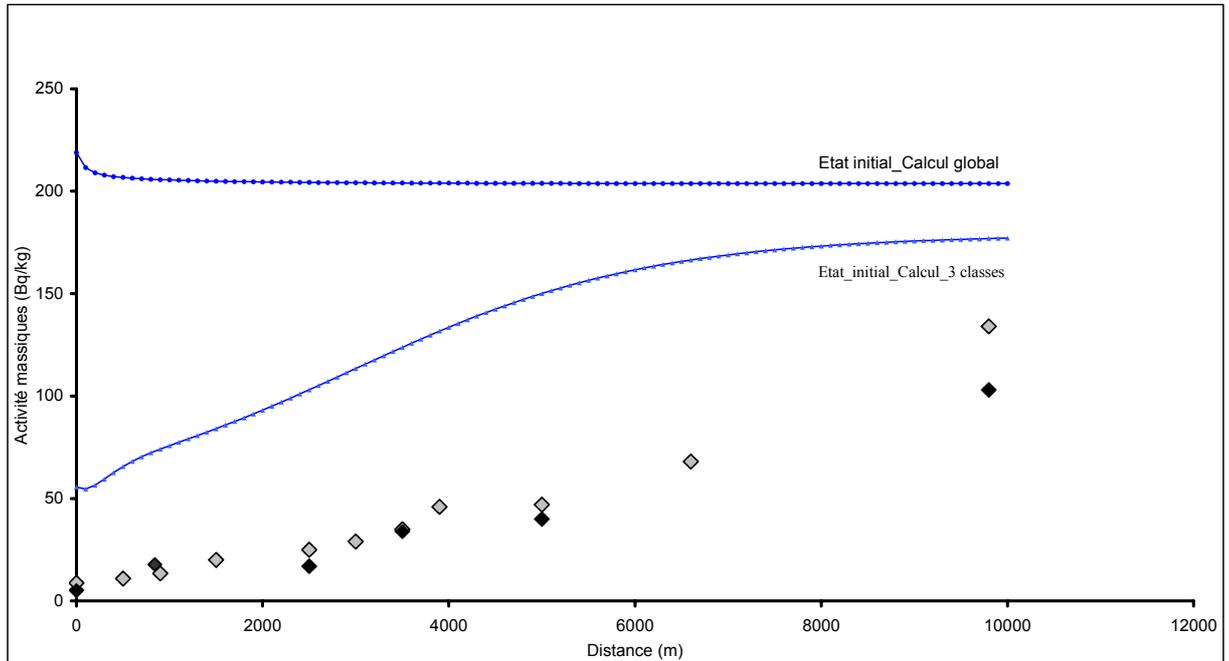


figure V.16 : Calcul de l'état initial de l'activité massique des sédiments de fond pour une activité volumique du Rhône de 20 Bq.m^{-3}

La comparaison entre l'approche globale et l'approche multi-classes, reproduit le comportement obtenu dans le cas test de la partie (A). De plus, la comparaison avec les calculs réalisés pour 1 Bq.m^{-3} (figure V.15) montre que la différence entre les deux approches est d'autant plus importante que l'activité volumique de la colonne d'eau est forte.

Sur la base de ces conditions initiales et pour les deux approches des calculs ont été réalisés sur différentes périodes avec 1 Bq.m^{-3} comme condition d'entrée (figure V.17 et figure V.18).

Il est clair que l'approche multi-classes est celle qui reproduit le mieux le comportement des résultats expérimentaux. L'approche globale ne présente pas d'évolution en activité massique de l'amont vers l'aval, alors que l'approche multi-classes montre cette tendance croissante indépendamment du rejet initial que l'on retrouve bien par les mesures *in situ*.

La simulation montre aussi que, pour retraduire la réalité à un instant donné, il n'est pas suffisant de prendre uniquement en compte l'état radioécologique actuel du cours d'eau et qu'il est nécessaire de tenir compte de son histoire sédimentaire et radioécologique.

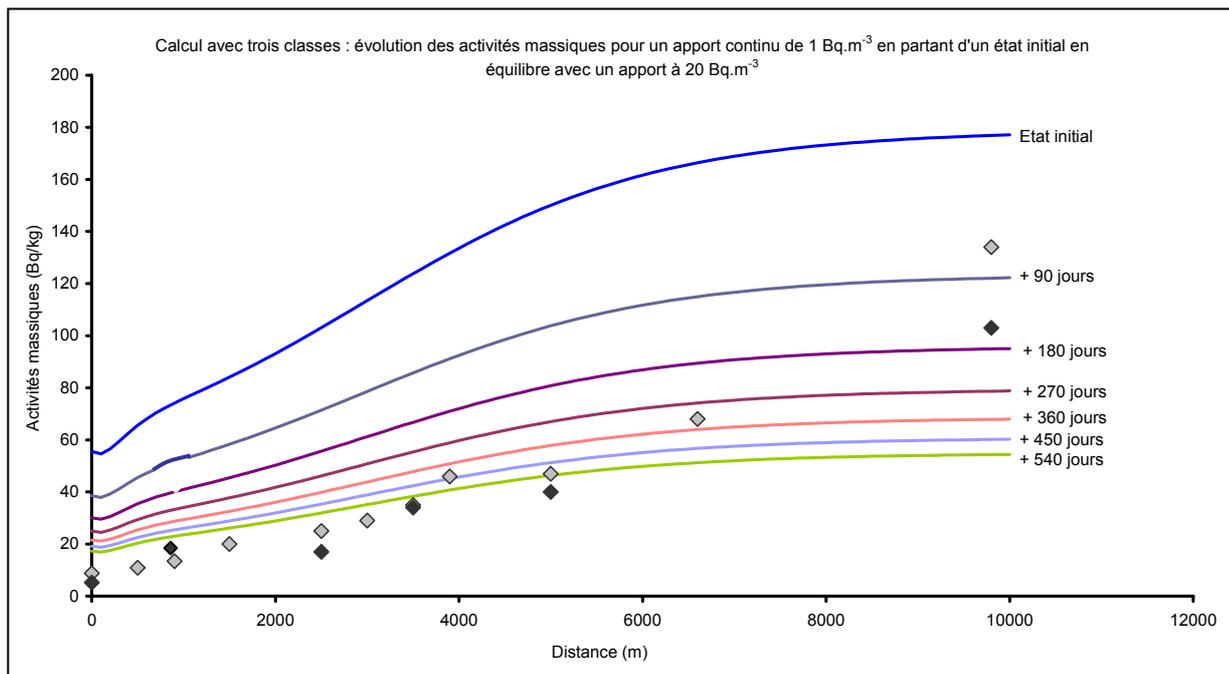


figure V.17

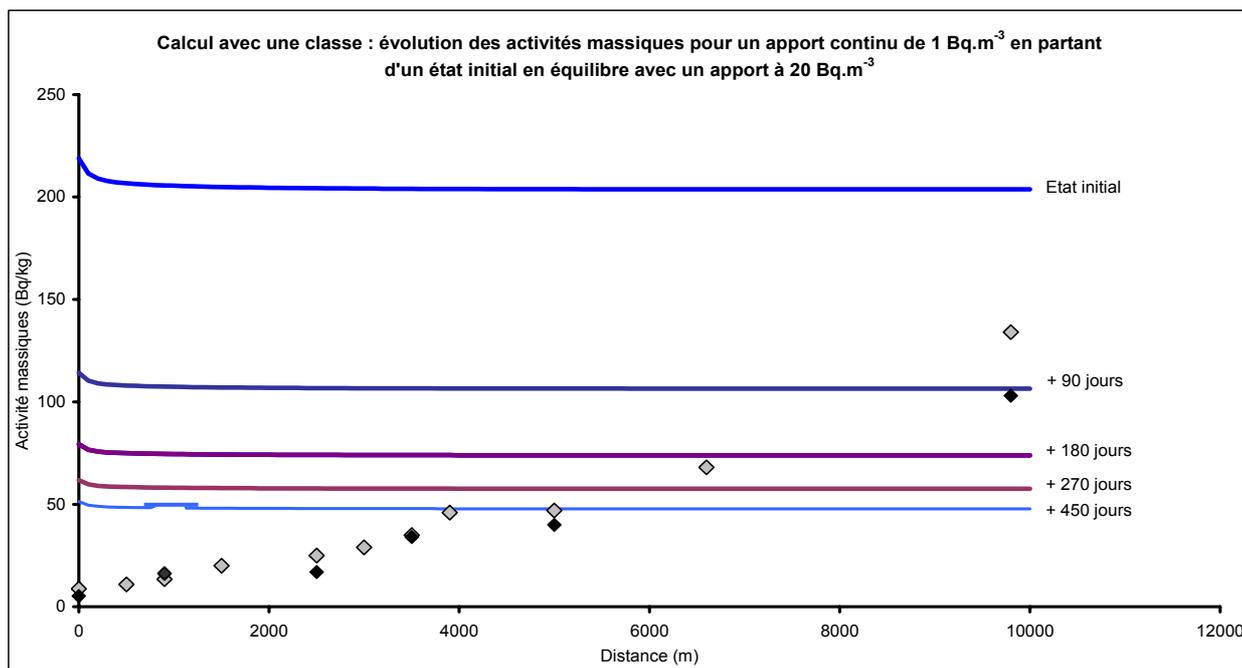


figure V.18

Chapitre VI Conclusions et perspectives

Ce travail a été présenté dans cinq chapitres, dont les objectifs et les conclusions de chacun constituaient les conditions d'entrée pour le suivant, dans la mesure où le plan du manuscrit traduit l'enchaînement organique des idées et non un plan de travail prédéfini avant le début de cette thèse.

