



HAL
open science

Transport en fracture et interaction avec la matrice : une expérience analogique

Laure Michel

► **To cite this version:**

Laure Michel. Transport en fracture et interaction avec la matrice : une expérience analogique. Hydrologie. Université Rennes 1, 2009. Français. NNT : . tel-00507846

HAL Id: tel-00507846

<https://theses.hal.science/tel-00507846>

Submitted on 2 Aug 2010

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

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

MEMOIRE DU CAREN

n° 26

Laure MICHEL

**Transport en fracture et interaction avec la matrice :
une expérience analogique**

Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes 1

soutenue le 27 avril 2009

**Géosciences – Rennes
UMR 6118
CNRS - Université de Rennes 1
Campus de Beaulieu
35042 - Rennes Cedex
(France)**

2010

ISSN 1761-2810

ISBN 2-914375-69-7

Année : 2010

Auteur : Laure MICHEL

Titre : **Transport en fracture et interaction avec la matrice :
une expérience analogique.**

Collection : Mémoire du CAREN, n° 26

Disponible en archive ouverte au format PDF :

<http://www.geosciences.univ-rennes1.fr>

<http://tel.archives-ouvertes.fr/>

Légende image de couverture :

Photographie du dispositif expérimental comprenant une fracture bordée par un milieu poreux et le système de mesures optiques (caméras *CCD*).

Editeur :

Editions de Géosciences Rennes
Université de Rennes 1 - Campus de Beaulieu
35042 RENNES Cedex (France)

Directeur de publication :
Philippe Davy

Responsable d'édition :
Catherine Bertin (02 23 23 65 43 – catherine.bertin@univ-rennes1.fr)

N°ordre : 3854

THESE

Présentée

Devant l'Université de Rennes 1

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE RENNES 1**

Mention Sciences de la Terre

Par

Laure Michel

Equipe d'accueil : **Géosciences Rennes**

Ecole doctorale : **Sciences de la Matière**

Composante universitaire : **UFR Structure et Propriétés de la Matière**

Transport en fracture et interaction avec la matrice :
une expérience analogique

Soutenue le 27 avril 2009 devant la commission d'examen composée de

Jean-Pierre Hulin

Pierre Genthon

Philippe Davy

Christophe Grenier

Jean de Bremond d'Ars

Yves Méheust

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Directeur de thèse

co-Directeur de thèse

Université Paris VI

IRD NIGER Niamey

Université Rennes I

CEA Saclay

Université Rennes I

Université Rennes I

Remerciements

Je remercie très sincèrement tous les membres du jury, tout d'abord Jean-Pierre Hulin et Pierre Genthon pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit, Philippe Davy en tant que président du jury et Christophe Grenier en tant qu'examineur. Je n'oublie pas non plus Jean de Bremond d'Ars et Yves Méheust, mes directeurs de thèse.

Lors de mon année de DEA à Géosciences Rennes, j'ai réalisé mon stage en hydrogéologie dans le jeune (un an !) laboratoire de modélisation analogique dirigé par Jean Bremond d'Ars, qui effectuait une transition de la volcanologie à l'hydrogéologie tout en restant dans le transfert de solutés en milieux fracturés. Lors de ce stage, c'est au côté de Jean-Pierre Caudal que j'ai appris l'expérimentation : réaliser un montage étanche, faire des joints toriques, des soudures, du câblage...tester des matériaux, trouver un système d'injection du colorant, mesurer sa migration...Ces pré-manip du DEA ont permis de nous familiariser avec les matériaux et d'acquérir un savoir-faire technique qui a été prolongé en doctorat, tout en démontrant qualitativement le potentiel de ce genre d'expériences pour illustrer les mécanismes de transferts de solutés entre une fracture et une matrice poreuse synthétique.

Une grande partie de ma thèse a été consacrée au montage expérimental et au protocole d'acquisition des données brutes. Tout en gardant bien à l'esprit la question scientifique (merci Philippe, Olivier, Jean-Raynald...), on ne fait pas du « bricolage » comme l'a souvent dit JP ! Monter une expérience répétable, précise et originale, acquérir des données robustes via la mise en œuvre d'outils spécifiques de mesures optiques tout en diminuant au mieux l'erreur expérimentale requièrent une rigueur (et une patience !) de toute épreuve. Merci Jean-Pierre pour ton soutien.

A mi-parcours de ma thèse est arrivé Yves Méheust, jeune physicien recruté dans l'équipe Transferts en tant que MC. Familier du traitement numérique, il n'a pas tardé à me filer un coup de main dans le développement d'un traitement d'imagerie permettant de restituer des champs spatio-temporels de concentration. Il se chargeait (souvent en session nocturne...) de l'écriture de routines sous « MATLAB » et je les testais sur les données brutes acquises au labo. Beaucoup de messages d'erreurs, de bugs, de tests et de modifications mais au final une grosse usine à calculs qui a permis la quantification temporelle du champ de concentration du traceur et notamment l'étude du couplage densitaire entre écoulement et transport.

Les derniers mois de ma thèse ont été fidèles à ceux rencontrés par les anciens thésards du labo : productifs et intenses ! Sur le plan scientifique les interprétations se débloquent, les figures du manuscrit s'insèrent les unes après les autres à un rythme soutenu. Au passage, je (alias l'incassable par rapport à qq chutes à vélo ou autre...) remercie Tanguy Leborgne (dit Tanguy mon ami) pour sa classique bonne humeur et ses discussions sur la caractérisation de la dispersion de solutés en régime pré-asymptotique.

Une fois le manuscrit terminé et envoyé, j'ai éprouvé une grande satisfaction (que je partage avec toutes les personnes de l'équipe Transferts avec qui il y a eu échanges, idées, interrogations, motivations) quand les figures et les interprétations des données ont permis d'illustrer la question scientifique de départ (ou celle découverte en cours de route !), alors qu'on a démarré au labo avec une table blanche, une caisse à outils, du colorant, des plaques de Plexiglas, des tiges filtrées, des barres alu, des pompes et des tuyaux (j'exagère à peine !).

La vie de thésard au labo -hors période de travail bien-sûr- : les potes, les pauses café, les soirées, les apéros, les week-ends et les vacances (enfin les 2 premières années de thèse !). Difficile de remercier tout le monde. Par ordre chronologique, Nolwenn, ma coloc et collègue du DEA et de 3 années de thèse: pas une mésentente, ni au labo, ni à l'appart' ! Une grosse bise aux ex-thésards : Virginie, Nolwenn (voyage en Norvège), Grand Sarce (le ski au Jura), Flo, Benj, Olivier, Gosia, Rico, Romain, Blaise, Erwann, Fabien, Vincent « le paleu », Nuno, Nico, Loïc..., et les Nantais : Régis (mon poteau chilien) et Pierre Pa. Une grosse bise d'encouragement aux futur(e)s ex-thésard(e)s : Séby (allez courage), Malvina & Mathieu, Céline, Eline, Yannick, Delphine « copine » et Kristoff mes derniers collègues de bureau (trop de bons souvenirs avec notre bureau « gastronomique »), Etienne, Romain, Alex, Jo, Jérémy (merci pour les simulations numériques), Pietro... Merci aussi à Jean-Pierre d'avoir créé ses pots du Light (l'année de mon arrivée), réservés aux étudiants et ingénieurs (JP, JJK, Thierry, Bruno, Tit'Annick...), les chercheurs étant quelques fois invités (Monsieur Jean VDD, Olivier, Jean...). Ces rendez-vous du vendredi en fin d'après-midi ont souvent été hilarants et on a vu naître chez certains des qualités culinaires insoupçonnées....

Hors fac, il y a aussi pas mal de monde à remercier, plusieurs « familles » dont il me tient à cœur d'écrire les lignes suivantes tant elles font partie de mon quotidien. La première famille, c'est la mienne : mes parents Claude et Armèle Michel à qui je dédie cette thèse, et mes frères, Frédéric (bientôt papa) et Jean-Clair.

La deuxième famille, un peu « délaissée » durant ma dernière année de thèse: les musiciens et surtout potes du Bagad St Nazaire. Tous les w-e de répés, les concerts, les festivals, les concours sont autant de moments partagés qui me faisaient sourire dans les dernières phases de rédaction ou pendant les longues heures d'expérimentation au labo. Merci à la p'tite famille Boileau et à Jérémy (ranoudor) toujours à l'écoute et à la déconne! Bises à tous les zicos et aux bombardes (mes préférées!!).

La troisième famille, les potes du Rennes triathlon, et ce n'est pas ceux de la fac qui me contrediront!! Toujours à courir après les entraînements quasiment jusqu'à la rédaction finale du manuscrit (la nata de 20h à 22h et après, retour au labo! ou les séances à pied à 22h). Spéciale dédicace aux Girl's Power: Marie, Loren d'Ukraine et Solène H. (pour la montée en D2!!), également Emilie, Solène L, Corinne, Julie(s)... Des bises aux coaches, Jean-Phi (young coach), Antoine (coach forever), Florent (coach), aux copains de ma ligne d'eau: Bertrand B., Xav', Cédric, Pat', Victor, aux « nageurs »: JF, Ben..., à Elise C. (miss Hawaï) et Mric, voisins de club !, ... Marie, je te remercie particulièrement pour m'avoir prise comme coloc quelques mois de ma dernière année de thèse. Je garde en tête nos délires (« tant pis pour ta voisine »), ton goût immodéré des entraînements (des compèt, la D3...) et ton soutien indéfectible. Bon courage pour ta thèse. Dernière personne à remercier : Sylvain T. à qui j'ai dû dire bon nombre de fois le soir, « je rentre du labo dans 1h ou vers 22h » pour finalement ne rentrer qu'à minuit, 2h ou + : merci mon Tutu, je t'embrasse. Ah oui merci aussi pour les vacances en camion après la thèse: ballades, apéros à Prague, en Slovénie, en Italie (la

spiaggia, les gelati, Venise, Milan, les sorties vélo autour des lacs di Como, di Garda...) et la Suisse (le baptême de ma sortie vélo la plus longue: le tour du lac Léman!). Mes meilleures vacances. On repart quand?

« *On sait que ce sera long, il faut être prêt à cela* » Marco Olmo, coureur extrême.

Résumé de la thèse

Nous caractérisons en laboratoire le transport de solutés dans une fracture unique à paroi inférieure poreuse et l'interaction fracture-matrice durant ce transport. Notre dispositif expérimental en Plexiglas est constitué d'une fracture synthétique (100 cm de long, 5 cm de large, 0,5 cm de haut) présentant une interface inférieure imperméable (Plexiglas) ou perméable (couche de billes de verre). Un flux d'eau est imposé à travers la fracture à des vitesses moyennes contrôlées (~ 1 mm/s). Un système d'injection de colorant simule au centre de la fracture une source ponctuelle de contaminant, dont la migration est décrite par l'évolution spatio-temporelle de la concentration grâce à un système de mesures optiques.

Le dispositif s'est révélé bien adapté à l'étude du couplage densitaire entre écoulement et transport dans une fracture imperméable en régime pré-asymptotique. La mesure à intervalles réguliers du flux massique advectif bidimensionnel associé au panache de soluté permet d'établir des profils de la masse $m(x)$ qui traverse une section de fracture transverse à l'écoulement à la position longitudinale x . Une quantité de soluté piégée à la surface du milieu poreux, même sans réelle diffusion dans le milieu, est « vue » par le dispositif de mesure comme de la masse perdue, et donc échangée. Des pertes de masses significatives par rapport à notre incertitude expérimentales sont mesurées pour une fracture dont la paroi inférieure poreuse présente une rugosité ondulée. Cette configuration géométrique crée des zones de faibles vitesses permettant le piégeage superficiel d'une partie du soluté (jusqu'à 30%). Les effets gravitaires jouent un rôle prépondérant dans ce processus.

Summary

We characterize in the laboratory the solute transport in a single fracture, as well as the fracture-matrix interaction during transport. Our experimental setup consists in a $100 \times 5 \times 0.5$ cm³ synthetic plexiglass fracture, the lower wall of which is either an impervious plane, or the top boundary of a glass bead piling. A controlled volumetric rate corresponding to fluid velocities in the mm/s range is imposed through the fracture. A localized source of contaminant is simulated in the setup using a custom-made injection setup, and an optical measurement system is used to monitor in time the two-dimensional concentration field inside the fracture. This setup proves to be well-suited to the study of the coupling between flow and transport through density effects in the pre-asymptotic regime. Measuring at regular time intervals the advective mass flux field inside the fracture allows us to determine the mass $m(x)$ that passes through a section of the fracture transverse to the flow, at position x along the fracture. An amount of solute that is trapped at the piling's surface, even without penetration of the solute inside the porous medium, is "seen" by the measurement system as lost-, and therefore, exchanged-, solute mass. Mass losses significant compared to our experimental uncertainty are measured in a geometrical configuration for which the porous wall exhibits a quasi-sinusoidal roughness: in such a configuration, low velocity zones make superficial solute trapping (up to 30% of it) possible. Gravity plays a major role in this process.

Liste des symboles

Symbole	Unité	Signification
η	(m ² .s ⁻¹)	Viscosité cinématique
θ	(-)	Tortuosité
μ	(Pa.s)	Viscosité dynamique
ρ	(kg.m ³)	Masse volumique
τ_D	(s)	Temps caractéristique de diffusion
φ_{conv}	(g.s ⁻¹)	Flux de masse transporté par advection
φ_{diff}	(g.s ⁻¹)	Flux de masse transporté par diffusion
ω	(-)	Porosité
b	(m)	Ouverture de la fracture
C	(g.L ⁻¹)	Concentration du soluté
C_0	(g.L ⁻¹)	Concentration de la solution d'injection
$C_{eq}(x,z)$	(g.L ⁻¹)	Champ de concentration équivalent à 2-D
$C(x)$	(g.L ⁻¹)	Profil horizontal global de concentration
$C_{eff}(x)$	(g.L ⁻¹)	Profil horizontal effectif de concentration
d	(m)	Diamètre de grains (ou de billes)
D_d	(m ² .s ⁻¹)	Coefficient de diffusion moléculaire en eau libre
D_m	(m ² .s ⁻¹)	Coefficient de diffusion moléculaire dans un milieu poreux
$D_{L,Taylor}$	(m ² .s ⁻¹)	Coefficient de dispersion longitudinale de Taylor
D^a, D^e	(m ² .s ⁻¹)	Coefficients de dispersion apparente et effective
D_z	(m ² .s ⁻¹)	Coefficient de dispersion locale
D^e_{ens}	(m ² .s ⁻¹)	Coefficient de dispersion effective d'ensemble
Fr	(-)	Nombre de Froude
g	(m.s ⁻²)	Accélération de pesanteur
h	(m)	Charge hydraulique
$I/I_0(x,z)$	(-)	Champ de transmission optique à 2-D
k	(m ²)	Perméabilité intrinsèque
K	(m.s ⁻¹)	Conductivité hydraulique
L_y	(m)	Largeur de la fracture

m	(g)	Masse totale de soluté
P	(Pa)	Pression
Pe	(-)	Nombre de Péclet
Q	($m^3.s^{-1}$)	Débit volumétrique
Re	(-)	Nombre de Reynolds
T	($m^2.s^{-1}$)	Transmissivité
u	($m.s^{-1}$)	Vitesse locale du fluide (vitesse hydrodynamique)
U	($m.s^{-1}$)	Vitesse intégrée à l'échelle de la fracture ou du VER (Darcy) pour un milieu poreux
v	($m.s^{-1}$)	Vitesse moyenne réelle de l'écoulement dans un milieu poreux
w_y	(m)	Largeur équivalente du panache dans le plan (xz)
z	(m)	Altitude

Liste des abréviations

Abréviation Signification

ADE	Equation d'advection dispersion
BTC	<i>Breakthrough Curves</i> : courbes de restitution
CCD	<i>Charge coupled device</i>
CMOS	<i>Complementary metal oxide semi-conductor</i>
CTRW	<i>Continuous Time Random Walk</i>
DPSP	Modèle à double porosité et simple perméabilité
DPDP	Modèle à double porosité et double perméabilité
DPSP	Modèle à triple porosité et triple perméabilité
Erf	Fonction erreur
VER	Volume élémentaire représentatif

Sommaire

Remerciements

Résumé de la thèse

Summary

Liste des symboles

Liste des abréviations

Introduction générale.....17

Chapitre I.

Transport en milieux poreux fracturés19

Introduction 21

I.1. Écoulements en milieux poreux hétérogènes fracturés..... 22

I.1.1 Hétérogénéité des milieux géologiques perméables: cas du milieu fracturé 22

I.1.2 Rappels d'hydrodynamique 25

I.1.3 Ecoulement monophasiques dans un milieu poreux 27

I.1.4 Ecoulements de solutés dans une fracture ouverte sans rugosité..... 33

I.1.5 Hétérogénéités des écoulements de solutés: cas du milieu naturel 36

I.2. Transport de solutés non réactifs dans les milieux poreux et fracturés 42

I.2.1 Processus physiques responsables du transport de solutés 42

I.2.2 Caractérisation de la dispersion dans les milieux hétérogènes 46

I.2.2-1 Mécanismes de dispersion 46

I.2.2-2 Deux échelles de dispersion mécanique 49

I.2.2-3 L'équation d'advection-dispersion (ADE) 50

I.2.2-4 Caractérisation de la dispersion 52

I.2.2-5 Validité de l'ADE pour les études à grande échelle 54

I.2.3 Transport de solutés dans une fracture dont les murs sont imperméables 58

I.2.3-1 Fracture idéale 58

Régime d'advection pure.....	58
Le régime asymptotique de Taylor.....	60
Le régime pré-asymptotique.....	62
I.2.3-2 Fracture rugueuse.....	68
I.2.4 Couplage densitaire de l'écoulement et du transport.....	72
I.3. Interactions et couplage du transport entre une fracture et une matrice adjacente	75
I.3.1 Ecoulements de solutés en milieu poreux fracturé.....	75
I.3.1-1 Effet de la dispersion hydrodynamique	79
I.3.1-2 Transferts non-diffusifs de solutés: les effets gravitaires	81
I.3.2 Modélisation du transfert de solutés entre les fractures et la matrice	82
I.3.2-1 Passage à l'échelle de Darcy pour le milieu poreux – modèles à deux milieux continus	82
I.3.2-2 L'approche double porosité	89
I.3.2-3 L'approche du milieu poreux équivalent ou mono-continu	90
I.3.3 Caractérisation de l'échange entre la fracture et la matrice	92
I.3.3-1 Echanges advectifs.....	92
I.3.3-2 Echange de masse entre la fracture et la matrice: système mobile-immobile ..	93
I.3.3-3 Echange de masse entre la fracture et la matrice: système mobile-mobile	100
Conclusion du chapitre I	102

Chapitre II.

Méthode expérimentale 103

Introduction	105
II.1. Caractérisation des processus physiques d'écoulement et de transport en laboratoire	106
II.1.1 Méthodes non intrusives de visualisation des flux et des champs de concentration, appliquées à des milieux poreux naturels, artificiels, et à des fractures.....	106
II.1.2 Méthodes de mesure des champs de vitesse	108
II.1.3 Mise en œuvre d'une étude expérimentale de laboratoire.....	108
II.1.4 Les configurations expérimentales élaborées	111
II.1.4-1 Les types de configurations expérimentales.....	111
II.1.4-2 Les configurations géométriques du modèle de fracture avec un mur poreux	112
II.2. Développement d'un protocole d'acquisitions et de traitement de mesures	115
II.2.1 Les conditions d'écoulement et de transport	115
II.2.1-1 Système de forçage du débit.....	115
II.2.1-2 Les conditions d'écoulement dans la fracture	116

II.2.1-3	Caractérisation des paramètres hydrodynamiques du modèle de laboratoire	118
II.2.2	Conditions initiales : l'injection d'un traceur coloré	122
II.2.3	Système de mesure : restitution d'un champ de concentration par imagerie	125
II.2.3-1	Etude du signal de sortie en fonction de la concentration	127
Les capteurs linéaires		127
Les caméras CCD		130
II.2.3-2	Ajustement de la courbe d'étalonnage par une loi mathématique appropriée	134
II.2.3-3	Normalisation des données brutes et correction des inhomogénéités d'éclairage	137
II.2.3-4	Procédure d'obtention du champ $C_{eq}(x,z)$ à partir des images brutes prises par les 4 caméras	138
II.2.3-5	Détermination d'une largeur équivalente w_y du panache dans la direction y	145
II.2.4	Mesure de la quantité totale de colorant: obtention des bilans de masse	150
Application aux capteurs linéaires :		153
Application aux images bidimensionnelles :		153
II.2.5	Validation du bilan de masse à partir de données simulées :	154
II.3	Sensibilité du bilan de masse aux différentes étapes du traitement d'image	157
II.3.1	Impact de l'étalonnage sur les bilans de masse	157
II.3.2	Sensibilité à la largeur effective transverse w_y du panache	161
II.3.3	Définition de la zone de fracture dans le plan (xz): paramètre essentiel pour l'estimation du bilan de masse	163

Chapitre III.

Etude et caractérisation du transport dans une fracture idéale en régime de Taylor pré-asymptotique169

Introduction	171	
III.1	Caractérisation du mélange dans la fracture	172
III.1.1	Détermination de coefficients de dispersion longitudinale effective	172
III.1.2	Profils globaux et effectifs de concentration	173
III.1.3	Coefficients de diffusion effective	176
III.1.3-1	A partir des profils effectifs de concentration	176
III.1.3-2	A partir des moments locaux de la concentration	177
III.1.3-3	Caractérisation d'une dispersion locale	179
III.1.4	Caractérisation du coefficient de diffusion moléculaire	180
III.1.5	Régime de dispersion de Taylor pré-asymptotique	184
III.2	Impact des effets densitaires sur la dispersion locale	186

III.2.1 Expériences réalisées avec des effets densitaires réduits	186
III.2.1-1 Modification des effets densitaires	186
III.2.1-2 Effets densitaires fortement atténués : résultats expérimentaux et comparaison avec une simulation numérique où la flottabilité est nulle	187
III.2.1-4 Expériences réalisées avec des effets densitaires réduits, pour une gamme valeurs du nombre de Péclet.....	193
III.2.2 Expériences réalisées en présence d'effets densitaires importants	203
III.2.2-1 Evolution de la dispersion locale	203
Conclusion du chapitre III.....	210
Chapitre IV.	
Mesures de l'interaction fracture-matrice	211
Introduction	213
IV.1 Bilan de flux massiques dans une fracture imperméable	214
IV.1.1 Détermination expérimentale du flux de masse	214
IV.1.1-1 Rappel du principe de la détermination à partir des mesures bidimensionnelles.....	214
IV.1.1-2 Influence de l'hypothèse faite sur le champ de vitesse.....	216
IV.1.2 Bilan de masse en fracture imperméable, à partir des données bidimensionnelles :	220
IV.1.2-1 En configuration d'effets densitaires réduits :	220
IV.1.2-2 En configuration d'effets densitaires significatifs	222
IV.1.3 Détermination à partir des données fournies par les capteurs linéaires	224
IV.2 Bilans de masse pour une fracture dont la paroi inférieure est poreuse.....	228
IV.2.1 Lissage du champ de vitesse	228
IV.2.2 Cas d'une interface fracture-matrice « lisse ».....	229
IV.2.2 Cas d'une interface fracture-matrice « rugueuse »	233
IV.3 Echange fracture-matrice et « piégeage » du soluté à l'interface	236
Conclusion du chapitre IV.....	238
Conclusion générale	239
Bibliographie	243

Introduction générale

Le transport de solutés dans les formations géologiques se fait principalement à travers un réseau connecté de fractures représentant un volume faible comparé au volume global de la roche, qui est constitué par les fractures et par la matrice rocheuse. La prédiction du transport de contaminants est difficile dans ces milieux très hétérogènes. Les mesures de terrain font apparaître une asymétrie importante des courbes de restitution (évolution temporelle de la concentration en traceur), asymétrie que l'on explique généralement par l'hétérogénéité du milieu, et par le fait que le traceur est transporté majoritairement dans le réseau de fractures, mais qu'une partie est piégée par- /échangée avec- la matrice rocheuse au cours du transport.

Cette interaction entre fractures et matrice poreuse est très peu abordée d'un point de vue expérimental. Les études de terrain se heurtent à la difficulté d'observer localement les phénomènes, et les études en laboratoire sont rares. Les études numériques à l'échelle de Darcy prennent en compte un échange de soluté entre fractures et matrice à travers un terme d'échange dont la validité ou la forme sont rarement discutées. C'est ce qui a motivé le sujet de cette thèse. Nous avons tenté de caractériser le transport de solutés et l'interaction entre une fracture unique et un empilement granulaire constituant sa frontière inférieure, à l'aide d'une expérience de laboratoire. Nous nous sommes en particulier intéressés au rôle des effets de couplage densitaire entre l'écoulement et le transport.

Le manuscrit est structuré en quatre chapitres :

- Le chapitre I est une synthèse de la littérature portant sur les écoulements et le transport de solutés dans les milieux poreux fracturés. J'y présente les processus physiques intervenant dans le transport, les modèles classiques d'écoulement et de transport en fractures, les modèles fondamentaux développés pour rendre compte de l'interaction fracture-matrice, et différents travaux expérimentaux et de terrain publiés sur le sujet.
- Le chapitre II décrit la méthode expérimentale mise en œuvre pendant la thèse : le dispositif expérimental d'écoulement en fracture à paroi poreuse, le dispositif de

mesure d'un champ de concentration à deux dimensions, ainsi que la procédure d'extraction de l'information physique à partir des données brutes associée.

- Dans le chapitre III, je présente une caractérisation expérimentale du transport de solutés dans une fracture idéale (c'est-à-dire, à parois imperméables lisses) en régime de Taylor pré-asymptotique.
- Enfin, dans le chapitre IV, je détaille les résultats des mesures de l'échange de soluté à l'interface entre la fracture et le milieu poreux qui la borde inférieurement.

Chapitre I.

Transport en milieux poreux fracturés

Introduction

Dans ce chapitre, je présente une synthèse bibliographique de l'état de l'art concernant les écoulements et le transport de solutés dans les milieux poreux fracturés. J'y aborde la description des écoulements, du transport et de l'échange fracture-matrice à l'échelle de la fracture, et je fais le lien avec les mesures à l'échelle du terrain. Le but de ce chapitre est d'une part de rappeler au lecteur les notions théoriques nécessaires à la compréhension de la suite de la thèse, et d'autre part de positionner mon travail dans le domaine beaucoup plus vaste des études hydrogéologiques traitant de l'hétérogénéité des milieux souterrains.

La partie I est consacrée à la description des écoulements en milieux poreux et en fracture. La caractérisation des écoulements est d'abord faite pour un milieu poreux homogène et une fracture lisse, puis est étendue à des milieux hétérogènes, notamment l'influence de la rugosité des parois d'une fracture sur l'écoulement y est abordée. La partie II porte sur les mécanismes responsables du transport de solutés non réactifs dans les milieux poreux et dans les fractures. Le couplage du transport en fractures et dans le milieu poreux qui les baigne est présenté dans la partie III. Les différents concepts physiques ainsi que les équations décrivant l'échange de solutés entre fracture et matrice sont introduits à l'aide d'exemples tirés de résultats d'expériences de traçage en laboratoire ou in-situ.

I.1. Écoulements en milieux poreux hétérogènes fracturés

I.1.1 Hétérogénéité des milieux géologiques perméables: cas du milieu fracturé

Un aquifère se compose de deux phases principales en interactions : le réservoir et l'eau souterraine. C'est une formation géologique à travers laquelle s'emmagent et s'écoulent des quantités d'eau significatives. Dans le cas d'un aquifère fracturé, il est possible de distinguer deux types de domaines : le milieu poreux et le milieu fracturé (fissuré). Dans le milieu poreux, l'eau circule à travers les vides (pores) interconnectés de la matrice rocheuse.

Les milieux fracturés sont des milieux particulièrement hétérogènes où l'écoulement se localise dans un sous-réseau de fractures interconnectées. L'origine de l'organisation spatiale des écoulements peut provenir de la géométrie du réseau de fractures impliquant une répartition inhomogène des fractures et une mauvaise connectivité du milieu. Les caractéristiques hydrauliques du milieu telles que les distributions d'ouvertures de fractures sont aussi des facteurs responsables de cette répartition des flux. Donc la fonction réservoir de l'aquifère est essentiellement déterminée par les dimensions et les interconnexions des vides (ou des fractures). De plus, les roches présentent souvent des caractères mixtes, avec coexistence de pores et de fissures.

L'influence des hétérogénéités structurelles du milieu naturel sur les écoulements et le transport de solutés est une question majeure de l'hydrogéologie. A cela s'ajoute la difficulté d'observation à l'état naturel de ces systèmes. Les études menées depuis une vingtaine d'années sur ce sujet combinent les études théoriques via la modélisation numérique aux expérimentations en laboratoire et sur site.

Porosités du réservoir

Les propriétés des réservoirs sont étroitement liées à la lithologie, à la structure et à la genèse des formations hydrogéologiques perméables. Il existe deux types géométriques de porosité : la porosité d'interstices et la porosité de fissures (Figure I.1). En général, ces deux types de porosité coexistent dans les formations naturelles.

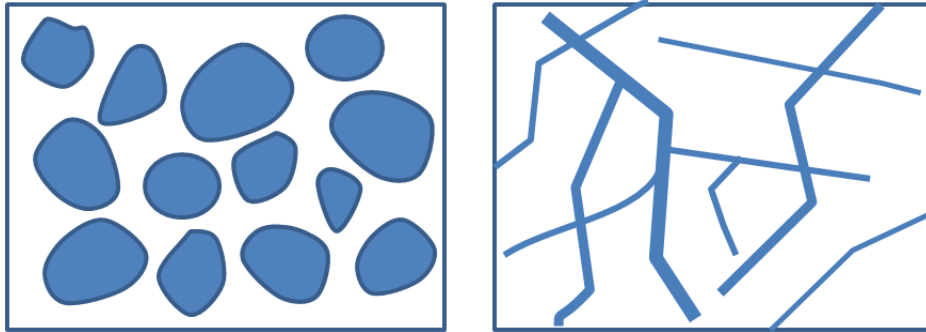


Figure I.1- Schémas représentant à gauche la porosité d'interstices et à droite la porosité de fissures.

La porosité totale est donc le rapport du volume des vides sur le volume total de la roche. Cette définition de la porosité d'un milieu a une connotation mécanique, puisqu'elle considère tous les vides (ou fissures) d'un milieu même si le fluide n'y s'écoule pas partout. En revanche, un autre paramètre hydrodynamique, la porosité cinématique, représente la fraction totale de l'eau en circulation. Les pores non connectés ou ceux dans lesquels l'eau est quasi-immobile sont donc exclus de la porosité cinématique.

Les milieux poreux naturels se caractérisent par une extrême complexité de la distribution de pores ou de fissures, aussi bien en forme qu'en taille, à toutes les échelles d'observations. En théorie, il est possible de décrire le système à l'échelle microscopique des pores. Cependant, une telle description devient limitée en considérant des volumes poreux plus importants. Il est alors nécessaire de définir les propriétés locales d'un milieu poreux, à l'aide d'un volume élémentaire représentatif (VER) ou théorie de la continuité. Cette approche consiste à remplacer le système physique réel discret par un système continu dans lequel les variations dans l'espace des propriétés étudiées sont suffisamment faibles afin de permettre l'utilisation de calculs différentiels pour décrire les processus qui s'y déroulent.

Dans la représentation continue du milieu poreux, les variables physiques décrivant le milieu, discontinues à l'échelle du pore, sont remplacées par des fonctions continues à l'échelle macroscopique. La valeur de chaque variable physique affectée à un point de l'espace continu est obtenue en moyennant la propriété physique sur le volume élémentaire représentatif (VER). Il s'agit donc d'une intégration dans l'espace. La dimension du VER doit être (Figure I.2) :

- suffisamment grande par rapport à la taille du grain afin de définir une propriété moyenne globale, avec l'assurance d'une fluctuation négligeable d'un pore à un autre,
- suffisamment petite pour que les variations de paramètres d'un domaine au domaine voisin puissent être approchées des fonctions continues.

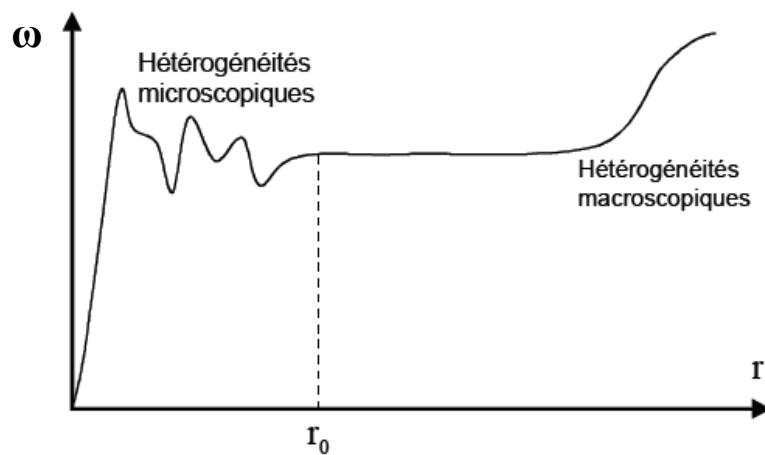


Figure I.2- Evolution de la porosité (ω) en fonction du rayon r du volume sur lequel est effectuée la mesure moyenne.

I.1.2 Rappels d'hydrodynamique

La description mathématique des propriétés d'un fluide en mouvement, rappelée dans ce chapitre est réalisée avec le formalisme eulérien : l'observateur est placé en un point fixe du milieu d'étude et observe les modifications des propriétés du fluide qui défile en ce point. Classiquement, en mécanique des fluides, la description des écoulements est faite à l'échelle locale : on définit des paramètres locaux décrivant une quantité physique en un point, comme la vitesse du fluide ou sa concentration, dans un volume infiniment petit.

L'écoulement d'un fluide newtonien incompressible (de viscosité η et de densité ρ) à une vitesse \mathbf{u} , non stationnaire est régi par l'équation de continuité (e1) et l'équation de Navier-Stokes (e2). L'équation de continuité (e1) exprime la conservation de la matière.

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{e1})$$

L'équation de continuité contient :

- un terme exprimant l'advection de la masse, $\nabla \cdot (\rho \mathbf{u})$
- un terme non stationnaire $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, dans le cas où la masse volumique admet une dépendance explicite en temps.

L'équation de Navier-Stokes (e2) est une relation vectorielle qui traduit la conservation de la quantité de mouvement des particules fluides.

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{u} \quad (\text{e2})$$

L'équation de Navier-Stokes explicite que la variation de quantité de mouvement par unité de temps (partie gauche) est égale à la somme vectorielle des forces appliquées (partie droite).

La partie gauche de l'équation de Navier-Stokes contient deux termes d'inertie :

- le 1^{er}, $\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$, rend compte de la variation temporelle du champ de vitesse ; c'est un terme « instationnaire »,

- le 2nd terme d'inertie, $\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$ exprime les variations spatiales de la vitesse et rend compte du transport par convection de la quantité de mouvement par l'écoulement. Ce terme fait intervenir une vitesse au carré, ce qui confère à l'équation un caractère non linéaire.

La partie droite de l'équation de Navier-Stokes contient les forces appliquées, que sont :

- les forces volumiques extérieures ($\rho\mathbf{g}$) avec \mathbf{g} le champ de pesanteur,
- les forces de pression $-\nabla P$, exprimées sous la forme de forces volumiques
- la friction visqueuse $\eta\nabla^2\mathbf{u}$, rendant compte de la diffusion de quantité de mouvement, qui correspond à la dissipation d'énergie par frottement visqueux.

L'importance relative entre les parties gauche et droite de l'équation (e2), donc entre deux modes de transport (convection et diffusion) décrit la spécificité des régimes d'écoulements. Le nombre de Reynolds apparaît comme le rapport, en ordre de grandeur, des termes convectifs (effets inertiels) et diffusifs (effets visqueux) de l'équation de Navier-Stokes :

$$Re = \frac{[\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}]}{[\eta\nabla^2\mathbf{u}]} \quad (e3)$$

L'ordre de grandeur de Reynolds, pour un fluide donné (ρ, η) et une géométrie donnée (L), dépend de la vitesse typique d'écoulement, U :

$$Re = \frac{\rho U^2}{\eta U/L} \quad (e4)$$

A grande vitesse, $Re \gg 1$, les effets du frottement visqueux sont négligeables, le comportement du fluide est alors qualifié de parfait (ou idéal). A faible vitesse (ou forte viscosité), dans l'équation de Navier-Stokes, le terme de diffusion devient prépondérant devant le terme de convection. Ainsi dans le cas d'écoulements laminaires suffisamment lents de fluides visqueux, et en régime permanent, les termes d'inertie sont négligés et l'équation décrivant l'écoulement devient l'équation de Stokes :

$$-\nabla P + \eta\nabla^2\mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (e5)$$

L'absence du terme d'advection rend cette équation linéaire. Le gradient de pression, qui est le moteur de l'écoulement, compense la friction visqueuse s'opposant à l'écoulement. En termes d'énergie, le travail des forces de pression compense la dissipation visqueuse.

I.1.3 Ecoulement monophasiques dans un milieu poreux

Etablissement de l'équation de continuité en milieu poreux

Considérons un milieu poreux traversé par un fluide, avec \mathbf{u} la vitesse réelle de ce fluide dans chacun des pores, ω la porosité et ρ la masse volumique du fluide. A l'échelle microscopique, l'équation de continuité s'applique à l'intérieur des pores. Les grandeurs qui décrivent à l'échelle macroscopique les propriétés de l'écoulement doivent vérifier la conservation de la masse du fluide. Le passage de l'échelle microscopique à macroscopique se fait en utilisant la notion du volume élémentaire représentatif ou VER, défini dans le paragraphe I.1.1. Les quantités macroscopiques, ou « moyennes » définies sont la vitesse, la masse volumique du fluide et la porosité, respectivement: $\langle \mathbf{U} \rangle$, $\langle \rho \rangle$ et $\langle \omega \rangle$.

Les propriétés locales (u , ω , ρ) sont ainsi intégrées dans l'espace. La quantité macroscopique $\langle \mathbf{U} \rangle$ s'étend à tout l'espace du milieu, y compris aux grains du milieu poreux. Or les écoulements de fluide n'ont lieu qu'à travers les pores du milieu, donc $\mathbf{U} = 0$ en réalité dans les grains. De même, pour définir une masse volumique macroscopique, $\langle \rho \rangle$ étendue à tout l'espace, il faut imposer $\rho = 0$ dans les grains.

En intégrant ces grandeurs macroscopiques, l'équation de continuité en milieu poreux est de la forme :

$$\nabla \cdot [\langle \rho \rangle \langle \mathbf{U} \rangle] + \frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho \rangle \langle \omega \rangle] = 0 \quad (e6)$$

Etablissement de l'équation de Navier-Stokes en milieu poreux

L'équation de Navier-Stokes vue précédemment, n'est pas applicable directement dans le cas d'un milieu poreux, car les champs de pression et de vitesse à l'intérieur des pores ne sont pas bien connus. La loi macroscopique, valable donc à l'échelle du domaine élémentaire (VER), pouvant relier pression, vitesse et forces extérieures est la loi expérimentale de Darcy.

Loi de Darcy

L'écoulement de l'eau à travers les formations perméables a été étudié par Darcy (1856). La loi de Darcy est une loi empirique, vérifiée expérimentalement pour un flux monodimensionnel à travers une colonne de sable homogène (ou tout autre échantillon de milieu poreux), qui relie le débit de fluide à travers le milieu au gradient hydraulique, défini comme le rapport de la différence d'élévation entre deux points de la surface de la nappe sur la projection sur l'horizontale du segment joignant ces deux mêmes points. Elle s'écrit :

$$\mathbf{Q} = -K A \nabla h \quad (e7)$$

Où \mathbf{Q} est le débit ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), K la perméabilité ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), A l'aire de la section du milieu perpendiculaire à l'écoulement (m^2), et ∇h le gradient de charge hydraulique.

Conductivité hydraulique

La loi de Darcy fait apparaître une grandeur appelée la conductivité hydraulique de l'échantillon, qui est une mesure de la capacité du milieu à laisser circuler un fluide. Cette conductivité hydraulique dépend des caractéristiques du milieu ainsi que des caractéristiques physiques du fluide (masse volumique et viscosité). Elle est homogène à une vitesse.