Le premier chapitre a présenté une synthèse bibliographique enrichie de plusieurs prises de contacts avec différents laboratoires travaillant dans les domaines de l'hydraulique, la dynamique sédimentaire en milieu marin et/ou fluvial et la radioécologie. Cette synthèse a permis de mieux cerner la physique du problème et de rassembler les principales modélisations appliquées aux processus impliqués. Nous avons tout d'abord identifié le domaine commun aux trois thèmes que constituent les radionucléides, les matières et l'eau. Cette action a abouti, dans un contexte radioécologique, à l'identification et à la caractérisation des principaux processus physico-chimiques impliquant et liant ces trois compartiments. En effet, une partie des radionucléides émis par les centrales nucléaires reste sous forme dissoute, une autre partie se fixe sur les matières en suspension et sur les sédiments de fond. Ces processus de transfert sont complétés par des échanges de masse entre les matières en suspension et les sédiments. Ces échanges constituent la dynamique sédimentaire influençant les transferts des effluents liquides radioactifs dans les cours d'eau. En conséquence, dans le déroulement d'une démarche d'évaluation des transferts d'activité aux différents compartiments du milieu liquide, le caractère moteur de ces processus implique qu'ils doivent être appréhendés avec prudence et rigueur, car la multidisciplinarité des problèmes liés à l'environnement, nécessite des paramètres physiques dont l'évaluation pour la plupart est purement expérimentale. De ce fait, un travail en modélisation ne peut être conduit sans prévoir des expériences pour sa validation et sa représentativité de la réalité physique du milieu naturel étudié, en l'occurrence, les cours d'eau récepteurs de radioactivité dans notre cas d'étude.

Pour montrer l'influence de la dynamique sédimentaire sur les transferts des radionucléides dans les cours d'eau, selon les contraintes opérationnelles liées aux missions de l'IRSN et des besoins de la radioécologie, il a été choisi, en première approximation, d'opter pour une modélisation monodimensionnelle. Cette approche peut s'appliquer pour des cours d'eau dont la géométrie est simple, et en zone dite de bon mélange. Pour avoir de telles conditions, le canal Bas Rhône Languedoc a été choisi comme site atelier.

Dans ce contexte, le deuxième chapitre présente le modèle radioécologique, développé en fonction des points importants soulevés par l'étude bibliographique, le code **TRACE**. L'adsorption-désorption changeant d'une classe de particules à une autre, le modèle a été écrit de façon à intégrer la présence de ces différentes classes. Les paramètres nécessaires pour le fonctionnement des sous modèles sédimentaires et radioécologiques, nécessitaient des expérimentations in situ et en laboratoire. À ce stade, il fallait alors définir des protocoles expérimentaux et ce, pour définir les bases d'une évaluation précise des paramètres lors de l'étude d'un site donné. L'effort a porté particulièrement sur la définition des paramètres liés à la dynamique sédimentaire (*tensions critiques d'érosion, taux d'érosion et vitesses de chute*).

La caractérisation des paramètres du flux d'érosion fait l'objet du troisième chapitre. On montre en particulier que l'approche multi-classes donne des résultats satisfaisants, comparée à la globale. En effet, les résultats expérimentaux de remise en suspension sont mieux reproduits par un modèle multi-classes. Ces expériences ont été réalisées en collaboration avec le Centre Océanologique de Marseille (**COM**), dans le canal à courant dont il dispose. Deux campagnes de prélèvements des sédiments du

fond situés à l'entrée du canal **Bas Rhône Languedoc (BRL)** ont permis d'une part, de démontrer l'intérêt de distinguer la présence de plusieurs classes de particules remises en suspension, et d'autre part, de donner les limitations du présent canal à courant.

Pour ce deuxième point, nous avons procédé par une modélisation complète du canal, en tenant compte de sa géométrie, de la surface du sédiment érodé et des différents protocoles expérimentaux de l'étude. Pour ce faire, le code **EROD** a été développé spécialement à ce propos.

L'analyse de ces expériences et, particulièrement en phase de dépôt, nous a conduit à proposer un protocole expérimental pour mieux caractériser le dépôt d'une suspension en eau calme et ce, en modélisant la décantation par une équation de transport verticale écrite pour plusieurs classes de particules ; nous avons ensuite procédé par calage modèle/expérience afin de donner une vitesse de chute par classe de particules présentes initialement dans la suspension, cette étude a été détaillée dans le chapitre quatre. Les prélèvements des matières en suspension ont eu lieu dans le Rhône, juste avant l'entrée du canal **BRL**. Cette étude de décantation a permis de mettre au point un protocole expérimental pour identifier les classes de la suspension en décantation, la variation de la granulométrie induite et les vitesses de chute associées. D'une façon analogue à l'expérience de remise en suspension, un modèle de transport vertical a été développé pour analyser l'expérience de décantation.

In fine, les chapitres 3 et 4 ont constitué une sensibilisation par rapport à l'importance de la précision lors de la détermination des paramètres sédimentaires dans les modèles de qualité radioécologiques des eaux de surface. Les protocoles confirment que dans des études sédimentaires, il est important de mener un travail en modélisation parallèlement à un travail expérimental. On est d'autant plus précis, que le modèle utilise les paramètres expérimentaux relatifs au site d'étude considéré. Malheureusement, pour l'érosion, nous avons montré qu'on ne peut éroder des tailles de particules excédant 10 micromètres. Malgré tout, cette étude a motivé un projet de construction d'un canal à courant plus adapté aux conditions hydrauliques rencontrées dans les cours d'eau. En revanche, on est capable de bien caractériser le dépôt via la vitesse de chute et la charge de la suspension.

Les différents paramètres trouvés ont été utilisés dans le chapitre 5 afin de faire des études de sensibilité portant principalement sur la comparaison entre des simulations avec une approche multi-classes et une approche globale. Pour les paramètres radioécologiques, nous avons utilisé des formulations et des données expérimentales de travaux antérieurs. Ces travaux ont mis en évidence la variation du taux d'adsorption en fonction de la taille des particules, mais ils n'ont pas évoqué l'importance d'adapter les modèles radioécologiques intégrant la dynamique sédimentaire à cette variation. Cette dynamique risque d'influencer l'activité et dans la colonne d'eau et dans les sédiments de fond. Ce sont ces deux points sur lesquels nous avons insisté dans les tests de validation ; en choisissant comme radionucléides, le ^{137}Cs . Nous montrons que dans les deux situations, dépôt uniquement ou dépôt / érosion, l'activité totale dans la colonne d'eau (*eau + matières en suspension*), est sous estimée quand une approche globale est utilisée. Concernant l'activité massique dans les sédiments de fond, les simulations ont montré une tendance croissante de l'activité dans les sédiments de fond avec une approche multi-classes, alors qu'une approche globale ne montre pas d'évolution remarquable.

Suite à la simulation de l'évolution spatiale de l'activité massique dans les sédiments de fond, nous avons opté pour un essai concret sur le terrain. Pour ce faire, deux campagnes de prélèvements des sédiments de fond ont été réalisées, dans les dix premiers kilomètres du canal **BRL**. La première était pour corrélérer l'évolution dans les sédiments de fond du canal de la granulométrie et de l'activité en radioéléments mis en évidence par une spectrométrie gamma sur l'échantillon global, et aussi pour voir la tendance en activité mesurée de l'amont vers l'aval du canal BRL. La deuxième campagne avait pour but de comparer les résultats des deux campagnes (*en granulométrie et en spéciation gamma*).

Une simulation, avec une paramétrisation plus fine du canal, tenant compte de ses caractéristiques hydrauliques, sédimentaires et radioécologiques conclut ce travail en montrant que les prédictions numériques vont dans le même sens que les résultats expérimentaux, quand la dynamique sédimentaire est prise en compte dans les modèles radioécologiques avec son caractère multi-classes. Une approche globale ne montre pas de variation dans l'activité massique dans les sédiments de fond, alors qu'une approche multi-classes, montre bien la tendance de l'activité à augmenter de l'amont vers l'aval, car le tri granulométrique, qui se produit naturellement, est pris en compte dans le sous modèle sédimentaire du code TRACE.

Ce travail confirme donc la nécessité de prendre en compte la dynamique sédimentaire dans l'étude de l'impact radioécologique sur les hydrosystèmes fluviaux. Une prise en compte avec une approche globale n'est pas suffisante, car nous avons montré explicitement que l'approche multi-classes traduit mieux les résultats expérimentaux.

Avec les résultats obtenus, l'objectif fixé initialement est atteint. Le présent travail laisse plusieurs perspectives pour sa poursuite dont nous pouvons relever les principales :

- Faire une étude de l'évolution en charge, granulométrie et activité dans les sédiments de fond sur un cycle annuel du canal.
- Améliorer le protocole expérimental de remise en suspension afin d'éroder une épaisseur plus importante de la surface de la carotte.
- Intégrer un modèle de consolidation dans le sous modèle sédimentaire du code TRACE.
- Mettre au point des protocoles expérimentaux pour évaluer des coefficients d'adsorption à l'équilibre par classe de matière.
- Orienter le code TRACE vers une modélisation bidimensionnelle horizontale (*pour étudier les lacs, les barrages, des rivières avec des coudes, et des zones d'eaux mortes...*) dans un premier temps et effectuer des comparaisons avec les résultats actuels.

Références bibliographiques

Adachi, Y. and Tanaka, Y., 1997 : "Settling velocity of an aluminium-kaolinite floc". *Water Res.*, 31 (3), pp 449-454.

Abril, J. M. and Fraga, E., 1996 : "Some Physical and Chemical Features of the Variability of Kd Distribution Coefficient for Radionuclides". *Journal of Environmental Radioactivity*, 30 (3), pp 253-270.

Association Française de NORmalisation, 1994 : "Hydrométrie, chenaux et réservoirs". A. F. N. O. R. Recueil des normes françaises.

Alexis, A. ; Bassoullet, P. ; Le Hir, P. et Teisson, C., 1992 : "Consolidation of soft marine soils : Unifying theories, numerical modeling and in situ experiments". *Coastal Engineering* chapter 226.

Albrecht, A., 1998 : "The behaviour of nuclear reactor derived metallic radionuclides in the aquatic system of switzerland". Swiss Federal Institute for Environmental Science and Technologie EAWAG. ISBN: 3-906484-19-X.

Al-Jundi, J. ; Randle. Earwaker, L. G. and West, J. R., 1993 : "Factors influencing the uptake of heavy metals and radionuclides in the Ribble estuary". In *proc. Inland and Coastal Water Quality: Measurements and Modelling*, Environmental Physics Conference, London.

Allredge, A. L. and Gotschalk, C. C., 1989 : "Direct observations of the mass flocculation of diatom blooms: characteristics, settling velocities and formation of diatoms aggregates". *Deep-sea Research* part 2, 36, pp 223-256.

Ancelin, J. ; Guéguéniat, P. et Germain, P., 1979 : "Radioécologie marine, étude du devenir des radionucléides rejetés en milieu marin et application à la radioprotection". Édition EYROLLES, Paris.

Andreola, M. ; Cambiaghi, A. ; Gurizzan, G. ; Strobino, G. ; Bozzani, A. and Queirazza, G., 1988 : "Modelling Sediment and Radionuclide Transport in the Po River : the Cadraf Code". *Advances in environmental modelling*, Elsevier, Amsterdam, pp 313-342.

Ariathurai, C. R., 1975 : "A finite element model for sediment transport in estuaries". University of California, Davis, PhD Engineering Hydraulics, 148 p.

Ariathurai, C. R. and Krone, R. B., 1976 : "Finite element model for cohesive sediment transport". *Journal Of Hydraulics Division, ASCE*, 102 (HY3), pp 279-338.

Ariathurai, C. R. and Arulanandan, K., 1977 : "Erosion rates of cohesive soils". *Journal Of Hydraulics Division, ASCE*, 104 (HY2), pp 279-283.

Ariathurai, C. R., 1977 : "Mathematical of estuarail sediment transport". Technical Report, US Army Engineer Waterways Experiment Station, D77-12, 70 p. & annexes.

Axelos, M. A. V. ; Tchoubar, D. and Jullien, R., 1986 : "X-ray scattering functions of fractal structures: comparison between simulations and experiments". *Journal de Physique*, 47, pp 1843-1847.

Références bibliographiques

Bijker, E. W., 1968 : "Some considerations about scales for coastal models with movable bed". Delft Hydraulics Laboratory, Publ, 50.

Bonnefille, R. et Cormault, P., 1970 : "Étude expérimentale de la dynamique des sédiments fins, Port Autonome de Bordeaux". Rapport EDF/LNH T737 DHM.

Borovec, Z., 2000 : "Element in size-fractionated bottom sediment of the Elbe River in its Czech part". Aquat. Sci, 62, pp 232-251.

Boyer, P. ; Garnier-Laplace, J. ; Beaugelin-Seiller, K. ; El Ganaoui, O. et Adam, C., 2000 : "Prototype CASTEAUR : note de présentation générale". IPSN/DPRE, rapport SERLAB N°2000/017.

Boyer, P., 2001 : "Radioécologie, impact des installations nucléaires sur l'environnement". Cours INSTN

Brinkman, H. C., 1947 : "A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles". Appl. Sci. Res., A1, pp 27-34.

Buffle, J., 1988 : "Complexation reactions in aquatic systems, An analytical approach". Ellis Horwood Series in Analytical Chemistry, R. a. Chalmers, J. N. Millers (Ed.), J. Willey and Sons, New York, 692 p.

Charmasson, S. et Arnaud, M., 2000 : "État radioécologique de l'environnement marin de l'air toulonnaise, étude du comportement sédimentaire". Rapport IPSN/DPRE/SERNAT/ 2000-19.

Chellam, S. and Wiesner, M. R., 1993 : "Fluid mechanics and fractal aggregates". Water Research, 27(9), pp 1493-1496.

Ciffroy, P., 1995 : "Les échanges de radioéléments à l'interface eau-matières en suspension – Principe théorique et équations d'un modèle descriptif – Bilan des expérimentations in situ". Rapport EDF/DER/SAEE, n°HE-31/95/21.

Ciffroy, P. ; Moulin, C. and Gailhard, J., 2000 : "A model simulating the transport of dissolved and particulate copper in the Seine river". Ecological Modelling, 127, pp 99-117.

Coastal Engineering Manual, 1998 : téléchargeable à partir de l'adresse suivante : <http://www.usace.army.mil/inet/usace-docs/eng-circulars/ec1110-2-292/toc.html>

Cousteix, J., 1989 : "Turbulence et couche limite". Édition Cepadues.

Crouzeix, M. et Migniot, A. L., 1989 : "Analyse numérique des équations différentielles". Ed. Masson, Paris.

Dautray, L., 1988 : "Analyse mathématique et calcul numérique pour les sciences et les techniques". Academic press, 9.

Demailly, J. P., 1991 : "Analyse numérique des équations différentielles". Collection Grenoble Sciences.

Denis, L., 1996 : "Étude expérimentale de la remise en suspension du microphytos". CR Acad. Sci. Paris Life Sciences, 319, pp. 529-535.

- Dietrich, E. W., 1982 : "Settling Velocity of Natural Particle". *Water Resources Research*, 18 (6), pp 1615-1626.
- Djeridane, I., 1994 : "Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable". Thèse de Doctorat de l'Université d'Aix-Marseille II.
- Dyer, K. R., 1986 : "Coastal and estuarine dynamics". Ed. John Wiley and sons, 342p.
- El Ganaoui, O., 1998 : "Dynamique sédimentaire des cours d'eau, étude bibliographique et adaptation au code de radioécologie TRANSRIV". Rapport de fin d'études d'ingénieur et de DEA de mécanique des fluides, Université Aix - Marseille II.
- El Ganaoui, O., 2000 : "Transferts des effluents radioactifs dans les cours d'eau : Étude bibliographique pour la prise en compte de la dynamique sédimentaire dans les modèles de qualité radioécologique des eaux de surface". Rapport IPSN/DPRE/SERLAB N° 2000/09, 64 p.
- El Ganaoui, O. ; Boyer, P. ; Amielh, M. and Anselmet, F., 2001 (a) : "A multi-class sedimentary dynamics model to calculate erosion and deposition fluxes in fresh water rivers, application to the low Rhone region". *Proceedings of the International Association of Theoretical and Applied Limnology*, 28 (in press).
- El Ganaoui, O.; Boyer, P. ; Eyrolle, F. ; Amielh, M. et Anselmet, F., 2001 (b) : "Modélisation de l'influence de la dynamique sédimentaire sur les transferts des polluants radioactifs dans les cours d'eau". *Proceeding du 4^{ème} congrès du GRUTTE*, 22-23 Novembre 2001, Limoges, France, pp 128-131.
- Erm, L. P. and Joubert, P. N., 1991 : "Low – Reynolds – number turbulent boundary layers". *J. Fluid Mech*, 230, pp 1-44.
- Euvrard, D., 1987 : "Résolution numérique des équations aux dérivées partielles". Ed. Masson, Paris.
- Eyrolle, F., 2001 : "Projet CAROL, Exportation des radionucléides par voie fluviale: Dynamique et bilan sur le bassin rhodanien". Rapport IPSN/DPRE N° 01/26.
- Fisher, H. B. ; List, E. J. ; Imberger, J. and Brooks, N. H., 1979 : "MIXING in Inland and Coastal Waters". Academic Press, INC. (London) LTD.
- Fukuda, K. M. and Lick, W., 1980 : "The entrainment of cohesive sediments in freshwater". *Journal of Geophysical research*, 85 (C5), pp 2813-2824.
- Galland, J. C., 1996 : "Transport de sédiments en suspension et turbulence". Rapport EDF 96NV00046, collection de notes internes de la Direction des Études et Recherches.
- Galland, J. C. ; Laurence, D. et Teisson, C., 1995 : "Simulation des échanges verticaux de sédiments par un modèle de transport aux tensions de Reynolds". Rapport EDF, Numéro 95NV00044.
- Ganczarzyk, J., 1994 : "Microbial aggregates in wastewater treatment". *Water Science and Technology*, 30(8), pp 87-95.

Références bibliographiques

Gibbs, R. J., 1985 : "Estuarine flocs: their size, settling velocity and density". *Journal of Geophysical Research*, 90(C2), pp 3249-3251.