Vitesse de Darcy

La vitesse de Darcy U ou vitesse de filtration est obtenue en divisant le débit par la section A , normale à l'écoulement. C'est une vitesse fictive puisqu'elle suppose que toute la section, y compris les grains de la matrice, participe à l'écoulement. Un ordre de grandeur de la vitesse réelle du courant (vitesse de pore), peut être obtenu en divisant la vitesse de Darcy par la porosité cinématique ω_m , qui elle, ne tient pas compte des pores non connectés, ni des zones en « cul-de-sac ». La vitesse moyenne réelle d'écoulement, \mathbf{v} aussi appelée vitesse effective ou vitesse advective est donc :

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{U}}{\theta_m} \quad (\text{e8})$$

Avec \mathbf{U} , la vitesse moyenne de Darcy ($\mathbf{U} = K \nabla h$).

Expression de la loi de Darcy vis-à-vis du champ de pression

La charge hydraulique $h(r)$, qui est mesurée en pratique comme la position verticale de la surface de la nappe à la position horizontale considérée, est en fait un champ scalaire relié au champ de pression $p(r)$ et à l'altitude z par la relation $h = z + p/(\rho g)$, (ρ étant la masse volumique du fluide et g l'accélération de pesanteur).

Si l'on écrit la loi de Darcy en utilisant les pressions plutôt que les charges hydrauliques, on obtient la relation vectorielle suivante :

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\mu} (\nabla p + \rho g \nabla z) \quad (\text{e9})$$

Cette loi physique est admise pour les écoulements permanents et non permanents de fluides compressibles. Elle fait apparaître un nouveau coefficient de proportionnalité : la perméabilité intrinsèque k . C'est la propriété de l'échantillon de milieu poreux à se laisser traverser par un fluide de viscosité dynamique μ . Cette perméabilité caractéristique d'un milieu poreux est purement définie par la géométrie : forme des grains, connectivité des pores, fractures. Elle est indépendante des caractéristiques du fluide et sa dimension est homogène à une surface.

Pour établir la relation entre la perméabilité intrinsèque k et le coefficient de perméabilité K , nous pouvons réécrire la loi de Darcy « physique » dans le cas de l'écoulement d'un fluide incompressible :

$$\mathbf{U} = -\frac{k\rho g}{\mu} \nabla h \quad (\text{e10})$$

Comparons les deux formes de la loi de Darcy :

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\mu} (\nabla p + \rho g \nabla z) = -K \nabla h$$

La relation entre perméabilité intrinsèque et conductivité hydraulique peut alors être déduite:

$$K = \frac{k\rho g}{\mu} \quad (\text{e11})$$

Dans tout ce qui suit, on utilisera toujours la formulation en termes de pression (pas de charge hydraulique) et de perméabilité intrinsèque (pas de conductivité hydraulique).

Formalisme local pour la perméabilité

L'expérience de Darcy a été réalisée pour un écoulement unidirectionnel. Sa loi, initialement globale (valable pour un milieu poreux homogène) est réduite à une loi locale, applicable à des milieux poreux hétérogènes. Elle est généralisée en trois dimensions, avec l'admission implicite que les coefficients de perméabilité K et de perméabilité intrinsèque k sont des propriétés isotropes du milieu poreux, indépendantes donc des directions de l'espace. Les grandeurs de cette loi « physique » de Darcy dépendent cependant du point de l'espace considéré, et/ou du temps. Ces grandeurs locales, mais macroscopiques, ont un sens à l'échelle d'un bloc élémentaire de milieu poreux et non à l'échelle des pores.

Les milieux poreux naturels se caractérisent par une forte variabilité spatiale de la perméabilité. Celle-ci, généralement considérée comme anisotrope s'exprime sous une forme tensorielle. La loi généralisée de Darcy devient donc :

$$\mathbf{U} = -\frac{\mathbf{k}}{\mu} (\nabla p + \rho g \nabla z) \quad (\text{e12})$$

Des ordres de grandeur de la valeur de la conductivité hydraulique des roches sont indiqués dans le Tableau I.1. La gamme de variation de ce paramètre hydrodynamique est importante, couvrant plus de 10 ordres de grandeur. Aussi, la variabilité spatiale des faciès au sein d'une même formation peut impliquer une variation de la conductivité hydraulique sur cinq ordres de grandeur à l'échelle de la dizaine de mètres.

Roches	Porosité Totale (interstice)	Porosité cinématique	Conductivité Hydraulique (m/s)
Graviers, galets	25-40%	20-40%	$3.10^{-2}-10^{-6}$
Sables	~40%	5-15%	$2.10^{-4}-10^{-6}$
Argile	40-50%		$5.10^{-9}-10^{-11}$
Craie	30-45%	5%	$6.10^{-6}-10^{-9}$
Calcaires karstifiés	<30%	30%	$2.10^{-2}-10^{-4}$
Dolomies	30%	5-30%	$6.10^{-6}-10^{-9}$
Grès	5-30%	$\epsilon-10\%$	$6.10^{-6}-3.10^{-6}$
Basaltes	5-20%	$\epsilon-20\%$	$4.10^{-7}-2.10^{-11}$
Granite, gneiss	0,1-1%	E	$2.10^{-10}-3.10^{-12}$
Sel	0,1%	E	-

Tableau I.1- Synthèse des ordres de grandeurs des principaux paramètres hydrodynamiques selon la nature de la roche.

Comme la vitesse est liée à la perméabilité et que, de plus, le champ de perméabilité est fortement hétérogène dans les milieux poreux, il en résulte un champ de vitesse également hétérogène.

Sous sa forme généralisée, la loi de Darcy est vérifiée de façon expérimentale sous certaines conditions: les déformations du milieu poreux doivent être négligeables, et l'écoulement d'un fluide homogène, à l'échelle des pores, doit être bien décrit par les équations de Navier-Stokes (équations dans lesquelles les termes représentant les termes d'inertie sont négligés, ce qui suppose des écoulements lents).

Des distorsions existent à la loi de Darcy pour les forts gradients hydrauliques. Dans ce cas, la linéarité entre gradient et vitesse de filtration n'est plus observée. En pratique, cette loi est valide si le nombre de Reynolds est inférieur à une limite comprise entre 1 et 10, correspondant à un écoulement laminaire à l'intérieur des pores. Au-delà, les forces d'inertie ne sont plus négligeables, et la loi de Darcy n'est plus applicable. Pour les faibles gradients hydrauliques, notamment dans le cas des argiles compactes, la relation entre gradient et vitesse n'est pas non plus linéaire.

Restrictions à l'approche de Darcy pour les milieux fracturés

En plus de la variabilité des lithologies, les fractures constituent souvent des chemins préférentiels pour les écoulements. Ces fractures ont des propriétés hydrauliques pouvant être très variables dans l'espace en fonction de leur ouverture, variable localement, de leur remplissage éventuel et de l'endommagement de la zone autour de la fracture (Figure I.3).

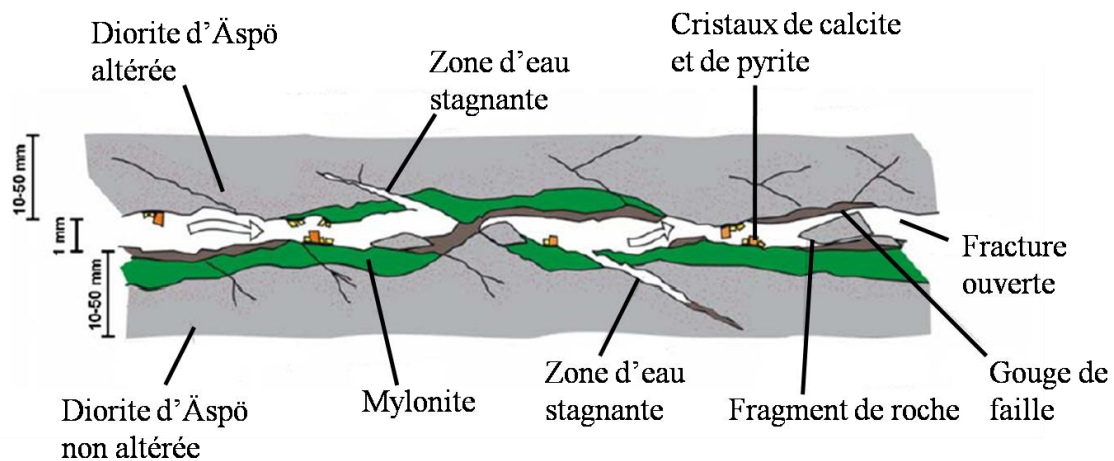


Figure I.3- Représentation conceptuelle d'une fracture, d'après Winberg (2000), modifié.

Dans le cadre d'un milieu fissuré, la dimension d'un volume élémentaire représentatif devient difficile à définir en raison de la forte hétérogénéité de distribution spatiale des fissures, et ce, à toutes les échelles d'observations. L'utilisation du volume élémentaire représentatif transforme une discontinuité en une variation continue, ce qui est problématique. Il faut donc distinguer le milieu homogène où l'intégration spatiale des propriétés est moyennée localement (hypothèse de continuité du milieu poreux) et le milieu hétérogène (ou fissuré) qui ne possède pas ces propriétés statistiques homogènes mais qui comporte des discontinuités.

Le milieu fissuré peut être considéré comme un double milieu : les fissures (ou fractures) et le milieu poreux, caractérisés chacun par une porosité et une perméabilité propres. Une solution souvent envisagée, considère dans un volume élémentaire représentatif, l'existence de deux pressions différentes (dans les fractures et la matrice), couplée par un terme d'échange de masse entre les deux milieux. Cet aspect est plus amplement détaillé dans le paragraphe I.3.

I.1.4 Ecoulements de solutés dans une fracture ouverte sans rugosité

Fracture lisse : plans de Poiseuille

Dans cette configuration (Figure I.4), les parois inférieure et supérieure de la fracture sont des plans parallèles, de longueur L et séparés d'une distance b . Un écoulement y est engendré en imposant une surpression Δp entre l'entrée et la sortie des plaques, suivant l'axe x .

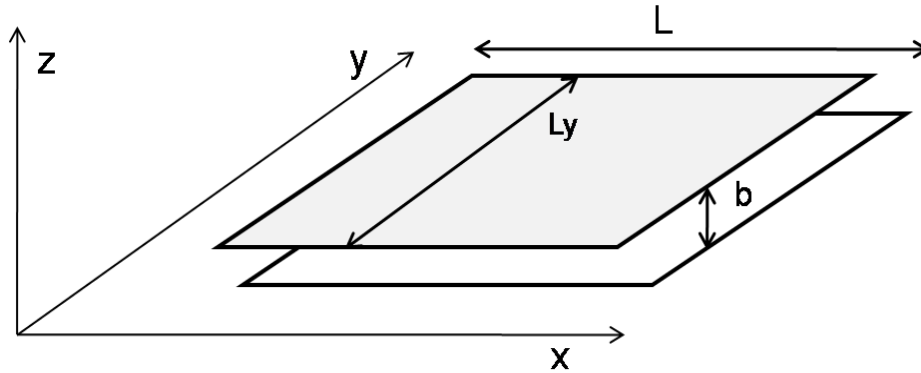


Figure I.4- Représentation schématique de la configuration de Poiseuille (fracture constituée de deux plans lisses et parallèles).

L'écoulement est parallèle à la direction x , la vitesse a donc une seule composante : U_x . Elle ne dépend ni de x , ni de y , mais seulement de z :

$$U_y = U_z = 0 \quad (\text{e13})$$

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} = \frac{\partial U_x}{\partial y} = 0 \quad (\text{e14})$$

En considérant le cas d'un fluide incompressible (ρ constante) en écoulement permanent ($\partial U/\partial t = 0$), l'équation de Navier-Stokes se réduit alors, sans action des forces extérieures (gravité) :

$$\frac{dp(x)}{dx} = \eta \frac{d^2 U_x}{dz^2} \quad (\text{e15})$$

$$\Leftrightarrow U_x = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} z^2 + C_1 z + C_2 \quad (\text{e16})$$

Avec les conditions aux limites suivantes (vitesse du fluide nulle aux bords):

$$U_x(0) = U_x(b) = 0 \quad (\text{e17})$$

Les valeurs des constantes sont :

$$C_1 = 0 \text{ et } C_2 = -\frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} b \quad (\text{e18})$$

Au final, le profil de vitesse obtenu est parabolique, avec une vitesse à mi-chemin entre les plaques, soit pour $y = b/2$. C'est le profil de Poiseuille :

$$U_x = \frac{1}{2\eta} \left(-\frac{dp}{dx} \right) z (b - z) \quad (\text{e19})$$

La vitesse moyenne (débit par unité de surface transverse à l'écoulement) est proportionnelle au gradient de pression dp/dx :

$$\langle U_x \rangle = -\frac{b^2}{12\eta} \frac{dp}{dx} \quad (\text{e20})$$

$$\langle U_x \rangle = -k \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} \quad \text{avec } k = \frac{b^2}{12} \quad (\text{e21})$$

Cette relation de proportionnalité entre cause et effet (ou gradient de pression et vitesse) est une conséquence de la linéarité de l'équation de Stokes. Le facteur de proportionnalité, égal à $d^2/12$ est la perméabilité intrinsèque, il a bien la dimension d'une surface.

Le débit volumique de fluide à travers la fracture est déduit à partir du flux de vitesse s'écoulant à travers la section normale à l'écoulement :

$$Q_{Stokes} = \int_0^{L_y} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} U(z) dy dz = -L_y \frac{b^3}{12\eta} \overline{\nabla P} \quad (\text{e22})$$

Dans cette loi de Poiseuille, qui relie le débit au gradient de pression, le coefficient de proportionnalité varie comme le cube de l'ouverture b de la fracture, d'où le nom de loi cubique.

La relation générale entre vitesse moyenne et gradient de pression est la loi de Darcy (1858), décrite dans le chapitre précédent, et appliquée au milieu perméable (poreux) s'énonce :

$$U_x = -\frac{k}{\eta} \overline{\nabla P} \quad (\text{e23})$$

Ici on peut faire une analogie avec la loi de Darcy dans un milieu poreux : l'analogue de la vitesse de Darcy est simplement la vitesse moyenne du fluide. La loi de Darcy peut être réécrite en termes de débit volumique :

$$Q_{Darcy} = U_x L_y b = -L_y \frac{k b}{\eta} \overline{\nabla P} \quad (\text{e24})$$

Soit T , la transmissivité ($L^2.T^{-1}$) de la fracture égale à :

$$T = k b \quad (\text{e25})$$

En comparant les expressions du débit dans la fracture déduites des équations de Stokes et de Darcy, on peut réinterpréter la loi cubique en termes de transmissivité. Une fracture, définie par deux plans parallèles, se caractérise par une transmissivité proportionnelle au cube de l'ouverture moyenne :

$$T = \frac{b^3}{12} \quad (\text{e26})$$

Dans le cas d'une fracture rugueuse, la transmissivité mesurée expérimentalement ou numériquement pourra être comparée avec cette valeur théorique du modèle de Poiseuille pour quantifier l'effet de la rugosité sur la transmissivité.

I.1.5 Hétérogénéités des écoulements de solutés: cas du milieu naturel

L'une des conséquences principales des hétérogénéités structurales du milieu est qu'elles conduisent à des variations significatives de vitesses du fluide, et sur de courtes distances. En effet, d'après la loi de Darcy, si la valeur de la perméabilité varie d'un ordre de grandeur entre deux endroits très proches, alors, pour un même gradient hydraulique, les vitesses varieront du même ordre de grandeur. L'existence d'une distribution spatiale de la perméabilité entraîne une distribution spatiale des vitesses de flux. Les hétérogénéités de perméabilité peuvent prendre différentes formes :

- à l'échelle du pore : micro-stratification, lamines,
- à l'échelle de la fracture : rugosité des parois, variations d'ouvertures.

Les fractures naturelles se caractérisent par des parois rugueuses irrégulières aux propriétés géométriques auto-affines Cox and Wang (1993, Schmittbuhl et al. (1995). Le comportement hydraulique d'une fracture est contrôlé à la fois par le champ d'ouverture de la fracture et par la géométrie des ses parois.

Influence de la rugosité sur l'écoulement

Dans le cas d'une fracture rugueuse, une ouverture hydraulique b_h , pourra être déduite de la transmissivité mesurée expérimentalement ou issue d'une modélisation numérique :

$$b_h = \sqrt[3]{12 T} \quad (e27)$$

Cette ouverture hydraulique b_h est l'équivalent de l'ouverture d'une fracture lisse de même transmissivité que la fracture rugueuse considérée.

La rugosité des surfaces crée des variations de l'ouverture locale de la fracture. Lorsque l'amplitude de la rugosité des surfaces est négligeable vis-à-vis de l'ouverture moyenne de la fracture, l'influence de la rugosité est aussi négligeable. Dans ce cas, la fracture est correctement modélisée par la configuration de Poiseuille : sa transmissivité est proportionnelle au cube de l'ouverture. Autrement dit, son comportement hydraulique est identique à celui d'une fracture sans rugosité et l'ouverture hydraulique équivaut à l'ouverture moyenne de la fracture. En d'autres termes, $b_h = b_m$.

L'écart entre l'ouverture hydraulique et l'ouverture moyenne de la fracture évalue l'effet de la rugosité des parois sur la transmissivité.

Quand les fluctuations locales d'ouverture sont du même ordre de grandeur que l'ouverture moyenne de la fracture, les ouvertures hydraulique et mécanique diffèrent fortement. Cette déviation témoigne de l'influence de la rugosité sur la transmissivité de la fracture. Des études expérimentales dans des échantillons de roches fracturées Keller et al. (1995, Raven and Gale (1985) et numériques Berkowitz and Braester (1991) indiquent que la vision classique d'une fracture constituée de deux plaques lisses parallèles (ou configuration de Poiseuille) n'est pas forcément adaptée pour la description du flux.

Les écoulements dans une fracture rugueuse sont complexes, même dans le cadre d'un régime laminaire. L'influence de la géométrie de parois de fracture est généralement décrite à travers sa conséquence :

- sur les propriétés macroscopiques des écoulements dans la fracture, avec les mesures de perméabilité Durham and Bonner (1994, Hakami and Larsson (1996)
- sur les propriétés macroscopiques du transport, à savoir l'analyse de la dispersion de solutés (Keller et al. 1999 ; Roux et al. 1998).

Des études expérimentales d'écoulements réalisés en laboratoire dans des fractures uniques (Keller 1995 ; Raven 1985), sur le terrain (Rasmuson et Neretnieks 1986 ; Raven 1988) ou encore numériques (Durham and Bonner 1995 ; Glover et al. 1998b) prouvent que les parois rugueuses des fractures naturelles jouent un rôle important sur les écoulements, et qu'elles créent des déviations significatives par rapport au modèle de fracture constitué de deux plans parallèles. D'après des simulations numériques réalisées par Mourzenko (1995, 1996), cette approche traditionnelle n'est pas applicable dans de nombreux cas. La problématique peut ici s'exprimer de façon simple : comment b_h est-elle liée à b_m ?

L'avantage de la loi cubique est sa simplicité et sa capacité à révéler les caractéristiques des flux. D'un point de vue théorique, résoudre l'équation de Navier-Stokes est très contraignant, en raison de la non-linéarité des équations différentielles en 3-D. Les nombreuses investigations théoriques ne convergent pas vers une définition unique sur l'ouverture de la fracture nécessaire dans la loi cubique. En général, l'ouverture de la fracture est mesurée

verticalement, en tout point. Cependant dans le cas où les surfaces sont inclinées par rapport au plan global de la fracture, une telle mesure verticale est erronée.

Les anisotropies de parois compliquent l'analyse des mesures de débits de flux et de perméabilités dans les fractures. L'utilisation de l'imagerie par résonance magnétique nucléaire a permis en laboratoire, la mesure directe de flux au sein d'une fracture dans des échantillons naturels de roche (Brown 1998 ; Dijk and Berkowitz 1999). Le but est d'examiner les effets de la morphologie des parois de la fracture sur les flux. Brown (1998) analyse une distribution de vitesses dans une réplique transparente en résine d'une fracture naturelle, qui s'organise sous la forme d'une chenalisation, de l'échelle milli- à pluri-centimétrique. Ce concept reflétant les chemins d'écoulement préférentiel s'applique à la fois pour une seule fracture et pour un réseau de fractures. Les flux se concentrent le long de chemins tortueux ayant une faible résistance hydraulique.

Les chenaux observés dans l'expérience de Brown (1998) ont une géométrie complexe. Les vitesses de fluides s'étendent sur plusieurs ordres de magnitude, avec une vitesse maximum cinq fois plus élevée que la vitesse moyenne. En raison du phénomène de chenalisation, les vitesses de flux des contaminants peuvent ainsi dépasser la vitesse moyenne. Dans une étude expérimentale et numérique (Méheust et al. 2000), les auteurs mettent en évidence qu'à l'échelle de la fracture, pour les petites ouvertures mécaniques, les variations locales d'ouvertures induisent un comportement hydraulique anisotrope ($b_h \neq b_m$). Pour certaines configurations, on peut même avoir $b_h > b_m$. En revanche pour les grandes ouvertures mécaniques de la fracture, quelle que soit l'orientation de la paroi rugueuse (et donc des variations locales d'ouverture), les ouvertures hydraulique et mécanique sont égales ($b_h = b_m$). La rugosité n'influe pas sur le comportement hydraulique de la fracture.

La chenalisation dans le plan de la fracture a aussi été démontrée dans des expériences sur le terrain. Un tel exemple est décrit par Abelin et al. (1994) et Neretnieks (1993) lors d'une expérience à Stripa (Suède) dans une fracture située entre deux puits dans des terrains constitués de roches cristallines. Les résultats ont montré que les chenaux d'une largeur de 50 mm représentaient 90 % des flux écoulés, et occupaient un faible espace correspondant à 5-20 % du plan total de la fracture.

Ainsi des études expérimentales et numériques ont montré que la chenalisation est un processus physique quasiment omniprésent dans les roches fracturées (Tsang et Neretnieks 1998). Cette chenalisation est liée aux variations d'ouverture dans le plan de la fracture. Un lien est établi entre la chenalisation de l'écoulement dans la fracture et l'écart à la loi cubique dans différentes études théoriques ou numériques (Brown 1989 ; Ge 1997 ; Tsang et Tsang 1987). Dans le cas d'une fracture rugueuse dont les parois sont décorrélées, la chenalisation et l'écart b_h-b_m résultant, sont contrôlés par les hétérogénéités du champ des ouvertures de plus grande échelle dans le plan de fracture. Selon la distribution spatiale de ces ouvertures, la chenalisation sera plus ou moins favorisée (Méheust and Schmittbuhl 2001). La rugosité des parois contrôle la chenalisation.

Aux grandes échelles, les deux parois d'une fracture naturelle sont ajustées (Brown 1986 ; Glover et al. 1998b) : elles montrent des fluctuations de rugosité identiques, malgré des variations de topographies visibles à une plus petite échelle. Autrement dit, les parois des fractures naturelles présentent des propriétés d'invariance d'échelle, sur une large gamme de longueurs d'onde. Cet ajustement des surfaces aux grandes échelles influe sur le comportement hydraulique de la fracture (Méheust et al. 2003).

Influence d'une frontière poreuse sur l'écoulement

Peu d'attention a été attribuée pour déterminer si les conductivités (ou transmissivités) au sein de la fracture seraient modifiées ou non par la présence d'une roche perméable au niveau de ses parois. Généralement, sauf pour les roches très perméables, les différences pour les conductivités estimées des fractures encastrées dans des roches perméables et imperméables sont supposées minimales. Le concept d'une fracture aux parois planes et imperméables est généralement appliqué pour la modélisation de l'écoulement dans une fracture aux frontières perméables, avec l'approximation d'une condition de non-glissement au niveau de l'interface fracture matrice. C'est-à-dire que la vitesse longitudinale à l'interface tend vers zéro. Cette approximation est remise en cause, par exemple dans une expérience de laboratoire réalisée par Belfort et Nagata (1985). Ils examinent le flux d'eau s'écoulant à travers deux tubes cylindriques, l'un avec des parois poreuses et l'autre avec des parois imperméables. Les débits d'eau, obtenus dans ces configurations, diffèrent entre eux d'une façon significative, prouvant que la composante de la vitesse le long de la paroi poreuse n'est pas nulle.

La condition de non-glissement à la surface solide (interface fracture matrice poreuse) n'est alors pas valable. Il faut dans ce cas prendre en compte la possibilité d'un glissement du fluide sur la surface solide (Figure I.5) : la longueur de glissement t s'interprète comme la profondeur à l'intérieur du solide (milieu poreux) à laquelle l'extrapolation linéaire du profil de vitesse vient s'annuler. La condition de non glissement correspond alors à la limite $t = 0$.

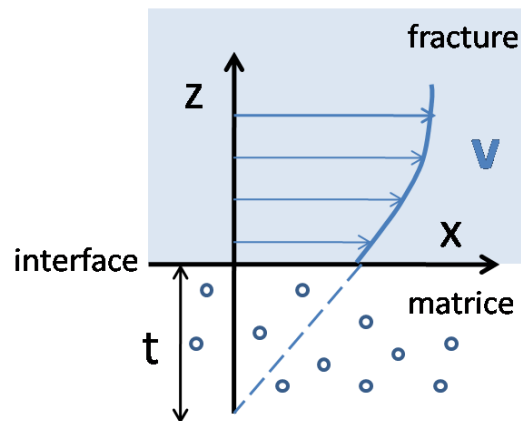


Figure I.5- Représentation schématique de la condition de non-glissement à l'interface fracture matrice poreuse.

L'équation de Darcy n'est pas valide dans la zone de transition (t , Figure I.5) de la matrice, parce qu'elle ne contient aucun terme faisant référence au cisaillement macroscopique. Une extension à la loi de Darcy est développée par Brinkman (1947) pour prendre en compte ce terme de cisaillement. Au-delà de la zone de transition dans le milieu poreux, le terme de cisaillement s'annule, réduisant la loi de Darcy-Brinkman à celle de Darcy. Dans le cas d'une approximation de condition de non-glissement à l'interface, l'évaluation de la transmissivité de la fracture est sous-estimée Berkowitz (1989) :

$$\frac{K}{K_0} = \frac{Q}{Q_0} = 1 + \frac{60(\alpha + 0,2)}{\alpha^2} \quad (e28)$$

Avec K , la transmissivité de la fracture en supposant un cisaillement macroscopique dans le milieu poreux à proximité de l'interface,

K_0 , la transmissivité de la fracture en supposant une condition de non-glissement à l'interface.

$$\alpha = \frac{b}{k^{1/2}}$$

Avec b , l'ouverture de la fracture,

k , la perméabilité du milieu poreux.

Si l'on considère une formation poreuse de perméabilité 10^{-9} mm^2 , et une fracture d'ouverture égale à 0,01 mm, l'erreur sur l'estimation de la transmissivité de la fracture, en supposant une condition de non-glissement à l'interface s'élève à 19 %. Ce pourcentage d'erreur s'abaisse à 2 % pour une ouverture de fracture valant 0,1 mm, et à 6 % pour une perméabilité de 10^{-10} mm^2 . Berkowitz (1989) met en évidence que l'approximation d'une condition de non-glissement à l'interface conduit à des erreurs significatives pour des fractures caractérisées par de faibles ouvertures.

Cependant, à l'échelle du terrain, caractérisée à la fois par des hétérogénéités de petite échelle (celle de la fracture) et de grande échelle (celle du réseau de fracture), ce problème n'a pas reçu beaucoup d'attention. Les vitesses d'écoulement à l'échelle du terrain, sont-elles ou non influencées par la présence d'une matrice poreuse/perméable ? La question reste ouverte. En revanche, il est reconnu que cette matrice joue un rôle conséquent sur le transport de solutés, qui sera développé dans le chapitre I.1.3.

I.2. Transport de solutés non réactifs dans les milieux poreux et fracturés

I.2.1 Processus physiques responsables du transport de solutés

Le transport d'éléments en solution concerne uniquement les écoulements de fluides dits miscibles, c'est-à-dire avec une seule phase fluide. Ainsi la concentration d'une substance dans l'autre peut être définie, comme le sel dans l'eau douce. L'élément transporté s'intègre à la phase fluide : il est miscible.

La variation spatio-temporelle de la concentration $C(\mathbf{r}, t)$ d'un élément en solution sera due aux principaux mécanismes bio-physico-chimiques suivants :

1. la convection (ou advection) par le fluide porteur
2. la diffusion
3. les phénomènes d'échange avec le milieu solide (phénomènes d'adsorption : rétention par les particules solides et de désorption) ;
4. les processus de dégradation chimique ou biologique (exemple : la décroissance radioactive).

Dans notre étude, nous nous intéresserons au transport des éléments dits « conservatifs » : c'est-à-dire pour des éléments n'ayant aucune interaction biogéochimique avec le milieu solide environnant (exemple d'interaction physico-chimique: l'adsorption). Ainsi, par la suite nous considérerons uniquement les mécanismes physiques du transport de solutés (points 1-3 ci-dessus).

La convection

Les éléments en solution sont entraînés par le mouvement du fluide (lignes de flux) : c'est le transport advectif appelé aussi convection.

Le flux massique de solutés ($M.L^{-2}.T^{-1}$) transporté par advection F_x , est donné par l'expression suivante :

$$F_x = C \cdot v = C \cdot \frac{U}{\omega} \quad (e29)$$

L'équation en 1-D du transport advectif traduit la conservation de la masse de soluté et s'écrit

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -v \frac{\partial C}{\partial x} \quad (\text{e30})$$

La diffusion moléculaire

Une substance soluble dans un fluide au repos ou s'écoulant, s'étale et se disperse en migrant depuis les zones concentrées vers les zones moins concentrées. Ce processus d'uniformisation de la concentration ou diffusion moléculaire, s'active en présence d'un gradient de concentration. La diffusion est indépendante de la vitesse d'écoulement au sein du milieu souterrain. Son rôle est important dans les milieux faiblement perméables tels que les argiles.

Le flux massique de soluté à l'échelle locale est proportionnel au gradient de concentration. C'est la première loi de Fick, qui s'écrit en 1-D :

$$F = -D_d \frac{\partial C}{\partial x} \quad (\text{e31})$$

Ou plus généralement

$$\mathbf{F} = -D_d \nabla C \quad (\text{e32})$$

Avec F le flux massique de soluté, D_d le coefficient de diffusion (ou diffusivité) moléculaire en eau libre ($L^2.T^{-1}$),

C , la concentration du soluté ($M.L^{-3}$),

∇C , le gradient de concentration ($M.L^{-2}$).

Les valeurs du coefficient de diffusion moléculaire en eau libre (D_d) varient selon les espèces, de 1.10^{-9} à $2.10^{-9} m^2.s^{-1}$ à $25^\circ C$ (Robinson and Stokes 1965). Dans les milieux poreux, la diffusion n'est pas aussi rapide qu'en eau libre en raison des trajets de migration plus longs pour contourner les grains. À l'échelle de Darcy, un coefficient de diffusion effective D_m doit être considéré :

$$D_m = \theta. D_d \quad (\text{e33})$$

La tortuosité θ , est un paramètre sans unité, qui mesure l'effet de la forme des trajectoires au sein de la phase fluide.

Pour les systèmes où les concentrations changent avec le temps, la conservation de la masse de soluté s'écrit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{F} \quad (\text{e34})$$

ce qui, associé à la première loi de Fick, conduit à la seconde loi de Fick :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (\text{e35})$$

La concentration de soluté est souvent décrite par deux propriétés statistiques : sa moyenne, \bar{C} et sa variance σ_C^2 .

La solution analytique de cette expression permet la détermination de l'évolution de la concentration d'un élément en solution C , à une distance x de la source de diffusion et à un temps t après le début du processus. Soient les conditions initiales et limites suivantes :

$$\begin{aligned} C(x, 0) &= 0 & x \geq 0 & \text{Condition initiale} \\ C(0, t) &= C_0 & t \geq 0 & \text{Condition limite} \\ C(\infty, t) &= 0 & t \geq 0 & \text{Condition limite} \end{aligned}$$

La solution analytique est la suivante (*Crank*, 1956):

$$C(x, t) = C_0 \left[\operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_m t}} \right] \quad (\text{e36})$$

où C est la concentration à une distance x de la source, à un temps t après le début de la diffusion,

C_0 , la concentration initiale (constante),

erfc , la fonction erreur complémentaire.

La fonction erreur complémentaire est une fonction mathématique liée à la distribution normale (gaussienne). La fonction erreur complémentaire est associée à la fonction erreur par :

$$\operatorname{erfc}(B) = 1 - \operatorname{erf}(B)$$

La Figure I.6 montre différents profils de concentration relative C/C_0 , obtenus à différents temps, pour un soluté diffusant à partir d'une région de concentration C_0 , vers une région de concentration nulle.

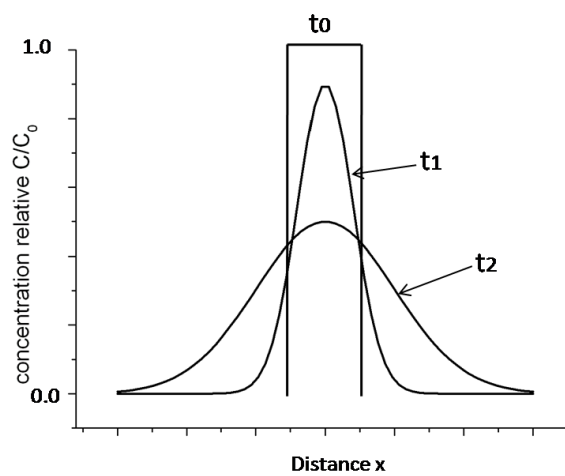


Figure I.6- Diffusion d'un créneau de soluté de concentration C_0 , injecté au temps t_0 dans un milieu poreux, d'après Fetter (2001), avec $t_2 > t_1 > t_0$ (croît linéairement avec le temps).

I.2.2 Caractérisation de la dispersion dans les milieux hétérogènes

I.2.2-1 Mécanismes de dispersion

La dispersion mécanique

Les flux d'eau souterrains migrent à des vitesses à la fois supérieures et inférieures à la vitesse moyenne, c'est-à-dire estimée à partir de l'évaluation locale du flux de Darcy. Il en résulte un étalement progressif du « nuage » de soluté par advection par le champ de vitesse hétérogène, selon le degré d'hétérogénéité du champ de vitesse. Ce processus appelé dispersion mécanique ou cinématique est conventionnellement représenté par une loi fickienne :

$$\mathbf{F}_D = -D \cdot \nabla C \quad (\text{e37})$$

Avec :

\mathbf{F}_D , le flux de matière transporté par dispersion ($M.L^{-2}.T^{-1}$)

C , la concentration volumique dans l'eau mobile ($M.L^{-3}$)

D , le tenseur de dispersion mécanique ($L^2.T^{-1}$), peut s'exprimer sous une forme tensorielle, symétrique, de 2nd ordre :

$$D = \begin{bmatrix} \alpha_L \cdot v & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_T \cdot v & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_T \cdot v \end{bmatrix}$$

Avec :

α_L la dispersivité longitudinale, exprimant l'étalement du soluté dans la direction moyenne de l'écoulement (L);

α_T , la dispersivité transversale, exprimant l'étalement du soluté dans les directions perpendiculaires à l'écoulement (L) ;

v est la vitesse d'advection moyenne du soluté dans le milieu poreux ($L.T^{-1}$).

La dispersion mécanique est la conséquence de l'advection combinée à l'hétérogénéité du milieu.

La dispersion hydrodynamique

Le processus de diffusion moléculaire ne peut pas être séparé de la dispersion mécanique dans les flux d'eau souterrains. Ces deux mécanismes sont regroupés dans une seule expression : la dispersion hydrodynamique ($L^2.T^{-1}$) :

$$D_L = \alpha_L v + D_m$$

$$D_T = \alpha_T v + D_m$$

Où

D_L = coefficient de dispersion hydrodynamique parallèle à la direction principale des flux (longitudinal),

D_T = coefficient de dispersion hydrodynamique perpendiculaire à la direction principale des flux (transversal),

$\alpha_{L,T}$ = dispersivités dynamiques, longitudinale et transversale,

v , la vitesse moyenne d'advection du soluté.

En fonction de la distance parcourue, la masse de soluté subit une dispersion : elle s'étale tout en occupant progressivement un volume plus important dans le système. L'étirement et la dilution de la masse se traduisent par un étalement croissant des courbes de concentration, et par une baisse de la valeur maximale de concentration (Figure I.7).

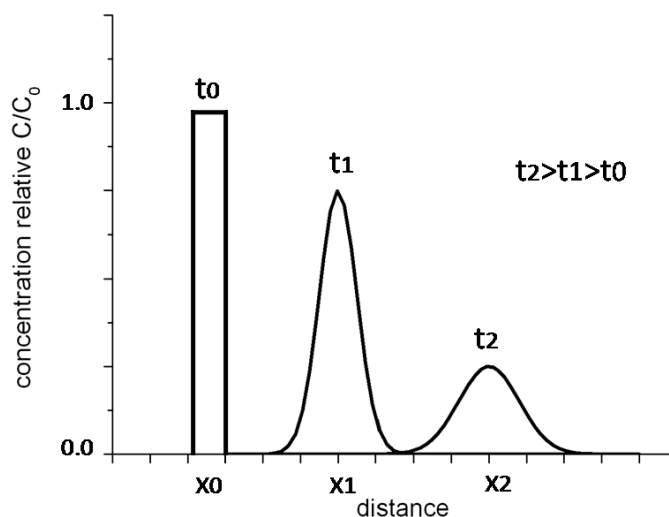


Figure I.7- Transport et étalement d'un crêneau de soluté, de concentration C_0 injecté au temps t_0 , à la position x_0 dans un milieu poreux, d'après Fetter (2001).

La dispersion hydrodynamique induit un étalement du traceur par étirement et dilution de celui-ci. L'étalement du soluté (« *spreading* ») est associé à l'étirement du panache et à sa déformation dans l'espace, tandis que la dilution (« *mixing* ») est le processus physique rendant compte de l'augmentation du volume occupé par le panache au cours de son transport.

Le nombre de Péclet, $Pe = vb/D_m$, avec v la vitesse moyenne du soluté, b une longueur caractéristique et D_m le coefficient de diffusion moléculaire définissant la contribution du mode de transport par convection par rapport à celui par diffusion. Dans le cadre de l'étude du transport dans une fracture unique, la longueur caractéristique peut être assimilée à l'ouverture moyenne. Dans les milieux poreux, cette longueur caractéristique est souvent égale au diamètre moyen des grains ou des pores. Les variations du nombre de Péclet sont essentiellement dues aux variations de vitesse moyenne du fluide. Ainsi pour $Pe \ll 1$, la diffusion moléculaire domine, ce qui traduit un milieu stagnant, c'est-à-dire sans écoulement ou avec de très faibles vitesses de flux.

La représentation du coefficient de dispersion hydrodynamique $D_{L,T}$ normalisé par le coefficient de diffusion moléculaire D_d en fonction du nombre de Péclet, facilite les comparaisons entre les études. La courbe D_L/D_d versus Pe (Figure I.8), permet de mettre en évidence l'importance relative de la diffusion et de la dispersion cinématique. Les conditions hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement et diffusion moléculaire) déterminent de cette façon les régimes de dispersion.

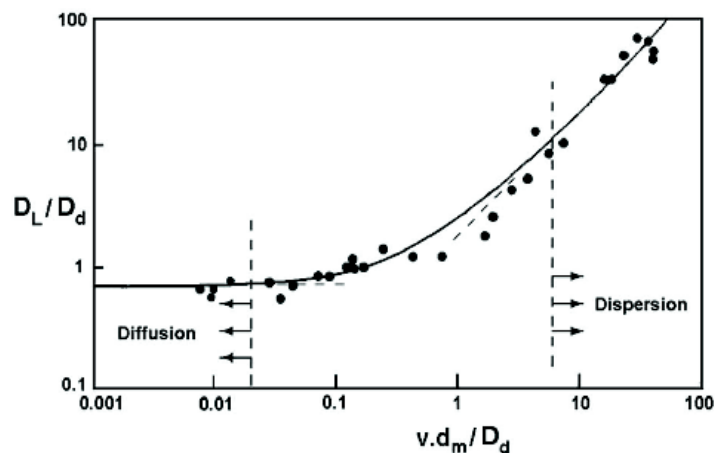


Figure I.8- Evaluation du coefficient de dispersion adimensionnel en fonction du nombre de Péclet (Perkins et Johnson 1963).

1.2.2-2 Deux échelles de dispersion mécanique

Conceptuellement, deux types de dispersion sont distingués, agissant à des échelles et à des amplitudes très différentes.