Gibson, R. E. and *al*, 1967 : "The theory of one-dimensional consolidation of saturated clays". *Géotechnique*, 17, pp 261-273.

Graf, W. H., 1993 : "Hydraulique fluviale. Écoulement non permanent et phénomènes de transport". *Traité de génie Civil de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne*. Tome 1.

Graf, W. H., 1996 : "Hydraulique fluviale. Écoulement non permanent et phénomènes de transport". *Traité de génie Civil de l'École polytechnique fédérale de Lausanne*. Tome 2.

Graf, W. H., 1984 : "Hydraulics of sediment transport". WATER RESSOURCES PUBLICATIONS P.O.BOX 2841, Littleton, Colorado 80161, U.S.A.

Guglielmi, J. L., 1982 : "Étude in situ des gradients de concentration et de rigidité initiale dans les dépôts de vases en cours de consolidation". Thèse Doctorat, Faculté Orsay.

He, Q. and Walling, D. E., 1995 : "Interpreting Particle Size effects in the Adsorption of ¹³⁷Cs and Unsupported ²¹⁰Pb by Mineral Soils and Sediments". *J. Environ. Radioactivity*, 30 (2), pp 117-137.

Hervouet, J. M., 1996 : "Présentation du système TELEMAT". Rapport EDF. HE-43/96/039/A.

Hita, A., 1996 : "CALIDO : modèle de dispersion de radionucléides en milieu fluvial". Rapport E. D. F-D. E. R.

Hwang, K. N., 1989 : "Erodibility of fine sediment in wave dominated environments". Ph.D dissertation, Coastal and Oceanographic Engineering Department, University of Florida, Gainesville, Florida.

Jankowski, J. A. and Zielke, W., 1996 : "Data support for the deep-sea mining impact modelling". Institut für Strömungsmechanik und elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.

Jensen, B. L. ; Sumer, B. M. and Fredsoe, J., 1989 : "Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers". *J. Fluid Mech*, 26, pp 265-297.

Jiang, Q. and Logan, B. E., 1991 : "Fractal dimensions of aggregates determined from steady-state size distributions". *Envir. Sci. Technol*, 25, pp 2031-2038.

Jourd'heuil, L. et Lambrechts, A., 1997 : "Radioactivité des sédiments, des matières en suspension et des eaux prélevées dans les canaux du Bas-Rhône-Languedoc". Rapport IPSN/DPRE N° 97/024.

Jullien, R. and Botet, R., 1987 : "Aggregation and fractal aggregates". World Scientific, Singapore.

Krone, B. R., 1962 : "Flume studies of the transport of sediment in estuarial shoaling processes, Final report". Hydr. Engr. and San. Engr, Res. Lab, Univ. Calif. Berkeley.

Krone, B. R., 1986 : "The Significance of aggregate properties to transport process". Departement of Civil Engineering. University of California Davis, California 95616.

- Kuijper, C. ; Cornelisse, J. M. and Winterwerp, 1989 : "Research on erosive properties of cohesive sediments". Journal of Geophysical Research, 94 (C10), pp 341-350.
- Kynch, G. J., 1951 : "A theory of sedimentation". Departement of Mathematical Physics. The University, Birmingham.
- Lang, P. et Moulin, C., 1996 : "SUBIEF 3.1. Dossier de validation". Rapport EDF.HE-43/95/055/B.
- Lascaux, P. et Théodor, R., 1987 : "Analyse numérique matricielle appliqué à l'art de l'ingénieur". Ed. Masson, Tome 2.
- Latteux, B., 1996 : "La similitude pour les modèles réduits sédimentologiques: théorie et empirisme". Rapport EDF 96NV00032.
- Lebreton, J. C., 1974 : "Dynamique fluviale". Edition EYROLLES.
- Le Hir, P., 1999 : "Aide mémoire de dynamique sédimentaire". 4^{ème} édition.
- Le Hir, P. ; Bassoullet, P. et Jestin, H., 1999 : "Écoulement stratifié dans des eaux très chargées en suspensions : le cas de la crème de vase en estuaire. Application du concept de modélisation continue, comparaison avec des mesures dans l'estuaire de la Gironde (campagne SEDIGIR)". Communication au colloque "Écoulement stratifiés et environnement". Toulouse.
- Le Normant, C. ; Peltier, E. ; Teisson, C. ; Malcherek, A. ; Markofsky, M. ; Zielke, W. et Greco, G., 1996 : "Modélisation numérique tridimensionnelle des processus de transport des sédiments cohésifs en estuaire". Rapport EDF Numéro 96NV00012.
- Le Normant, C., 1995 (a) : "Modélisation numérique tridimensionnelle des processus de transport des sédiments cohésifs en environnement estuarien". Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Le Normant, C., 1995 (b) : "Simulation à long terme avec des sédiments cohésifs dans un environnement soumis à la marée". Rapport EDF 96VN00040.
- Lepicard, R., 1993 : "Évaluations des risques de contamination liés aux sujets radioactifs en milieu fluvial". Rapport de présentation.
- Li, D. and Ganczarczyk, J., 1989 : "Fractal geometry of particle aggregates generated in water and wastewater treatment processes". Envir. Sci. Technol., 23, pp 1385-1389.
- Livens, F. R. et Baxter, M. S., 1988 : "Particle size and radionuclide levels some west Cumbrian soils". J. Environ. Radioactivity, 7, pp 1-17.
- Masliyah, J. H. and Polikar, M., 1980 : "Terminal velocity of porous spheres". Can J. Chem. Eng, 58, pp 299-302.
- Mandelkern, S. et Van Haren, L., 1996 : "Intégration du modèle RADIO dans LIDO". Rapport EDF HE-43/96/017/A.

Références bibliographiques

Mandelkern, S. et Van Haren, L., 1995 : "Note de principe, descriptif informatique et éléments de validation du modèle de traçage LIDO". Rapport EDF HE-43/94/024/A.

Matsumoto, K. et Suganuma, A., 1977 : "Settling velocity of a permeable model floc". Chem. Eng. Scie, 32, pp 445-447.

M'Chirgui, A., 1997 : "Étude expérimentale de l'hydrodynamique d'un lit fluidisé gaz-particules : analyse des instabilités et des mécanismes d'entraînement des solides". Thèse de doctorat en mécanique énergétique, Université de Provence, Aix-Marseille 1.

Migniot, C., 1982 : "Étude de la dynamique sédimentaire marine, fluviale et estuarienne". Thèse de Doctorat d'état. Paris-Sud.

Migniot, C., 1996 : "Hydrodynamique sédimentaire et érosion et sédimentation du littoral". Cours de l'ESIM

Neal, G. ; Epstein, N. and Nader, W., 1973 : "Creeping flow relative to permeable spheres". Chem. Eng. Sci, 28, pp 1865-1874.

Pannetier, R., 1980 : "Vade-Mecum du technicien nucléaire". 2ème édition, tome II, éditeur S.C.F du Bastet.

Partheniades, E., 1962 : "A study of erosion and deposition of cohesive soils in salt water". Ph.D Thesis, University of California, Berkley.

Partheniades, E., 1965 : "Erosion and deposition of cohesive soils". Journal of Hydraulics Division, ASCE, 91 (HY 1).

Peltier, E. ; Sauvaget, P. et Tanguy, J. M., 1996 : "Sisyphé : Système numérique de transport sédimentaire et d'évolution Morphodynamique". Rapport EDF Numéro 96NV00007.

Perrier, G., 1996 : "Modélisation numérique du transport des sédiments non-cohésifs sous l'action de la houle et du courant au-dessus d'un fond de ride". Rapport EDF 96NV00036.

Peyret, R., 1997 : "Introduction à la Mécanique des Fluides Numérique". École de printemps. Lalonde les Maures.

Piedra-Cueva, I. ; Mory, M. and Temperville, A., 1997 : "A Race-Trak Recirculating Flume For Cohesive Sediment Research". In Journal of Hydraulic Research, 35.

Pradoto, S., 1984. : "Influence des actions hydrodynamiques sur la remise en suspension des matériaux fins". Thèse Doctorat Orsay-Paris Sud.

Rivière, A., 1977 : "Méthodes granulométriques, techniques et interprétation". Paris, Masson.

Rogak, S. N. and Flagan, R.C., 1990 : "Stokes drag on self-similar clusters of spheres". J. Colloid Interface Sci., 134, pp 206-218.

- Rouas, G., 1996 : "Étude et modélisation par éléments finis des processus hydrosédimentaires estuariens". Thèse doctorat. Université de Compiègne.
- Schaaff, E., 1999 : "Remise en suspension des sédiments du Golf du Lion : Expériences et Modélisation". Rapport de DEA. Université de la Méditerranée.
- Schiestel, R., 1993 : "Modélisation et simulation des écoulements turbulents". Édition HERMES, Paris.
- Siclet, F. ; Bouchard, J. P. et Hita, A., 1996 : "Détermination des vitesses de chute de matières en suspension par mesure du profil de concentration". Rapport EDF Numéro 96NV00002.
- Simpson, W. R., 1982 : "Particulate matter in the ocean-samplings methods, concentration, size distribution and particle dynamics". *Oceanogr. Mar. Biol. An. Rev.*, 20, pp 119-172.
- Sheng, Y. P., 1983 : "Mathematical modeling of three dimensional coastal currents and sediment dispersion : model development and application". US Army Engineer Waterways Experiment Station, Thechnical report cerc 83-2, 219 p.
- Sheng, Y. P. and Viollet, P. L., 1989 : "Modeling of the effect of suspended stratification on bottom exchange processes". *Journal of Geophysical Research*, 94 (C10), pp 429-444.
- Sutherland, D. N. and Tan, C. T., 1970 : "Sedimentation of a porous sphere". *Chem. Eng. Scie*, 25, pp 1950-1951.
- Syvitski, J. P. M. ; Asprey, K.W. and Leblanc, K. W. G., 1995 : "In-situ characteristics of particles settling within a deep-water estuary". *Deap-sae Recherche part2*, 42 (1), pp 223-256.
- Tambo, N. and Watanabe, Y., 1979 : "Physical characteristics of flocs I : The floc density function and aluminium floc". *Water Research*, 13, pp 409-419.
- Tanguy, J. M., 1991 : "Modélisation du transport solide par les courants à l'aide de la méthode des éléments finis". Thèse de doctorat, Université LAVAL.
- Teisson, C., 1996 : "Revue de modèles de transport des sédiments cohésifs". Rapport EDF 96NV00047, collection de notes internes de la Direction des Études et Recherches.
- Thill, A., 1999 : "Agrégation des particules : structure, dynamique et simulation. Application au cas d'un écoulement stratifié : l'estuaire du Rhône". Thèse de doctorat, Aix-Marseille 3.
- Thill, A. ; Moustier, S. ; Aziz, J. ; Wiesner, M. R. and Bottero, J. Y., 2001 : "Flocs Restructuring during Aggregation : Experimental Evidence and Numerical Simulation". *Journal of Colloid and interface Science*, 243, pp 171-182.
- Van Rijn L. C., 1986 : "Mathematical Modeling of Suspended Sediment in Nonuniform Flows". *Journal of Hydraulic Engineering*, 112 (06), pp 433-455.

Références bibliographiques

Van Rijn, L.C., 1990 : "Principles of fluid flow and surface waves in rivers, estuaries, seas and oceans". Aqua publications. p. o. Box 9896 Amsterdam.

Van Rijn, L. C., 1993 : "Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas". Aqua Publications.

Vatan, A., 1967 : "Manuel de sédimentologie". Édition TECHNIP.

Villaret, C., 1987 : "Étude expérimentale et numérique des lois d'érosion pour des sédiments cohésifs". Thèse Doctorat, Université Scientifique de Grenoble.

Viollet, P. L. ; Chabard, J. P. ; Esposito, P. et Laurence, D., 1998 : "Mécanique des fluides appliquée". Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées.

Walling, D. E. and Woodward, J. C., 1992 : "Use of radiometric fingerprints to derive information on suspended sediment sources". In Erosion and Sediment Transport Monitoring Programmes in River Basins. Eds. J. Bogen. D. E. Walling & T. Day. IAHS Publ, 210, pp 64-153.

Weisner, M. R., 1992 : "Kinetics of aggregates formation in rapid mix". Wat. Res, 26, pp 379-387.

Zheleznyak, M., 1997 : "RIVTOX-one dimensional model for the simulation of the transport of radionuclides in a network of river channels". Departement of Env. Modelling - RODOS (WG4)-TN (97) 05. Darf.

Zheleznyak, M J. ; Demchenko, R.J. and Khursin, S. L., 1992 : "Mathematical modeling of radionuclide dispersion in the pripyat-Dnieper aquatic system after the Chernobyl accident". The science of the total environment.

Zyserman, J. A. and Fredsoe, J., 1994 : "Data analysis of bed concentration of suspended sediment". Journal of Hydraulic Engineering, 120 (9), pp 1021-1042.

Annexe : Principe du granulomètre Laser

La granulométrie a pour objet la détermination de la taille des particules élémentaires qui constituent les ensembles de grains de substances diverses, telles que farines, poudres, sables,... et la fréquence statistique des différentes tailles de grains dans l'ensemble étudié. La technique de la granulométrie laser utilise le principe de diffraction et de diffusion d'un faisceau laser. Qu'est-ce que la taille d'une particule et comment la déterminer ?

Lorsque l'on souhaite définir la taille d'une particule, le problème de sa forme apparaît immédiatement. En effet, une particule non poreuse parfaitement sphérique peut être caractérisée par une seule grandeur : son rayon, r . De cette valeur, il sera possible de déterminer avec exactitude : son volume, sa surface... selon la grandeur qui sera la plus pertinente pour le système étudié. Par exemple, dans le cas des catalyseurs la surface développée par les particules sera primordiale alors que dans le cas de particules magnétiques, les propriétés sont essentiellement liées au volume des particules. Mais si les particules ne sont pas sphériques, le nombre de paramètres permettant de définir la particule augmente rapidement. En effet, supposons que notre particule puisse être observée par microscopie. Cette technique nous donne une projection 2D de la particule. Si l'on souhaite toujours décrire notre particule avec un seul paramètre, il est possible de la décrire soit par la sphère de plus petit diamètre contenant la particule, soit par la sphère de plus grand diamètre inscrite dans la particule, soit dans une sphère dont la masse serait équivalente à celle de la particule.... Il est donc clair que la notion de taille devient ambiguë et il est important lors de toute détermination de bien la préciser. Une fois que la notion de taille est définie, différentes méthodes peuvent être envisagées selon la gamme de taille des particules à analyser. Ces méthodes vont de la loupe binoculaire, la microscopie optique, le tamisage,... à des méthodes plus onéreuses comme les compteurs de particules, les analyseurs automatiques d'images ou la diffraction laser. Chacune de ces méthodes a ses avantages et ses inconvénients et sera appropriée à certains types de matériau. Dans le cas de la granulométrie laser, les particules ont des tailles inférieures en général à $500 \mu\text{m}$ et supérieures à $0.15 \mu\text{m}$ pour les dispositifs les plus simples. Par conséquent, cette méthode est particulièrement adaptée à de nombreuses poudres minérales, à des émulsions de polymères...

Historique de la granulométrie laser

La théorie de Fraunhofer :

Pour l'application de cette théorie, les hypothèses suivantes sont nécessaires :

particules sphériques, non poreuses et opaques,

diamètre des particules supérieur à la longueur d'onde,

particules suffisamment éloignées les unes des autres,

mouvement aléatoire,

toutes les particules diffractent la lumière avec la même efficacité quel que soit leur taille.

Lorsqu'une particule est éclairée par un faisceau de lumière cohérente et monochromatique (FIG.1), il apparaît un motif de diffraction sous forme de franges concentriques alternativement claires et sombres (FIG.2). Selon la théorie de Fraunhofer, l'intensité du rayonnement diffracté est une fonction du rayon des particules. L'angle de diffraction, défini par le premier point d'annulation, est d'autant plus grand que les particules sont petites.

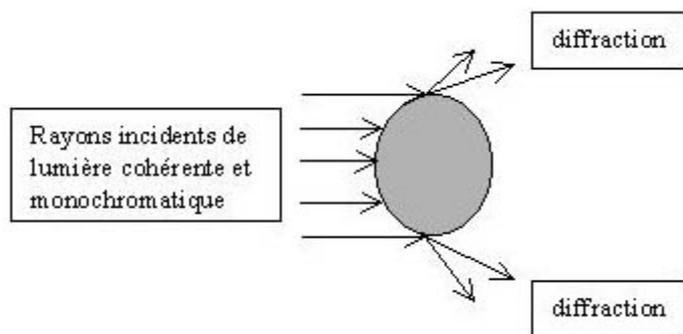


FIG.1 : Diffraction de la lumière par une particule.

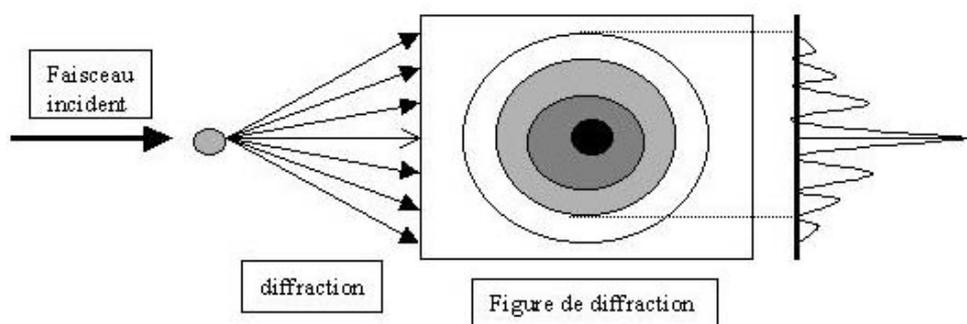


FIG.2 : Principe de la théorie de Fraunhofer.

Cette théorie constitue une bonne approximation pour des oxydes métalliques ou des particules de diamètre supérieur à 30 microns mais est complètement fautive pour des émulsions de quelques microns ou des particules solides de plus de 3 microns. Généralement, la limite de validité de cette théorie est atteinte pour des diamètres de particules de l'ordre de la longueur d'onde.