La micro-dispersion

A l'échelle microscopique, incluant un volume suffisant pour que l'effet des pores soit moyenné (Bear 1972), trois facteurs sont à l'origine de la dispersion : (1) la taille des pores, (2) la longueur des trajectoires de fluide et (3) les forces de friction dues aux pores (conditions de contact aux interfaces solide/liquide). Ces trois causes principales (Figure I.9) créent une distribution hétérogène des vitesses d'écoulement au sein du milieu poreux. Au sein de fissures, la dispersion mécanique dépend du régime d'écoulement, de l'ouverture des fissures et de la rugosité des épontes. Ces éléments permettent d'expliquer la dispersion observée à l'échelle très locale.

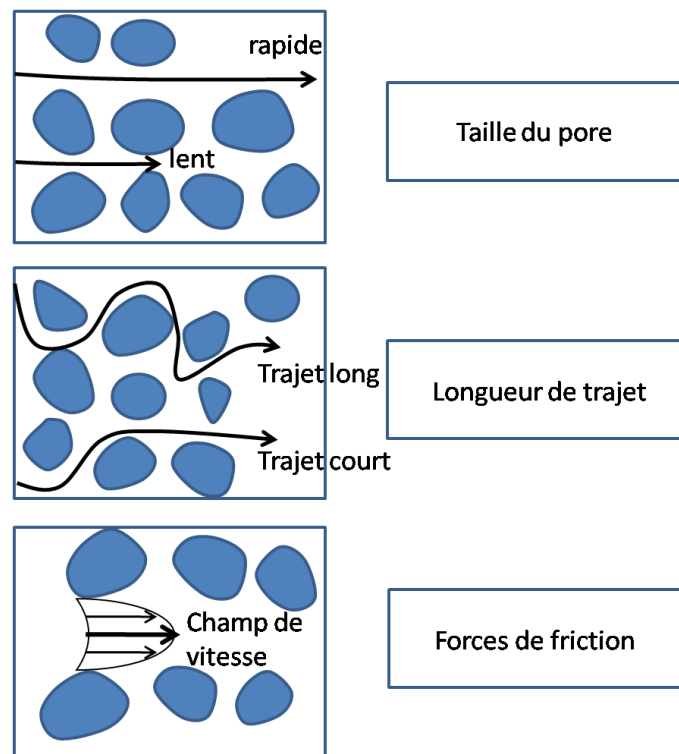


Figure I.9- Les principaux facteurs de dispersion longitudinale à l'échelle du pore, d'après Fetter (2001).

Cette micro-dispersion est mise en évidence par des essais d'injection de traceurs dans des colonnes en laboratoire, fournissant des dispersivités de l'ordre du millimètre au centimètre (Grisak et Pickens 1981). Cette dispersion est liée à la structure locale du milieu poreux (ouvertures, distribution et taille des pores...). Elle peut donc être considérée comme une propriété intrinsèque du milieu.

La macro-dispersion

La dispersion longitudinale, caractérisée à l'échelle du terrain, est appelée macro-dispersion. A ces grandes échelles d'observations, les aquifères montrent des variations de conductivité hydraulique, dues par exemple à la présence de couches géologiques de nature distincte. La dispersion mécanique résulte également du fait que le fluide traverse ces couches géologiques, aux propriétés hydrodynamiques différentes, qui engendrent une distribution des vitesses de flux.

Même si les aquifères sont conceptuellement assumés homogènes, ils montrent des variations de porosité et de conductivité hydraulique qui ne sont pas négligeables (Tableau I.1). Les matériaux géologiques ont une gamme de perméabilité étalée sur 9 ordres de grandeurs. La porosité s'étend approximativement de 1 à 60 %, soit moins de 2 ordres de grandeurs. Comme la dispersion dépend des variations de vitesse de fluide et que la vitesse dépend de la perméabilité selon Darcy, il apparaît évident que les variations des propriétés hydrodynamiques jouent un rôle sur le transport de solutés.

1.2.2-3 L'équation d'advection-dispersion (ADE)

La dérivation de l'équation advection-dispersion dans les milieux poreux (e3) se base sur les travaux d'Ogata (1970), Bear (1972), Freeze et Cherry (1979). Les hypothèses de travail impliquent que le milieu poreux soit homogène, isotrope, saturé par le fluide, et que les conditions d'écoulement soient telles que la loi de Darcy est valide. La plupart des modèles hydrogéologiques de prédiction du transport assument une dispersion fickienne, c'est-à-dire, que le flux transporté par dispersion est proportionnel au gradient de concentration. Dans ce cas, la diffusion du soluté, exprimée dans le référentiel advecté par le champ de vitesse du fluide, s'écrit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \mathbf{v} \cdot \nabla C \quad (\text{e38})$$

avec D , un coefficient de dispersion constant.

Une relation plus générale, utilise un tenseur de diffusivité si celle-ci n'est pas isotrope :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (\bar{\bar{D}} \nabla C) - \mathbf{v} \cdot \nabla C \quad (\text{e39})$$

Selon le modèle de l'ADE, la dispersion des solutés est représentée par un phénomène diffusif autour de la vitesse moyenne. Le modèle de transport est qualifié de Fickien (ou Gaussien), en référence à la distribution spatiale gaussienne des concentrations obtenue suite à une injection ponctuelle de traceur (Figure I.10).

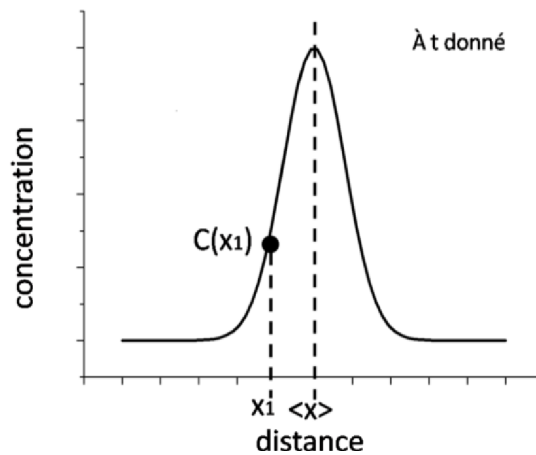


Figure I.10- Distribution spatiale des concentrations, à un temps donné dans un milieu poreux.

La forme de la solution analytique de l'équation (e39) dépend des conditions initiales et des conditions aux limites. Cette solution détermine la concentration d'un élément en solution C à une distance x de la source de diffusion et à un temps t après que le début du processus. Soient les conditions initiales et limites suivantes :

$$\begin{aligned} C(x, 0) &= 0 & x \geq 0 & \text{Condition initiale} \\ C(0, t) &= C_0 & t \geq 0 & \text{Condition limite} \\ C(\infty, t) &= 0 & t \geq 0 & \text{Condition limite} \end{aligned}$$

La solution analytique obtenue par Ogata and Banks (1961) est :

$$C(x, t) = \frac{C_0}{2} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{L - vt}{2\sqrt{D_L t}} \right) + \exp \left(\frac{vL}{D_L} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{L + vt}{2\sqrt{D_L t}} \right) \right] \quad (\text{e40})$$

Avec

C , la concentration à une distance x de la source, à un temps t après le début de la diffusion,

C_0 , la concentration originale (constante),

L , la longueur du système poreux traversé,

v , la vitesse moyenne du soluté,

erfc , la fonction erreur complémentaire,

D_L , la dispersion longitudinale.

1.2.2-4 Caractérisation de la dispersion

Quelque soit le type de données dont on dispose, à savoir expérimentales ou résultant d'une simulation numérique, la dispersion du soluté peut être analysée en utilisant deux approches :

- à partir des profils spatiaux de concentration du panache à un temps donné,
- à partir des courbes de restitution du panache (profils de concentration en fonction du temps) à un endroit donné.

Profils spatiaux :

La première approche est surtout utilisée dans le cas des simulations numériques, dans le sens où toutes les concentrations dans l'espace sont disponibles à un temps donné. Les expérimentations sur site auraient recours à un réseau dense de points d'observations, et pour des raisons économiques, de tels moyens sont rares et peu sont donc proposés pour des études de terrain. L'avantage de l'analyse spatiale du panache est de permettre la caractérisation de la dispersion effective sur la base de l'évolution des moments spatiaux de concentration avec le temps.

Les courbes de restitution sont le type de données dont on dispose le plus souvent à partir des mesures de terrain en puits. Avec ce type de courbe à un point donné (ou juste une image du panache à un temps donné), la dispersion est seulement « apparente » parce que les analyses supposent une homogénéité spatiale des mécanismes de dispersion le long du chemin suivi par le fluide (Jussel et al. 1994).

L'étalement d'un soluté par étirement et dilution peut être quantifié en termes d'évolution des premier et second moments centrés de la distribution spatiale des concentrations (Kitanidis 1994), $C(x,t)$. Le premier moment correspond à la position du centre de masse de la distribution tandis que le second moment centré décrit la dispersion du panache autour de son centre de gravité. Ce moment d'ordre 2 est une signature de la dispersion. En particulier, une distribution gaussienne de concentration est totalement définie par ses moments d'ordre 1 et 2. Ces derniers se définissent de la façon suivante :

$$m_x^{(1)}(t) = \frac{\int x C_{(x,t)} dx}{\int C_{(x,t)} dx} \quad (e41)$$

$$m_{xx}^{(2)}(t) = \frac{\int x x C_{(x,t)} dx}{\int C_{(x,t)} dx} \quad (e42)$$

Ces moments d'ordre 1 et 2 de la distribution de concentration, respectivement $m_x^{(1)}$ et $m_{xx}^{(2)}$, sont pondérés par la somme totale des concentrations de la distribution. L'évolution spatio-temporelle du centre de masse permet de déduire une vitesse apparente de flux, v_a :

$$v_a = \frac{d}{dt} \left(m_x^{(1)}(t) \right) \quad (e43)$$

L'évolution temporelle de la variance spatiale de la distribution de concentration, $\sigma_x^2(t)$ permet de déduire la valeur du coefficient de dispersion D :

$$\sigma_x^2(t) = m_{xx}^{(2)}(t) - m_x^{(1)}(t) \cdot m_x^{(1)}(t) \quad (e44)$$

$$D = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\sigma_x^2(t)) \quad (e45)$$

Dans le cas de la distribution gaussienne, l'évolution temporelle de la variance spatiale de la concentration est une droite, dont la pente vaut deux fois le coefficient de dispersion (e45).

Profils temporels :

La méthode des moments, appliquée ici dans l'espace peut aussi l'être dans le temps. Dans ce cas, le moment d'ordre 1 du signal de sortie représente le temps moyen de parcours. C'est d'ailleurs cette dernière méthode qui est la plus utilisée dans les expérimentations en laboratoire et sur le terrain. Il est en effet plus facile de mesurer la concentration à différents temps en un point, que de mesurer la concentration en plusieurs points du système à un temps donné.

1.2.2-5 Validité de l'ADE pour les études à grande échelle

Nous avons vu que le tenseur de dispersion résultait de deux phénomènes :

- la dispersion à l'échelle du pore due aux fluctuations locales de vitesse et à la diffusion moléculaire,
- la macro-dispersion.

A l'échelle macroscopique, l'effet de la dispersion locale peut être négligé. L'influence de l'hétérogénéité sur la macro-dispersion a été très étudiée. Sur le terrain, les échelles d'hétérogénéité sont différentes de celles du laboratoire, et les coefficients de dispersion sont beaucoup plus grands. Il a été constaté que si l'on change l'échelle des expériences de traçage (échelle de temps et d'espace), les valeurs des coefficients de dispersion sont différents (Lallemand-Barres and Peaudecerf 1978). Dans le cas du milieu fracturé, il a été clairement mis en évidence une augmentation de la dispersion avec la distance parcourue (Abelin et al. 1991 ; Gelhar et al. 1992; Lin and Lee 1998 ; Neretnieks, 1983 ; Nordqvist et al. 1996).

A l'échelle du terrain, même les aquifères considérés comme « homogènes » présentent des variations de lithologie qui se traduisent par une distribution de la perméabilité et donc par l'existence d'hétérogénéités dans le champ de vitesses. Des déviations systématiques entre les mesures et les prédictions issues de l'équation de l'ADE ont été signalées (Aronofsky and

Heller, 1957) et même à l'échelle (petite) du laboratoire dans des matériaux jugés comme homogènes (Silliman et Simpson 1987 ; Levy and Berkowitz 2003 ; Cortis and Berkowitz, 2004). Ainsi dans des colonnes de laboratoire avec un empilement soigné, le milieu se révèle être « hétérogène », donnant lieu à une dispersion non uniforme, en contraste avec la théorie de l'ADE. Des imageries par résonance magnétique dans des matériaux géologiques qualifiés d'homogènes ont révélé l'existence de chemins préférentiels d'écoulement, qui influencent fortement les flux et le transport de traceurs (Hoffman et al. 1996 ; Oswald et al. 1997).

Egalement, des interprétations de données de traçage sur le terrain (Anderson 1979 ; Gelhar and Axness 1982) suggèrent que la dispersion du soluté par étirement et dilution est non-fickienne et donc n'obéit pas à l'ADE, qui elle, suppose une homogénéité complète du milieu poreux, au moins à l'échelle de la mesure, et un coefficient de dispersion uniforme. Le transport anormal se traduit au niveau des profils de concentration qui montrent une forte asymétrie avec des temps d'arrivées inhabituellement précoces et de longues queues de restitution, comparé au transport normal (Figure I.11).

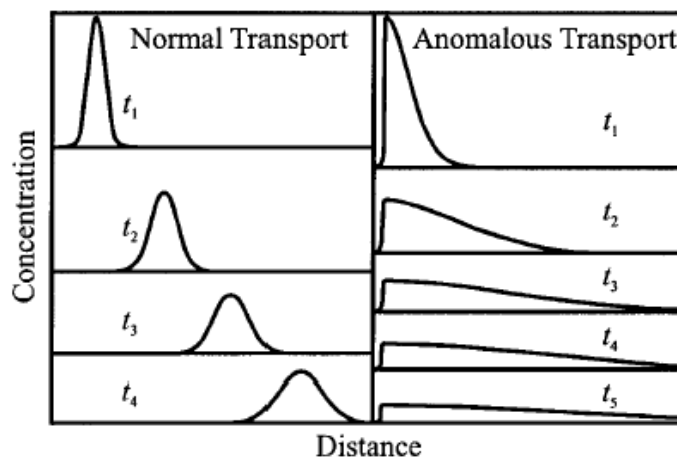


Figure I.11- Illustration schématique du contraste entre le transport anormal et gaussien, en termes de profils de concentration, d'après Berkowitz and Scher (2001).

Au fur à mesure de l'avancement du soluté, celui-ci échantillonne de plus en plus de zones présentant des déviations par rapport à la vitesse moyenne. La dispersion mécanique qui en résulte, croît en conséquence. Il est logique de penser que si le trajet parcouru est assez long, l'ensemble des variations de vitesses locales (ou de perméabilités) est ainsi « visité » par le soluté si bien que la dispersion atteint une valeur maximale. Si la distribution de perméabilité

suit une distribution normale ou log-normale, la dispersion qui en dérive, va approcher une limite asymptotique pour les grandes distances, et pour les grandes durées de trajet (Dagan 1988 ; Gelhar and Axness 1983 ; Matheron and de Marsily 1980). Le milieu hétérogène est ainsi assimilé à un milieu homogène dès que la distance de traçage est assez grande, et est caractérisé par une macro-dispersion.

La valeur asymptotique est atteinte pour des trajets supérieurs à 10-20 fois la longueur de corrélation du système (Dagan 1984, 1988). Une longueur de corrélation λ , représente la distance à partir de laquelle la distribution des hétérogénéités (par exemple le champ de perméabilité) se reproduit. Ainsi une grande longueur de corrélation traduit un système fortement hétérogène alors qu'une faible longueur de corrélation caractérise un système peu hétérogène (Figure I.12).

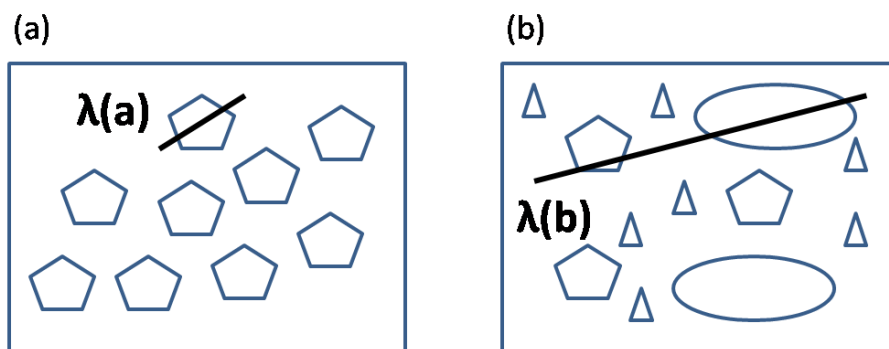


Figure I.12- Représentation schématique de la longueur de corrélation λ d'un milieu homogène (a) et hétérogène (b). Les différents éléments constituant les systèmes (a) et (b) s'apparentent à une distribution spatiale des propriétés hydrodynamiques telle que la perméabilité.

Il semble cependant que le régime asymptotique ne soit pas forcément toujours atteint, et que la dispersion continue de croître avec la distance, notamment quand le milieu a une organisation multi-échelle, et en présence de chenalisation (Dverstorp et al. 1992 ; Tsang et al. 1996).

De nombreuses théories sur le transport en milieu poreux hétérogène impliquent des limites strictes sur la nature des hétérogénéités, telles que les propriétés doivent varier de façon minimale, ou n'avoir que de légers changements dans les distributions. La longueur de corrélation de l'hétérogénéité doit être dans ce cas-là, bien inférieure à la taille du système

étudié. Ces contraintes théoriques ne sont pas réalistes pour tous les types de milieux naturels, mais elles ont néanmoins l'avantage d'offrir des améliorations à partir de la théorie basée sur les hypothèses de la loi de Fick.

D'autres études théoriques (Dagan 1982 ; Gelhar et al. 1979 ; Güven et al. 1984 ; Matheron and de Marsily 1980 ; Sudicky, 1983) ont souligné le rôle de la variabilité spatiale de la perméabilité et l'incertitude sur la connaissance des propriétés des aquifères, et aboutissent à des modèles qualitativement cohérents avec les observations de terrain. Ces modèles indiquent l'existence de zones de transport dans lesquelles la dispersion à grande échelle est bien représentée mathématiquement et traduit un comportement asymptotique fickien sous un ensemble de conditions, applicable aux environnements naturels. Ces modèles illustrent l'importance de la caractérisation des variabilités spatiales d'un aquifère et l'utilité des prédictions probabilistes dans l'étude des milieux géologiques très hétérogènes.

Bien que développée pour des milieux homogènes, et malgré ses limitations connues, ce modèle de transport l'ADE, reste très largement utilisée pour les études de transport dans des milieux naturels, caractérisés par des hétérogénéités physiques à toutes les échelles. Les hypothèses de travail de l'ADE fournissent une approximation raisonnable de la migration du soluté sous certaines conditions, c'est-à-dire avec un fort degré d'homogénéité du champ de perméabilité (Berkowitz and Scher, 2001). Mais dans la plupart des cas, l'ADE échoue parce que les hétérogénéités du milieu naturel, qui ne peuvent pas être ignorées, sont présentes à toutes les échelles, et pas seulement les plus grandes. Or les modèles classiques ne prennent pas en compte les propriétés d'écoulements aux différentes échelles.

Plus récemment, Berkowitz et Scher (1997, 1998) introduisent une méthode alternative, le CTRW (Continuous Time Random Walk formulations), qui apparaît être un moyen efficace de quantification du transport normal et anormal de solutés. En particulier, le transport prédit par cette théorie du CTRW retranscrit bien les temps anormalement en avance et les queues de restitution tardives des courbes de restitution de la concentration, fréquemment observés à l'échelle de l'aquifère (Berkowitz et Scher 1998), et à l'échelle du laboratoire (Berkowitz et al. 2000). L'ADE représente en fait un cas particulier du modèle de CTRW et peut être dérivée à partir de cette théorie sous certaines conditions (Berkowitz et al. 2001).

La vision conceptuelle du transport selon la théorie du CTRW est que les particules de solutés migrent à travers le système, en effectuant des transitions le long de trajectoires des particules fluides, caractérisées par des vitesses variant spatialement. Ce type de transport peut être représenté par une densité de probabilité $\psi(s,t)$ d'effectuer une transition entre deux sites séparés d'une distance s , en un intervalle de temps t . Autrement dit, ceci permet d'aboutir à une distribution de probabilité qu'une particule soit en s à l'instant t . L'ensemble de la théorie du CTRW repose sur l'identification de $\psi(s,t)$. Aux temps longs, $\psi(s,t)$ varie comme $t^{-1-\beta}$. Le comportement du transport est qualifié d'anormal pour $0 < \beta < 1$. La variance de la distribution des temps de séjour n'est plus en \sqrt{t} (théorie de l'ADE) mais en t^β .

I.2.3 Transport de solutés dans une fracture dont les murs sont imperméables

I.2.3-1 Fracture idéale

Régime d'advection pure

Considérons un écoulement laminaire entre deux plans lisses parallèles, à savoir la fracture idéale. Si le temps de l'expérience est inférieur au temps caractéristique de la diffusion moléculaire pour que la diffusion transverse ne modifie pas la dispersion (Taylor, 1954), le transport de soluté est gouverné uniquement par l'advection, c'est-à-dire par le fait que les vitesses de transport sont différentes d'une ligne de courant à l'autre. Dans le cas d'un régime purement advectif, la dispersion longitudinale du soluté résulte uniquement de l'étirement du panache provoqué par le champ de vitesse $U(z)$:

$$U(z) = \frac{3}{2}U \left(1 - \frac{4z^2}{b^2}\right) \quad (\text{e46})$$

Avec U , la vitesse moyenne d'écoulement dans la fracture (m.s^{-1}),

b , l'ouverture de la fracture (m).

Au cours du transport, le soluté se déforme par cisaillement, sans phénomène de mélange ni de dilution. La distribution de vitesse à travers la section verticale de la fracture est parabolique. Considérons le cas où une injection ponctuelle de colorant est introduite de $x = -L$ à $x = 0$. Taylor (1953) montre analytiquement et observe expérimentalement qu'après un

temps t , les fronts avant et arrière du colorant ont la forme d'une parabole (Figure I.13). Le sommet du front avant de pénétration du colorant est passé de la position $x = 0$ à $x = 2Ut_1$ et le sommet du front arrière de colorant de $x = -L$ à $x = 2Ut_1 - L$.

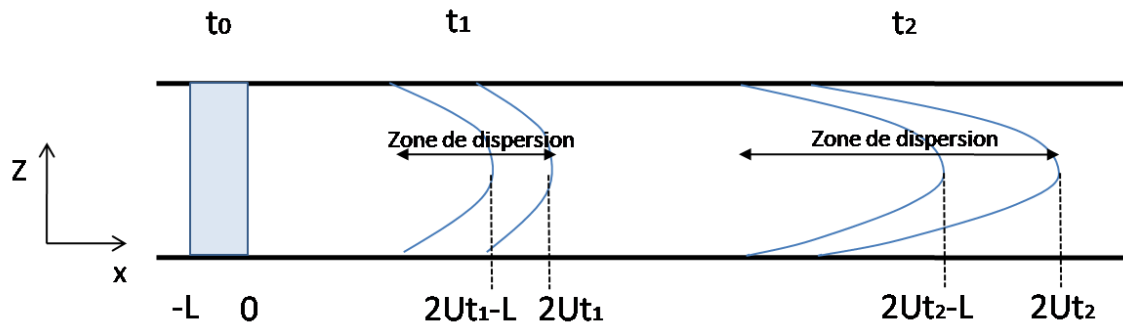


Figure I.13- Illustration schématique de l'étalement d'un traceur injecté entre deux plans parallèles, sous un régime de transport gouverné uniquement par de l'advection.

Dans le cas d'une diffusion nulle, le soluté est simplement advecté le long des lignes de courant aux vitesses données par le profil de Poiseuille, sans en changer au cours du transport. La largeur de la zone de dispersion du soluté varie linéairement avec le temps, et son évolution ne peut donc pas être décrite par un processus fickien. Si le flux d'eau est inversé, l'étalement résultant de ce flux est aussi inversé et le panache retrouve sa configuration à l'injection, alors que la diffusion moléculaire, si elle était présente, introduirait un mélange irréversible (Rigord 1990).

Dans le cas du régime purement advectif, la concentration moyenne à travers l'ouverture de la fracture s'exprime analytiquement comme une fonction de x/t (Taylor, 1953 ; Yang and Yortos, 1997) :

$$\bar{c}(x, t) = \left(1 - \frac{2}{3} \frac{x}{\bar{u}t}\right)^{1/2} \quad (e47)$$

Le régime asymptotique de Taylor

Le concept de la dispersion de Taylor-Aris a d'abord été développé comme résultant du profil de vitesse parabolique entre deux plans lisses parallèles avec l'action combinée de la diffusion moléculaire, permettant au soluté de migrer entre les lignes de flux parallèles.

Nous nous plaçons maintenant dans l'hypothèse où la diffusion moléculaire, qui crée une dilution du traceur dans la direction transverse à l'écoulement, est non négligeable. Cette hypothèse est toujours vérifiée, pourvu qu'on attende suffisamment longtemps. La théorie d'une convection pure échoue alors : le soluté injecté dans la fracture n'est plus dispersé aussi rapidement selon x . L'écoulement seul, provoque une déformation du soluté, en donnant une forme parabolique à ses extrémités : il crée un gradient de concentration transverse (régime advectif). Ensuite le soluté diffuse transversalement, si bien que le front de pénétration est moins concentré par rapport au cas où la diffusion est négligée. La diffusion moléculaire contribue ainsi à diminuer l'intensité des gradients de concentrations.

Taylor (1953) montre dans un canal expérimental de diamètre a et de longueur L , que le temps caractéristique d'une modification appréciable de concentration par advection croît dans le temps et est de l'ordre de L/U_{max} , alors que celui par diffusion est constant :

$$\frac{L}{U_{max}} \gg \frac{a^2}{(3,8)^2 D_m} \quad (e48)$$

Autrement dit, l'effet de la diffusion transverse est prépondérant devant celui par l'advection. De plus, Taylor met en évidence que le transport à une échelle de temps asymptotique peut se décrire par l'équation d'advection-diffusion à 1-D :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla C) - \mathbf{U} \cdot \nabla C \quad (e49)$$

Où U est la vitesse moyenne du fluide dans la fracture.

L'interaction de la micro-diffusion avec le champ de vitesse parabolique, responsable de la dispersion du soluté dans le sens des flux, conduit à cet état de dispersion asymptotique unidimensionnel caractérisé par un coefficient de dispersion constant de Taylor, $D_{L,Taylor}$:

$$D_{L,Taylor} = \frac{U^2 b^2}{210 D_m} \quad (e50)$$

Avec b , l'ouverture de la fracture,
 D_m , le coefficient de diffusion moléculaire.

Le coefficient de dispersion varie avec la vitesse du fluide au carré et l'ouverture de la fracture au carré. Or la vitesse moyenne du fluide entre deux plans parallèles (ou fracture idéale) est aussi reliée au carré de l'ouverture; donc le coefficient de dispersion est fortement sensible à l'ouverture de la fracture puisqu'il est proportionnel à b^6 . Le nuage de soluté se déplace à la vitesse moyenne du fluide mais son étalement est indépendant de la position verticale.

Cette valeur du coefficient de dispersion est asymptotique, c'est-à-dire qu'elle n'est valable qu'au-delà d'un temps critique de trajet du soluté, τ_D . Ce temps correspond à la durée minimale nécessaire à une particule de soluté pour parcourir l'ensemble du profil transverse de vitesse dans la fracture. Ce temps critique est proportionnel au temps caractéristique de diffusion transverse :

$$\tau_D \propto \frac{b^2}{D_m} \quad (\text{e51})$$

En d'autres termes, le soluté doit être transporté sur une distance minimale x_C , avant que le régime de dispersion de Taylor-Aris ne soit complètement établi :

$$x_C \gg u \tau_D \quad (\text{e52})$$

Le résultat est que la diffusion va tendre à homogénéiser la concentration dans la direction transverse. Le profil de concentration longitudinal est à peu près gaussien. La largeur de la zone de mélange est proportionnelle à $t^{1/2}$ et le profil de concentration longitudinale (Figure I.14) est gaussien ; d'où la validité de l'équation d'advection dispersion.

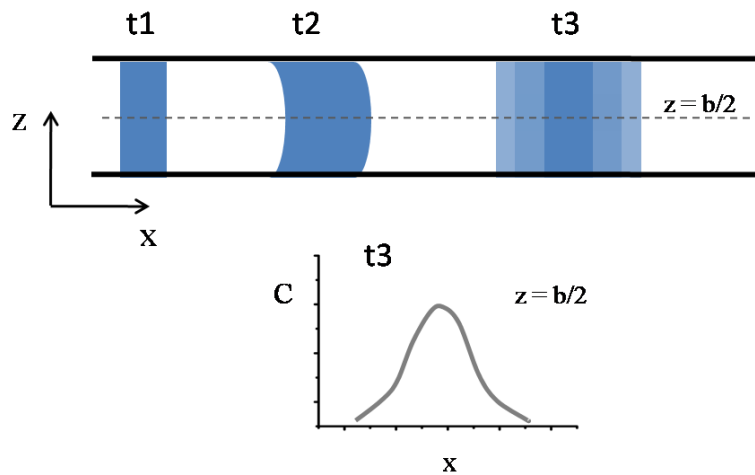


Figure I.14- Dispersion de Taylor dans une fracture idéale. A t_1 : position initiale du colorant à l'injection. A t_2 : déplacement du colorant sous l'action du profil de vitesse parabolique aux temps initiaux : la diffusion moléculaire n'est pas activée. A t_3 très grand, le profil longitudinal de concentration ne dépend plus de la position verticale en z : sa forme gaussienne résulte de l'action combinée de la diffusion moléculaire et du champ de vitesse parabolique.

Le régime pré-asymptotique

La description précédente de l'étalement d'un soluté à l'aide de paramètres constants ($D_{L,Taylor}$ et U) n'est valable qu'au-delà du temps caractéristique de diffusion, τ_D . Young et Jones (1991) démontrent que l'équation d'advection-dispersion de Taylor, ainsi que le concept même de cette dispersion n'est valide que lorsque chaque élément du traceur a exploré l'ensemble du profil vertical de vitesse par dispersion transverse. Pour des temps inférieurs au temps caractéristique de diffusion, le régime de dispersion est dit transitoire, ou encore pré-asymptotique en référence à l'évolution du coefficient de dispersion avec le temps.

Kitanidis (1994) pose la question de ce que représente réellement la dilution d'un soluté. D'après lui, il n'est pas approprié de quantifier la dilution de solutés à travers un coefficient de dispersion. L'une de ses remarques est que la dilution ne peut qu'augmenter avec le temps, ce qui contraste avec le moment spatial d'ordre 2 du panache (c'est-à-dire le coefficient de dispersion) qui peut croître ou décroître selon que ce dernier s'étire ou se rétracte. Dans le cas d'un domaine aux dimensions finies, l'état de dilution maximal est obtenu pour une distribution gaussienne des concentrations, synonyme du régime de dispersion asymptotique de Taylor. Une distribution non uniforme des concentrations indique alors un état de dilution inférieur. La vitesse d'augmentation de la dilution est proportionnelle à la dispersion locale et

est liée à la forme du panache. Elle ne dépend pas, du moins d'une façon directe, de processus advectifs. A long terme, l'existence d'un champ de vitesse agit aussi sur la dilution en ayant accentué le degré de déformation du panache.

Traditionnellement, l'étalement de solutés dans des milieux hétérogènes est caractérisé à partir de l'évolution des coefficients de dispersion apparente, $D^a(t)$. Ceux-ci se basent sur l'étude des moments apparents des distributions spatiales de concentration $C(x,t)$, que nous pouvons illustrer dans le cas d'une fracture idéale :

$$m_x^{(1)}(t) = \frac{\int x C(x,t) dx}{\int C(x,t) dx} \quad (e41) \quad m_{xx}^{(2)}(t) = \frac{\int x x C(x,t) dx}{\int C(x,t) dx} \quad (e42)$$

$$D^a(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[m_{xx}^{(2)}(t) - m_x^{(1)}(t) \cdot m_x^{(1)}(t) \right] \quad (e53)$$

La définition globale du coefficient de dispersion apparente n'est pas satisfaisante pour représenter l'étalement réel du soluté, en raison de la prise en compte d'un étalement artificiel dû à la variation du centre de masse du panache dans le temps (Kitanidis, 1994). En effet le moment centré apparent d'ordre 2, $m^a(2)$ ne quantifie pas le volume réel occupé par le fluide, et donc le mélange réel. Pour des temps pré-asymptotiques, $D^a(t)$ caractérise l'étalement du panache dû au champ de vitesse parabolique.

Le coefficient de dispersion apparente $D^a(t)$ caractérise la dispersion des distributions de concentrations globales (soit à travers la fracture). Ces distributions ou courbes de concentrations globales $C(x,t)$ s'obtiennent en sommant les concentrations à travers la fracture en fonction du temps (Figure I.15).

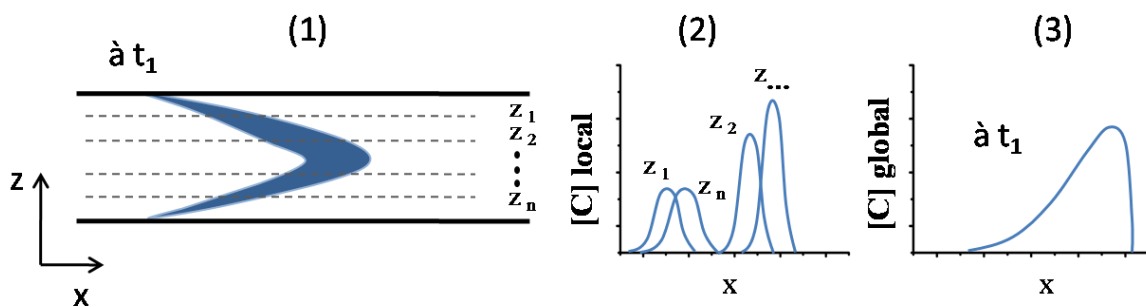


Figure I.15- Détermination du profil global de concentration (3) à partir de la somme selon z des profils horizontaux locaux (2) du champ de concentration (1).

Le profil global de concentration obtenu est dissymétrique (-3-, Figure I.15), compte-tenu de l'étirement par l'advection du panache pour des temps pré-asymptotiques.

Comment aborder et caractériser la dispersion/dilution dans la fracture en régime pré-asymptotique, indépendamment de l'étirement par le profil parabolique de vitesse ?

Le calcul d'un coefficient de dispersion effective permet de s'affranchir de cet étalement dû à la convection. Le coefficient de dispersion locale $D_z(t)$, se calcule à partir des moments locaux. Ainsi dans le cadre d'une source étendue de colorant, cela revient à considérer la source comme un ensemble de sources ponctuelles (Figure I.16), et d'étudier localement, en fonction de z , les moments locaux des distributions de concentration.



Figure I.16- Illustration conceptuelle du passage d'une source étendue (a) de colorant injectée dans une fracture idéale, à un ensemble de sources ponctuelles (b) à partir desquelles sont calculés les moments locaux. La flèche symbolise le futur écoulement dans la fracture.

À chaque valeur de z ou pour chaque source ponctuelle (Figure I.16, b) une évolution des coefficients de la dispersion locale $D_z(t)$ en fonction du temps est établie à partir de l'analyse des moments des profils horizontaux locaux de concentration $C(x, z_j)$, qu'on appelle désormais les moments locaux (Figure I.17).

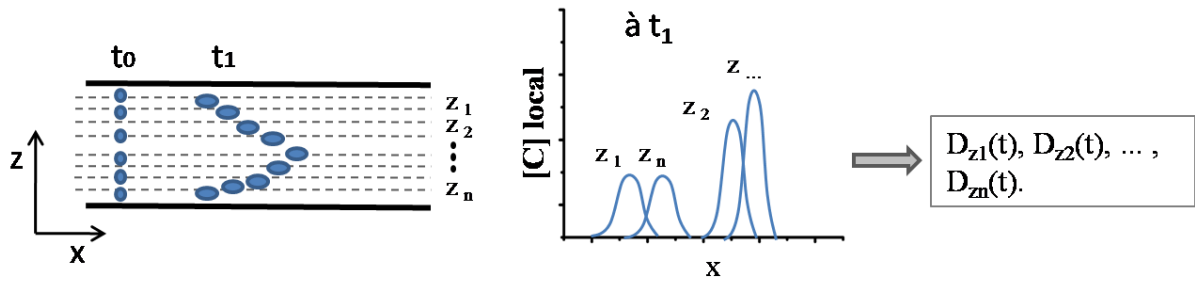


Figure I.17- Une source étendue de colorant (ensemble de sources ponctuelles) injectée dans la fracture à t_0 est transportée au temps t_1 . L'analyse des moments locaux basés sur $C(x, z_j)$ en fonction du temps permet d'obtenir les coefficients de dispersion locale: $D_z(t)$.

A partir de ces coefficients de dispersion locale, ($D_{z1}(t)$, $D_{z2}(t)$, $D_{z3}(t)$, ..., $D_{zj}(t)$), on peut déduire l'évolution temporelle du coefficient de dispersion effective d'ensemble, $D_{ens}^e(t)$ à travers l'ensemble de l'ouverture b de la fracture :

$$D_{ens}^e(t) = \frac{1}{b} \int D_z(t) dz \quad (e54)$$

Ce coefficient de dispersion $D_{ens}^e(t)$ est dit d'ensemble puisqu'il est obtenu par intégration sur toute l'ouverture de la fracture. Il représente la moyenne des dispersions locales.

Cette nouvelle définition du coefficient de dispersion rend compte de l'étalement du panache et du mélange de solutés en conditions pré-asymptotiques, dans le référentiel des particules fluides. Il résulte de l'interaction entre la diffusion moléculaire et l'advection avec contraste de vitesses. Mais en calculant les moments dans chaque source ponctuelle, on s'affranchit de l'advection et donc des effets dus à l'étirement occasionné par le champ de vitesse à travers la fracture.

Une méthode alternative pour déterminer ce coefficient de dispersion effective d'ensemble, se base sur l'étude des distributions effectives de concentrations. À un temps donné, tous les profils spatiaux de concentration selon z , $C(x, z_j)$ sont recentrés entre eux (b, Figure I.18), avant d'être moyennés (c, Figure I-18) pour obtenir le profil effectif de concentration $C_{eff}(x, t)$:

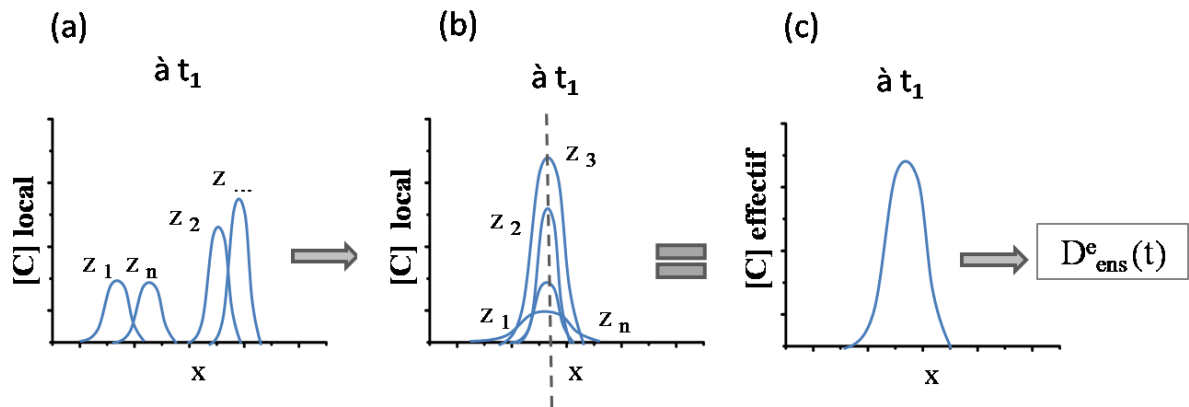


Figure I.18- Obtention d'un profil effectif de concentration (c) à partir des profils locaux de concentrations dans une fracture idéale (a), recentrés entre eux (b).

Ensuite l'évolution du coefficient de dispersion effective d'ensemble, $D_{ens}^e(t)$ est calculée grâce aux moments spatiaux de la courbe effective de concentration $C_{eff}(x,t)$ (Figure I.18,-c-), pour tous les temps.