La théorie de Mie :

Dès que le diamètre des particules est très inférieur à la longueur d'onde, la technique de diffraction laser doit céder la place à la spectrométrie par corrélation de photons qui utilise les approximations de Rayleigh. Pour des particules de taille proche de la longueur d'onde utilisée, la théorie de Mie (1908) apporte une précision indispensable. En effet, la lumière laser n'est pas seulement diffractée par la particule, mais aussi réfléchi et diffusée. Cela signifie que le faisceau laser traversant la cellule d'analyse va se propager sans déflexion jusqu'à ce qu'il rencontre une particule dont l'indice de réfraction est différent de l'indice de la phase continue. Ce changement d'indice va créer une réfraction du faisceau laser. Cette partie réfractée de lumière pénétrant dans la particule va ressortir en étant toujours soumise aux phénomènes de réflexion et réfraction dus à la différence des milieux. Le faisceau lumineux va enfin arriver sur le détecteur en ayant subi plusieurs variations de son axe de propagation (FIG.3)

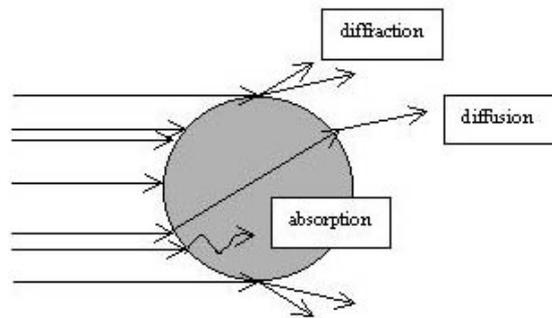
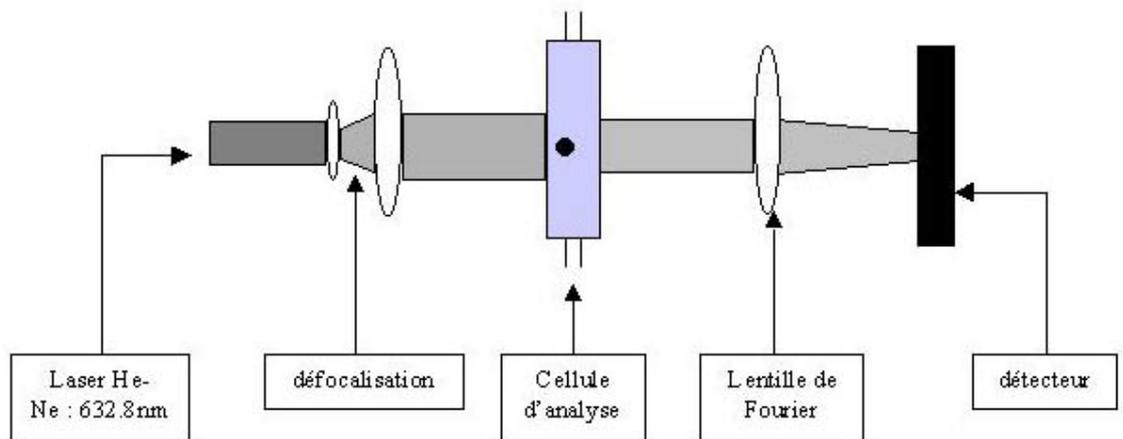


FIG.3 : Diffraction et diffusion de la lumière par une particule.

Il est alors bien évident que l'application de la théorie de Mie nécessite la connaissance des propriétés optiques des particules et du milieu de dispersion. L'indice de réfraction est un nombre complexe, sa partie réelle représente le rapport des vitesses de la lumière entre le milieu et la particule, sa partie imaginaire représente l'absorption du matériau.

Description du dispositif expérimental :



De l'intensité de sortie à l'histogramme de distribution de tailles :

Dans la plupart des cas la représentation en coordonnées rectangulaires a été choisie. Les dimensions des grains sont marquées en abscisses et les fréquences en ordonnées. Ainsi, lorsque les fréquences de chaque classe granulométrique sont représentées, un histogramme est obtenu.

Résultats obtenus :

Les dispositifs actuels permettent aisément d'observer une gamme de taille allant de 0.02mm à 2 mm avec une précision de 1% sur le diamètre médian.

Les précautions à prendre :

Lors de l'utilisation d'un granulomètre laser, il faut toujours garder en mémoire les hypothèses des théories mises en œuvres, notamment l'hypothèse des particules sphériques. Par ailleurs, de manière à valider les résultats obtenus, il est toujours préférable de les comparer à des observations en microscopie électronique.

FIGURE I.1 : SCHÉMA SIMPLIFIÉ D'UN RÉACTEUR NUCLÉAIRE À EAU PRESSURISÉE	I-16
FIGURE I.2: SCHÉMA DU PROCESSUS DE DISPERSION	I-18
FIGURE I.3 : REPÈRES D'UN ÉCOULEMENT VU DE DESSUS	I-18
FIGURE I.4 : POURCENTAGE DE FIXATION PAR RADIONUCLÉIDES POUR TROIS CLASSES DE PARTICULES	I-24
FIGURE I.5 : REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE D'UNE PARTICULE SPHÉRIQUE (ABRIL ET FRAGA, 1996).....	I-25
FIGURE I.6 : ACTIVITÉ EN FONCTION DE LA TAILLE DES PARTICULES (ABRIL ET FRAGA, 1996).....	I-26
FIGURE I.7 : COEFFICIENT DE TRAÎNÉE EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS POUR DIFFÉRENTS COEFFICIENTS DE FORME (ALBERTSON, 1953 CITÉ PAR TANGUY, 1991).....	I-29
FIGURE I.8: LIMITE ENTRE PHASE DISSOUTE ET PARTICULAIRE.....	I-31
FIGURE I.9: DIFFÉRENTS PROCESSUS HYDROSÉDIMENTAIRES	I-32
FIGURE I.10 : APPROCHES POUR LA MODÉLISATION DES FLUX DE DÉPÔT ET D'ÉROSION	I-35
FIGURE I.11: STRUCTURE DES AGRÉGATS (KRONE, 1962).....	I-37
FIGURE I.12: INFLUENCE DE LA TAILLE DES PARTICULES SUR LA VITESSE DE CHUTE (MIGNIOT, 1968).....	I-38
FIGURE I.13 : VARIATION DE LA VITESSE DE CHUTE DES FLOCS AVEC LA CONCENTRATION (MIGNIOT, 1968)	I-39
FIGURE I.14 : MOTIF EN CROIX (THILL, 1999).....	I-40
FIGURE I.15: RELATION ENTRE LA VITESSE DE CHUTE ET LA CONCENTRATION (THORN, 1970 CITÉ PAR LE HIR, 1999).....	I-41
FIGURE I.16: ÉVALUATION DES TENSIONS CRITIQUES DE DÉPÔT ET D'ÉROSION EN FONCTION DE LA VARIATION DE LA CONCENTRATION AU COURS DU TEMPS.....	I-45
FIGURE I.17: STRUCTURE TRÈS LÂCHE DE LA VASE RÉCEMMENT DÉPOSÉE, PARTHENIADES (1965).....	I-46
FIGURE I.18: STRUCTURE DE DÉPÔT APRÈS RÉARRANGEMENT DES AGRÉGATS, PARTHENIADES (1965).....	I-46
FIGURE I.19: STRUCTURE DENSE DU DÉPÔT CONSOLIDÉ, PARTHENIADES (1965).....	I-46
FIGURE I.20: REPRÉSENTATION DE LA SÉDIMENTATION EN COLONNE	I-47
FIGURE I.21: COURBE DE TASSEMENT D'UN DÉPÔT DE VASE, MIGNIOT (1968).....	I-48
FIGURE I.22: ABAQUES DE RÉGIME DE L'ÉCOULEMENT SELON LA VITESSE ET LA HAUTEUR D'EAU (GRAF, 1996) .. I-56	
FIGURE I.23 : DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT DANS LA VERTICALE (TANGUY, 1991).	I-59
FIGURE II.1: STRUCTURE DU CODE TRACE	II-79
FIGURE II.2: SECTION TRAPÉZOÏDE D'UN CANAL.....	II-80
FIGURE II.3 : PROCESSUS SÉDIMENTAIRES SELON LE FROTTEMENT	II-83
FIGURE III.1 : LE CANAL À COURANT DU CENTRE OCÉANOLOGIQUE DE MARSEILLE.....	III-101
FIGURE III.2 : LA SECTION TEST DU CANAL À COURANT.....	III-102
FIGURE III.3 : INSTALLATION EXPÉRIMENTALE ET POSITIONNEMENT DU DISPOSITIF D'ANÉMOMÉTRIE LASER DOPPLER DANS LE CANAL À COURANT	III-103
FIGURE III.4 : SCHÉMA ET REPÈRES POUR LES MESURES PAR VLD	III-104
FIGURE III.5 : SCHÉMA DE PRINCIPE OPTIQUE DE LA VLD	III-105
FIGURE III.6: MÉTHODE D'ESTIMATION DE U^* POUR 4 VITESSES DE DÉBIT DIFFÉRENTES.....	III-107
FIGURE III.7: MISE EN ÉVIDENCE DE LA ZONE LOG EN UTILISANT L'ESTIMATION DE U^*	III-108
FIGURE III.8 : RELATION ENTRE LA VITESSE DE FROTTEMENT U^* ESTIMÉE ET LA VITESSE $U_{40\text{MM}}$	III-108
FIGURE III.9: (A) : ERREUR SUR LE PROFIL DE U MOYEN ; (B) : ERREUR SUR LE PROFIL DE U' (ÉCART-TYPE) ...	III-109
FIGURE III.10 : ERREUR EN % SUR LE PROFIL DE U MOYEN ET U'	III-109
FIGURE III.11 : POINTS DE CAROTTAGE IN SITU POUR BRL 1 ET BRL 2	III-111
FIGURE III.12 : (A) VARIATION DE LA VITESSE ET DE LA TURBIDITÉ EN FONCTION DU TEMPS (BRL 1)	III-112
FIGURE III.13 : RELATION ENTRE CHARGE SS ET TURBIDITÉ BRL 1 (LA RELATION EST LA MÊME POUR BRL 2) III-112	
FIGURE III.14 : (A) : VARIATION DE LA CHARGE EN SS EN FONCTION DE LA TENSION DE FROTTEMENT (BRL 1).. III-113	
FIGURE III.15: MÉTHODE DE CALAGE POUR L'APPROCHE MULTI-CLASSES ($BRUIT\ DE\ FOND = 1,5\text{ MG/L}$) :	III-121
FIGURE III.16: APPLICATION DU MODÈLE POUR BRL 2	III-122
FIGURE III.17 : VARIATION DE LA CHARGE EN SS EN FONCTION DU FROTTEMENT (SOFI)	III-123
FIGURE III.18 : APPLICATION DU MODÈLE À L'EXPÉRIENCE SOFI.....	III-123
FIGURE III.19 : GRANULOMÉTRIE DU PREMIER CENTIMÈTRE DE FOND DANS BRL 1 (EAU DOUCE)	III-125
FIGURE III.20 : GRANULOMÉTRIE DU PREMIER CENTIMÈTRE DE FOND DANS BRL2 (EAU DOUCE)	III-126
FIGURE III.21 : GRANULOMÉTRIE DU PREMIER CENTIMÈTRE DU PRÉLÈVEMENT À LA STATION SOFI (EAU DE MER)	III-126
FIGURE III.22 : PROFILS DE POROSITÉ POUR BRL 1, BRL 2 ET SOFI	III-127
FIGURE III.23: COMPARAISON ENTRE MÉTHODE GLOBALE ET APPROCHE MULTI-CLASSES POUR BRL 1	III-128