Dans des environnements hétérogènes tels que les milieux stratifiés, les étalements de solutés sont généralement décrits par l'évolution temporelle de coefficients de dispersion effective et apparente (Attinger 1999 ; Dagan 1988 ; Dentz 2000). Récemment Dentz et al. (2007) ont appliqué ces concepts de dispersion dans le cadre du transport au sein de milieux stratifiés, et au sein d'un canal en 2-D caractérisé par une ouverture et une longueur. La description formelle du champ de vitesse est dans ce cas identique à celle de l'écoulement dans notre fracture, mais à une échelle différente.

Pour des temps d'expérience suffisamment grands, les coefficients de dispersion déduits des courbes globales et effectives de concentrations convergent vers le coefficient de dispersion correspondant au régime développé de Taylor (Figure I.19). Dans ce cas, l'évolution du profil de concentration est bien représentée par l'équation d'advection dispersion.

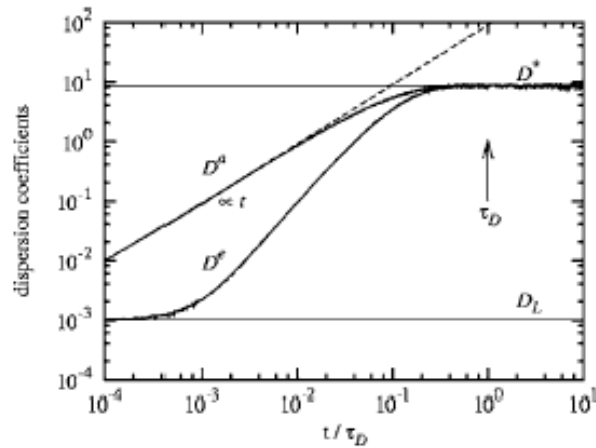


Figure I.19- Evolutions des coefficients de dispersion effective et apparente pour une source étendue injectée dans un canal 2-D d'après une simulation numérique (Dentz 2007).

La différence entre $D^e(t)$ et $D^a(t)$ devient aussi moins prononcée avec une source initiale plus étendue : cette source échantillonne le milieu plus rapidement, la situation devient alors de plus en plus similaire au cas où il y aurait un ensemble de sources ponctuelles (Dentz et al. 2000).

Pour des temps finis (correspondant à des conditions pré-asymptotiques), ces deux dispersions restent différentes à la fois conceptuellement (Dagan 1989 ; Kitanidis 1988) et quantitativement (Attinger 1999, Dentz 2007). Les profils globaux de concentration, $C(x,t)$ simulent un fort degré de dilution, qui surestime le volume réel occupé par le fluide. Le coefficient apparent de dispersion $D^a(t)$, surestime considérablement la dispersion réelle pré-asymptotique dans la fracture (Figure I.19, d'après Dentz et al. 2007).

1.2.3-2 Fracture rugueuse

Les premiers auteurs à avoir pris en compte le fait que le transport de solutés dans les milieux fracturés peut être considéré à différentes échelles, dont celle de la fracture, sont : Berkowitz, Bear, and Braester (1988). Les mécanismes physiques agissant sur la migration de solutés dans les fractures rugueuses ont été présentés plus haut : (i) l'advection du soluté, avec une vitesse principale dans le plan de la fracture, et (ii) la diffusion moléculaire du soluté dans la fracture.

Dans le régime dominé par l'advection (grandes valeurs de Pe), deux mécanismes distincts conduisent à la dispersion du soluté en raison de la variabilité des vitesses entre les parois rugueuses de la fracture :

- la dispersion de Taylor, qui résulte du mélange induit par le profil parabolique de vitesse à travers l'ouverture (constante) de la fracture et la diffusion moléculaire, et a fait l'objet du paragraphe I.2.3-3,
- une « macro-dispersion », liée aux variations de vitesse dans le plan de la fracture rugueuse, causées par la variabilité du champ des ouvertures.

La distribution spatiale des ouvertures dans le plan de fracture et la rugosité des parois créent une hétérogénéité de vitesses de flux, influençant alors la dispersion. Considérons dans un premier temps, le cas d'une fracture constituée de parois rugueuses, mais dont l'ouverture moyenne reste malgré tout constante. L'influence de la rugosité sur la dispersion a été étudiée par plusieurs auteurs, notamment à partir de modèles expérimentaux. Dronfield et Silliman, (1993), Ippolito et al. (1993, 1994) mettent en parallèle des configurations de fractures lisse et rugueuse, extrêmement simplifiées par rapport aux fractures naturelles. Ils démontrent que la dispersion du traceur est systématiquement plus forte dans les fractures rugueuses, en raison d'une dispersion supplémentaire engendrée par la rugosité. En effet, dans les fractures lisses, la dispersion de Taylor est le seul mécanisme de dispersion hydrodynamique. L'impact des parois rugueuses ne supprime pas la dispersion de Taylor, mais plutôt s'y surimpose (Ippolito et al. 1993, 1994). Reste à établir une relation quantitative entre la dispersion due à la rugosité et la géométrie des parois de la fracture.

La macro-dipersion de solutés passifs dans les fractures est gouvernée par les hétérogénéités de vitesses dans le plan de la fracture, induites par la variation des ouvertures (Detwiler et al. 2000 ; Plouraboué et al. 1998; Roux et al. 1998). Dans des fractures à ouvertures variables, le contraste dans le champ de vitesse s'accroît (Tsang and Tsang 1989) avec une configuration extrême: l'individualisation des flux sous la forme de chemins d'écoulement. La dispersion géométrique (ou macro-dipersion) augmente si ces chemins d'écoulement sont indépendants et avec des vitesses très disparates. Cependant les effets de variation d'ouverture et donc de la chenalisation sur la dispersion peuvent être négligeables si le mélange de fluide est suffisant entre les chemins d'écoulement (Moreno et al. 1988), ou s'il existe des zones de mélange dans le plan de la fracture (Rasmuson 1985). L'ADE, qui définit un coefficient de dispersion longitudinal sera seulement valide si les variations d'ouverture dans le plan de la fracture sont faibles, c'est-à-dire que la longueur de corrélation du champ de vitesse est petite comparée à la taille du système. Ce n'est donc pas le cas en présence de chenalisation.

Des travaux se sont focalisés sur la dépendance du coefficient de dispersion longitudinal avec le champ de vitesse (Detwiler et al. 2000 ; Ippolito et al. 1994 ; Keller et al. 1999 ; Roux et al. 1998). Les résultats ont montré que le coefficient de dispersion résultait de la somme du coefficient de dispersion géométrique et du coefficient de dispersion de Taylor. La contribution relative de chaque mécanisme à la dispersion dépend de la vitesse du fluide : pour une vitesse donnée, certains mécanismes sont négligeables tandis que d'autres sont prédominants. La dispersion de Taylor et la dispersion géométrique, en raison de leurs origines différentes, montrent une dépendance distincte au nombre de Péclet :

- la dispersion de Taylor ($D_{L,Taylor}$) est proportionnelle à Pe^2 ,
- tandis que la dispersion géométrique ($D_{L,macro}$) est proportionnelle à Pe .

Autrement dit :

$$\frac{D_{L,Taylor}}{D^*} = \frac{Pe^2}{210} = \alpha_{Taylor} Pe^2 \quad (e55)$$

$$\frac{D_{L,macro}}{D^*} = \alpha_{macro} Pe \quad (e56)$$

Avec α_{Taylor} et α_{macro} , les coefficients adimensionnés contribuant aux dispersions de Taylor et géométrique.

Pour des vitesses similaires à celles observées dans une fracture en conditions de flux « naturel », l'étalement du soluté résulte principalement des variations d'ouverture dans le plan de la fracture. Pour des vitesses plus élevées, c'est la dispersion Taylor-Aris qui prédomine et à l'extrême pour des vitesses nulles ou très faibles, le processus principal est la diffusion moléculaire (Figure I.20). Roux et al. (1998) présentent des lois d'échelle basées sur des données numériques, suggérant que la gamme de valeurs de Pe , pour laquelle un processus de dispersion domine, est contrôlée par la moyenne du champ d'ouverture, sa variance et sa longueur de corrélation (qui est supposée exister).

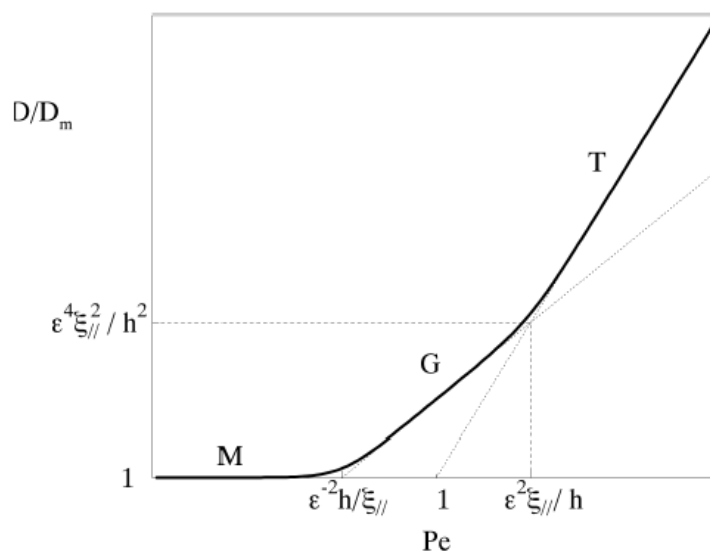


Figure I.20- Evolution du coefficient de dispersion selon le nombre de Pe , basé sur l'ouverture moyenne de la fracture (h), d'après Roux et al.(1998). Les lettres M, G et T correspondent respectivement aux régimes de dispersion : moléculaire, géométrique et de Taylor.

Les symboles définis par Roux (1998) dans la Figure I.20 sont les suivants :

- h l'ouverture moyenne de la fracture,
- $\xi_{//}$ la longueur de corrélation du champ de vitesse,

- ε un paramètre adimensionnel, $= \frac{\delta U}{U}$, avec δU les fluctuations de vitesse engendrées par les fluctuations des ouvertures δh de fracture.

Le régime de dispersion géométrique existe seulement pour $\varepsilon^2 \gg \frac{h}{\xi_{\parallel}}$ c'est-à-dire pour d'importantes inhomogénéités de flux.

Les travaux expérimentaux de Dronfield and Silliman (1993) démontrent une relation non linéaire entre la dispersion longitudinale D_L et Pe ($D_L \sim Pe^{1.4}$) dans une fracture analogue rendue rugueuse par l'ajout de grains de sables sur les parois. Ce résultat sous-entend que leurs expériences se situent dans une zone de transition entre la dispersion de Taylor et la dispersion géométrique.

Des études expérimentales du transport dans les fractures rugueuses sont ainsi focalisées sur l'identification spatiale des hétérogénéités d'ouvertures (Brown et al. 1998 ; Detwiler et al. 2000 ; Ippolito et al. 1994 ; Keller et al. 1999) pour caractériser le processus de dispersion géométrique. La valeur de α_{macro} est prédite par Gelhar (1993) et Roux et al.(1998) :

$$\alpha_{macro} = \varepsilon^2 \frac{\xi_{\parallel}}{h}; \quad \frac{D}{D_M} = \varepsilon^2 \frac{\xi_{\parallel}}{h} Pe$$

D'après Roux (Figure I.20), le passage du régime de dispersion géométrique à celui de Taylor se fait à partir d'une valeur de Péclet égale à :

$$Pe_{GT} = \varepsilon^2 \frac{\xi_{\parallel}}{h}; \quad \frac{D}{D_M} = \varepsilon^4 \frac{\xi_{\parallel}^2}{h^2}$$

Ce régime d'étalement dit géométrique ne peut être atteint que si la longueur de corrélation du champ de vitesse est supérieure à l'ouverture moyenne de la fracture :

$$\xi_{\parallel} \gg h$$

Detwiler et al. (2000) comparent les coefficients de dispersion longitudinale déduits du modèle théorique ci-dessus (où la dispersion longitudinale dans une fracture à ouverture

variable s'exprime comme la somme d'une macro-dispersion basée sur l'analyse statistique des ouvertures et une dispersion de Taylor basée sur une ouverture et une vitesse moyennes) avec des coefficients de dispersion mesurés expérimentalement dans une fracture rugueuse conçue en laboratoire. Les écarts entre les mesures expérimentales et les résultats obtenus par simulation numérique sont attribués au fait que les simulations sont fondées sur l'approximation de lubrification et l'équation de Reynolds : en particulier, les profils de vitesse dans l'épaisseur de la fracture sont supposés paraboliques (Zimmerman et Bodvarsson 1996).

I.2.4 Couplage densitaire de l'écoulement et du transport

Dans les théories que nous avons présentées jusqu'à présent, le traceur est complètement passif, c'est-à-dire que le soluté est advecté et diffusé par l'écoulement sans avoir en retour aucune influence sur lui. En d'autres termes, transport et écoulement sont découplés.

Rappelons l'équation différentielle qui relie le champ de pression au champ de vitesses dans la fracture. C'est l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{u} \quad (\text{e2})$$

dans laquelle ρ désigne la masse volumique du fluide. Rappelons également que le fluide est supposé incompressible :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{e57})$$

Par ailleurs, la dispersion du traceur est régie par l'équation du transport :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (\bar{D} \nabla C) - \mathbf{u} \cdot \nabla C \quad (\text{e39})$$

Si l'on peut considérer que la masse volumique du solvant ne dépend pas de la concentration locale en soluté, alors $\rho \approx \rho_0$, la masse volumique du fluide pur, et les deux équations (e2) et (e39) sont effectivement découplées.

Pratiquement, dans les expériences que je présente dans la suite de cette thèse, les panaches de soluté ont une tendance très claire à tomber sous l'effet de leur propre poids. On ne peut donc pas faire l'économie de l'influence de la concentration C en soluté sur la masse volumique du liquide ρ . Cette dernière est reliée à C par la relation suivante :

$$\rho = \rho_0 + C \quad (\text{e58})$$

pourvu que le volume occupé par les molécules de soluté soit négligeable par rapport au volume de liquide qui les contient. La relation (e58) couple effectivement les équations (e2) et (e39). Dans les systèmes qui nous intéressent, on peut faire l'approximation de Boussinesq Guyon et al. (2001), qui consiste à remplacer ρ par $\rho_0 + C$ dans le terme $\rho \mathbf{g}$ de l'équation de Navier-Stokes, mais de supposer $\rho \approx \rho_0$ dans le terme d'accélération. Les simulations numériques de transport avec couplage gravitaire que nous mentionnerons par la suite font appel à cette approximation.

Notons que :

(i) Dans l'équation de Navier-Stokes, le terme $\rho_0 \mathbf{g}$, où ρ_0 est une constante, peut être inclus dans la force de pression par la définition d'une pression effective $p^* = p + \rho g z$. Le terme de couplage densitaire revient donc à un terme \mathbf{g} , où C est le champ de concentration potentiellement non uniforme.

(ii) On peut quantifier le rapport des forces gravitaires sur les forces visqueuses par le nombre adimensionnel de Froude :

$$Fr = \frac{\Delta \rho \mathbf{g} b}{U \eta} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\mathbf{g} b}{U \nu} \quad (\text{e59})$$

Les configurations où un panache très dense s'étale sous l'effet de son propre poids, sous l'effet combiné de la diffusion moléculaire et surtout de l'advection par un écoulement né du couplage densitaire entre transport et écoulement, sont généralement classées sous l'appellation générique d'« écoulements gravitaires » (« gravity flows » ou « density-driven flows »). Elles sont l'objet d'une bibliographie dense Acton and al. (2001, Dentz and al. (2006, Flowers and Hunt (2007, Huppert (2006, Hesse and al. (2007) en particulier dans la communauté des mécaniciens des fluides. Nous ne nous étendrons pas sur ces études.

Au contraire, les études portant sur le transport en milieu géologique, pour lequel les concentrations des espèces transportées sont généralement très faibles, négligent le plus souvent les effets gravitaires. Parmi les quelques études abordant ces effets sur le transport en fracture, on peut citer en particulier Tenchine and Gouze (2005) sur lequel on reviendra dans la suite de ce chapitre.

I.3. Interactions et couplage du transport entre une fracture et une matrice adjacente

I.3.1 Ecoulements de solutés en milieu poreux fracturé

Dans les roches fracturées, l'influence des fractures sur les écoulements et sur le transport de solutés dépend du contraste de perméabilité entre la matrice poreuse (la roche) et les fractures. Le transport advectif est beaucoup plus rapide dans un milieu fracturé (dont la matrice est imperméable et non poreuse) que dans un milieu poreux, pour des perméabilités équivalentes (De Marsily 1981). En milieu naturel, la matrice est constituée de différents matériaux présentant des propriétés hydrodynamiques contrastées. Du point de vue du transfert de solutés, le point essentiel est de savoir si la matrice entourant la fracture est poreuse et perméable. La porosité a une influence en termes de stockage alors que la perméabilité influe sur les écoulements (Berkowitz 1994).

La détermination de la perméabilité des milieux poreux fracturés reste un enjeu actuel. L'une des approches théoriques considère que le débit global du milieu poreux fracturé est simplement la somme du débit dans les fractures et du débit dans les blocs poreux. Cette description a ses limites puisqu'elle prend en compte une vitesse moyenne dans la fracture, alors que la distribution des vitesses est parabolique. Qui plus est, au sein de la fracture, le soluté rencontre des zones immobiles au voisinage de la rugosité des parois (Figure I.21).

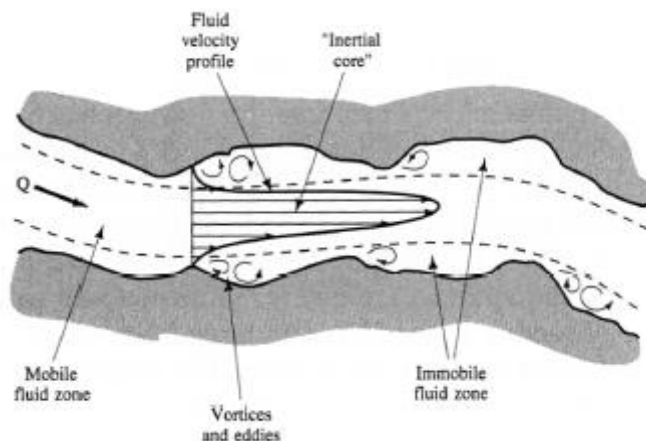


Figure I.21- Zones mobiles et immobiles dans une fracture, d'après Raven et al.(1988).

Aussi, il existe une couche limite dans le milieu poreux, au niveau de l'interface avec la fracture. La loi de Darcy n'est pas compatible avec l'existence d'une zone de transition avec la matrice poreuse et la fracture. Les caractéristiques du milieu et les vitesses d'écoulement varient fortement au niveau de l'interface matrice fracture : les fractures constituent les zones principales d'écoulement, tandis que la matrice constitue des zones à faibles vitesses d'écoulement.

Dans la littérature, différentes expressions mathématiques sont proposées pour modéliser le transport de solutés à l'échelle de la fracture (Tang et al. 1981, Moreno et al. 1985), notamment pour des roches faiblement perméables où le transport par advection dans la matrice est négligeable devant le transport dans les fractures ; en d'autres termes, il n'y a pas de flux dans la matrice. La matrice poreuse est caractérisée par sa capacité à emmagasiner les solutés. Les notions de temps de transfert et de temps de résidence du soluté au sein de la matrice sont ainsi les paramètres caractéristiques de ce milieu.

Selon les échelles de temps concernant le transport, les échanges de solutés entre les fractures et la matrice seront pilotés par différents mécanismes physiques (Figure I.22) : (1) la diffusion moléculaire, (2) le transport advectif local dû à un gradient de pression local entre la fracture et la matrice (advection locale), (3) un mélange de flux entre la fracture et la matrice dû à l'existence d'un gradient de pression régionale (advection régionale).

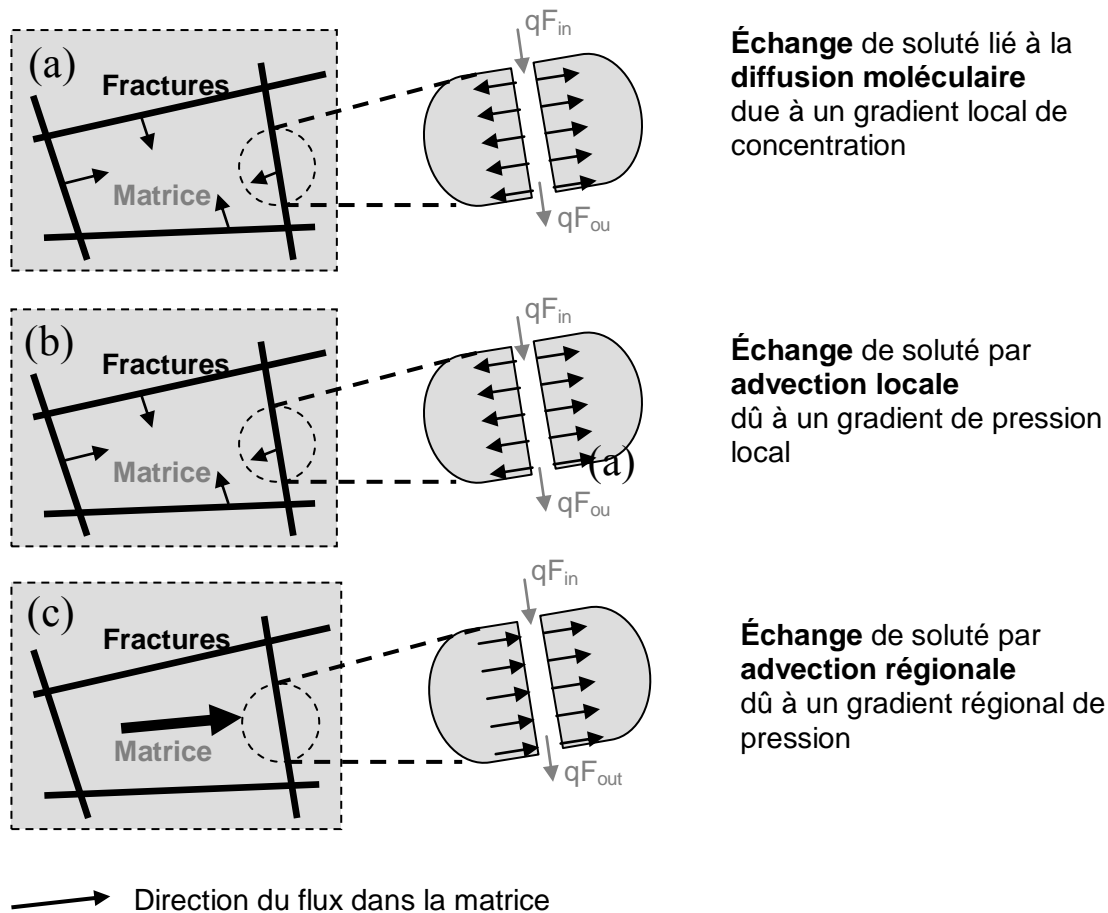


Figure I.22- Echanges de solutés dans les formations perméables fracturées (Jansen 1999).

Ainsi à l'échelle régionale, le transport de solutés en milieu fracturé a lieu principalement dans le système de fractures, mais l'interaction avec la matrice rocheuse peut agir de façon significative (Foster 1975 ; Grisak and Pickens 1980 ; Jardine et al. 1999 ; Maloszewski and Zuber 1993 ; Neretnieks, 1980). Les queues de restitution de la concentration témoignent de ces échanges de solutés entre la fracture et la matrice poreuse (Grisak and Pickens 1980 ; Grisak et al. 1980 ; Haggerty and Gorelick 1995 ; Lapcevic et al. 1999 ; Maloszewski and Zuber 1985 ; Maloszewski and Zuber 1993 ; Maloszewski et al. 1999 ; Moreno and Tsang 1991 ; Neretnieks et al. 1982 ; Tang et al. 1981).

Les courbes de restitution de traceurs (Figure I.23) dans les milieux fracturés ont un profil non gaussien, très étalé aux temps longs, et des paramètres de transport non-constants (vitesse moyenne de migration et coefficient de dispersion). Comprendre et quantifier la diffusion de contaminants de la fracture vers la matrice est essentiel pour la prédiction des temps d'arrivée des solutés, du maximum de concentration et des queues de restitution, à un endroit donné.

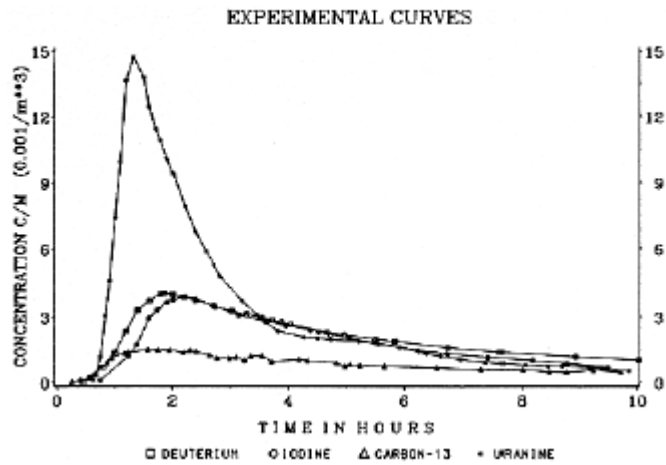


Figure I.23- Courbes de restitution obtenues in-situ lors d'un multi traçage dans des calcaires fracturés (Maloszewski et al. 1993).

Des études récentes ont montré que les données aux temps longs (c'est-à-dire après le passage advectif du panache) peuvent représenter les données les plus importantes pour l'estimation du coefficient de stockage de la matrice et du coefficient de transfert (Farrel and Reinhard 1994 ; Haggerty and Gorelick 1998 ; Haggerty et al. 2001 ; Wagner and Harvey 1997). Quelques études ont cependant mis en évidence que l'asymétrie des courbes de restitution, pour des milieux poreux fracturés serait causée par la dispersion hydrodynamique dans les fractures et non par la diffusion (Dronfield and Silliman 1993 ; Johns and Roberts 1991 ; Tsang et al. 1988).

Le phénomène de la diffusion matricielle est négligeable pour les expériences de courte durée, dans des roches caractérisées par des fractures épaisses et/ou par une matrice à faibles porosité et diffusivité (Maloszewski and Zuber 1993).

Zhou et al. (2006) réintroduisent le concept d'une diffusion multiple dans la matrice, à savoir selon différentes zones, utilisé par Haggerty et Gorelick (1995) et van Genuchten et al. (1984), dans le cas d'étude du transport de solutés en milieu fracturé, à grande échelle. Ils partent du constat que la valeur du coefficient de diffusion matricielle mesuré in-situ est très souvent plus élevée que celle mesurée dans des échantillons de roche intacte en laboratoire (Andersson et al. 2004 ; Hodgkinson and Lever 1983 ; Neretnieks 2002 ; Zhou et al. 2005). La valeur élevée de cette diffusion matricielle in-situ peut être attribuée à la présence d'une

zone altérée proche de la fracture (Andersson et al. 2004 ; Hodgkinson and Lever 1983 ; Maloszewski and Zuber, 1993). Cette zone de transition se caractérise par une porosité élevée et par la présence de mini-fissures, de petites fractures connectées entre-elles (Maloszewski et Zuber 1993 ; Wu et al. 2004). D'après Zhou et al. (2006), différents coefficients de diffusion associés à différentes zones du milieu fracturé doivent être pris en compte, afin de modéliser correctement le transport de solutés dans une zone fracturée (Figure I.24) : (1) la diffusion à l'intérieur d'eau stagnante et dans des matériaux comblant la fracture, (2) la diffusion dans une zone dégradée de la matrice, proche de la fracture, (3) la diffusion dans la partie intacte de la matrice, éloignée de la fracture.

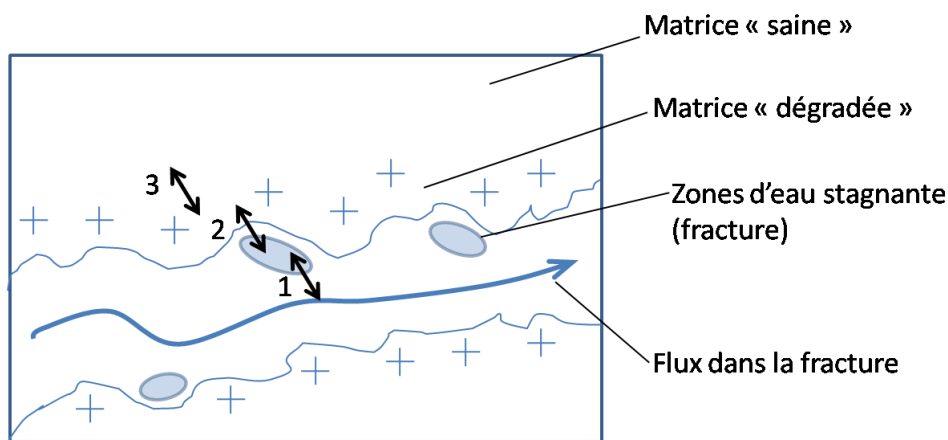


Figure I.24- Concept du processus de transfert de solutés entre zones mobiles (fracture) et immobiles (zones stagnante de la fracture, matrice « dégradée » et matrice saine) selon la diffusion multiple d'après Zhou et al.(2006).

1.3.1-1 Effet de la dispersion hydrodynamique

L'hétérogénéité du milieu naturel (distribution de la perméabilité) cause les mêmes effets de retard sur les queues de distribution de concentration, que la diffusion matricielle. Il apparaît alors prématuré de conclure que la diffusion matricielle influence le transport avec l'aide de la courbe de restitution d'un traceur unique (Becker and Shapiro 2000 ; Selroos 1996). La raison est que cette interprétation requiert l'ajustement simultané d'au moins trois paramètres : l'advection, la dispersion et la diffusion. De ce fait, l'influence relative de l'advection, de la dispersion hydrodynamique et de la diffusion matricielle sur les temps longs de la fin des courbes de restitution ne peut pas être établie avec certitude.

Différentes études ont montré que la dispersion hydrodynamique dans une fracture pouvait être à l'origine de l'étalement des solutés dans les milieux fracturés (Dronfield et Silliman 1993 ; Johns et Roberts 1991 ; Tsang et al. 1988). Becker and Shapiro (2000), lors d'essais de traçage in-situ, obtiennent des courbes de restitution similaires, malgré des coefficients de diffusion différents, témoignant donc d'un processus de transport non-diffusif. L'emploi de plusieurs traceurs permet de distinguer les effets de la diffusion des effets liés à la dispersion hydrodynamique (Becker et Shapiro 2000 ; Callahan et al. 2000 ; Jardine et al. 1999 ; Moench 1995, 1996). Cependant il apparaît difficile de faire la distinction entre la diffusion réelle dans la matrice et la diffusion à l'intérieur de zones d'eau stagnante, situées dans la fracture, pour une étude à l'échelle du laboratoire, à des temps courts d'expérience (Callahan 2000). Dans le cas d'une étude in-situ, les temps de résidence de solutés étant beaucoup plus grands que ceux en laboratoire, l'influence de la diffusion à l'intérieur des fractures est minimale.

Raven (1988) introduit dans le modèle classique de l'advection dispersion, un terme de stockage transitoire qui rend compte de la présence de zones stagnantes dans la fracture. Pour des temps courts d'expérience, dominés donc par des processus advectifs, ce type de modèle reproduit parfaitement l'asymétrie et les longues queues de restitution obtenues in-situ (Figure I.25).

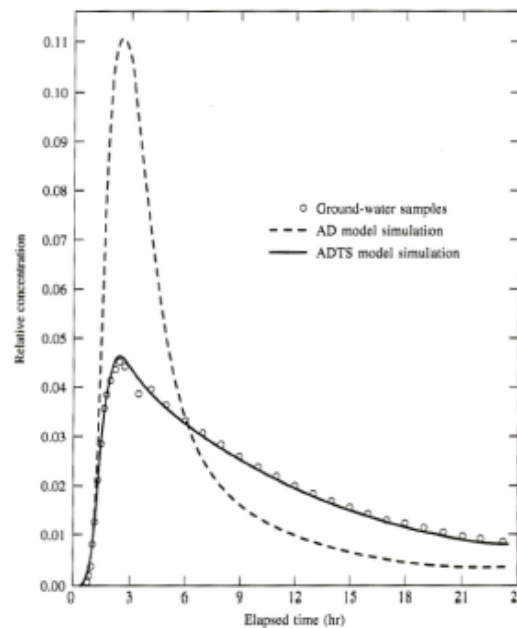


Figure I.25- Comparisons de l'ajustement classique de l'ADE et du modèle contenant le terme de stockage transitoire avec les données expérimentales, d'après Raven et al.(1988).

1.3.1-2 Transferts non-diffusifs de solutés: les effets gravitaires

L'implication de possibles effets densitaires dans les expériences de traçage, qu'elles soient in-situ ou en laboratoire, n'a pas reçu beaucoup d'attention dans la littérature. Généralement, les effets liés à la densité du traceur sont écartés de toute interprétation de données de terrain, puisqu'ils sont supposés diminuer avec le temps et la distance.

Une étude récente, alliant une expérience de traçage dans la fracture horizontale d'un échantillon de roche calcaire et une simulation numérique 3-D du transport a mis en évidence, qu'une faible différence de densité égale à $5 \cdot 10^{-3}$, a pour effet d'augmenter d'un ordre de grandeur la dispersion de solutés dans la fracture, par rapport à une expérience sans effet gravitaire (Tenchine and Gouze 2005). La conséquence des effets liés à la gravité sur le transport de solutés, du point de vue des transferts de masse est démontrée dans une étude expérimentale de laboratoire (Polak et al. 2003). L'auteur montre l'action combinée des effets gravitaires du traceur à celle de la diffusion moléculaire dans le transport de solutés au sein d'un échantillon de craie fracturé artificiellement (Figure I.26). Cet échantillon est au préalable, entièrement saturé d'eau distillée. Puis une solution d'iodure de sodium ($1,038 \text{ g.cm}^{-3}$) est injectée dans la fracture, jusqu'à remplir son volume total, estimé à 5 cm^3 . Il n'y a pas d'écoulement d'eau imposé dans l'échantillon de roche. L'analyse des différentes profondeurs de pénétration du traceur dans la matrice rocheuse est ensuite réalisée à partir d'images obtenues par une technique de tomographie (rayons-X).

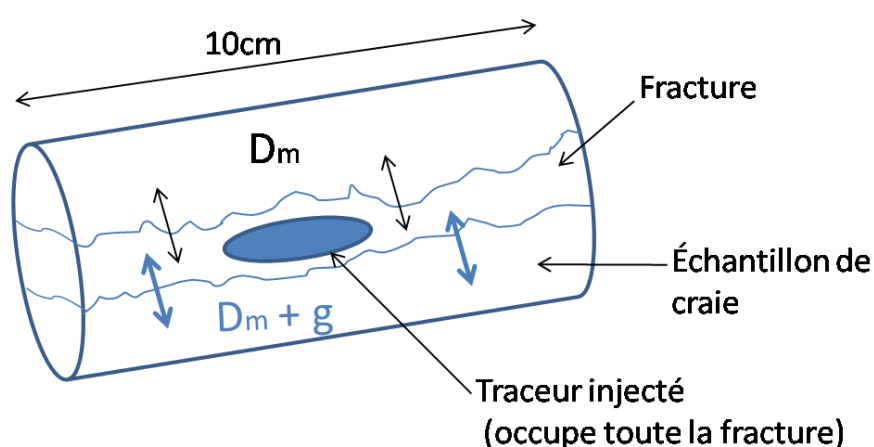


Figure I.26- Représentation schématique de l'expérience de traçage de Polak et al. (2003) dans la fracture d'un échantillon de craie.

Les images acquises montrent un échange de solutés plus important et plus rapide entre la fracture et la partie inférieure de la matrice rocheuse, comparée à celui entre la fracture et la partie supérieure de la matrice, suggérant alors des mécanismes de transport différents. L'échange favorisé de solutés (partie inférieure de l'échantillon) est attribué aux instabilités créées par la différence de densité entre le traceur et l'eau distillée. Le transfert de solutés dans cette partie est gouverné à la fois par les effets liés à la densité du traceur (g) et la diffusion moléculaire (D_m), tandis qu'entre la fracture et la partie supérieure de la matrice, seule la diffusion moléculaire permet l'échange de solutés (Figure I.26).

Ces effets liés à la densité du traceur, n'ont pas été observés par les mêmes auteurs dans un noyau de roche fracturée similaire mais dont l'orientation de la fracture est cette fois verticale (Polak et al. 2003). Dans ce cas, les images de scanner montrent une distribution de la concentration symétrique, dans les parties gauche et droite de la matrice poreuse. Le transfert de solutés, de la fracture vers la matrice poreuse est uniquement contrôlé par la diffusion moléculaire.

I.3.2 Modélisation du transfert de solutés entre les fractures et la matrice

I.3.2-1 Passage à l'échelle de Darcy pour le milieu poreux – modèles à deux milieux continus

Dans notre étude (définie dans le § de conclusion de ce chapitre), on s'intéresse à la caractérisation du transport de solutés dans une fracture dont l'interface inférieure est bordée par une matrice poreuse perméable. La modélisation hydrogéologique du milieu fracturé la plus directe fait appel à une représentation de la matrice rocheuse comme un milieu poreux continu de porosité et perméabilité données, occupant l'espace physique du milieu poreux réel (Figure I.27).

Dans ce type de modèle, le milieu est séparé en deux domaines : le milieu matriciel et le milieu des fractures, chacun étant caractérisé par une porosité et une perméabilité propres. Ils diffèrent fortement entre eux, puisque la matrice rocheuse présente une faible porosité (et la plupart du temps, une faible perméabilité), tout en correspondant à l'essentiel du volume de fluide dans le réservoir, tandis que la fracture (ou le réseau de fractures) a une porosité (et une perméabilité) beaucoup plus forte mais représente un faible volume d'eau.

Il faut noter que cette approche est différente des modèles dits « à double porosité », pour lesquels le système physique est représenté comme deux continua qui se superposent spatialement. Pour les deux types d'approches, l'équation générale du transport s'écrit dans les deux milieux comme :

$$\omega \frac{\partial C}{\partial t} = \text{div}(\omega \bar{d} \cdot \nabla C - C \mathbf{U}) \quad (\text{e60})$$

Selon la zone considérée, la fracture (indice fr) ou la matrice (indice m), les paramètres de l'équation de transport (e60) s'expriment différemment :

- C_{fr}, C_m la concentration dans la fracture ou la matrice (kg.m^{-3}),
- d le tenseur de dispersion ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) pour la fracture (D_L et D_T , dispersions longitudinale et transversale), dans la matrice, ce paramètre est un scalaire : c 'est le coefficient de diffusion moléculaire, D_m ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$),
- $\omega_{fr,m}$ la porosité du milieu étudié (sans dimension),
- \mathbf{U} la vitesse de flux (m.s^{-1}) dans la fracture et la vitesse de Darcy dans la matrice poreuse.

Par ailleurs le changement d'échelle introduit une discontinuité dans la description mathématique, qui nécessite l'introduction d'un terme S exprimant l'échange de soluté entre les deux milieux continus (Figure I.27).

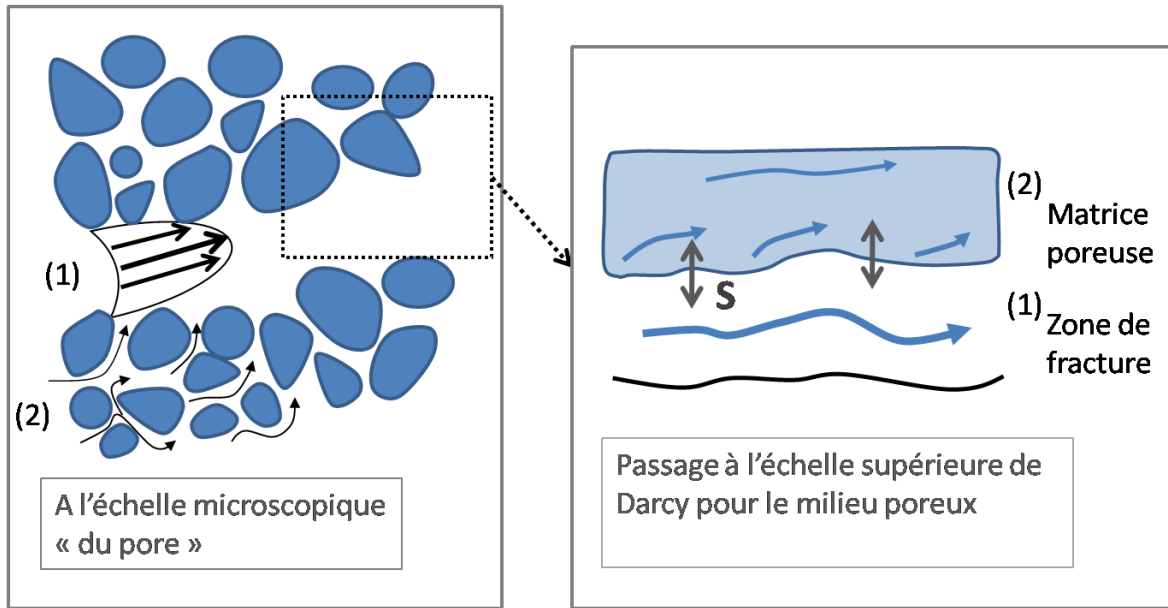


Figure I.27- Passage de l'échelle du pore à l'échelle supérieure de Darcy pour le milieu poreux fracturé: modèle à 2 milieux continus séparés spatialement, la matrice poreuse et la fracture adjacente.