FIGURE IV.1 : DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL PERMETTANT LA CARACTÉRISATION DE LA SUSPENSION ET DES VITESSES DE CHUTE DES CLASSES DE PARTICULES EN SUSPENSION :	IV-134
FIGURE IV.2. PROFIL DE VITESSE MESURÉE DANS LA CUVE DE DÉCANTATION	IV-135
FIGURE IV.3: MODE OPÉRATOIRE GÉNÉRAL DE L'EXPÉRIENCE DE DÉCANTATION	IV-137
FIGURE IV.4 : MAILLAGE VERTICAL DE LA COLONNE D'EAU	IV-139
FIGURE IV.5 : POINT DE POMPAGE D'EAU POUR BRL_C2	IV-141
FIGURE IV.6: ÉVOLUTION TEMPORELLE DU POURCENTAGE EN VOLUME DES SÉDIMENTS COHÉSIFS ET NON COHÉSIFS POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C1	IV-142
FIGURE IV.7 : ÉVOLUTION GRANULOMÉTRIQUE DE QUELQUES PRÉLÈVEMENTS ENTRE LE PREMIER ET LE DERNIER POINT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C1	IV-142
FIGURE IV.8: ÉVOLUTION TEMPORELLE DU POURCENTAGE EN VOLUME DES SÉDIMENTS COHÉSIFS ET NON COHÉSIFS POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-143
FIGURE IV.9: ÉVOLUTION GRANULOMÉTRIQUE DE QUELQUES PRÉLÈVEMENTS ENTRE LE PREMIER ET LE DERNIER POINT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-143
FIGURE IV.10 : DIFFÉRENCE ENTRE LES DEUX SIGNAUX DE TURBIDITÉ AVEC ET SANS PRÉLÈVEMENT DE MATIÈRES EN SUSPENSION : (A) : BRL_C1 ; (B) : EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-144
FIGURE IV.11 : CALIBRATION CHARGE TURBIDITÉ : (A) : BRL_C1 ; (B) : BRL_C2	IV-144
FIGURE IV.12 : ÉVOLUTION AU COURS DU TEMPS DE LA CHARGE AUX POINTS DE PRÉLÈVEMENT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C1	IV-145
FIGURE IV.13: (A) GROUPE GRANULOMÉTRIQUE CORRESPONDANT AUX POINTS DE PRÉLÈVEMENT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C1	IV-146
FIGURE IV.14 : ÉVOLUTION AU COURS DU TEMPS DES CONCENTRATIONS AUX POINTS DE PRÉLÈVEMENT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-147
FIGURE IV.15 : MISE EN ÉVIDENCE DE DEUX GROUPES GRANULOMÉTRIQUES CORRESPONDANT AUX POINTS DE PRÉLÈVEMENT POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-147
FIGURE IV.16 : CARACTÉRISATION GRANULOMÉTRIQUE DE LA PREMIÈRE CLASSE QUI DÉCANTE	IV-148
FIGURE IV.17 : ÉVOLUTION AU COURS DU TEMPS DE LA CONCENTRATION DE LA CLASSE 2	IV-149
FIGURE IV.18 : COURBES GRANULOMÉTRIQUES APRÈS ÉLIMINATION DE LA CLASSE 1	IV-150
FIGURE IV.19 : CARACTÉRISATION GRANULOMÉTRIQUE DE LA DEUXIÈME CLASSE (SS _{2,1})	IV-150
FIGURE IV.20 : CARACTÉRISATION GRANULOMÉTRIQUE DE LA TROISIÈME CLASSE (SS _{2,2})	IV-151
FIGURE IV.21: DISTRIBUTION GRANULOMÉTRIQUE MOYENNE DES TROIS CLASSES POUR L'EXPÉRIENCE BRL_C2	IV-152
FIGURE IV.22: CALAGE DE LA CONCENTRATION MOYENNE SUR LA COLONNE ET DES CONCENTRATIONS MOYENNES PAR CLASSE CALCULÉES POUR L'EXPÉRIENCE BRL-C2	IV-153
FIGURE IV.23: GRANULOMÉTRIE DU MÉLANGE À L'INSTANT INITIAL POUR BRL_C1 ET BRL_C2	IV-155
FIGURE V.1 : COMPARAISON DE L'ACTIVITÉ TOTALE DANS LA COLONNE D'EAU DANS UN CAS DE DÉPÔT/ÉROSION POUR LES APPROCHES MULTI-CLASSES ET GLOBALE	V-164
FIGURE V.2 : COMPARAISON DE L'ACTIVITÉ TOTALE DANS LA COLONNE D'EAU DANS UN CAS DE DÉPÔT POUR LES APPROCHES MULTI- CLASSES ET GLOBALE	V-164
FIGURE V.3. COMPARAISON DE L'ACTIVITÉ TOTALE DANS LES SÉDIMENTS DE FOND DANS UN CAS DE DÉPÔT POUR LES APPROCHES MULTI-CLASSES ET GLOBALE	V-166
FIGURE V.4: CANAL BAS RHÔNE LANGUEDOC	V-168
FIGURE V.5: POINTS KILOMÉTRIQUES DE PRÉLÈVEMENTS DE SÉDIMENTS SUR LE CANAL BRL	V-168
FIGURE V.6: MODE OPÉRATOIRE GÉNÉRAL SUIVI POUR LE TRAITEMENT DES ÉCHANTILLONS	V-169
FIGURE V.7: COURBES GRANULOMÉTRIQUES AU POINTS KILOMÉTRIQUES DE PRÉLÈVEMENT	V-171
FIGURE V.8 ÉVOLUTION DES ACTIVITÉS MASSIQUES EN ¹³⁷ Cs ET EN ⁶⁰ Co DANS LES SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL BRL EN FONCTION DES POINTS KILOMÉTRIQUES (COURBES VERTE ET ORANGE) ET ÉVOLUTION PARALLÈLE DU TAUX DES SÉDIMENTS COHÉSIFS ET NON COHÉSIFS EN POURCENTAGE DE VOLUME (COURBES GRIS ET BLEU)	V-172
FIGURE V.9 : RELATION ENTRE L'ACTIVITÉ ET LE POURCENTAGE DES SÉDIMENTS COHÉSIFS.	V-174
FIGURE V.10: VARIATION DE LA GRANULOMÉTRIE ENTRE LA PREMIÈRE (1) ET LA DEUXIÈME (2) EXPÉRIENCE	V-175
FIGURE V.11 : ÉVOLUTION DES ACTIVITÉS MASSIQUES EN ¹³⁷ Cs DANS LES SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL BRL EN FONCTION DES POINTS KILOMÉTRIQUES ET DU TAUX DES SÉDIMENTS COHÉSIFS ET NON COHÉSIFS EN POURCENTAGE DE VOLUME (DEUXIÈME CAMPAGNE)	V-176
FIGURE V.12 : COMPARAISON DES MESURES GAMMA POUR LE ¹³⁷ Cs ET LE ⁶⁰ Co POUR LES PREMIÈRE (1) ET DEUXIÈME CAMPAGNES (2) DE PRÉLÈVEMENTS DE SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL BRL	V-177