Ce terme de couplage ou d'échange de solutés, S (Figure I.27) doit être rajouté dans l'équation de transport de la fracture (Bear et al. 1993). Il représente le débit massique de soluté échangé à partir de la fracture vers la matrice, et vice versa. Les équations de transport s'expriment de la façon suivante:

-pour la fracture (en 1-D) :

$$\omega_{fr} \frac{\partial C_{fr}}{\partial t} = \omega_{fr} D_L \frac{\partial^2 C_{fr}}{\partial x^2} - U \frac{\partial C_{fr}}{\partial x} - S \quad (e61)$$

-pour la matrice (en 1-D):

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C_m}{\partial z^2} \quad (e62)$$

Avec comme condition à l'interface fracture-matrice : $C_m = C_f$.

L'échange se fait à la frontière, donc le terme d'échange S est défini pour $z = 0$. Pour (e62), il constitue donc une condition limite dans la description mathématique, tandis que pour (e61) la concentration dans la fracture ne dépendant pas de z , il doit être compté comme un terme supplémentaire dans l'équation.

Ces équations du transport sont habituellement utilisées avec une approche double porosité. Elles peuvent être résolues analytiquement dans les cas où la géométrie du domaine d'étude est simple. La solution obtenue dépend des conditions initiales, des conditions aux limites du système étudié et des hypothèses de travail. Beaucoup des solutions analytiques proposées sont établies pour un système composé d'une fracture unique imbriquée au sein d'une matrice poreuse (Figure I.28). Ce type de solutions est pourtant appliqué pour l'interprétation de tests de traçage réalisés in-situ dans des milieux naturels constitués donc d'un réseau de fractures (Himmelsbach et al. 1994, 1998 ; Maloszewski et al. 1999). L'avantage du modèle à fracture unique est qu'un nombre restreint de paramètres est nécessaire à l'ajustement mathématique des courbes expérimentales.

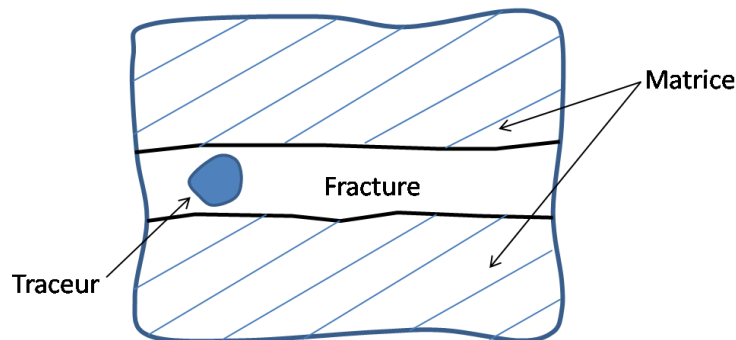


Figure I.28- Concept de la fracture unique intercalée dans une matrice poreuse.

Pour des roches à porosité élevée, la diffusion dans la matrice est le processus dominant, si bien que certains auteurs négligent la dispersion dans la fracture, simplifiant ainsi la résolution des équations (Grisak and Pickens 1981 ; Neretnieks 1980). Un traceur est injecté dans la fracture (Figure I.28) et sa distance de pénétration dans la matrice peut être obtenue à partir de la solution de l'équation de diffusion dans la matrice :

$$\frac{C}{C_0} = \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2(D_m t)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (\text{e63})$$

Avec C_0 la concentration initiale du traceur injecté ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$),
 D_m , le coefficient de diffusion matricielle ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$),
 z , la profondeur (m),
 t , le temps (s).

L'expression la distance de pénétration η du traceur dans la matrice, pour $C/C_0 = 0,01$ prend la forme suivante (Neretnieks, 1980) : $\eta_{0,01} = 4(Dt)^{1/2}$.

Des solutions théoriques sont développées également pour des systèmes composés de plusieurs fractures infinies, parallèles (Baker 1982 ; Sudicky and Frind 1982) ou finies (Robinson et al. 1998). D'autres modèles théoriques prennent également en compte l'adsorption et la décroissance radioactive dans le cadre du transport réactif (Maloszewski and Zuber 1985 ; Neretnieks 1980). Ces phénomènes ralentissent le cheminement du soluté, en entraînant des temps de sortie longs sur les courbes de restitution. Un coefficient de retard est alors associé à ces modèles du transport réactif : il est fonction de l'adsorption (réaction chimique), mais aussi du coefficient de diffusion et de l'ouverture de la fracture (Neretnieks 1982).

$$R_p = R_a + \frac{2}{3} \frac{\omega_m^2 \cdot D_m \cdot R_d}{\omega_{fr}^2 \cdot e^2} \tau_w \quad (e64)$$

Avec R_p , le coefficient de retard de pic (sans dimension),

R_a, R_d , les coefficients d'adsorption surfacique (m) et matricielle ($m^3 \cdot kg^{-1}$),

D_m , le coefficient de diffusion matricielle ($m^2 \cdot s^{-1}$),

ω la porosité (sans dimension),

τ_w , le temps correspondant au maximum de concentration (s),

e , l'ouverture de la fracture (m).

Comme on s'y attend, la valeur du retard de pic de concentration sera d'autant plus importante que l'ouverture de la fracture ou la vitesse d'écoulement sera faible. La diffusion matricielle est plus conséquente lorsque la fracture est de faible ouverture ou en présence d'écoulement lent. Le phénomène de diffusion matricielle se caractérise ainsi par des temps de sortie beaucoup plus importants, d'où l'observation des longues queues de restitution asymétriques aux temps longs dans les courbes expérimentales de concentration (Figure I.23).

Des études numériques proposées par différents auteurs, par exemple Carrera (1998), fournissent des résultats de la modélisation d'un traceur dans une fracture unique. Seuls les phénomènes de convection dispersion et de diffusion matricielle sont considérés (équations e2

et e3). Plus le coefficient de la diffusion matricelle est élevé, plus le terme source, $S = \frac{2}{e} \omega_m D^* \frac{\partial C_m}{\partial z} \Big|_{z=0}$ augmente, ce qui signifie que la masse prélevée à la fracture par diffusion sera d'autant plus grande. Fournio (2005) réalise une modélisation numérique du transport d'un traceur dans une fracture unique incluse au sein d'un milieu poreux. Il considère les phénomènes suivants : advection dispersion dans la fracture et une diffusion dans la matrice, affectée par différentes valeurs de coefficients. Cela permet de mettre en évidence la sensibilité de la diffusion matricielle et de quantifier son rôle dans le transport de solutés (Figure I.29).

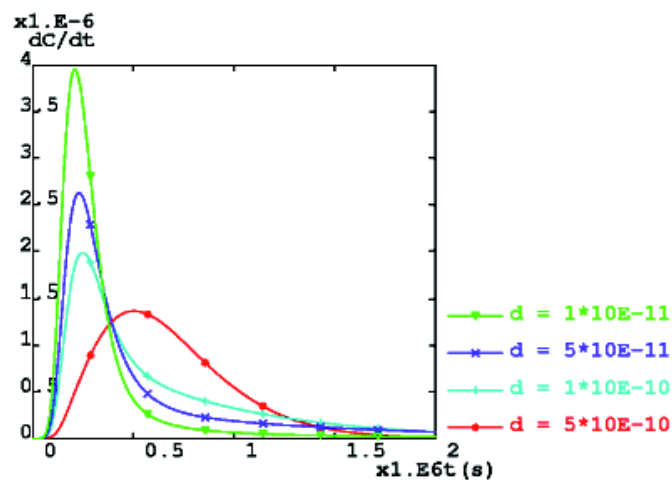


Figure I.29- Evolutions de la concentration en fonction du temps, à la sortie de la fracture, d'après les résultats d'une modélisation numérique, pour différents coefficients de diffusion (Fournio 2005).

Nous voyons sur la Figure I.29, que la valeur du coefficient de diffusion influe sur la hauteur des pics de concentrations dans la fracture. Plus le coefficient de diffusion est élevé, plus le maximum de concentration dans la fracture est faible ; en d'autres termes, la quantité de masse transférée de la fracture vers la matrice par diffusion est plus importante. De plus, le coefficient de diffusion joue un rôle sur la forme des courbes de restitution aux temps longs. Plus le coefficient de diffusion est élevé et plus la pente de la courbe est faible. En effet, la masse passée dans la matrice est ensuite restituée par diffusion dans la fracture, donc à des vitesses très faibles comparées à celles dans la fracture (advection). Ce retard dans la restitution de la concentration aux temps longs illustre aussi l'impact de la profondeur de pénétration du soluté dans la matrice. Un coefficient de diffusion élevé implique également une profondeur de pénétration du soluté dans la matrice accrue, et donc des temps de restitution de ce soluté dans la fracture très longs.

L'un des problèmes majeurs dans la description hydrodynamique d'un milieu poreux fracturé réside dans le choix de l'échelle d'observation du milieu. Bear (1993) et Berkowitz (1994) s'appuient sur quatre échelles de fracturation différentes (Figure I.30) :

- le champ « très proche » (quelques mètres) : le transport s'effectue dans une seule fracture isolée
- une échelle « proche », incluant quelques fractures (quelques centaines de mètres)
- une échelle « plus grande », le transport est décrit par deux milieux continus équivalents avec un terme d'échange entre les deux
- à très grande échelle, le milieu est considéré comme un milieu continu équivalent qui rend compte de la présence des fractures et des blocs matriciels poreux.

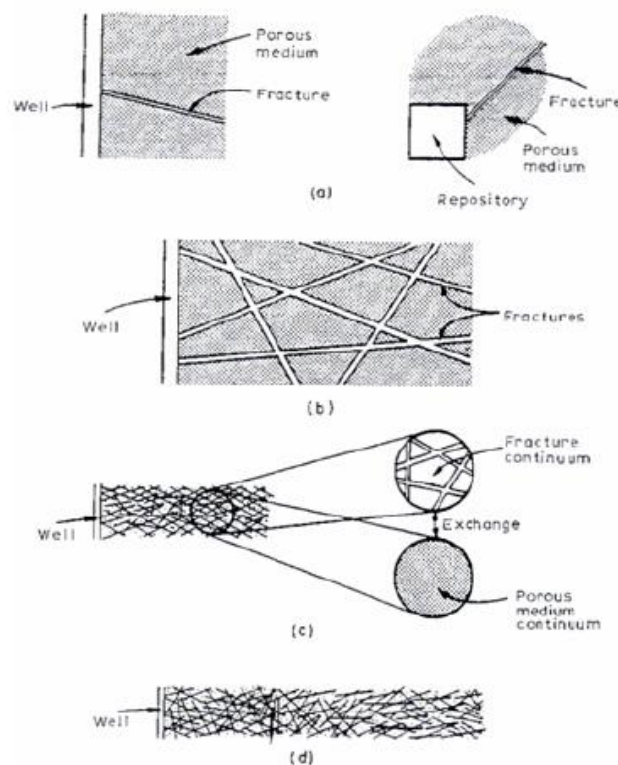


Figure I.30- Echelles de description d'un milieu poreux fracturé, (Bear et Berkowitz, 1987).

1.3.2-2 L'approche double porosité

L'approche de la double porosité considère d'une façon conceptuelle, que la matrice poreuse et le réseau de fractures, sont deux milieux continus superposés spatialement, et en interaction. Elle a d'abord été abordée par Barenblatt et al. (1960), ainsi que Warren et Root (1963).

-Les modèles DPSP

Dans le cas où la perméabilité de la matrice est très faible devant celle de la fracture, le modèle utilisé est le modèle DPSP à double porosité et perméabilité unique. Dans ce modèle simplifié, la matrice est un milieu poreux qui emmagasine et stocke les polluants ; alors que dans la fracture, les polluants sont transportés par advection et dispersion. Les échanges advectifs ou diffusifs entre les blocs de matrice sont ici négligés. Il n'y a pas d'échanges de matière entre les blocs matriciels ; seul un échange est possible entre un bloc de matrice et la fracture avec laquelle il est associé. L'interaction entre les deux milieux (a, Figure I.22) se caractérise par un échange de masse contrôlé par la diffusion matricielle (Grisak and Pickens 1980 ; Haggerty and Gorelick 1995 ; Maloszewski and Zuber 1985 ; Maloszewski and Zuber 1993 ; Maloszewski et al. 1999 ; Neretnieks et al. 1982 ; Tang et al. 1981). Ce processus de diffusion matricielle est similaire au concept de transfert de masse entre une zone mobile (la fracture) et immobile (la matrice), proposée par Deans (1963). La preuve la plus commune en littérature, du rôle de la diffusion matricielle dans le transport de solutés est mise en évidence par la courbe de restitution d'un traceur, asymétrique aux temps longs (Grisak et al. 1980 ; Maloszewski and Zuber 1993 ; Neretnieks et al. 1982).

-Les modèles DPDP et TPTP

Lorsque la perméabilité de la matrice n'est pas négligeable, le modèle adapté est le modèle dit DPDP, à double porosité et double perméabilité. Ce modèle admet que des flux de solutés transitent aussi dans la matrice. Les échanges advectifs et diffusifs entre blocs matriciels sont ici permis. Dans ce modèle les échanges de solutés entre la fracture et la matrice se font par advection locale et régionale (Figure I.22, b et c). Les conditions aux limites, définies par les

champs de pression et de charge sont ici les causes de l'interaction entre les fractures et la matrice.

Grâce à sa simplicité de mise en œuvre, l'approche double porosité est souvent la seule fiable pour modéliser les écoulements fluides mono ou multiphasiques ou le transport de solutés dans les milieux poreux fracturés de grande échelle. L'application de cette approche est toutefois limitée aux milieux homogènes (ou homogénéisables) puisqu'un volume élémentaire représentatif pour la matrice et pour le réseau de fractures doit nécessairement être déterminé pour définir les propriétés géométriques et hydrauliques de la matrice et du réseau de fractures. Pour cela, le milieu poreux fracturé est souvent vu comme un réseau régulier de fractures parfaitement connectées dans lequel les blocs matriciels sont des rectangles. Si l'application de cette approche de la double-porosité n'est pas limitée à cette représentation idéalisée du milieu, en pratique son utilisation reste souvent limitée à ce cas (Sahimi 1995).

Une extension du modèle à double porosité est celui à triple porosité, avec double perméabilité (TPDP) ou triple perméabilité (TPTP) (Lagendijk et al. 2000 ; Wu et al. 2004). Dans ce cas, le milieu fracturé se constitue d'un réseau de fractures majeures et d'un système de fractures secondaires qui recoupent des blocs de matrice. Dans le modèle TPTP, le transport de solutés dans un aquifère fracturé résulte de l'interaction des systèmes de fractures à différentes échelles avec la matrice. Le transport au cours du temps dans l'aquifère est interprété en trois étapes. La première phase du transport (pour des temps courts) est induite par le réseau de fractures majeures tandis que la seconde phase est due à l'interaction des composantes entre elles. La troisième phase (pour des temps longs), dite d'homogénéisation, résulte des gradients de concentration décroissants entre les composantes du modèle. La masse totale échangée entre le réseau de fractures et la matrice est la somme de la masse de solutés échangés par diffusion, et par advection à la fois locale et régionale.

1.3.2-3 L'approche du milieu poreux équivalent ou mono-continu

Cette approche n'est pas une approche à double porosité. En effet, ici, le milieu fracturé, constitué de fractures et de zones matricielles, est représenté par un milieu poreux équivalent. Ce type de modèle est généralement employé pour les études de grandes échelles. L'équivalence entre le milieu fracturé et le milieu équivalent (ou mono-continu) revient à un problème d'échelle et à la difficulté de définir un volume élémentaire de référence (VER). Ce

modèle est donc difficilement applicable aux milieux présentant des discontinuités où le volume élémentaire risque d'être trop important par rapport à la taille de la zone d'étude.

Cette approche modélise le transport de solutés migrant à des vitesses constantes avec l'hypothèse qu'un équilibre local soit établi au sein d'un milieu poreux, contenant des zones d'eau mobiles et immobiles. Pour ce, les mesures de restitution d'un traceur doivent être suffisamment éloignées de la zone d'injection pour avoir des temps de résidence moyens importants, qui mitigent les gradients de concentration entre zones mobile et immobile. Dans ce modèle composé d'un seul milieu continu, le transport est décrit par :

$$\theta R \frac{\partial C_r}{\partial t} = \omega_e D_e \frac{\partial^2 C_r}{\partial x^2} - U \frac{\partial C_r}{\partial x} \quad (e65)$$

Avec ω_e , la porosité équivalente (sans dimension),

D_e , le coefficient de dispersion équivalent du milieu mono-continu ($m^2.s^{-1}$),

R , un coefficient de retard lié à des phénomènes chimiques (adsorption).

Dans ce cas, le coefficient de dispersion D_e représente le mélange par diffusion entre les zones d'eau mobile et immobile, et le mélange dû à la dispersion hydrodynamique dans la zone d'eau mobile du milieu poreux.

Ce type d'approche peut considérer un transport par advection, dispersion, diffusion, à la fois dans la fracture et la matrice poreuse. Berkowitz et al. (1988) ont montré que le milieu mono-continu décrivait correctement la dispersion de solutés dans un milieu fracturé, excepté pour la région proche de la source d'injection. Dans la pratique, les coefficients équivalents de porosité et de dispersion sont déterminés par l'analyse des courbes de restitution obtenus in-situ, ou à partir d'un modèle numérique ou de laboratoire représentant la formation réelle.

I.3.3 Caractérisation de l'échange entre la fracture et la matrice

I.3.3-1 Echanges advectifs

Dans ce type de modèle, à double perméabilité (DPDP), le terme d'échange de soluté entre la fracture et la matrice se fait via un débit d'eau échangé.

a) coefficient d'échange indépendant du temps

La représentation la plus simple de ce terme d'échange est une fonction linéaire de la différence de pression entre les deux milieux (Barenblatt et al. 1960) :

$$Q_{m,f}(x,t) = -\alpha \frac{K_m}{\mu} (P_f(x,t) - P_m(x,t)) \quad (e66)$$

Avec $Q_{m,f}(x,t)$ le débit échangé de la matrice vers la fracture en x au temps t , ($m^3.s^{-1}$)

α le coefficient d'échange (sans dimension).

Cette représentation (« quasi steady flow ») est valable lorsque l'état d'équilibre est atteint, c'est-à-dire lorsque l'ensemble de la matrice est sollicité (dans le cadre d'un pompage par exemple), ce qui n'est pas le cas pour des temps courts d'expérience.

b) coefficient d'échange dépendant du temps

Dykhuizen (1990) propose dans sa méthode, de déterminer deux expressions du débit d'échange : l'une pour les temps courts et l'autre pour les temps longs. Le milieu naturel est simplifié en une superposition de fractures et de couches de matrice (Figure I.31). Pour les temps courts, une condition sur la pression au centre des couches de la matrice est imposée. De ce fait, au début de l'écoulement, la zone la plus éloignée de la fracture (le centre de la matrice) n'intervient pas dans la détermination de l'échange entre les deux milieux. Une fois que l'état d'équilibre est atteint entre les deux milieux, Dykhuizen applique la formule de Barenblatt (e66). De cette façon, ce modèle, en ne prenant en compte que la zone de la matrice réellement concernée par l'échange au début de l'écoulement, ne sous-estime pas la diffusion contrairement à la méthode de Barenblatt.

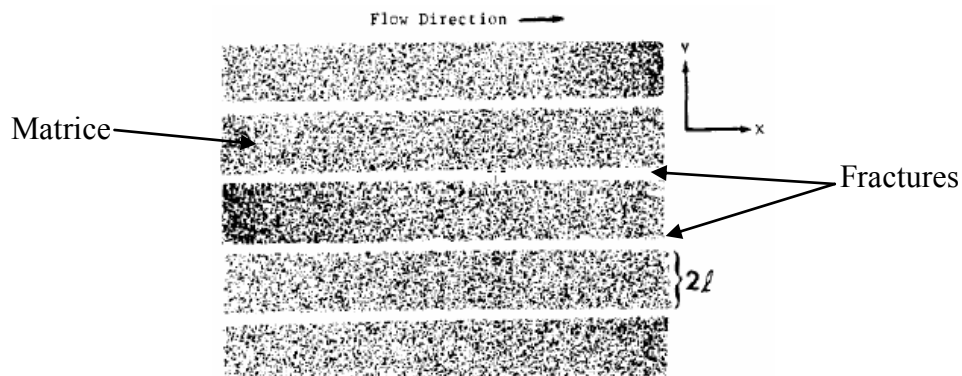


Figure I.31- Représentation du milieu fracturé dans le modèle de Dykhuizen (1990).

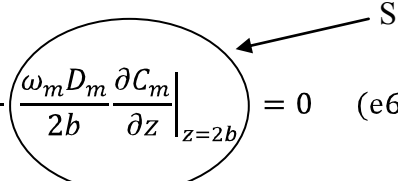
Cependant dans ce type de modèle, la matrice est vue uniquement comme une zone de stockage. En effet, la dispersion et l'advection du flux dans la matrice dans le sens de l'écoulement des fractures sont négligées. Le milieu fracturé est donc modélisé par un milieu à double porosité, et à simple perméabilité. De plus la représentation du milieu fracturé est extrêmement simplifiée, aboutissant à la perte d'informations sur l'orientation des fractures et donc sur l'orientation réelle des écoulements.

1.3.3-2 Echange de masse entre la fracture et la matrice: système mobile-immobile

Dans le cas d'une matrice à faible perméabilité, les échanges de solutés, non négligeables entre les fractures et la matrice ont pour origine la diffusion moléculaire. Le milieu fracturé est considéré comme la superposition spatiale de deux zones continues : une zone de flux dite mobile, incluant les phénomènes d'advection et de dispersion, et une zone de matrice dite immobile où les flux d'eau sont négligeables, réduisant alors la dispersion à la diffusion moléculaire. Ce type de modèles continus, à double porosité est un concept qui suppose que le soluté advecté dans la fracture est simultanément transféré dans la matrice. En réalité les zones mobile et immobile ne sont pas superposées spatialement : à l'échelle microscopique ces milieux sont bien distincts physiquement. L'expression du terme d'échange diffusif de solutés apparaît sous les formes suivantes dans la littérature (Brusseu et al. 1989 ; Van Genuchten et Wierenga 1976 ; Zurmühl et Durner 1996) : (i) description par la loi de Fick, (ii) description par une expression cinétique du 1^{er} ordre, (iii) modèle du « multi-rate ».

(i) Coefficient d'échange décrit par la loi de Fick

Le modèle de dispersion avec une fracture unique (SFDM), développé par Maloszewski et Zuber (1985) est représenté par une solution de l'ADE dans la fracture, couplée avec une équation de diffusion dans la matrice, pour une injection ponctuelle. La distribution de la concentration à travers l'ouverture de fracture est constante grâce à une diffusion/dispersion transverse efficace. Les équations de transport, exprimant la conservation de masse du soluté dans chacun des milieux s'expriment de la manière suivante :

$$\frac{\partial C_{fr}}{\partial t} - D_L \frac{\partial^2 C_{fr}}{\partial x^2} + U \frac{\partial C_{fr}}{\partial x} - \left(\frac{\omega_m D_m}{2b} \frac{\partial C_m}{\partial z} \Big|_{z=2b} \right) = 0 \quad (e67)$$


$$\frac{\partial C_m}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C_m}{\partial z^2} \quad (e68)$$

Avec U , la vitesse moyenne du flux dans la fracture ($m.s^{-1}$),

b , la demi-ouverture de la fracture (m).

Différentes variations de l'équation de transport (e62) sont proposées dans la littérature (Haggerty and Gorelick 1995 ; Maloszewski and Zuber 1993 ; Rasmuson and Neretnieks 1980, 1981, 1986). Le terme source S (e62) se présente aussi sous des formes variées, mais qui sont toutes des variations de la loi de Fick. Ce terme source, qui représente l'échange entre les deux milieux tient compte de la géométrie du système, dont la forme par laquelle est modélisée la matrice (sphères, cylindres...).

Des solutions analytiques pour des milieux homogènes, avec une géométrie simple sont établies pour une fracture ou un système de fractures parallèles (Grisak and Pickens 1981, Sudicky et Frind 1982 ; Tang et al. 1981), pour une matrice à géométrie cylindrique (van Genuchten et al. 1984) et pour une matrice poreuse représentée par des sphères (Rasmuson et Neretnieks 1980). Dans le système composé de fractures planes parallèles intercalées de matrice poreuse, Maloszewski et Zuber (1985) mettent en évidence que l'approximation par une seule fracture est valide pour les expériences courtes, puisque le traceur n'a pas pénétré la matrice à une distance suffisante pour être influencé par les fractures adjacentes. Ces mêmes

auteurs développent une solution analytique (e69) dans le cas d'une injection ponctuelle de traceur, pour un système constitué d'une fracture unique (Figure I.32).

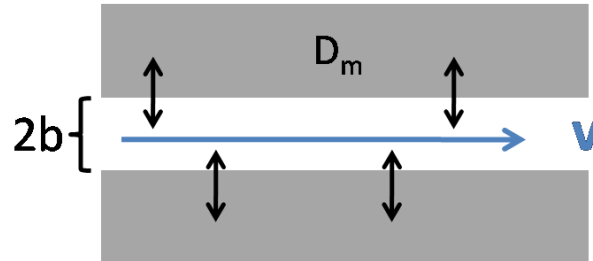


Figure I.32 - Concept du système à double porosité pour le transport de solutés dans les noyaux de tufs fracturés (adapté de Maloszewski and Zuber, 1985). Aucun flux n'a lieu dans la matrice, l'échange entre la fracture et la matrice est uniquement gouverné par la diffusion moléculaire.

$$C_f(t) = \frac{Ma}{2\pi Q} (Pe t'_0)^{1/2} \int_0^t \exp \left[-\frac{Pe (t'_0 - U)^2}{4Vt'_0} - \frac{a^2V^2}{t - V} \right] \frac{dU}{[U (t - U)^3]^{1/2}} \quad (e69)$$

Avec C_f , la concentration du traceur dans la fracture,

U , la vitesse moyenne dans la fracture,

M , la masse de soluté injectée,

a , un paramètre d'ajustement,

Pe , le nombre de Péclet, égal à Ux/D_m ,

t'_0 , le temps de transit moyen réduit du soluté, $t'_0 = t_0 R_a$

t_0 le temps de transit moyen du soluté,

R_a , un facteur de retard dû à un phénomène de sorption dans la fracture,

Q , le débit d'eau.

L'expression du facteur a (e64) appelé aussi paramètre de diffusion est :

$$a = \omega_m D_m^2 / 2b \text{ (s}^{-1}\text{)}.$$

Lorsque la diffusion matricielle est reconnue comme étant le seul mécanisme de transfert de masse entre la fracture et la matrice, le coefficient de transfert de masse est conceptuellement

similaire au coefficient de diffusion matricielle. Callahan et Reimus (2000) reprennent ce concept simple (Figure I.32), pour l'étude du transport de différents traceurs dans des noyaux de tuffs volcaniques fracturés. Ils se servent de la méthode semi-analytique de Tang et al.(1981) pour ajuster une courbe analytique à leurs données expérimentales, et estimer des coefficients de transferts de masse, a (s^{-1}).

(ii) Coefficient de transfert de masse décrit par une cinétique du 1^{er} ordre

Macroscopiquement, l'échange par diffusion entre les deux zones est modélisé par une cinétique du premier ordre (Bajracharya et Barry 1997). Le premier modèle écrit pour un cas purement convectif (Deans 1963), a été étendu afin de prendre en compte le transport dispersif (Coats et Smith 1964).

$$\frac{\partial C_{fr}}{\partial t} - D_L \frac{\partial^2 C_{fr}}{\partial x^2} + U \frac{\partial C_{fr}}{\partial x} + \frac{\omega_m}{\omega_{fr}} \beta (C_{fr} - C_m) = 0 \quad (e70)$$

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} + \frac{\omega_m}{\omega_{fr}} \beta (C_m - C_{fr}) = 0 \quad (e71)$$

Avec β le coefficient de transfert de masse (s^{-1}).

Les équations de transport précédentes, établies pour la zone mobile (e65) et immobile (e66) contiennent un coefficient de transfert de masse explicite, β . Rappelons que dans l'approche précédente en (i), le terme source, exprimant le transfert de masse, était indépendant de la concentration de solutés dans la fracture. Ici la quantité de flux échangé est fonction du coefficient de transfert de masse β , et de la différence de concentration entre la fracture et la matrice. Carrera et al. (1998) réécrivent le terme d'échange explicite β , afin de faire le parallèle avec l'expression de l'échange, basée sur la loi de Fick :

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} = \frac{D_m}{R_m L_m^2} (C_{fr} - C_m) = \beta (C_{fr} - C_m) \quad (e72)$$

Avec L_m , la taille moyenne des blocs de matrice,

R_m , un coefficient de retard dû à la sorption dans la matrice. Dans le cas d'un traceur conservatif, $R_m = 1$.

Sous certaines approximations, les modèles de transferts de masse basés sur la loi de Fick (i) et sur une expression cinétique (ii), donnent les mêmes évolutions temporelles des concentrations macroscopiques C_{fr} et C_m . L'identification des solutions analytiques conduit à des relations explicites du coefficient d'échange similaires à celles rencontrées dans l'échange diffusif retranscrit par la loi de Fick.

Pour certains auteurs, l'interface entre la fracture et la matrice est caractérisée par une fine couche de fluide immobile (Figure I.33), à travers laquelle a lieu le transfert de solutés décrit par une cinétique (Rasmuson 1985, 1986 ; Wallach and Parlange 1998). La concentration varie linéairement à travers cette couche (ou film). Le coefficient de transfert de masse dépend de la vitesse de flux dans la fracture, à proximité de l'interface, et de l'épaisseur de cette couche de transition (Wallach and Parlange 2000).

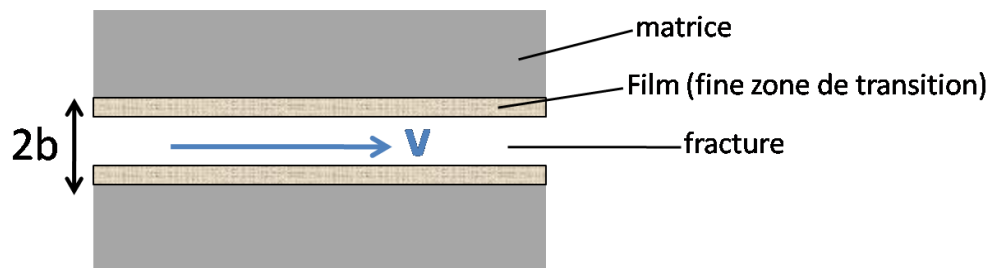


Figure I.33- Système fracture matrice, caractérisé au niveau de l'interface par une fine couche de fluide (ou film), dans laquelle l'eau est considérée comme stagnante.

Ces mêmes auteurs concluent que le transport de solutés dans ce système (Figure I.33) est divisé en deux étapes :

- aux temps courts, la couche limite à l'interface est le facteur limitant pour transférer le soluté de la fracture vers la matrice,

- aux temps longs, le transfert de solutés vers la matrice est principalement contrôlé par la diffusion moléculaire et non plus par l'existence de la couche limite. Il peut alors être décrit par un modèle de diffusion, qui suppose donc une concentration uniforme à travers l'interface fracture/matrice (i).

Cependant, il est démontré que dans le cadre d'une représentation de l'échange diffusif par une cinétique du 1^{er} ordre, le coefficient de transfert β n'est pas constant (Rao et al. 1980). Les équations du transport (e65) et (e66) n'expriment pas explicitement le fait que la diffusion dans la matrice dépende d'une longueur d'échelle, ou que la concentration change dans la matrice au cours du temps. C'est pourquoi β doit décroître en fonction du temps pour modéliser de façon précise la diffusion matricielle (Rao et al. 1980). L'étude numérique du transport de solutés de Zhang et Kang (2004), réalisée à l'échelle du pore dans un système constitué d'une fracture horizontale imbriquée dans un milieu poreux, permet d'illustrer cette dépendance du coefficient d'échange β (nommé ω , Figure I.34) avec le temps. Un écoulement est imposé dans l'ensemble du système et un pulse de solvant est injecté dans la fracture, en amont.

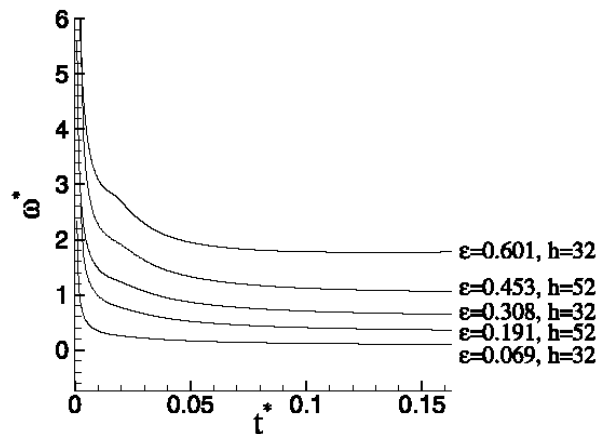


Figure I.34- Evolution du coefficient d'échange adimensionné, $\omega^* = \omega h^2/D_m$, en fonction du temps adimensionné $t^* = t/t_c$ où t_c est le temps caractéristique de diffusion, (Zhang et Kang 2004).

Différentes valeurs de porosité matricielle ε et d'ouverture de fracture h sont testées dans la simulation numérique de Zhang et Kang (2004). Le coefficient d'échange atteint une valeur asymptotique, au-delà d'un temps, pour les différentes valeurs de porosité et d'ouvertures de fracture. La valeur du coefficient d'échange asymptotique augmente avec la porosité de la matrice, et le temps nécessaire pour atteindre l'asymptote croît également avec la porosité. Dans le cas où la fracture est large comparée à la taille des grains, le coefficient de transfert de masse asymptotique β peut s'écrire (Zhang and Kang 2004) :

$$\beta = \frac{D_m}{d_g^2}$$

Avec D_m la diffusion matricielle,
 d_g le diamètre des grains de la matrice.

Deux types de comportements sont dérivés des propriétés asymptotiques de la diffusion matricielle : pour des temps d'expérience courts et pour des temps longs. Les résultats (Carrera et al. 1998), indiquent que :

- pour des temps courts, le terme échangé F_m dépend du terme $\omega_m^2(R_m)D_m/L_m^2$,
- pour des temps longs, F_m dépend seulement de $\omega_m^2(R_m)$.

R_m est un facteur de retard lié à des processus de sorption, qui n'intègre pas l'étude dans le cas d'un traceur conservatif, où $R_m = 1$. Aux temps longs, le terme échangé ne dépend pas de la valeur du coefficient de diffusion, ni de la géométrie des blocs de matrice. Dans ce cas, le soluté a diffusé dans la matrice à une profondeur importante : la matrice a atteint un équilibre avec la fracture. Aux temps longs d'expérience, les temps moyens d'arrivée sont donc indépendants du coefficient de diffusion matricielle et de la taille (ou de la forme) des blocs de matrice (Carrera et al. 1998 ; Harvey et Gorelick 1995).

(iii) Modèle du « multi-rate »

La notion d'un transfert de masse à différentes vitesses, entre les zones d'eau mobile et immobile est attribuée aux variations spatiales de petite échelle, des propriétés de l'aquifère, comme la porosité (Rao et al. 1980) et le champ de perméabilité (Valocchi 1989). Les modèles incorporant la diffusion décrite par la loi de Fick à travers une géométrie donnée (Rao et al. 1980) sont adaptés à la prédiction de transferts de masse à l'échelle du laboratoire, et non pas dans le cas d'un milieu hétérogène (Haggerty et Gorelick 1995).

Dans le modèle « multi-rate », le transfert de masse entre les zones d'eau mobile et immobile est représenté par plusieurs valeurs de coefficients décrits par une cinétique du premier ordre, et couplés avec le modèle d'advection dispersion dans la fracture. Ce modèle « multi-rate »

permet à différents transferts de masse (c'est-à-dire caractérisés par différentes vitesses) d'avoir lieu simultanément.

Le modèle de transfert de masse décrit par une loi de diffusion, à travers des sphères, des cylindres ou des couches s'avère être un cas spécifique du modèle « multi-rate » (Haggerty et Gorelick 1995), tout comme le modèle de transfert décrit par une cinétique.

1.3.3-3 Echange de masse entre la fracture et la matrice: système mobile-mobile

Dans le paragraphe précédent, le transfert de solutés entre la fracture et la matrice a pour origine la diffusion moléculaire. Aucun flux d'eau n'est considéré dans la matrice, qualifiée alors de zone d'eau immobile, ni à travers l'interface fracture/matrice. Dans le cadre d'écoulements naturels, et suivant les valeurs de la perméabilité des roches, un transport advectif peut se propager à l'intérieur de la matrice poreuse. Dans ce cas le coefficient de transfert de masse entre la fracture et la matrice est plus élevé.

Certains auteurs ont développé un modèle de description du transport à deux équations d'advection dispersion (Gerke and Van Genuchten 1993b). Une partie du transfert d'eau entre les deux régions est simulé par des échanges diffusifs, décrits à l'aide d'une expression cinétique du 1^{er} ordre. Le coefficient de transfert, $\Gamma_{fr,m}$ inclut à la fois les processus d'advection, $\alpha (P_{fr}-P_m)$ et de diffusion, $\Gamma(C_{fr}-C_m)$:

$$\Gamma_{fr,m} = \Gamma (C_{fr} - C_m) + \begin{cases} C_{fr} \alpha_w (P_{fr} - P_m) & \text{si } P_{fr} > P_m \\ C_m \alpha_w (P_{fr} - P_m) & \text{si } P_{fr} < P_m \end{cases} \quad (e73)$$

Avec P_f et P_m , les pressions macroscopiques de la fracture et de la matrice,

α_w , le coefficient d'échange traduisant l'écoulement entre la fracture et la matrice,

$\Gamma_{fr,m}$, le coefficient décrivant le transfert de soluté par diffusion entre les deux milieux.

Les équations de transport de solutés dans chacun des milieux prennent alors la forme suivante :

$$\text{dans la fracture } \frac{\partial C_{fr}}{\partial t} - D_{L,fr} \frac{\partial^2 C_{fr}}{\partial x^2} + U_{fr} \frac{\partial C_{fr}}{\partial x} + \Gamma_{fr,m} = 0 \quad (e74)$$

$$\text{dans la matrice } \frac{\partial C_m}{\partial t} - D_{L,m} \frac{\partial^2 C_m}{\partial x^2} + U_m \frac{\partial C_m}{\partial x} - \Gamma_{fr,m} = 0 \quad (e75)$$

D'un point de vue expérimental, peu d'études ont traité ce cas. Dans le cadre d'écoulements d'eau souterraine, des flux transitent dans la matrice rocheuse, mais le contraste de perméabilité entre la fracture (ou un réseau de fissures) et la matrice est tellement fort, que la plupart du temps, la matrice est caractérisée uniquement par sa capacité à stocker les solutés.

Conclusion du chapitre I

L'écoulement dans une fracture d'ouverture constante est caractérisé par un profil de vitesses parabolique dans l'épaisseur de la fracture. Lorsque la fracture possède des ouvertures variables résultant de la rugosité des parois, les flux sont également localisés dans le plan de fracture (chenalisation des flux), ce qui influe sur la perméabilité de la fracture. La présence d'une frontière poreuse entraîne également une modification de la perméabilité de la fracture.

La dispersion des solutés dans les milieux poreux et fracturés résulte de la diffusion moléculaire, de la micro-dispersion liée à l'advection par des écoulements très hétérogènes, et de l'interaction entre ces deux phénomènes. Dans le cas d'une fracture imperméable, le comportement asymptotique aux temps longs est celui d'une advection-diffusion unidimensionnelle dans la direction de l'écoulement, avec un coefficient de diffusion effectif dépendant des conditions d'écoulement. Le transport en milieux poreux et en fracture imperméable présentant ou non des parois rugueuses a été largement étudié, à partir d'études théoriques, expérimentales ou numériques. L'interaction entre fracture et matrice a été observée comme étant significative, du point de vue des transferts de solutés, même lorsque la perméabilité du milieu poreux est négligeable. De nombreux modèles prennent en compte cet échange diffusif, mais peu de mesures expérimentales existent. Par ailleurs, l'influence sur cet échange des effets de couplage densitaire entre écoulement et transport a été très peu étudiée.

Dans la suite de cette thèse, je présente une étude expérimentale du transport de solutés dans une fracture limitée inférieurement par un milieu poreux. La motivation de l'expérience est de quantifier l'interaction entre la fracture et la matrice poreuse, c'est-à-dire une quantité de solutés échangée entre une fracture et un milieu poreux qui le borde. Le moyen d'étude choisi pour parvenir à la caractérisation de l'échange est d'analyser la migration du soluté dans la fracture. Le terme d'échange entre les deux milieux est déduit de la mesure du flux de masse à travers les sections de la fracture seule. La méthode elle-même (méthodes d'acquisition de mesures optiques et de calculs) est présentée au chapitre suivant, ainsi que l'ensemble du dispositif expérimental.

Chapitre II.

Méthode expérimentale

Introduction

Dans ce chapitre, je présente un dispositif expérimental qui permet l'étude du transport de flux dispersifs dans une fracture bordée par un milieu poreux et pour différentes configurations géométriques (§ II.2.4). La mise en place de ce dispositif et l'acquisition des données ont représenté une part importante de mon travail de doctorat. L'étude expérimentale du transport de solutés a été menée en 3 étapes :

- ✓ la conception d'un modèle synthétique expérimental de fracture en contact avec un milieu poreux,
- ✓ la mise en œuvre d'outils spécifiques de mesures optiques : visualisation directe et mesures précises résolues spatialement et temporellement de l'absorption optique du soluté,
- ✓ le développement d'un traitement d'imagerie menant à la restitution de champs spatio-temporels de concentration.

Je décris en détails le dispositif ainsi que la procédure d'extraction d'information physique à partir des données brutes. La partie I est dévolue au dispositif expérimental, et inclue également une description rapide de l'état de l'art au niveau des techniques expérimentales. La partie II est consacrée à la procédure d'acquisition des données et à leur transformation en une information sur les flux massiques de soluté. La procédure a été validée à l'aide de tests de traçage réalisés dans une fracture expérimentale constituée de deux plans lisses et parallèles en Plexiglas. La partie III présente des tests de la sensibilité de la procédure de transformation des données aux différents paramètres pouvant influencer le traitement (en particulier l'intervention humaine).

II.1. Caractérisation des processus physiques d'écoulement et de transport en laboratoire

II.1.1 Méthodes non intrusives de visualisation des flux et des champs de concentration, appliquées à des milieux poreux naturels, artificiels, et à des fractures

Les méthodes optiques sont fondées sur les propriétés d'absorption de la lumière d'un colorant dont le déplacement et la dispersion sont mesurés et analysés. La propagation du traceur est photographiée ou filmée dans un réservoir translucide éclairé en transmission. Le champ de concentration est ensuite obtenu par une technique de traitement d'images. Cependant l'acquisition des données est étroitement liée à la qualité de l'uniformité de l'éclairage. Les travaux de Simmons et al. (2002) montrent l'étude de l'infiltration d'une solution saline marquée par un traceur non-conservatif (c'est-à-dire radioactif ou pouvant réagir physico-chimiquement avec le milieu poreux), la rhodamine WT, dans un réservoir (120 x 117,8 x 5,3 cm³) rempli de sable, mais ils ne réussissent pas à déterminer les champs de concentration en raison de la non-uniformité spatiale de l'éclairage. Outre ces problèmes de non-uniformité d'éclairage, l'opacité des milieux poreux naturels limite l'acquisition de données de champs de concentration, avec les méthodes d'imagerie classique. Seules les zones proches de la paroi éclairée du réservoir ou du milieu poreux sont alors accessibles.

Les techniques permettant l'obtention d'informations en 3-D relatives à l'écoulement et au transport de solutés dans un milieu poreux opaque sont très coûteuses et présentent de fortes contraintes expérimentales. Trois techniques principales d'imagerie optique non-intrusives permettent la mesure de champs de concentration dans les milieux opaques: la tomographie aux rayons-X (Johns et al. 1993 ; Keller et al. 1999), la résonance magnétique nucléaire (Brown et al. 1998, Dijk et al. 1999 ; Kumar et al. 1995) et la tomographie par émission de positrons (PET) (Degueldre et al. 1996 ; Ogilvie et al. 2001). Ces techniques diffèrent entre-elles en termes de résolution spatiale et de temps d'intégration de la mesure.

La caractérisation des flux à l'intérieur de fractures à l'échelle du laboratoire, montrant une organisation spatiale sous forme de chenaux a été rendue possible grâce à l'imagerie vidéo et l'application de l'imagerie par résonance nucléaire magnétique, la NMRI (Brown et al. 1998 ; Dijk et al. 1999). Cette technique d'imagerie non-intrusive, utilisée à l'origine principalement pour des applications médicales, est un outil très puissant de résolution submillimétrique, pour

la visualisation des flux avec une incertitude de 0,035 mm/s (Dijk et al. 1999) et la quantification du transport dans des échantillons de roches, donc dans des milieux opaques. La résonance magnétique nucléaire est un phénomène par lequel un noyau de l'atome considéré (ayant le rôle du traceur) absorbe les rayonnements électromagnétiques d'une fréquence spécifique en présence d'un fort champ magnétique. Une large gamme de types de pulses NMR vise à déterminer les flux locaux et les propriétés hydrodynamiques du transport (Caprihan et Fukushima 1990 ; Watson et Chang 1997).

Peu de techniques non intrusives fournissent les champs de concentration et de vitesse avec une résolution spatio-temporelle aussi fine que la NMRI. Dusschoten et al. (1997) mentionnent cependant que l'application de l'IRM à des milieux poreux naturels peut être limitée par la présence de particules métalliques pouvant perturber le champ magnétique, et donc dégrader le signal enregistré. La PET consiste à mesurer l'activité d'une solution radioactive et permet la production d'images en 2-D de la répartition spatio-temporelle d'un traceur dans la fracture d'un échantillon de roche (Loggia et al. 2004), dans l'ensemble de l'échantillon de roche fracturée, c'est-à-dire dans la fracture et la matrice poreuse (Polak, 2003) ou dans un milieu poreux seul (Khalili et al. 1998). La technique d'imagerie, PEPI est quant à elle, une version simplifiée du PET, qui permet des temps d'intégration courts comparés aux rayons-X ou à la résonance magnétique.

L'avantage des milieux artificiels par rapport aux milieux naturels, est leur translucidité qui rend possible l'utilisation de techniques de mesure optique, classiques et moins onéreuses. Des modèles de laboratoire, constitué de billes de verre représentant une matrice poreuse (Huang et al. 2002), ou des micro-modèles contenant une seule couche de billes de verre servent à étudier la migration d'un traceur (Corapcioglu et Fedirchuk 1999). Rashidi et al. (1996) réussissent à quantifier la géométrie des pores, les flux et l'évolution de la concentration de traceurs colorés et fluorescents dans une colonne expérimentale remplie de billes de plastique. Ils ont développé une technique de visualisation par fluorescence, en saturant leur milieu poreux par un mélange d'huiles de silicone ayant le même indice de réfraction que les billes. Schincariol et Schwartz (1990) étudient le déplacement par photographie, d'une solution saline marquée par de la rhodamine WT et injectée dans un réservoir de plexiglas, garni de billes de verre. Néanmoins, suite à des problèmes d'uniformité de l'éclairage et de variation de l'indice de réfraction entre les billes et le fluide, seules deux plages de concentration (10-25 % et 50-100 %) sont détectées. L'application de mesures par

voie optique nécessite donc de surmonter le problème de l'hétérogénéité des propriétés optiques entre le milieu poreux et le fluide qui le sature.

II.1.2 Méthodes de mesure des champs de vitesse

Les méthodes optiques, fondées sur le suivi de particules transportées par l'écoulement, permettent de déterminer la vitesse des flux. Leur utilisation pour des études en milieu poreux est relativement récente et a été rendue possible par l'amélioration des éléments optiques, des systèmes d'acquisition et du traitement des images. Leur mise en œuvre implique la conception d'un milieu transparent où les pores sont remplis avec un fluide homogène ayant le même indice de réfraction que celui de la matrice solide (Moroni et Cushman 2001 ; Moroni et al.2007 ; Stöhr et al. 2003). Il existe de nombreuses variantes de cette technique : la PIV (Particle Imaging Velocimetry), la PTV (Particle Tracking Velocimetry), la PDT (Particle Displacement Tracking), la PSV (Particle Streak Velocimetry) parmi d'autres.

Toutes ces techniques font appel à la photographie de particules marquant un fluide et l'analyse des images pour déterminer la vitesse. Les particules éclairées par une lampe ou un laser et réfléchissant la lumière, créent un point lumineux détectable par une caméra vidéo. Ces méthodes diffèrent dans la façon de capturer le mouvement de la particule et d'extraire la vitesse à partir des images. La technique de la PIV procède par corrélations de boîtes dans l'image, et nécessite une statistique importante de particules dans chaque boîte. Les méthodes de suivi de particules (PTV et PDT) sont quant à elles fondées sur la détermination des trajectoires individuelles, en faisant le lien entre les positions aux instant t et $t + dt$. Elles nécessitent donc une fréquence d'acquisition élevée.

II.1.3 Mise en œuvre d'une étude expérimentale de laboratoire

Pour répondre à notre problématique, nous nous sommes efforcés de caractériser expérimentalement en laboratoire l'évolution d'un nuage de colorant advecté dans une fracture synthétique. La fracture est limitée au niveau de sa paroi inférieure par une matrice poreuse (Figure II.1). Une quantité d'un traceur coloré est injectée ponctuellement dans le centre de la fracture en amont. Le suivi de sa migration est mis en œuvre dans le but de

caractériser le transport de solutés dans les différentes configurations expérimentales développées.

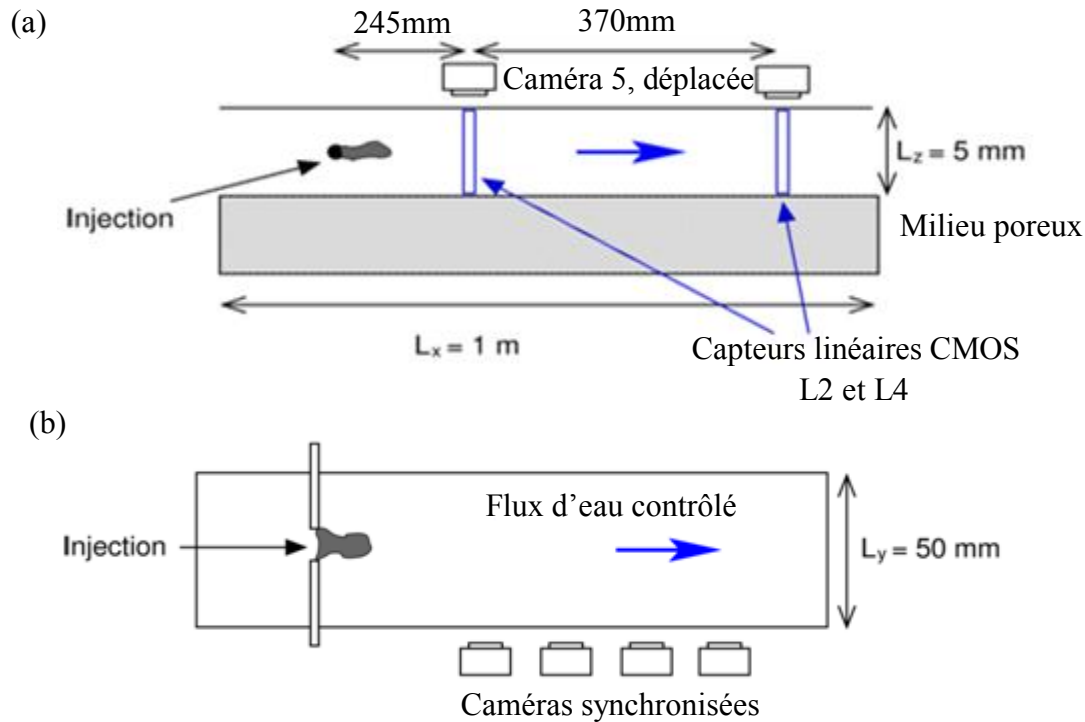


Figure II.6- Schémas du dispositif expérimental en vue côté, et en vue de dessus, avec l'emplacement des outils de mesures : les capteurs linéaires et les caméras.

L'évolution du nuage de colorant est analysée le long de la fracture sur toute la hauteur, grâce à deux systèmes de mesures optiques. Le premier se compose de deux couples de capteurs linéaires, situés à 245 mm (L2) et à 615 mm (L4) de la source d'injection (Figure II.1). Chaque couple se compose d'une série de 102 photodiodes alignées selon un réseau linéaire de longueur 1 cm. Le capteur disposé face à la section verticale de la fracture, s'associe à une diode rouge, émettrice d'un rayon lumineux dans sa direction, selon y (Figure II.1, a). Ce capteur linéaire (Figure II.2, a) mesure l'intensité de la lumière transmise à travers la fracture, sur une ligne verticale, et la convertit en un signal électrique analogique.

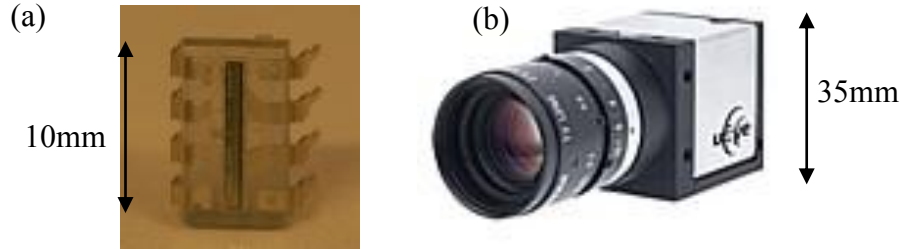


Figure II.2- En (a) : capteur linéaire, CMOS 8 bits, en (b) : caméra CCD « U-eye » USB2.

Ce système de mesure optique permet le suivi de l'évolution de la concentration du panache en fonction du temps, à travers deux sections verticales de la fracture, espacées de 319 mm. Une comparaison de la masse totale de colorant entre ces deux points de mesures, sous certaines conditions expérimentales (en présence d'un milieu poreux), évoque l'interaction fracture matrice via une perte de masse de colorant.

Le second système de mesures optiques se compose de 4 caméras CCD (Figure II.2, b) disposées en série le long de la fracture et alignées entre les deux capteurs linéaires (Figure II.1). Les champs des caméras se recouvrent à leurs extrémités latérales, ce qui permet de reconstruire à partir des 4 images une image unique de grand rapport d'aspect (longueur 230 mm, hauteur 5 mm). Cette image intègre l'absorption optique par le colorant à travers la largeur de la fracture, L_y . A partir de cette information, on reconstitue un champ de concentration à 2-D équivalent $C(x,z,t)$. Grâce à une procédure de calculs (détaillée au paragraphe II.2.4), les images de champs de concentration sont traduites en une évolution temporelle de la masse totale de colorant le long de la fracture.

Les mêmes procédures de traitement et de calculs sont appliquées pour les données brutes obtenues dans les fractures expérimentales avec un mur poreux. Il est nécessaire dans un premier temps, de caractériser et de quantifier les processus physiques du transport de solutés dans la fracture sans bord poreux. L'objectif est de mettre en évidence des transferts de solutés entre la fracture et le milieu poreux. Nous ne pouvons pas réaliser de mesures de concentrations directement dans le milieu poreux, ce dernier n'étant pas transparent. Dans ces conditions, nous mesurons le colorant dans la fracture et mesurons la masse piégée dans le milieu poreux comme la masse perdue par la fracture, et nous mettons en parallèle les

résultats obtenus avec la fracture imperméable et la fracture avec un mur poreux pour des conditions d'expériences comparables (même dimension de fracture, même débit, même concentration initiale injectée).

II.1.4 Les configurations expérimentales élaborées

II.1.4-1 Les types de configurations expérimentales

Le premier modèle de fracture est constitué de deux plaques parallèles et lisses de plexiglas : 900 mm en longueur, 50 mm en largeur et 5 mm en hauteur (ouverture). Ce modèle très idéalisé de fracture (Figure II.3) qualifiée de fracture (lisse) imperméable nous sert à valider le dispositif de mesures de concentration et la procédure de traitement.

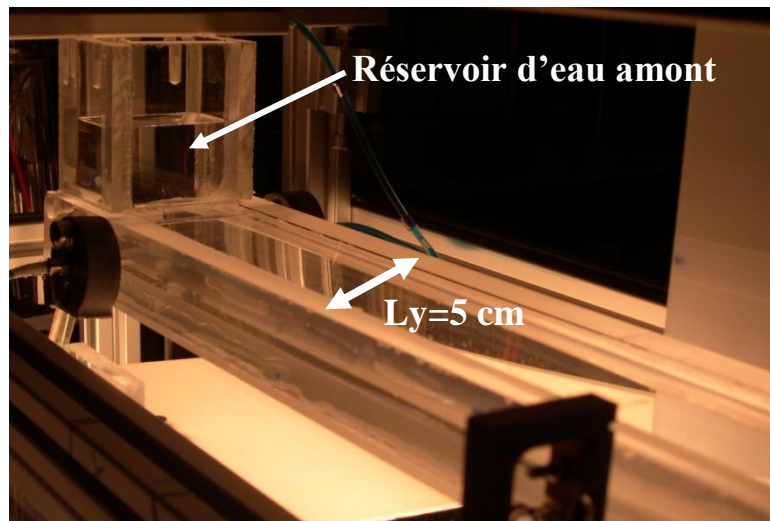


Figure II.3- Modèle expérimental représentant la fracture imperméable : 900 mm en longueur, 50 mm en largeur et 5 mm en hauteur.

Le second modèle de fracture est juxtaposé à un milieu poreux au niveau de sa paroi inférieure ; sa paroi supérieure reste imperméable mais elle peut avoir différentes géométries. La matrice poreuse artificielle est modélisée par des billes de verre, ayant un diamètre de 1 mm. Nous avons choisi de disposer la fracture au-dessus du milieu poreux artificiel. Le choix de cette configuration est guidé par :

- des contraintes techniques : la mise en œuvre est facilitée. La fracture est modélisée par l'espace vide, créé entre le toit imperméable du modèle et la surface de l'empilement de billes.

- la volonté d'étudier l'influence des effets gravitaires sur l'étude du transport de solutés.

Les billes de verre sont introduites par la face supérieure du modèle de plexiglas, qui a été rempli d'eau au préalable, afin d'éviter le piégeage de bulles d'air entre les billes. L'empilement aléatoire est relativement « lâche » (porosité $\sim 0,4$) et crée des espaces analogues à la porosité d'une roche. La surface de l'empilement, c'est-à-dire l'interface fracture matrice, est modelée manuellement (Figure II.4) à l'aide d'outils étalonnés de façon à obtenir les différentes géométries envisagées pour la fracture. Le couvercle du modèle est rabaissé de l'amont vers l'aval, afin d'évacuer l'air au niveau de la fracture. De cette façon, l'ensemble du système fracture matrice est saturé d'eau. L'étanchéité est assurée par l'écrasement d'un joint torique à la jonction de la boîte expérimentale avec le couvercle. Des barres d'aluminium disposées sur le couvercle assurent un serrage réparti d'une manière homogène sur toute la longueur du modèle expérimental.



Figure II.4- Technique du lissage manuel de l'interface entre la fracture et la matrice poreuse.

II.1.4-2 Les configurations géométriques du modèle de fracture avec un mur poreux

La géométrie la plus simple est une interface fracture matrice « lisse » complétée par une paroi supérieure de fracture également lisse (Figure II.5). Cette géométrie de fracture, similaire à la fracture imperméable permet de se focaliser sur le rôle de la densité du traceur dans les échanges fracture/matrice.

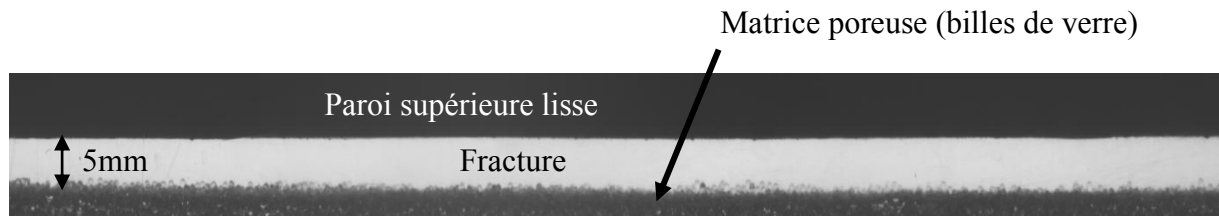


Figure II.5- Modèle expérimental poreux avec une interface fracture matrice “lisse”. L’échelle verticale est dilatée d’un facteur 2.

Afin de tester l’influence des effets de courbure des lignes de courant et de variations d’ouverture de la fracture, des configurations géométriques plus évoluées sont aussi réalisées. Nous choisissons une géométrie de type sinusoïdale, qui induit des variations d’ouvertures de la fracture et crée une rugosité au niveau des parois. La paroi inférieure de la fracture, c’est-à-dire au niveau de l’interface, est sinueuse tandis que la paroi supérieure imperméable est lisse.

Cette configuration avec une interface sinueuse entraîne une difficulté technique. Le moyen de réalisation conçu est de procéder à un « moulage » au niveau des billes. Pour ce faire, une plaque imperméable en plastique de même dimension que le plan (xy) de la fracture est usinée à l’aide d’une fraise numérique pilotée par ordinateur, selon une géométrie imposée. Cette plaque est vissée au couvercle imperméable, créant ainsi une paroi supérieure étanche à géométrie non plane. En fonction de la profondeur souhaitée de l’interface fracture matrice, une épaisseur supplémentaire sous la forme d’une plaque est insérée entre le toit du couvercle imperméable et la structure sinueuse usinée. De cette manière, en repositionnant le couvercle sur le modèle et en lui maintenant une pression, la structure sinueuse s’enfonce dans les billes immergées qui se réarrangent entre-elles. Une fois le couvercle retiré graduellement, le moulage des billes reste en place (Figure II.6).

Cette configuration a pour but d’étudier l’impact de deux nouveaux facteurs sur la dispersion et l’échange de solutés : les variations d’ouverture de la fracture et la rugosité des épontes de fracture.

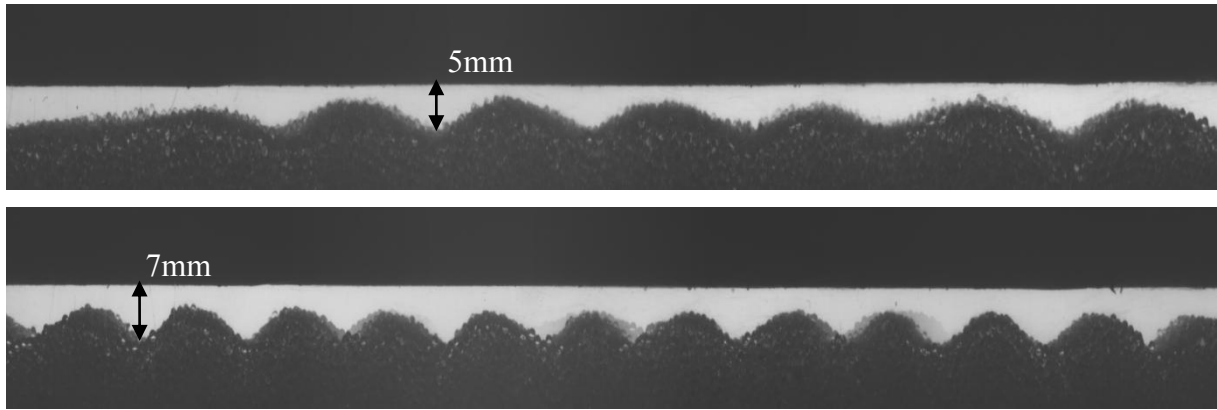


Figure II.6- Champ des ouvertures quasi-sinusoïdal créé par une interface fracture matrice à géométrie sinueuse. L'échelle verticale est dilatée d'un facteur 2.

Une dernière configuration va nous permettre de soustraire les variations d'ouverture de la fracture, en harmonisant les parois supérieure et inférieure avec la même géométrie sinusoïdale. L'ouverture de fracture obtenue est alors constante autant que faire se peut (Figure II.7). Ce dernier modèle permet d'insister sur le rôle de la rugosité dans les échanges fracture matrice.

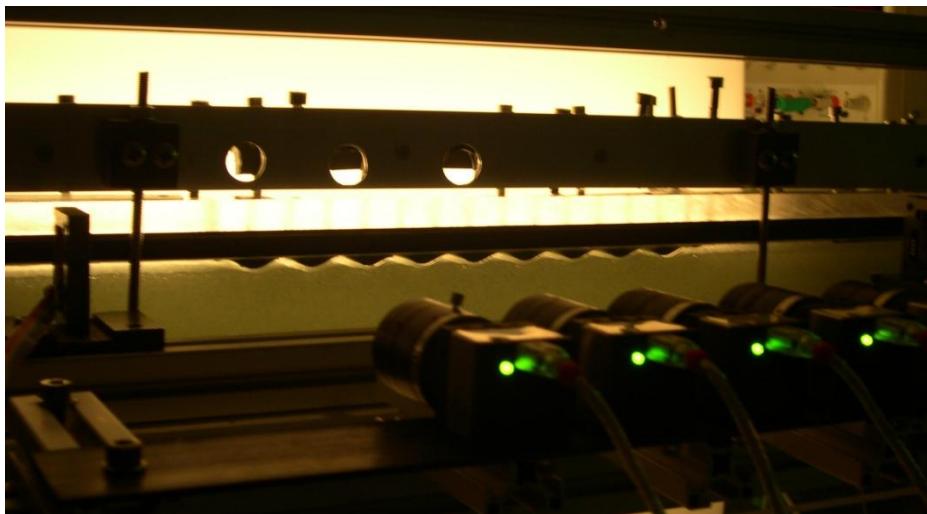


Figure II.7- Modèle expérimental comprenant une fracture bordée par un milieu poreux. Les frontières haute et basse de la fracture ont des profils sinusoïdaux identiques, lui conférant ainsi une ouverture presque constante.

Afin de contraindre les processus physiques responsables du transport de solutés, on contrôlera, pour chaque configuration expérimentale, les conditions aux limites (débits d'eau) et les conditions initiales (concentration initiale du traceur).

II.2. Développement d'un protocole d'acquisitions et de traitement de mesures

II.2.1 Les conditions d'écoulement et de transport

II.2.1-1 Système de forçage du débit

Les dimensions de la fracture sont les suivantes : 900 mm en longueur, 50 mm en largeur et 5 mm en hauteur (ouverture). Une charge constante est imposée en amont de la fracture au niveau d'un réservoir alimenté par un système de trop-plein (Figure II.8). Le débit d'eau dans le système expérimental est assuré grâce à l'emploi d'une pompe à engrenage disposée en aval de la fracture, capable de générer des faibles vitesses de flux, ce qui n'est pas réalisable d'une façon précise avec un système de trop-plein en aval. En effet, la mesure de la charge au niveau du trop-plein présente des fluctuations de l'ordre ~ 1 mm en raison de la tension de surface de l'eau.

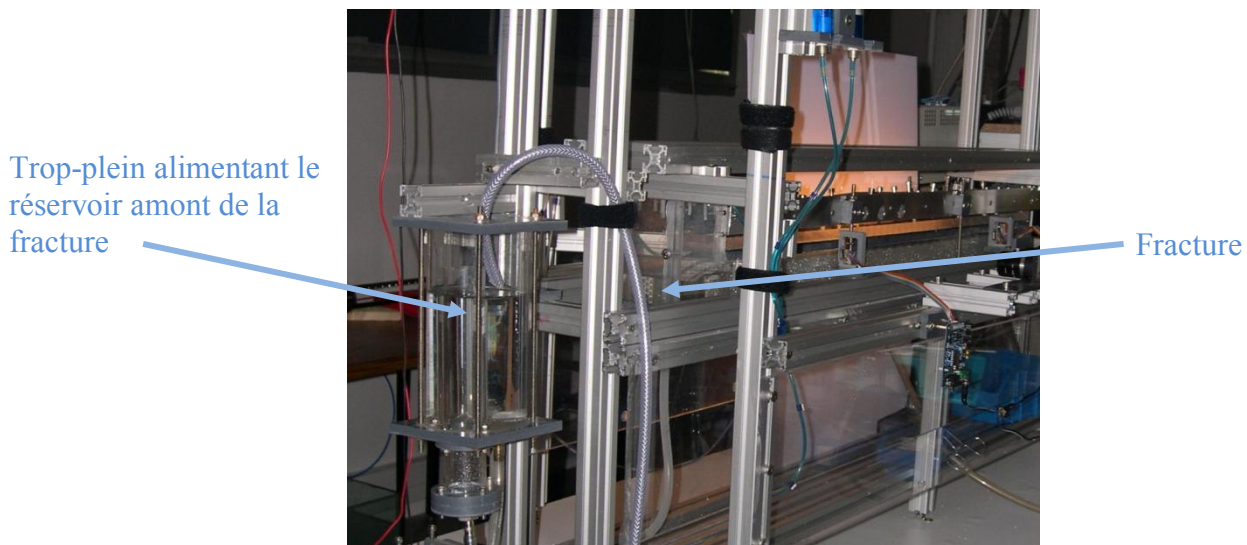


Figure II.8- Photographie de la partie amont du montage expérimental : un système de trop-plein sert à alimenter le réservoir de la fracture.

En provoquant un pompage, les vitesses maximales d'écoulement obtenues dans la fracture vont de 0,70 mm/s à 6,75 mm/s. Afin de s'assurer de la régularité des flux d'eau, notamment pour les très faibles vitesses, une balance placée au niveau de l'évacuation des flux d'eau sert à mesurer le débit en fonction du temps, continument.

II.2.1-2 Les conditions d'écoulement dans la fracture

Le nombre de Reynolds (cf. Eq (e4)) correspond à un régime d'écoulement laminaire au sein de la fracture.

$$Re = \frac{U b}{\eta}$$

Avec U la vitesse moyenne du flux : $\sim 1.10^{-3}$ à 1.10^{-2} m/s,

b l'ouverture de fracture : 5.10^{-3} m,

η la viscosité cinématique de l'eau : 1.10^{-6} m²/s.

Le profil de vitesse vertical attendu entre deux plans parallèles infinis distants de d est parabolique (voir paragraphe I.1.4). Pour quantifier l'influence de la largeur finie de la fracture sur ce profil vertical, nous avons simulé l'écoulement tridimensionnel d'un fluide newtonien de viscosité 10^{-6} le long d'un parallélépipède de longueur 1 m, de largeur 5 cm et d'épaisseur 5 mm, c'est-à-dire une fracture simulée ayant les dimensions géométriques de la fracture expérimentale. Cette simulation numérique a été réalisée par Jérémy Bouquain (dont le doctorat en cours porte précisément sur l'aspect numérique du transport en fracture) ; il a utilisé le logiciel Openfoam (Ref. <http://www.opencfd.co.uk/openfoam/>), qui permet de résoudre des systèmes d'équations différentielles couplées en volume fini, dont l'équation de Navier-Stokes couplée à l'équation de conservation de la masse. En utilisant un solveur qui résout l'équation de Navier-Stokes dans le cas d'un fluide incompressible, Jérémy a ainsi pu déterminer les profils de vitesse (Figure II.10) dans les plans (xz) et (xy) La simulation a été réalisée avec les conditions aux limites suivantes :

- un gradient de pression entre la partie amont et aval de la fracture.
- des flux nuls et des conditions de non-glissement sur les parois de la fracture délimitant son ouverture.

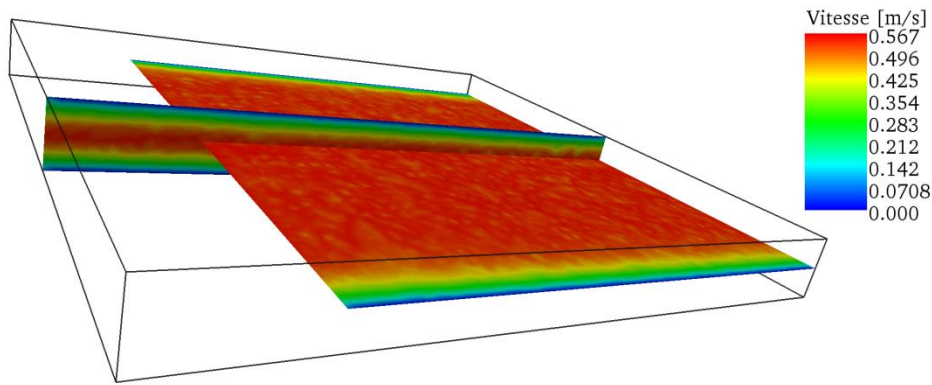


Figure II.9- Champs de vitesses obtenus dans une fracture simulée, en résolvant l'équation de Navier-Stokes.

Le profil de vitesse observé dans le plan (xz) à $y = L_y/2$ ne diffère que très peu du profil parabolique de Poiseuille (Figure II.10), tandis que le profil de vitesse dans le plan (xy) à $z = b/2$ est plat sur une zone couvrant 80 % de la largeur de la fracture, et présente deux couches-limites au niveau des parois, où la vitesse varie rapidement. Cela signifie que pour un rapport d'aspect de la fracture de 10, l'influence sur le champ de vitesse de la présence des parois latérales peut être négligée sur 80 % de la largeur de la fracture. On pourra donc considérer que le profil vertical parabolique de Poiseuille est une bonne approximation de l'écoulement dans la partie centrale de notre modèle expérimental imperméable (en tous cas lorsque les effets de couplage densitaires de l'écoulement et du transport sont négligeables).

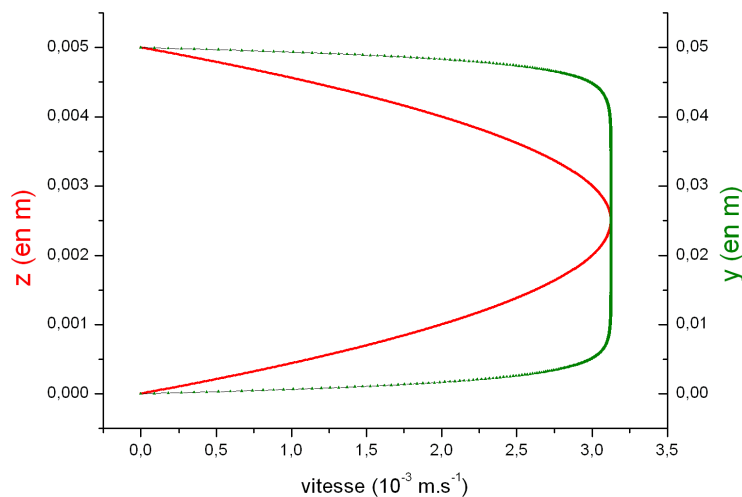


Figure II.10- Profils de vitesse dans les plans-milieu (xz) et (xy) de la fracture simulée, extraits des résultats tridimensionnels présentés à la Figure II.9.

II.2.1-3 Caractérisation des paramètres hydrodynamiques du modèle de laboratoire

La perméabilité de la matrice poreuse est estimée expérimentalement. Un écoulement est établi uniquement dans la matrice, en abaissant la charge amont (Figure II.11). En imposant un faible débit, et en s'assurant que les charges amont et aval soient stables, le débit volumétrique est évalué en fonction du temps. En appliquant la loi de Darcy (présentée § I.1.3), il est possible de déduire l'ordre de grandeur du coefficient de perméabilité de la matrice comme :

$$K = Q \cdot \frac{L}{\Delta h} \cdot \frac{1}{A}$$

Avec Q , le débit ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), L la longueur du milieu considéré (en m),

Δh la différence de charge (m), A la surface perpendiculaire aux écoulements (m^2),

K le coefficient de perméabilité du milieu ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$).

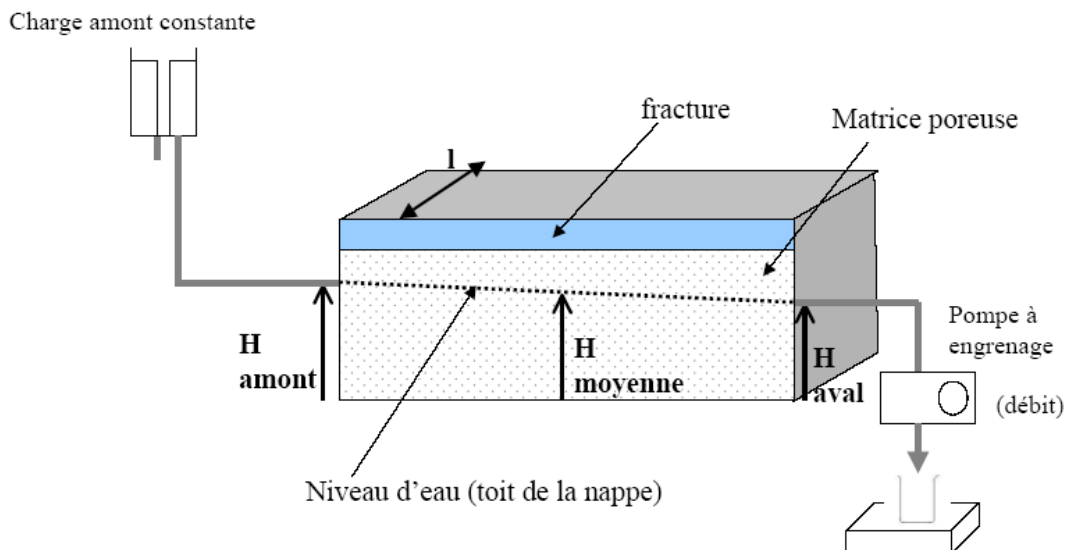


Figure II.11- Représentation schématique de la détermination expérimentale de la perméabilité de la matrice à l'aide d'une estimation « moyenne » de la surface normale à l'écoulement.

Ce faisant, on a évidemment négligé l'influence de la surface libre de la nappe, dont l'altitude varie continument entre l'entrée et la sortie du dispositif (Figure II.11). Pour la détermination de la surface normale à l'écoulement (A), l'approximation d'une hauteur d'eau dans les billes ($H_{moyenne}$) est donc estimée à partir d'une moyenne des niveaux de charges en amont et en aval (Figure II.11).

L'estimation finale de la perméabilité de la matrice est à pondérer en raison des marges d'erreurs expérimentales, notamment sur les variations du débit (7 %) et sur le gradient de charge (7 %). Aussi la perméabilité obtenue sous ces conditions s'exprime par une gamme de valeurs :

$$8,0.10^{-3} \text{ m.s}^{-1} < K < 1,2.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$$

Ou en termes de perméabilité intrinsèque du milieu, k :

$$8,0.10^{-10} \text{ m}^2 < k < 1,2.10^{-9} \text{ m}^2$$

Dans la littérature, des valeurs de perméabilités K du même ordre de grandeur sont obtenues en laboratoire pour des matériaux de dimensions semblables ou de même nature (Tableau II.1).