FIGURE V.13 : DÉBIT D'EAU RELEVÉ AU NIVEAU DE LA STATION DE PICHEGU DU 1 ^{ER} MAI AU 31 AOÛT 1995, LISSAGE PAR POLYNÔME D'ORDRE 2.	V-178
FIGURE V.14:ÉVOLUTION TEMPORELLE DES CONCENTRATIONS TOTALES (DISSOUS + PARTICULAIRE) EN ¹³⁷ Cs (POINTS BLEUS) ET DES DÉBITS (ARLES) (COURBE ROUGE) DE JANVIER 1998 À MARS 1999 (EYROLLE, 2001).	V-181
FIGURE V.15: CARACTÉRISATION DE L'ÉTAT D'ÉQUILIBRE THÉORIQUE DE L'ACTIVITÉ MASSIQUE DES SÉDIMENTS DE FOND DU CANAL	V-182
FIGURE V.16 : CALCUL DE L'ÉTAT INITIAL DE L'ACTIVITÉ MASSIQUE DES SÉDIMENTS DE FOND POUR UNE ACTIVITÉ VOLUMIQUE DU RHÔNE DE 20 BQ.M ⁻³	V-183
FIGURE V.17	V-184
FIGURE V.18	V-184
TABLEAU I.1: PRÉSENTATION DES PRINCIPAUX RADIONUCLÉIDES ASSOCIÉS AUX EFFLUENTS LIQUIDES REJETÉS PAR LES CENTRALES ÉLECTRONUCLÉAIRES	I-14
TABLEAU I.2: EXEMPLE DE VALEURS DE KD DANS LES MATIÈRES EN SUSPENSION ET DANS LES SÉDIMENTS DE FOND	I-23
TABLEAU I.3: RADIOACTIVITÉ DES SÉDIMENTS EN FONCTION DE LA GRANULOMÉTRIE (pCi/g SEC)	I-24
TABLEAU I.4: CLASSIFICATION DES DIFFÉRENTES MATIÈRES	I-30
TABLEAU I.5: DIFFÉRENTES EXPRESSIONS DE LA VITESSE DE CHUTE EN FONCTION DES PARTICULES ET DU RÉGIME D'ÉCOULEMENT	I-36
TABLEAU I.6: FACTEUR DE FLOCCULATION EN FONCTION DE LA TAILLE DES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES	I-38
TABLEAU I.7: VARIABILITÉ DE LA PERMÉABILITÉ EN FONCTION DE LA NATURE DU SOL	I-50
TABLEAU I.8: LOIS D'ÉROSION SELON LA CONSOLIDATION D'UN DÉPÔT COHÉSIF	I-53
TABLEAU I.9: CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS SELON LES NOMBRES DE REYNOLDS ET DE FROUDE	I-56
TABLEAU I.10: RÉGIMES D'ÉCOULEMENT	I-56
TABLEAU I.11: VALEURS DU COEFFICIENT DE STRICKLER EN FONCTION DE LA NATURE DU SOL	I-63
TABLEAU III.1: ESTIMATION DES VITESSES DE FROTTEMENT U*	III-107
TABLEAU III.2: LES PARAMÈTRES OBTENUS PAR CALAGE SONT REGROUPÉS CI-DESSOUS	III-121
TABLEAU III.3: LES PARAMÈTRES OBTENUS PAR CALAGE SONT REGROUPÉS CI DESSOUS	III-122
TABLEAU III.4: PARAMÈTRES DE CALAGE POUR L'EXPÉRIENCE SOFI	III-124
TABLEAU III.5 : DIAMÈTRE DE STOKES CORRESPONDANT AUX VITESSES DE CHUTE DONNÉES PAR LE CODE EROD	III-125
TABLEAU III.6 : ESTIMATION DE LA CONCENTRATION DANS LES SÉDIMENTS DE FOND À PARTIR DU PROFIL DE POROSITÉ	III-127
TABLEAU III.7 TENSION CRITIQUE ET TAUX D'ÉROSIONS POUR LES SITES (BRL 1, BRL 2 ET SOFI)	III-129
TABLEAU IV.1 : CHARGE AU COURS DU TEMPS POUR BRL_C1	IV-146
TABLEAU IV.2 : CHARGES SUSCEPTIBLES DE CONTRIBUER À LA CLASSE 1	IV-148
TABLEAU IV.3: PARAMÈTRES DE CALCUL POUR LE MODÈLE DE TRANSPORT VERTICAL	IV-152
TABLEAU IV.4: PARAMÈTRES DE CALAGE POUR LA PREMIÈRE EXPÉRIENCE DE DÉCANTATION	IV-152
TABLEAU IV.5: PARAMÈTRES DE CALAGE POUR LA DEUXIÈME EXPÉRIENCE DE DÉCANTATION	IV-152
TABLEAU IV.6 : VITESSES DE CHUTES MOYENNES OBTENUES POUR BRL-C2	IV-153
TABLEAU IV.7 ESTIMATION DU FLUX DE DÉPÔT ET DU TEMPS NÉCESSAIRE POUR ATTEINDRE LE FOND DU CANAL BRL À PARTIR DES VITESSES DE CHUTE	IV-155
TABLEAU IV.8 : TEMPS POUR PARCOURIR LA LONGUEUR DU CANAL BRL SELON LA VITESSE DE L'ÉCOULEMENT	IV-155
TABLEAU V.1: PARAMÈTRES DU MODÈLE DE DYNAMIQUE SÉDIMENTAIRE	V-162
TABLEAU V.2: PARAMÈTRES DU MODÈLE RADIOÉCOLOGIQUE (ABRIL ET FRAGA, 1996 ; CIFFROY, 1995)	V-163
TABLEAU V.3 : PARAMÈTRES SÉDIMENTAIRES DU CAS TEST	V-165
TABLEAU V.4: PARAMÈTRES RADIOÉCOLOGIQUES DU CAS TEST	V-166
TABLEAU V.5 : ACTIVITÉS MESURÉES PAR SPÉCTROMÉTRIE GAMMA EN ¹³⁷ Cs ET ⁶⁰ Co	V-173
TABLEAU V.6: RADIONUCLÉIDES MIS EN ÉVIDENCE PAR SPECTROMÉTRIE GAMMA (DEUXIÈME CAMPAGNE)	V-176
TABLEAU V.7: PARAMÈTRES HYDRAULIQUES UTILISÉS POUR LES SIMULATIONS NUMÉRIQUES	V-179
TABLEAU V.8 : VITESSES DE CHUTE ET CHARGES ENTRANTES UTILISÉES POUR LES SIMULATIONS NUMÉRIQUES ...	V-179
TABLEAU V.9 : TENSIONS CRITIQUES ET TAUX D'ÉROSION UTILISÉS POUR LES SIMULATIONS NUMÉRIQUES	V-179
TABLEAU V.10 : PARAMÈTRES NUMÉRIQUES POUR LES SIMULATIONS	V-181

ABSTRACT

At the “Institute of Radioprotection and Nuclear Safety”, IRSN, where the present work has been performed, one of the main activities is the development of radionuclide transfer models into the environment (water, soil, plants etc ...). Taking into account the sedimentary dynamics when modeling aquatic environment transfers and its real influence on the radioecological impact is the present work main objective. Our work confirms the necessity to take into account the sedimentary dynamics when studying the radioecological impact of the power plants release in the water stream. In this context, we first developed, after the bibliographic study, a multi-class radioecological water quality model (*the TRACE code*) and we proposed experimental protocols to determine the required parameters for erosion and deposition fluxes. For each experiment, an associated model was developed for calibration. An application of the global model (*TRACE*) to the Bas Rhone Languedoc channel (*BRL*) shows good agreement between all the parameters introduced in the code and the in site measurements performed to quantify the bottom sediment activity. It is not sufficient to consider a global approach of the sedimentary dynamics, because we showed explicitly that the multi-class approach provides better agreement with the experimental results. Our work opens future prospects that could be explored for its continuation, of which we can raise the main ones. It will be interesting to repeat all the experiments at different stages of the year and for different charges of the Rhone; To apply this study to estuaries or lakes, when the bottom geometry is not uniform like that of the BRL channel, TRACE could be extended to two dimensions in space.

Key words : Sedimentary dynamics, Multi-class approach, modelling, erosion, deposition, radioecologie.

RÉSUMÉ

Le présent travail de recherche a été élaboré à l’Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). La modélisation des transferts des radionucléides dans l’environnement (eau, sol, plantes etc....) est l’une de ses principales activités. L’objectif du présent travail est la prise en compte de la dynamique sédimentaire dans les modèles radioécologiques. Notre travail a confirmé la nécessité de sa prise en compte lorsque l’on étudie l’impact des installations nucléaires sur les hydrosystèmes fluviaux. Dans ce contexte, nous avons développé un modèle radioécologique (le code TRACE) intégrant une approche sédimentaire multi-classes. En s’appuyant sur les résultats de l’étude bibliographique, la paramétrisation des flux de dépôt et d’érosion a nécessité la mise au point des protocoles expérimentaux. Pour chaque protocole, un modèle associé a été développé pour calibrer les paramètres expérimentaux. Une application du modèle global (TRACE) au canal Bas Rhône Languedoc (BRL) a montré un bon accord entre tous les paramètres introduits dans le code et les mesures de radioactivité réalisées sur les sédiments de fond du canal. Il n’est cependant pas suffisant de considérer la dynamique sédimentaire avec une approche globale car nous avons explicitement montré la véracité d’une approche multi-classes. Il serait intéressant de refaire les différentes expériences réalisées lors de cette étude sur un cycle hydrologique du Rhône ; une application du code TRACE aux estuaires ou aux lacs nécessiterait son extension vers un modèle bidimensionnel en espace.

Mots clés : Dynamique sédimentaire, approche multi classes, modélisation, érosion, dépôt, radioécologie.