Auteurs	Année	Milieu poreux	Perméabilité K (m/s)
Lebon <i>et al.</i>	1995	billes de verre, diamètre 800.10^{-6} m	$2,1.10^{-2}$
Hoffman <i>et al.</i>	1996	sédiments, porosité 0,32	$2,1.10^{-2}$
Oswald <i>et al.</i>	1997	billes de silice, diamètre 0,5 mm	$1,9.10^{-3}$
Khalili	1997	grains de sable 1-3 mm	5.10^{-3}
Corapcioglu	1999	billes de verre, diamètre 1,2 mm alignées sur une seule couche	$1,87.10^{-3}$
Wang	2002	billes de verre 1 mm diamètre	$0,9.10^{-3}$
Levy et Berkowitz	2003	grains de sable 0,2 à 1,1 mm	$0,14.10^{-3}$ à $0,5.10^{-2}$
Polak	2003	échantillon de roche calcaire	$1,2.10^{-5}$
Danquigny et Ackerer	2004	grains de sable 0,5 à 2,3 mm de diamètre	$0,9$ à $1,25.10^{-2}$
Selvadurai et Dong	2006	billes de verre, diamètre 150.10^{-6} m à 212.10^{-6} m	2.10^{-4}

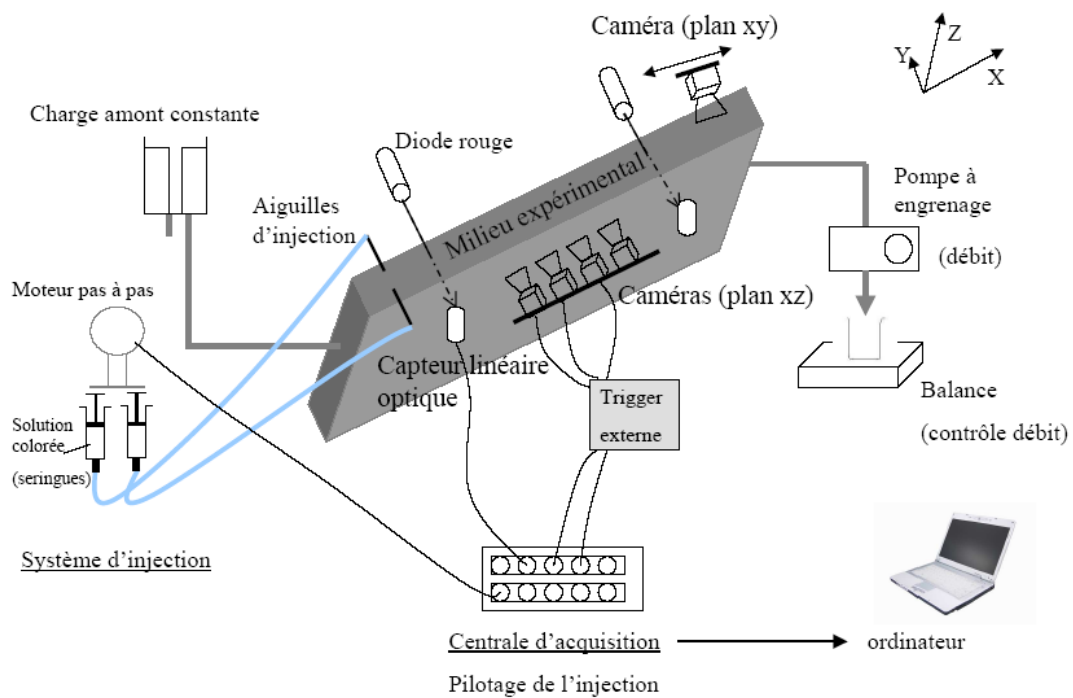
Tableau II.1- Synthèse des valeurs de perméabilités expérimentales déduites en laboratoire.

La formule de Carman-Kozeny-Ergun ($\omega^3 d^2 / 180(1 - \omega)^2$) permet une estimation de la perméabilité intrinsèque k à partir du diamètre moyen d des grains constituant le milieu poreux et de la porosité ω . Avec $d = 1$ mm et $\omega = 0,4$ la perméabilité intrinsèque obtenue vaut $\sim 1.10^{-9} \text{ m}^2$. Cette valeur est proche de celle calculée de façon expérimentale dans le paragraphe précédent.

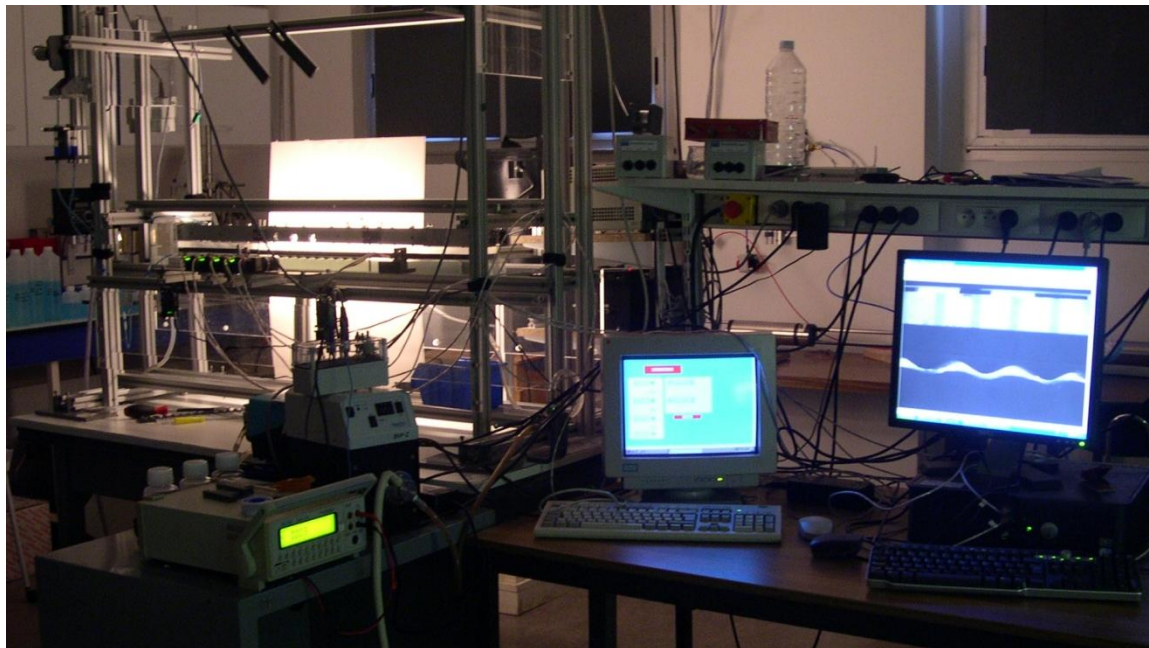
La perméabilité intrinsèque d'un milieu poreux est un paramètre hydrodynamique qui s'applique à une fracture. D'après la loi cubique (e22), reliant le débit à l'ouverture au cube de la fracture, un ordre de grandeur de la perméabilité intrinsèque nommée $k_{Poiseuille}$ peut être déduit :

$$k_{Poiseuille} \sim \frac{b^2}{12} \quad (\text{e76})$$

Dans notre fracture expérimentale avec $b = 5.10^{-3}$ m, la perméabilité intrinsèque vaut donc: $\sim 4.10^{-7} \text{ m}^2$.



a



b

Figure II.12- Schéma représentatif (a) et photographie (b) de l'ensemble du dispositif expérimental mis en place.

II.2.2 Conditions initiales : l'injection d'un traceur coloré

Nous injectons une faible quantité de colorant en amont de la fracture, sur un temps court. Il faut une injection répétable afin que les conditions initiales ne varient pas selon les expériences de traçage, pour ne pas compliquer l'interprétation des données. Elle doit aussi perturber le moins possible le flux d'eau dans la fracture : le colorant injecté s'incorpore dans la masse d'eau qui s'écoule, sans créer de turbulences.

De nombreuses solutions ont été testées, ainsi que différents modes d'injection dont le pousse-seringue. L'inconvénient de cet appareil est que la fin de l'injection est mal définie/contrôlée. Il n'existe pas à notre connaissance, dans le commerce de tels appareils d'injection pouvant répondre à toutes ces contraintes à la fois. C'est pourquoi nous l'avons réalisé nous-mêmes.

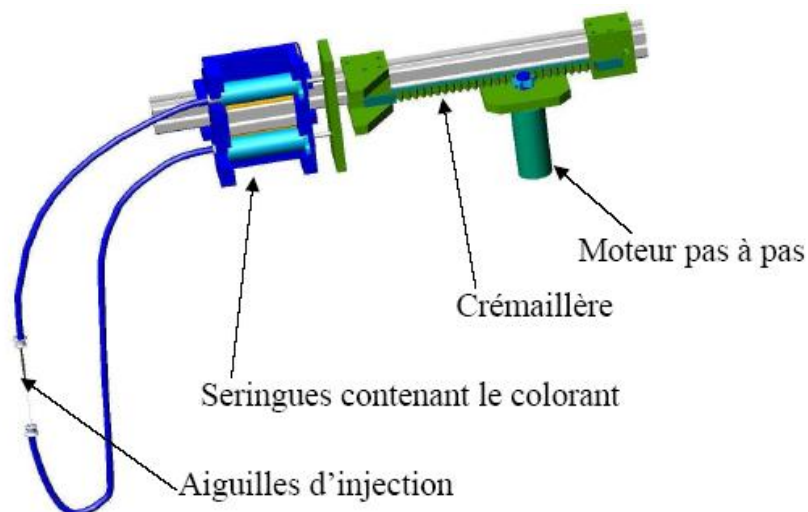


Figure II.13- Schéma représentant l'outil mis en œuvre pour l'injection du traceur.

Le couplage d'un moteur pas à pas avec une crémaillère permet l'injection d'une quantité de colorant en créant une poussée sur deux seringues remplies de ce colorant (Figure II.13). Celles-ci sont reliées à deux aiguilles ayant un diamètre de 2 mm, insérées perpendiculairement à la direction de l'écoulement dans le plan horizontal médian de la fracture, en amont de la zone de mesure. Ces aiguilles d'injections sont disposées symétriquement à partir des deux parois latérales, et leurs extrémités qui se font face sont espacées de 10 mm (Figure II.14).

La procédure d'injection est la même quelles que soient les configurations expérimentales (paroi de la fracture imperméable ou poreuse).

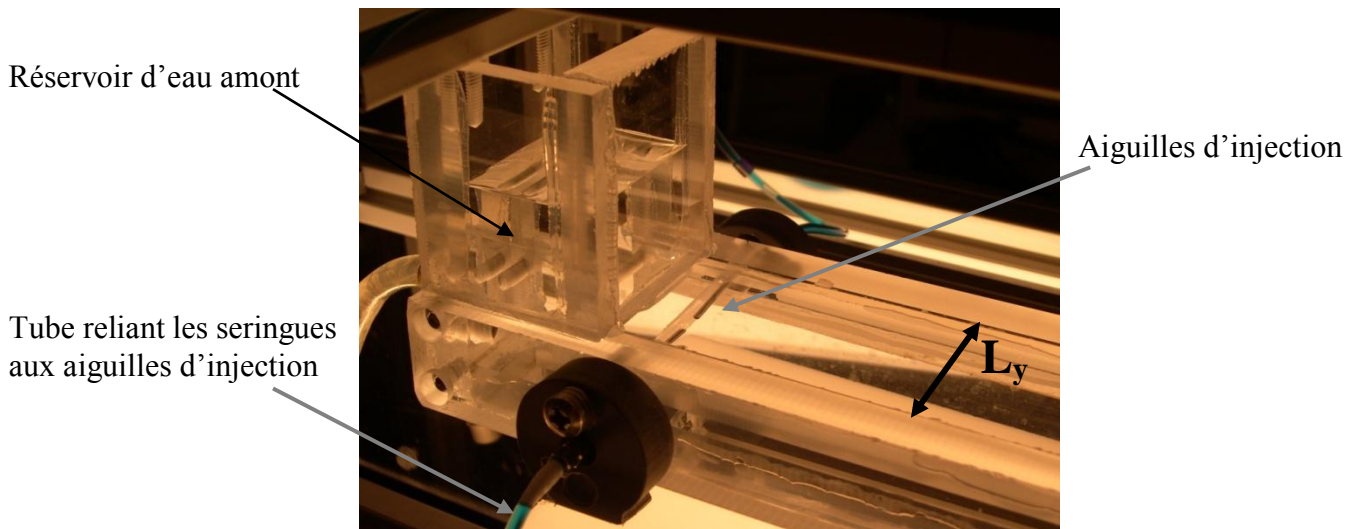


Figure II.14- Photographie du système d'injection disposé en amont de la fracture. Deux aiguilles d'injection sont disposées de façon permanente dans la largeur de la fracture, L_y .

Lors de l'introduction du colorant, le débit imposé dans la fracture est nul : la pompe est arrêtée. L'injection pilotée du traceur se décompose en deux temps :

- un temps de poussée des seringues, d'une durée de 8000 ms, pendant lequel le colorant est introduit dans la fracture au niveau des aiguilles ;
- suivi d'un temps de traction des seringues de 500 ms, en marche arrière. Ce rapide temps d'aspiration permet de stopper l'introduction du colorant d'une façon nette.

Dès la fin de l'injection du colorant, la pompe est mise en marche. Les durées d'injection et d'aspiration sont imposées et contrôlées par une centrale d'acquisition, assurant une bonne répétabilité de l'injection. Pour limiter les turbulences, l'injection se fait perpendiculairement à l'écoulement, avec une vitesse d'injection modérée pour une introduction lente du colorant. La Figure II.15 illustre les étapes de l'injection d'un pulse de colorant, à un débit nul, puis le début de son transport en imposant un flux d'eau dans la fracture. L'injection de colorant au

niveau de deux aiguilles opposées, permet d'assurer une assez bonne symétrie dans la forme du panache, qui est conservée au cours de son transport.

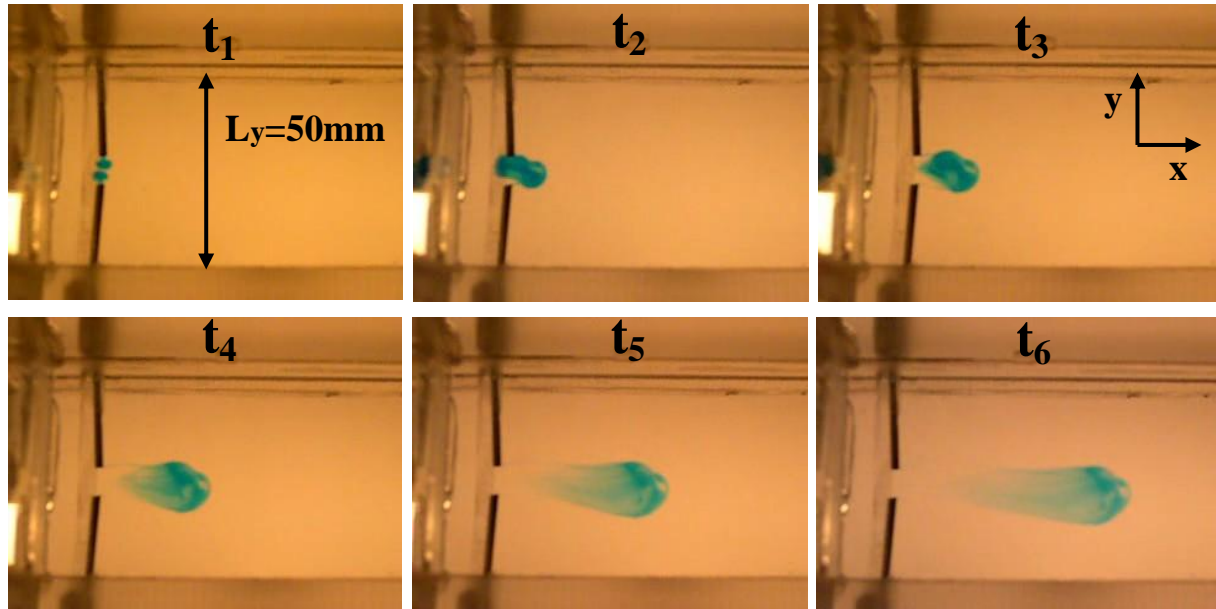


Figure II.15- Prises de vues successives de l'injection d'un pulse de colorant dans la fracture, en vue de dessus. Au temps t_3 , un débit d'eau est imposé : le panache est transporté dans le flux d'eau, selon la direction x .

Le traceur choisi est un colorant bleu conservatif : le bleu patenté V (n°CAS 3536-49-0). Vendu sous forme de poudre, il est dilué dans différents volumes d'eau déminéralisée pour élaborer une gamme de solutions à différentes concentrations. Ces solutions servent à étalonner les outils de mesures optiques mis en œuvre (paragraphe II.2.3).

Les diodes utilisées dans notre système de mesures émettent un faisceau lumineux rouge, correspondant à une échelle de longueur d'onde située entre 620 nm et 700 nm. La sensibilité des photodiodes présente une sensibilité optimale à 650 nm. Afin d'avoir un maximum d'absorption pour le liquide traversé par cette radiation lumineuse, l'emploi d'un colorant bleu est approprié. Différentes solutions diluées de bleu patenté, passées au spectrophotomètre ont révélé un maximum d'absorption pour une longueur d'onde correspondante à 639 nm qui approche fortement la valeur optimale de sensibilités des capteurs linéaires.

II.2.3 Système de mesure : restitution d'un champ de concentration par imagerie

Ces techniques optiques de mesures sont fondées sur les propriétés d'absorption de la lumière par un colorant. Le but est de suivre l'évolution de la concentration du panache en mesurant de manière répétée la transmission d'une lumière à travers le dispositif, à l'aide de capteurs linéaires et bidimensionnels. Un traitement des données permet d'obtenir une information résolue en espace et en temps, relative au champ de concentration. Il est nécessaire dans un premier temps d'étalonner nos appareils de mesures optiques.

La loi de Beer-Lambert relie traditionnellement la dépendance de l'intensité lumineuse transmise à travers un milieu transparent vis-à-vis de la distance parcourue dans le milieu. Elle stipule que lorsqu'une lumière monochromatique d'intensité incidente I_0 traverse un milieu optiquement homogène, l'intensité de la lumière émergente I décroît exponentiellement avec l'épaisseur croissante du milieu absorbant :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha l) \quad (\text{e77})$$

Avec I/I_0 , la transmittance de la solution (sans unité),

l , la longueur du trajet optique (m) et α le coefficient d'absorption ($\text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$).

Le coefficient d'absorption est caractéristique du milieu traversé et de la longueur d'onde considérée. Dans le cas des solutions, la loi de Beer peut être réécrite en faisant intervenir les concentrations :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\varepsilon l C) \quad (\text{e78})$$

Avec ε , le coefficient d'absorbance (en $\text{L} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$),

C la concentration de la solution ($\text{mol} \cdot \text{L}^{-1}$).

La relation fondamentale utilisée en spectrophotométrie se présente sous la forme :

$$A_\lambda = -\ln \frac{I}{I_0} = \varepsilon \cdot l \cdot C \quad (\text{e79})$$

Dans cette relation, l'absorbance (ou la densité optique) et la concentration sont proportionnelles. L'absorbance A de la solution dépend de la longueur d'onde λ du rayonnement émis. La transmission T est définie comme le rapport de l'intensité transmise à l'intensité incidente :

$$T = \frac{I}{I_0}; \quad \log T = -A \quad (\text{e80})$$

La loi de Beer-Lambert permet de déduire la concentration moyenne d'une substance à partir de la quantité de lumière transmise (I/I_0) si les paramètres l et ε sont connus.

Pratiquement, la loi de Beer-Lambert est rarement vérifiée exactement : la relation entre l'absorbance et le produit lC est linéaire pour des concentrations faibles et sur une gamme réduite de concentrations ; qui plus est, la relation vis-à-vis d'une lumière blanche résulte de la combinaison des comportements vis-à-vis de chacune des ses composantes chromatiques. Dans ce qui suit, nous établissons une relation entre la quantité de lumière transmise (ou absorbée) et la concentration de la solution, pour les deux types de capteurs que nous utilisons (Figure II.16) : capteurs linéaires et caméras qui fournissent une mesure bidimensionnelle.

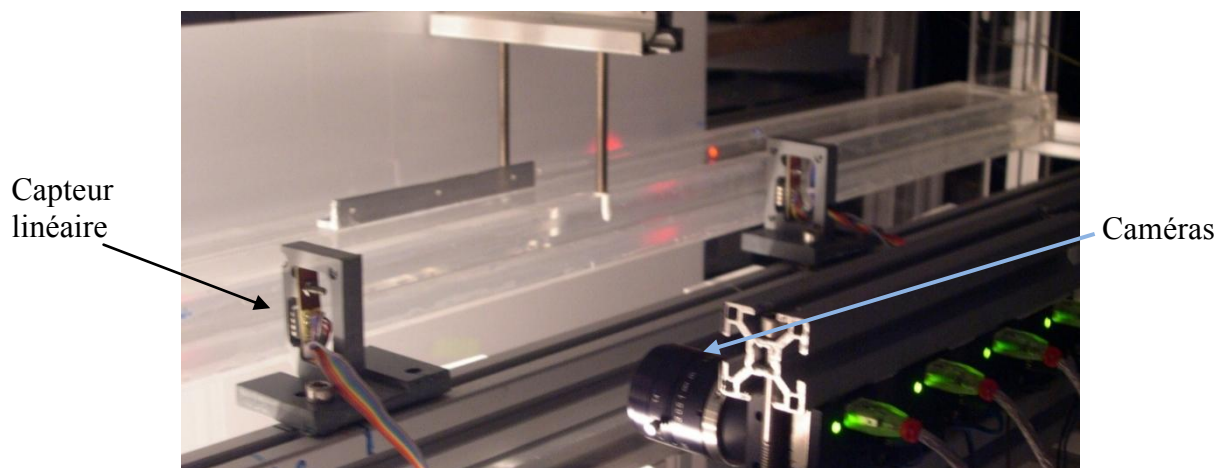


Figure II.16- Photographie du montage expérimental avec la fracture imperméable et les outils de mesures optiques (capteurs linéaires et caméras).

Différentes solutions de bleu patenté sont introduites successivement dans la fracture imperméable. L'intensité de la lumière reçue pour les capteurs est enregistrée pour chaque solution étalon. La gamme de variation de concentration de ces solutions s'étend de 1.10^{-4} g/L

à $5 \cdot 10^{-2}$ g/L. Elles sont choisies de façon à obtenir des courbes de calibration sur la gamme de concentrations mesurées dans les expériences de transport.

II.2.3-1 Etude du signal de sortie en fonction de la concentration

Les capteurs linéaires

Les barrettes CMOS comprennent chacune 102 photodiodes 8 bits à réponse linéaire, répartis sur 10 mm. La résolution spatiale est de 10 pixels/mm. L'ouverture de la fracture n'excédant pas les 5 mm, il faut identifier au préalable les cellules réellement concernées, c'est-à-dire placées à des altitudes z correspondant à l'ouverture de la fracture. En présence d'eau pure, l'intensité lumineuse transmise est maximale, il est alors aisé de déterminer les limites inférieures et supérieures constituant les parois horizontales de la fracture. Leur présence crée une forte rupture du niveau d'intensité donnant au signal, une forme en créneau (Figure II.18).

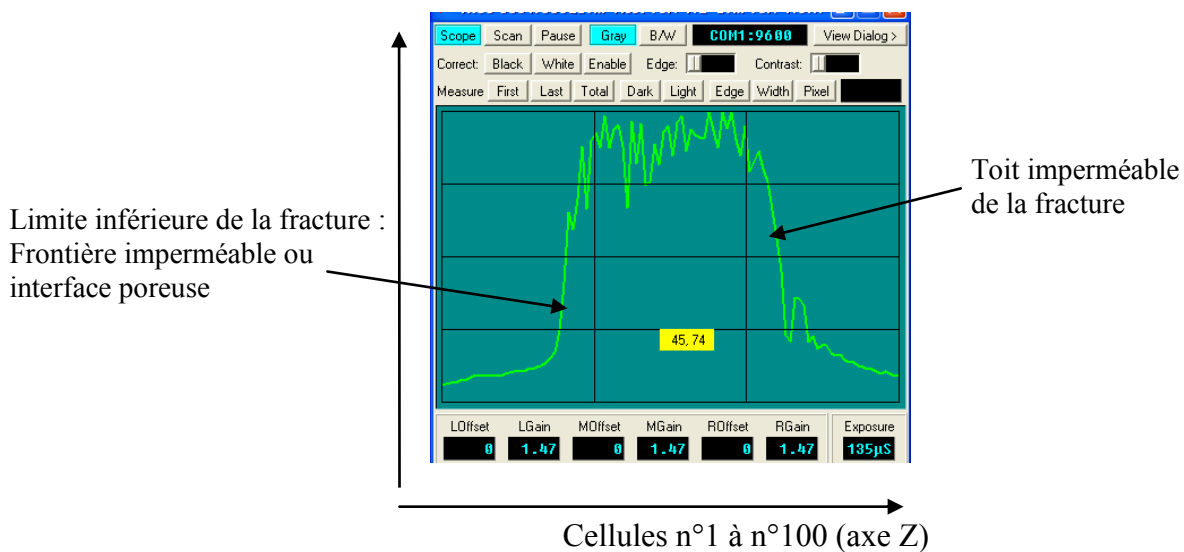


Figure II.18- Visualisation des intensités lumineuses (en niveaux de 0 à 255) transmises pour l'ensemble des cellules d'un capteur CMOS, dans le logiciel d'acquisition.

Les faibles variations d'intensités, en forme de « dents de scie » sur le plateau, témoignent de l'état physique des plaques de plexiglas verticales constituant la fracture (rayures légères, impuretés).

Une seule courbe d'étalonnage est établie pour l'ensemble des cellules concernées d'un même capteur (exemple entre les cellules 18 et 68 pour les figures suivantes), de la manière suivante.

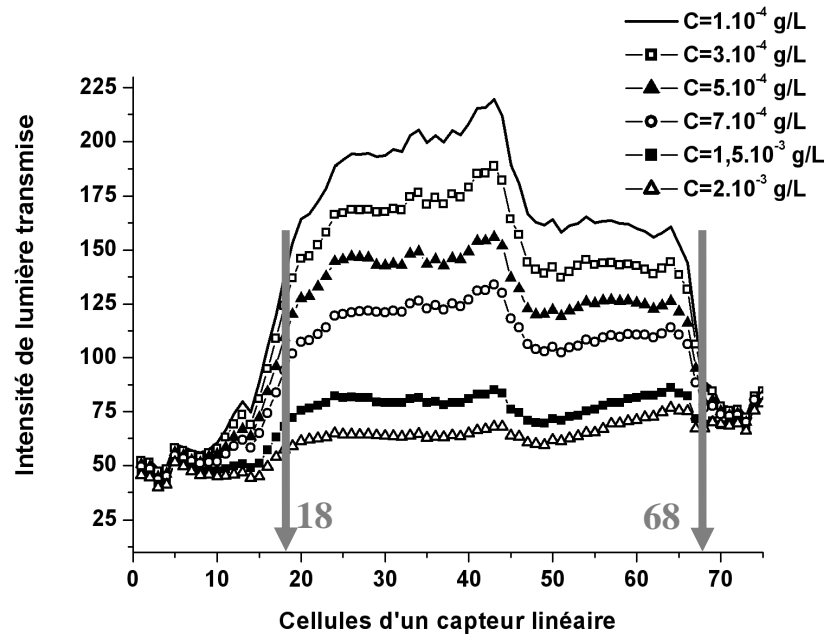


Figure II.19- Valeurs d'intensités lumineuses brutes en fonction de diverses concentrations. Exemple du capteur aval.

- Les profils d'intensité lumineuse transmise, d'amplitudes différentes selon les solutions étalons et moyennés sur un intervalle de temps suffisamment long de façon à réduire les fluctuations locales, conservent une forme similaire (Figure II.19). La géométrie des petites irrégularités du signal est reproduite aux diverses concentrations, ce qui montre qu'elle traduit bien l'état de surface des parois (rayures, notamment). De plus, les pixels d'un même capteur fournissent une intensité similaire à une concentration donnée, autrement dit, ils ont des réponses semblables.
- Pour chaque concentration, les signaux d'intensité moyennée dans le temps (Figure II.19) sont normalisés par le signal analogue obtenu avec de l'eau pure (Figure II.20). Cette normalisation fournit un signal dont l'intensité traduit la seule absorption lumineuse par le soluté ; elle permet de s'affranchir au maximum de l'état de surface de la boîte et des conditions de luminosité (puissance de la source lumineuse).

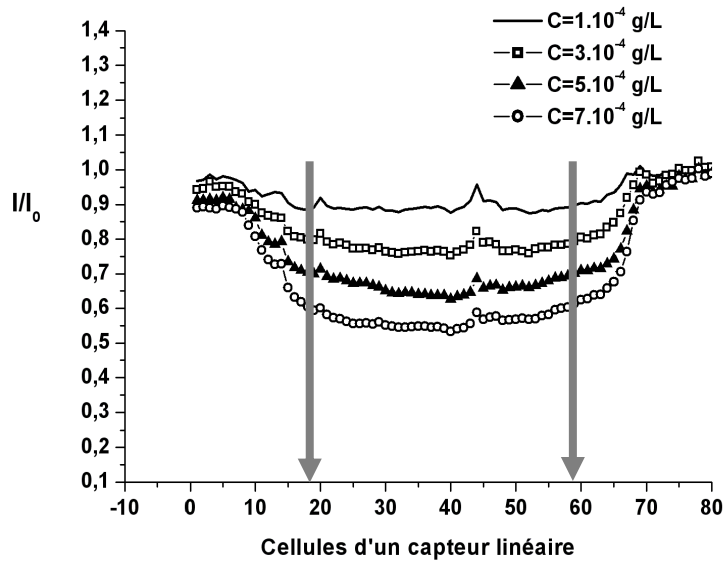


Figure II.20- Signaux d'intensité lumineuse normalisés par le signal de l'eau pure, pour différentes solutions-étalons. Exemple du capteur aval.

En normalisant les signaux bruts, les courbes de transmittance obtenues sont des plateaux, pour les pixels d'indices 18 à 68 (Figure II.20) correspondant à l'ouverture de la fracture. Les irrégularités sont fortement réduites. Ces plateaux confirment l'uniformité des fonctions de réponse des pixels au sein d'un même capteur, et justifient que l'on travaille par moyenne, c'est-à-dire que l'on établisse une seule courbe d'étalonnage pour l'ensemble des cellules d'un même capteur. Les petites fluctuations du rapport d'intensité normalisée ($\Delta I/I_0 \sim 0,05$) notamment rencontrées entre les cellules 40 et 45 (Figure II.20) sont liées au fait que la fracture expérimentale n'est pas repositionnée parfaitement au même endroit, c'est-à-dire au pixel près (soit 0,1 mm) entre les vidanges des solutions étalons. Il est nécessaire d'incliner la fracture afin de récupérer toute la solution colorée.

La courbe d'étalonnage du capteur associée à chaque concentration-référence l'intensité I/I_0 du plateau correspondant de la Figure II.20. Le logarithme népérien de cette intensité transmise normalisée I/I_0 en est tracé en fonction de la concentration à la Figure II.21, pour les deux capteurs linéaires amont et aval :

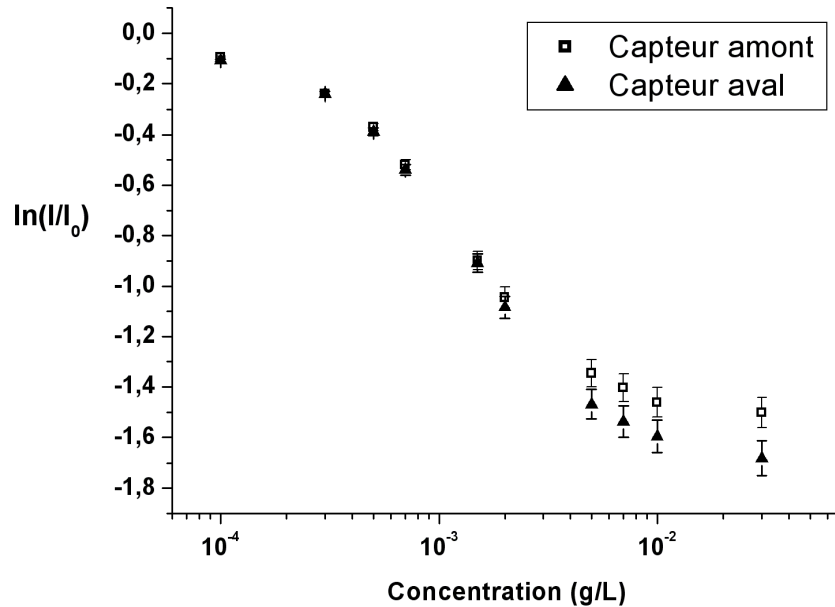


Figure II.21- Evolution du logarithme de l'absorbance en fonction de la concentration, pour les capteurs linéaires amont et aval.

L'évolution de la transmittance est similaire pour les deux capteurs, avec néanmoins une différence de comportement qui s'accroît pour des concentrations plus élevées (Figure II.21). Les barres d'erreurs verticales font référence aux fluctuations maximales du rapport d'intensité normalisée (Figure II.21).

Les caméras CCD

Pour les caméras CCD, l'acquisition des intensités lumineuses transmises suivant les concentrations diffère de celle des capteurs linéaires. Les données brutes de ces capteurs CCD sont des images codées en niveaux de gris, sur 8 bits (valeurs entre 0 et 255). Le nombre de pixels d'une image permet d'évaluer la résolution spatiale du capteur. Cette résolution dépend des capacités techniques du capteur, mais aussi du réglage de la caméra (distance de la mise au point par rapport à la fracture, et distance focale). Dans notre configuration expérimentale, la résolution spatiale des caméras est de 15 pixels/mm, elle est supérieure à celle des capteurs linéaires (10 pixels/mm). Le champ d'une caméra correspond ainsi à 80 mm le long de la fracture.

Pour une solution-étalon donnée, la distribution des valeurs mesurées au niveau des pixels correspondant à « l'intérieur » de la fracture est assez symétrique, et nous assimilons sa valeur maximale à sa valeur moyenne (Figure II.22) ; c'est de cette façon qu'est attribuée la valeur d'intensité associée à la solution.

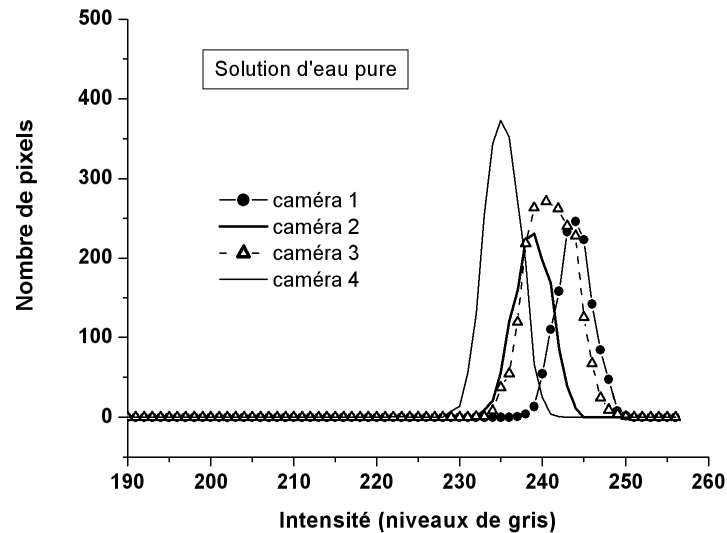


Figure II.22- Valeurs d'intensité lumineuse mesurée en présence d'eau pure, pour les 4 caméras.

Chaque caméra, de par ses caractéristiques techniques et du réglage de ses oculaires (focale et ouverture de diaphragme) nécessite une calibration individuelle. La Figure II.22 illustre qu'en fonction des caméras et en présence d'eau pure, les valeurs moyennes des pics d'intensité varient sensiblement. Dans l'hypothèse d'une source lumineuse homogène, la différence de réponse peut être attribuée au réglage manuel des diaphragmes. Ceux-ci sont ajustés de façon à obtenir un signal de sortie maximum mais non saturé en présence d'eau pure, c'est-à-dire proche de 256.

Ainsi les valeurs mesurées pour les différentes solutions-étalons s'échelonnent sur la plus grande gamme de niveaux de gris possible par caméra (Figure II.23) : il sera plus facile de distinguer deux concentrations proches.

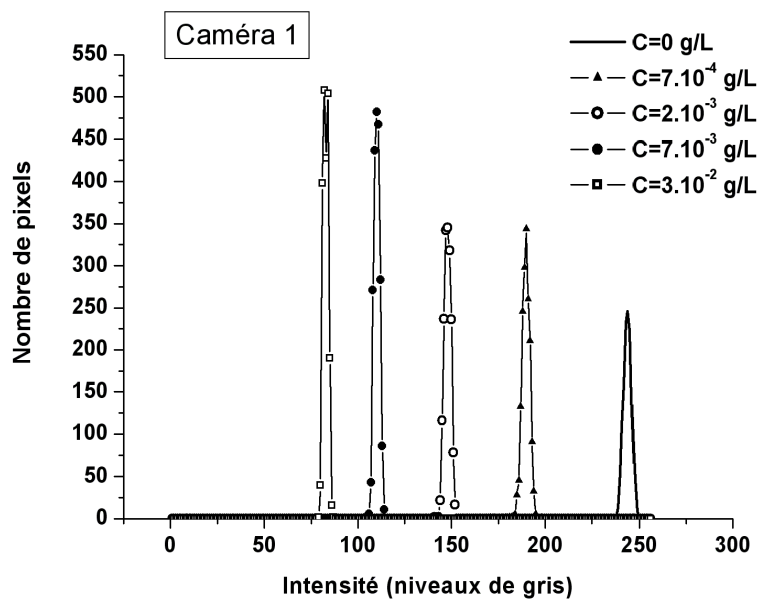


Figure II.23- Pics d'intensité correspondant à différentes solutions-étalons pour la caméra 1.

L'écart entre les pics d'intensité des différentes caméras, observé pour l'eau pure (Figure II.22), se retrouve forcément pour les solutions colorées. Les valeurs d'intensité pour une même solution ($C = 0$ g/L et $C = 3 \cdot 10^{-2}$ g/L) diffèrent sensiblement entre la caméra 1 et 2 (Figure II.24).

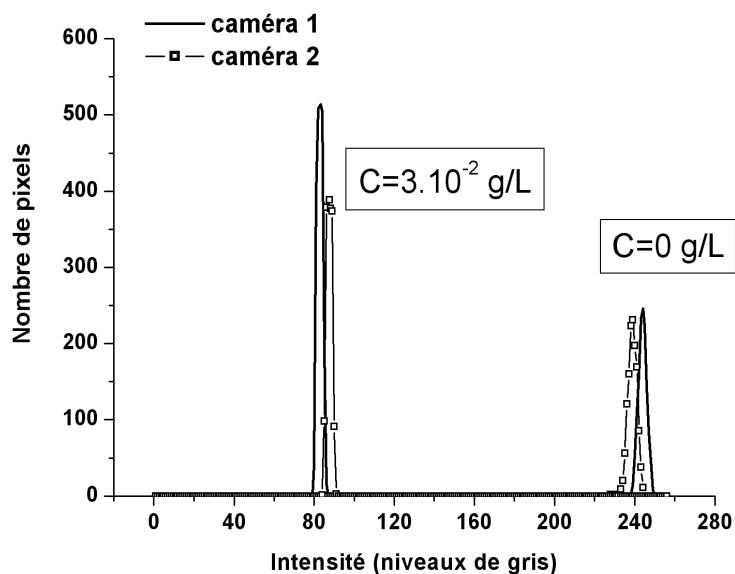


Figure II.24- Pics d'intensités obtenus pour les caméras 1 et 2 pour deux solutions-étalons, $C = 0$ g/L et $C = 3 \cdot 10^{-2}$ g/L.

Les différences d'intensité transmise mesurées entre deux caméras pour une même solution peuvent provenir d'une éventuelle hétérogénéité de la source lumineuse, du réglage manuel des objectifs, mais aussi d'une petite différence dans les fonctions de réponse des caméras, liée à leurs caractéristiques intrinsèques.

Comme pour les capteurs linéaires, une normalisation par le signal de l'eau pure doit permettre (i) d'obtenir le signal de transmission correspondant au seul soluté, et (ii) de s'affranchir de l'hétérogénéité de la source lumineuse et des différences de réglage des objectifs. Malgré la normalisation, un décalage persiste entre les valeurs d'intensité normalisées pour les différentes caméras (Figure II.25), probablement dû aux propriétés intrinsèques des capteurs.

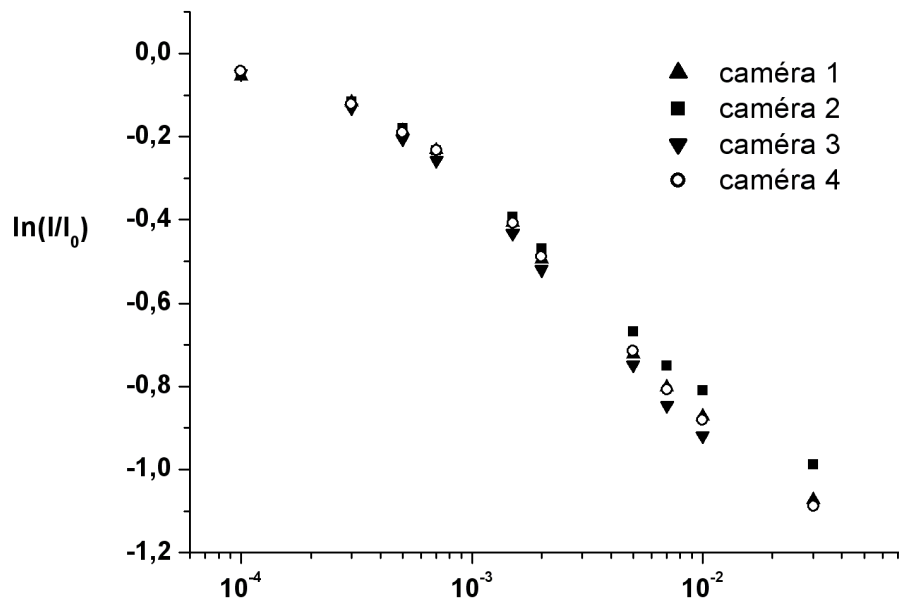


Figure II.25- Evolution du logarithme népérien des intensités normalisées de la transmission en fonction de la concentration de la solution-étalon, pour les 4 caméras.

Les quatre caméras ont des réponses sensiblement différentes, qui vont se traduire par des équations de calibration de paramètres différents.

II.2.3-2 Ajustement de la courbe d'étalonnage par une loi mathématique appropriée

Pour représenter de manière continue la relation entre le logarithme de la transmittance (ou absorbance) et la concentration (Figure II.26), nous avons choisi pour les deux types de capteurs, la somme d'une fonction exponentielle et d'une loi de puissance :

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = A_1 \cdot \left(e^{-\frac{C}{\alpha_1}} - 1\right) - A_2 C^{\alpha_2} \quad (\text{e81})$$

avec A_1, A_2, α_1 et α_2 , les paramètres de l'équation propres à chaque capteur.

Cette équation vérifie les conditions limites attendus, à savoir :

- pour une concentration nulle (en présence d'eau pure), le logarithme du signal transmis est nul, c'est-à-dire que la transmittance vaut 1 ;

Si $C = 0$, $\exp(-C/\alpha_1) = 1$, alors $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \ln(1) = 0$

- pour une concentration qui tend vers plus l'infini (fortes concentrations), le logarithme de la transmittance doit tendre vers moins l'infini (faible signal lumineux transmis)

Si $C \rightarrow +\infty$, $\exp(-C/\alpha_1) = 0$, et $\alpha_2 > 0$, d'où $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \rightarrow -\infty$

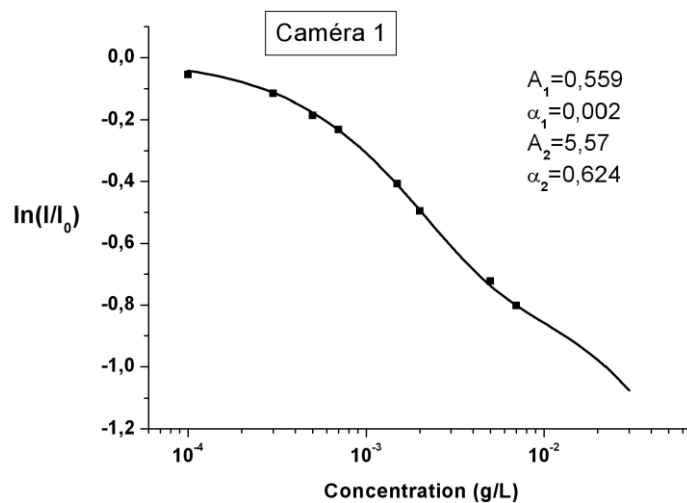


Figure II.26- Evolution du logarithme népérien de la transmission en fonction de la concentration, ajustée par la fonction définie à l'équation (e81).

La relation d'étalonnage (e81) reliant la concentration aux données de transmission (uni- ou bidimensionnelles selon le type de capteur) a été obtenue dans une configuration où $C(x,y,z) = C_{te} = C$. Dans le cas où la concentration dépend des variables x et z (dans le plan de la fracture), le champ de concentration $C(x,z)$ est obtenu à partir des données de transmission $I/I_0(x,z)$ par la même relation. Lorsque le champ de concentration du soluté varie dans les trois directions de l'espace, la transmission est reliée au champ de concentration $C(x,y,z)$ par la relation :

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}(x,z)\right) = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} \left[A_1 \left(e^{\frac{-C(x,y,z)}{\alpha_1}} - 1 \right) - A_2 C(x,y,z)^{\alpha_2} \right] dy \quad (\text{e82})$$

où l'absorption optique est intégrée sur toute la largeur L_y de la fracture. Nous disposons de données résolues à 2 dimensions, nous ne pouvons pas obtenir l'information sur la troisième dimension à partir de nos données.

Une hypothèse doit donc être faite sur la dépendance en y du champ de concentration : en visualisant le nuage de soluté en vue de dessus, nous constatons que le panache qui migre dans la fracture n'occupe qu'une partie de sa largeur ; il est visible sur une largeur w_y dans la direction y . Nous supposons donc que la dépendance en y du champ de concentration sur une droite de direction y (x et z fixés) est celle d'une fonction créneau : nulle pour $|y| > w_y/2$ et constante pour $|y| \leq w_y/2$. La détermination expérimentale d'une estimation de la largeur transverse w_y du panache est expliquée dans le § suivant : II.2.3-5.

La concentration $C_{eq}(xz)$ obtenue de cette manière est maintenant une concentration dite équivalente, qui est strictement parlant le champ de concentration conduisant au même champ de transmission $I/I_0(x,z)$ que le champ $C(x,y,z)$ réel, et dont la répartition selon y est celle décrite plus haut.

En fin de compte, le champ de concentration équivalent à deux dimensions $C_{eq}(x,z)$ est relié à la transmission lumineuse mesurée par la relation suivante :

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}(x,z)\right) = \frac{w_y}{L_y} \left[A_1 \left(e^{\frac{-C_{eq}(x,z)}{\alpha_1}} - 1 \right) - A_2 C_{eq}(x,z)^{\alpha_2} \right] \quad (\text{e83})$$

Cette relation est implicite en C_{eq} , on l'inverse donc numériquement pour obtenir le champ de concentration équivalent 2-D C_{eq} à partir de la transmission I/I_0 :

$$C_{eq}(x, z) = f \left[\log \left(\frac{I_s}{I_e} \right) \right] \quad (e84)$$

La non-linéarité de la relation d'étalonnage établie pour l'ensemble de nos capteurs la rend à première vue en inadéquation avec la loi de Beer-Lambert énoncée en introduction. Ce constat a déjà été rencontré dans des expériences de laboratoire (Boshan 2007). Les raisons en sont nombreuses, parmi lesquelles la poly-chromaticité de l'éclairage (lumière blanche), les fortes concentrations dans les zones où le soluté est le plus concentré, le non-parallélisme de l'éclairage incident.

La loi de Beer-Lambert s'applique pour des radiations monochromatiques et sa validité est bonne pour des solutions diluées (loi limite à « dilution infinie et interactions nulles »). Lorsque la concentration des solutions à mesurer est trop élevée, les propriétés des molécules sont modifiées et la loi n'est plus respectée. Il est vrai que sur nos courbes d'étalonnage, en ne considérant que les faibles concentrations, la courbe d'ajustement s'approche d'une droite (Figure II.27) du type :

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = aC \quad (e85)$$

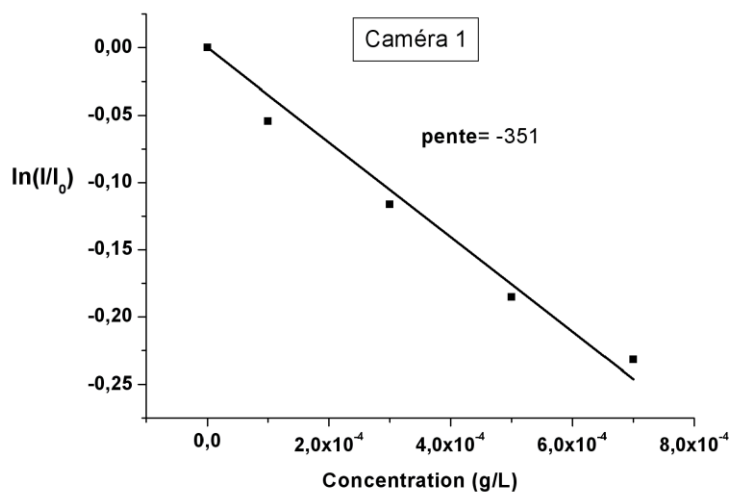


Figure II.27- Courbe d'ajustement de l'évolution de la transmittance normalisée en fonction uniquement des faibles valeurs de concentrations (caméra 1).

Notons que le principal facteur limitant de nos capteurs est la discrétisation sur 8 bits des niveaux de luminosité seulement, ce qui à la limite la sensibilité aux trop basses énergies reçues (correspondant aux fortes concentrations), et induit une incertitude dans la mesure égale à $1/256^{\text{ème}}$ de l'intensité à saturation.

II.2.3-3 Normalisation des données brutes et correction des inhomogénéités d'éclairément

Les données brutes acquises par les caméras sont des champs d'intensité dans le plan (xz) de la fracture, constitués de pixels. Chacun de ces pixels est l'équivalent d'un capteur. Pour établir la courbe d'étalonnage, nous avons sélectionné des zones de l'image, donc un ensemble de pixels, partant du postulat que les cellules d'une même caméra fournissent une réponse similaire. Cela étant dit, en présence d'eau claire dans la fracture, l'image obtenue par une seule caméra montre des zones de luminosités distinctes au sein de la fracture, se traduisant par des valeurs absolues d'intensité différentes.

Prenons l'exemple d'une image acquise par la caméra 1, où trois zones de luminosités sont distinguables (lumineuse, intermédiaire et sombre). Les valeurs moyennes des pics d'intensité de ces zones sont respectivement : 242, 236 et 232 en niveaux de gris (Figure II.28).

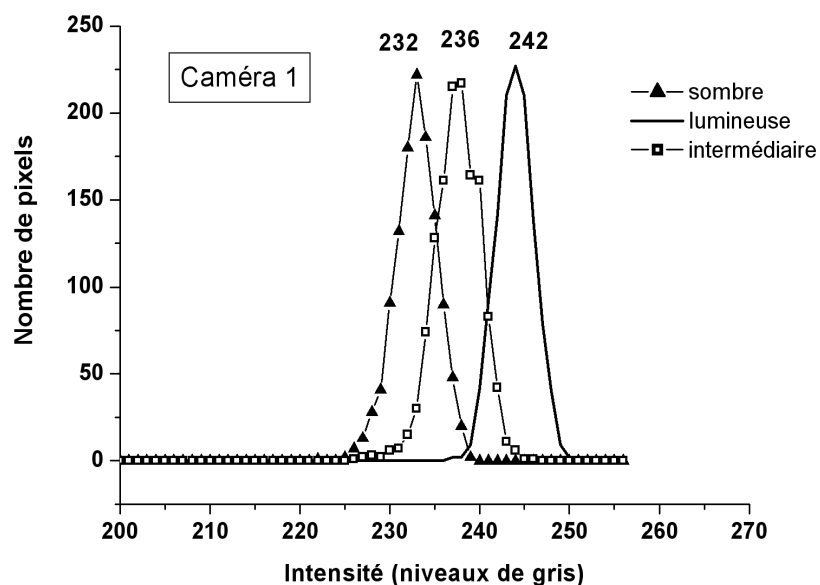


Figure II.28- Graphique représentant des pics d'intensité maximale en présence d'eau pure, pour trois zones de fracture au sein d'une même image acquise par la caméra 1.

L'origine des différences de luminosité fournies par les cellules d'une seule caméra est attribuable à la source lumineuse, potentiellement non homogène, surtout au niveau des extrémités du filament où la puissance lumineuse est amoindrie. Aussi, il est possible que la propriété de transparence des plaques de plexiglas constituant la fracture ne soit pas uniforme.

Sur chacune de ces trois zones est établie une courbe d'étalonnage. Le résultat montre l'efficacité de la normalisation, puisque l'ensemble des intensités normalisées est superposé en fonction de la concentration pour les différentes zones (Figure II.29). La courbe d'ajustement déduite pour la caméra 1 est donc valable pour l'ensemble des pixels de l'image et il n'est pas nécessaire d'établir une courbe d'étalonnage pixel par pixel, ou en fonction de différentes zones au sein d'une caméra : la normalisation par l'image de l'eau pure a permis de s'affranchir des inhomogénéités d'éclairage ou de transparence des parois de la fracture.

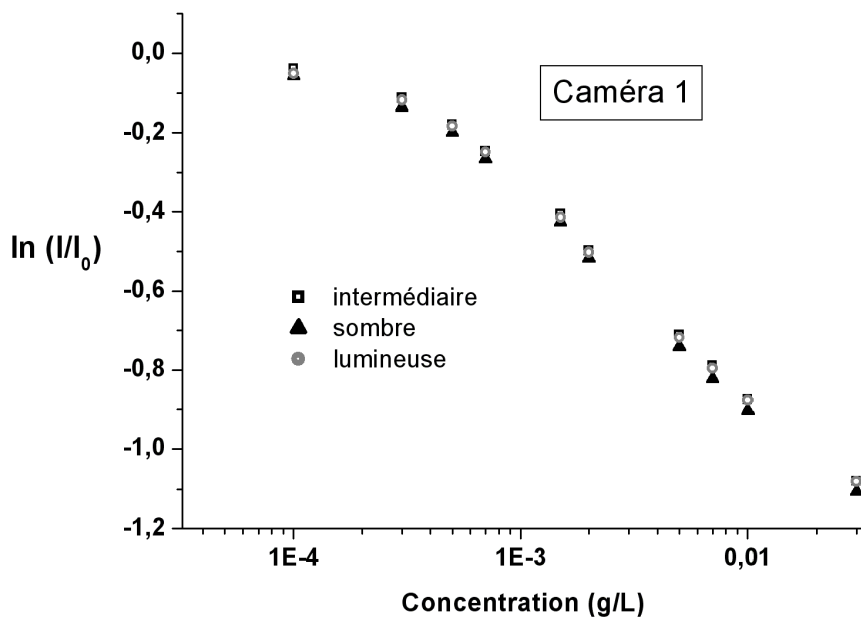


Figure II.29- Evolution du logarithme népérien des intensités normalisées de la transmission selon les concentrations étalons, pour la caméra 1.

II.2.3-4 Procédure d'obtention du champ $C_{eq}(x,z)$ à partir des images brutes prises par les 4 caméras.

Les 4 caméras disposées côte-à-côte sur le côté de la fracture acquièrent des images en niveaux de gris, de façon synchronisée et à une fréquence contrôlée. Ces caméras sont

espacées de façon à ce que les champs de deux caméras adjacentes se recouvrent une partie. Le but est d'obtenir par recollage de ces quatre images, une image unique de grand rapport d'aspect (longueur 230 mm, hauteur 5 mm), dite image composite, et de résolution spatiale la meilleure possible. Ces séries d'images subissent une procédure de traitement assurée par une librairie de fonctions développée par Yves Méheust:

- i. La procédure de traitement se décompose en plusieurs étapes, à chaque valeur de temps :
Découpage et rotation des 4 images

Ils sont réalisés par repérage manuel à la souris, de la zone limitant la fracture proprement dite, et de sa direction dans l'image brute. La rotation repositionne cette direction horizontalement, sans quoi le recollage des 4 images s'avérerait problématique.

- ii. Normalisation par une image « référence » (eau pure) de chacune des 4 images individuelles pour obtenir un champ de transmission optique.

Les images découpées et réorientées sont normalisées par une image acquise avant le passage du panache dans la fracture. Les images résultantes rendent compte de l'évolution de la transmittance optique en fonction du temps.

Correction des variations temporelles de la source lumineuses lors de la normalisation :

En présence d'eau pure dans la fracture, il s'avère que l'intensité incidente n'est pas constante dans le temps qui conduit pour chaque caméra, après intégration sur le temps d'acquisition ~ 1 s, en des variations temporelles d'illuminations de l'ordre de 10 % en amplitude. Ainsi, si l'on normalise les images de la migration d'un panache de colorants avec différentes images de référence (présentant donc des variations sensibles du niveau maximal d'intensité lumineuse reçue), les évolutions de la masse totale de colorant diffèrent entre-elles (Figure II.30).

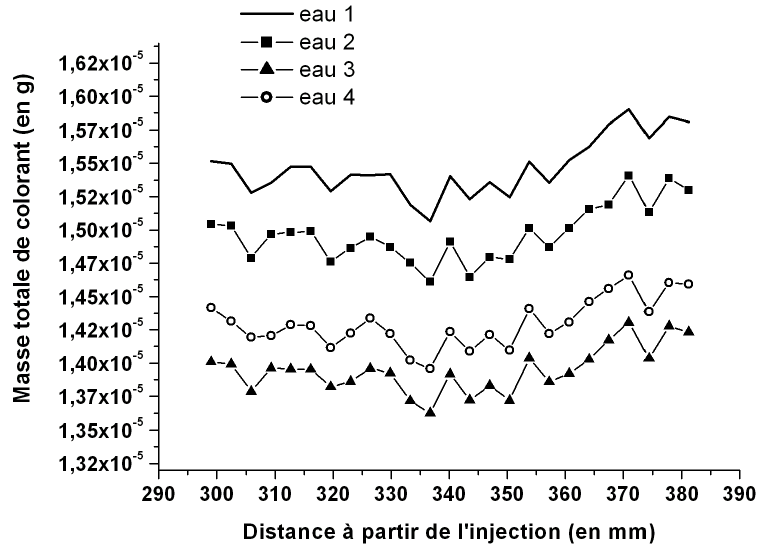


Figure II.30- Evolution de la masse totale de colorant qui traverse les sections de la fracture, situées entre $x = 300$ mm et $x = 380$ mm de l'injection. L'étape de normalisation des images brutes, faisant partie de la procédure de calculs (§ II.2.3-4) a été faite avec 3 images de référence, enregistrées en présence d'eau claire.

Les écarts de masse totale de colorant entre les différentes courbes de la Figure II.30 s'élèvent à 10 %, il est donc nécessaire de s'affranchir de cet aléa technique. La solution est de prendre en compte les variations temporelles de lumière transmise, mesurées dans une zone de l'image extérieure à la fracture (Figure II.31).

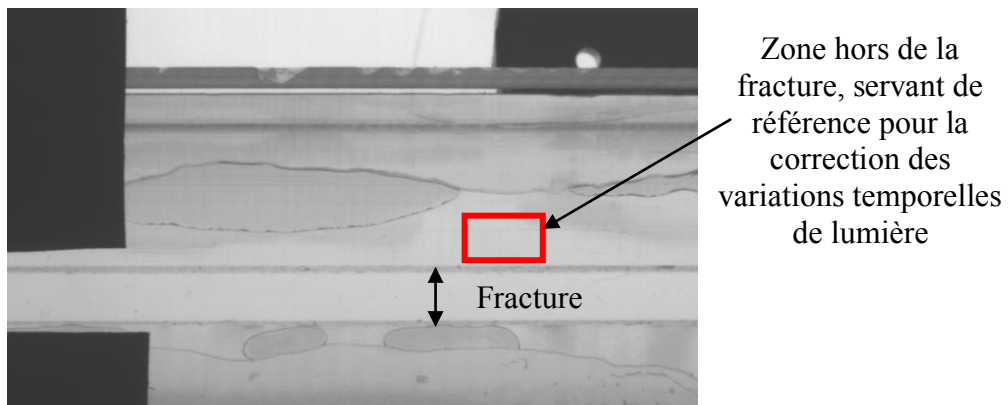


Figure II.31- Image brute de la caméra 1: identification d'une zone de référence extérieure à la fracture, à partir de laquelle sont évaluées les variations temporelles de luminosité.

L'intensité lumineuse est mesurée dans la zone de référence (Figure II.31) pour toutes les images acquises, durant la migration du panache. En présence d'eau pure, c'est-à-dire pour la première image acquise à t_0 , cette intensité est notée I_0 . Un rapport d'intensité I_0/I , établi pour

toutes les images est ainsi pris en compte lors du calcul de normalisation. Autrement dit l'opération de normalisation d'une image par l'image de référence correspondante est faite pixel par pixel de la façon suivante:

$$I(i, j) = \frac{I_{panache}(i, j)}{I_{référence}(i, j)} * \frac{I_0}{I} \quad (e86)$$

iii. Calcul d'un champ de concentration C_{eq} pour chaque image individuelle.

Pour chacune des 4 caméras, le champ C_{eq} est obtenu à partir du champ de transmission optique à l'aide de la relation présentée au paragraphe précédent (équations (e62) et (e63)).

iv. Détermination du décalage entre les images prises par deux caméras adjacentes

La détermination du décalage spatial entre les images fournies à un même temps t par les 4 caméras est primordiale. La mise au point des focales des 4 caméras est fixée sur un référentiel constitué d'une fine barre d'acier, positionnée sur le toit de la fracture en $y = L_y/2$ (Figure II.32). Au cours de son transport dans la fracture, le panache conserve une position centrale dans la largeur de la fracture : $|y| \leq w_y/2$.

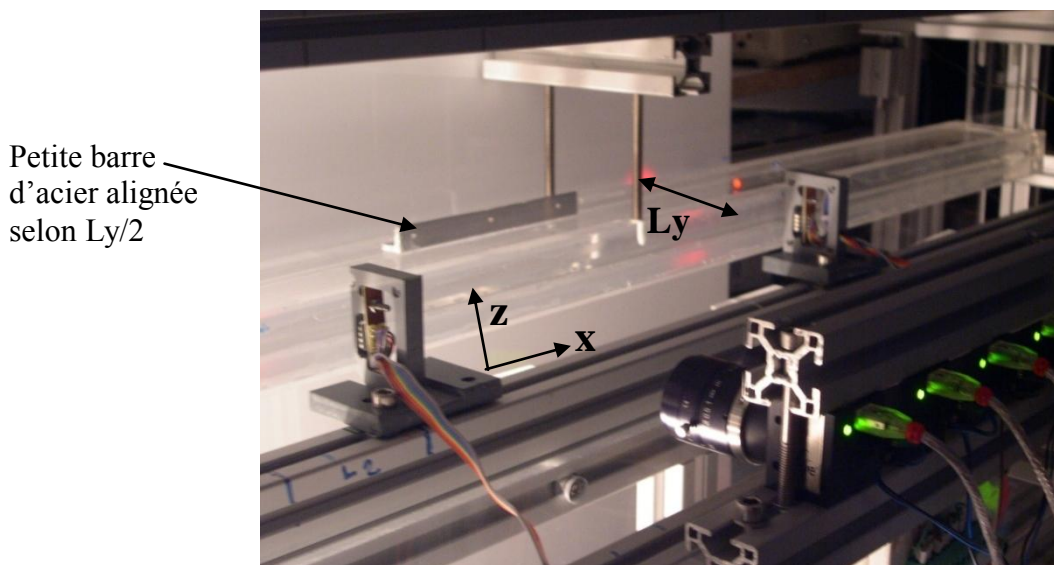


Figure II.32- Dispositif expérimental: fracture imperméable et outils de mesures. La netteté des caméras se règle sur le plan vertical médian de la fracture en $y = L_y/2$.

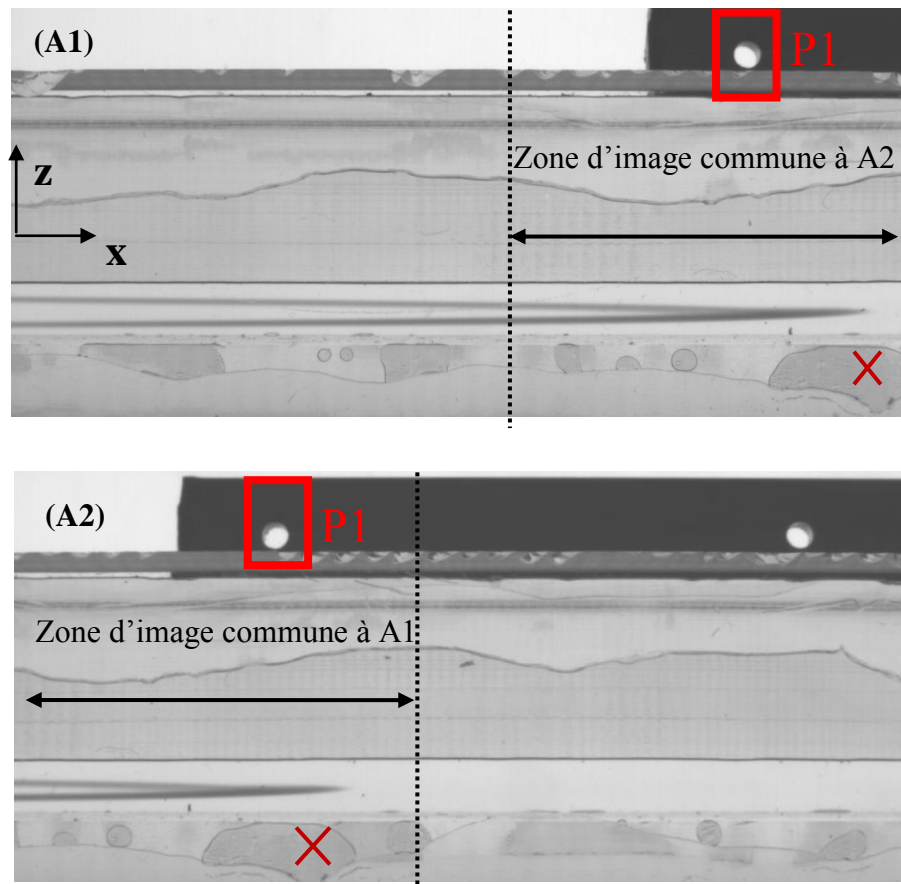


Figure II.33- Images acquises par 2 caméras juxtaposées, (A1) et (A2) au même temps t présentant une zone commune dans leurs champs respectifs. P1 est le point commun de référence pour évaluer le décalage entre A1 et A2.

Les points de références servant au positionnement relatif des images prises par deux caméras adjacentes sont les cercles blancs, qui apparaissent sur les images (Figure II.33), au-dessus de la fracture. Ce sont des trous dans la plaque d'acier décrite plus haut (Figure II.32). C'est pourquoi en regardant la zone commune des images prises par les caméras 1 et 2 de la Figure II.33, la tête de panache est quasiment à la même distance du point P1 selon x , pour les deux caméras.

En revanche si on considère le point de référence nommé x sur la Figure II.33, on voit qu'il n'est pas disposé de la même façon par rapport au point P1 (ou par rapport à la tête du panache). Ce point x n'appartient pas au même plan vertical contenant P1 et le panache, il est situé sur un plan vertical plus proche des caméras : c'est un effet de parallaxe.

Le décalage en x et z entre les positions de P1 dans les deux images présentées à la Figure II.33 est déduit par le calcul de la fonction de corrélations à deux points des sous-images repérées par le cadre rouge dans la Figure II.33 (A1) et (A2). Ce décalage est ensuite utilisé pour fusionner les deux images en une seule image dont le champ couvre la réunion des champs des deux images originelles.

v. Génération d'une image de C_{eq} composite à partir des 4 sous-champs

La fusion des champs en un champ unique C_{eq} couvrant une longueur de 230 mm est menée de proche en proche et à partir de l'image la plus à gauche (image 1) : fusion de l'image 1 et de l'image 2, puis de l'image résultante avec l'image 3, puis de l'image résultante avec l'image 4. Un exemple de champ C_{eq} obtenu en fin de traitement est présenté à la Figure II.35.

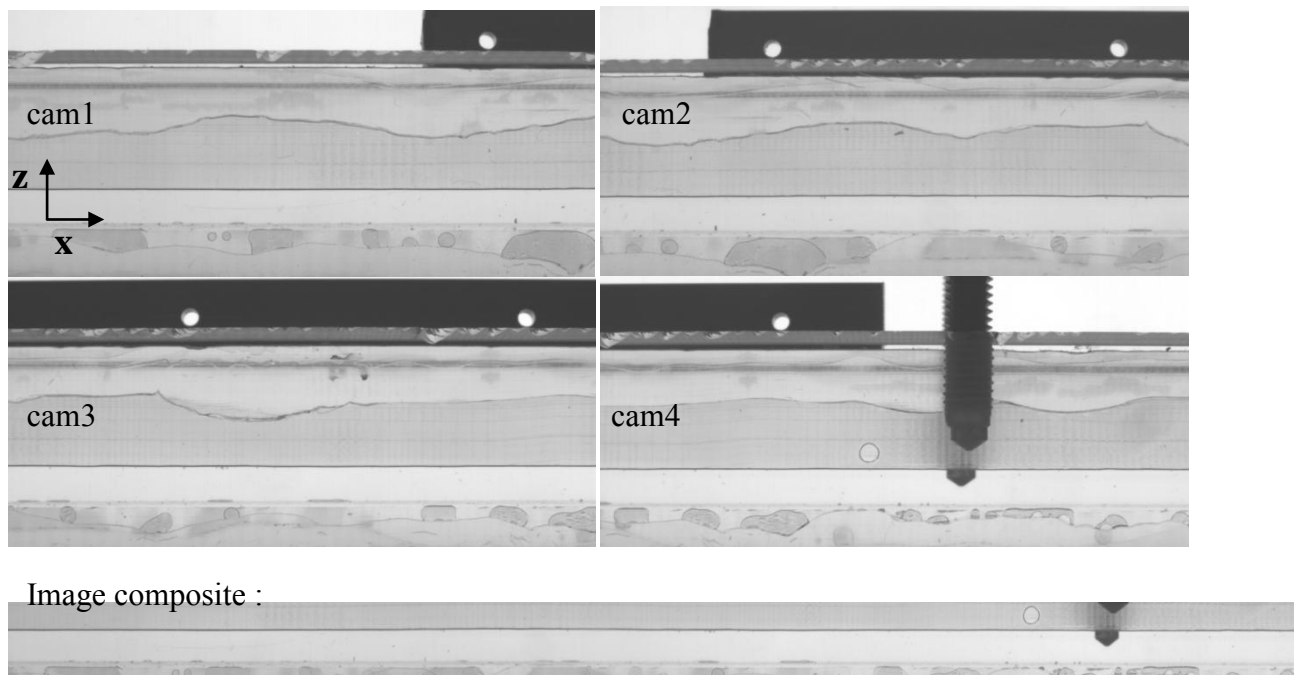


Figure II.34- Images (en niveaux de gris) acquises par les 4 caméras, et recollage en une image composite, caractérisée par un grand rapport d'aspect (longueur 230 mm, hauteur 5 mm).

Ces images sont recollées sous la forme de différentes images composites : une image composite brute (Figure II.34), une image composite du champ d'absorbance et une image composite du champ de concentration (Figure II.35).

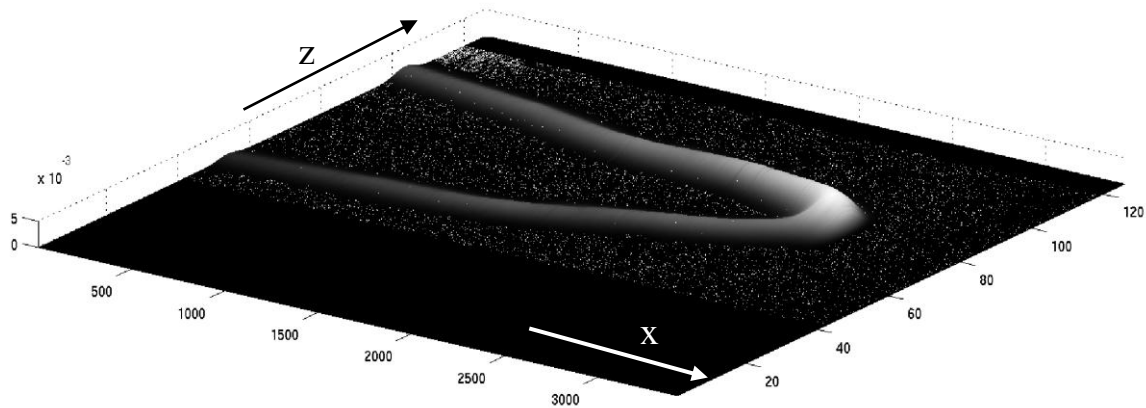


Figure II.35- Image composite normalisée représentant en 3-D un champ de concentration dans le plan (xz) de la fracture. La dimension 3 exprime l'intensité de concentration.

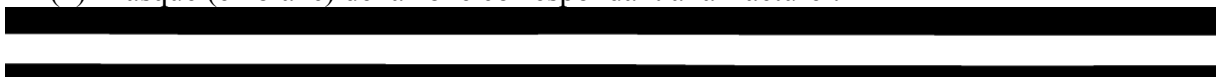
vi. Détermination de la zone correspondant à la fracture :

L'identification des limites haute et basse de la fracture par analyse numérique de l'image de l'eau pure, permet la création d'un masque qui est appliqué à toutes les images pour que la valeur du champ de concentration soit nulle pour tous les pixels ne correspondant pas à des points situés dans la fracture (Figure II.36). La détermination de cette zone peut avoir une influence significative sur les bilans de masse de soluté, on y reviendra en détail au paragraphe II.3.3.

(1) Image composite :



(2) Masque (en blanc) de la zone correspondant à la fracture :



(3) Image composite masquée :



Figure II.36- L'identification des limites de fracture à partir d'une image brute (1) conduit à la création d'un masque (2), appliqué à l'ensemble des images brutes (3). Le point noir, discernable en aval de la fracture est une vis qui traverse une plaque verticale de Plexiglas délimitant la fracture. Les mesures obtenues au niveau de la vis sont systématiquement laissées de côté.

II.2.3-5 Détermination d'une largeur équivalente w_y du panache dans la direction y

Le dernier élément introduit, w_y représente l'étalement du panache selon l'axe y . Des images acquises en vue de dessus permettent de suivre d'analyser l'étalement transverse du panache, en fonction de la distance parcourue, à l'aide d'une 5^{ème} caméra. Celle-ci est déplacée selon la direction x pour acquérir ces images dans le plan (xy) , à trois positions différentes (Figure II.37).

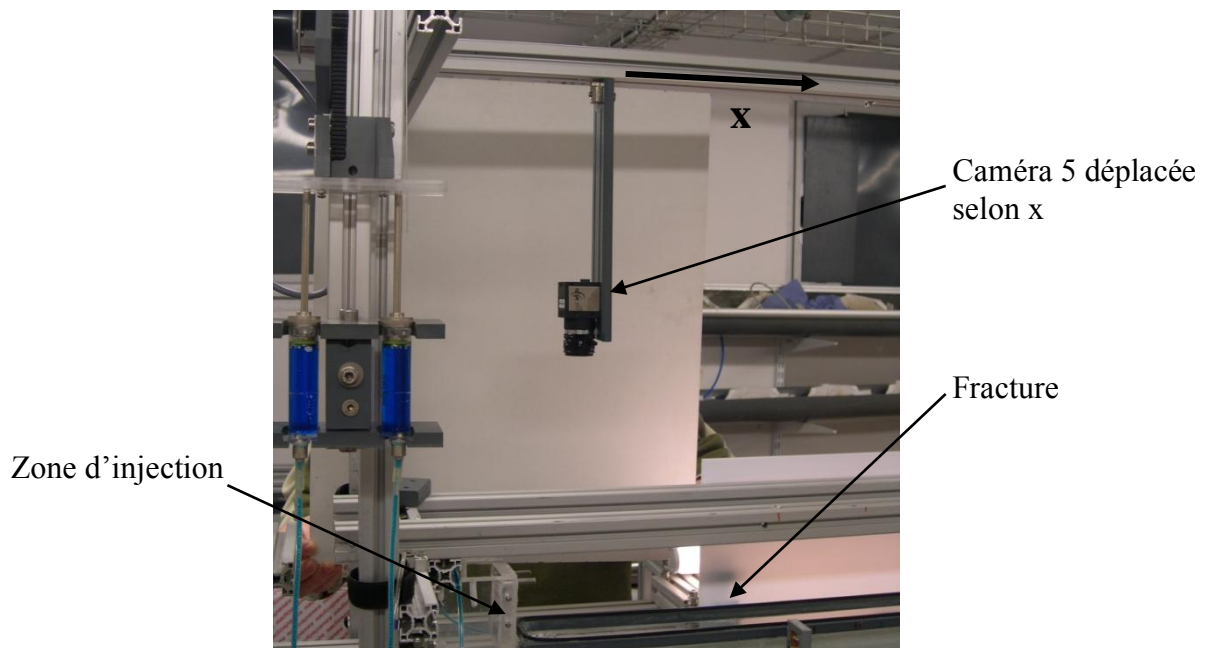


Figure II.37- Dispositif de mesures pour l'étude de l'évolution de l'étalement du panache dans le plan (xy) .

Ces acquisitions sont faites indépendamment de celles réalisées sur le côté dans le plan (xz) , en raison de la nécessité d'éclairer le plan (xy) . La lampe à filament est alors disposée sous la fracture de façon à ce que les rayons lumineux puissent éclairer suffisamment le plan (xy) . Il n'est pas possible de faire les deux types d'acquisitions en même temps. L'éclairage du plan (xy) de la fracture vient « polluer » l'éclairage des caméras disposées sur le côté, dans le plan (xz) et vice versa.

Les images de l'évolution du panache montrent que l'étalement semble évoluer en fonction de la distance parcourue, et dépendre probablement du débit d'eau imposé dans la fracture (Figure II.38).

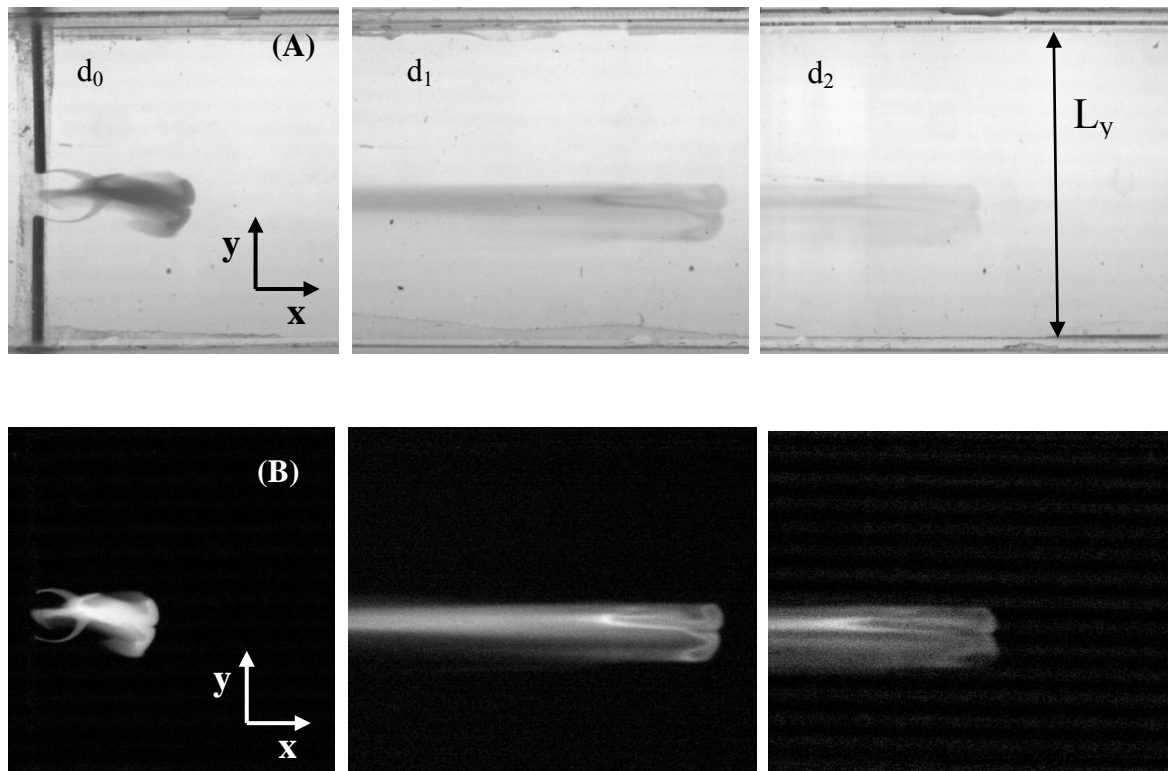


Figure II.38- (A) Images brutes représentant l'évolution 2-D du panache dans le plan (x,y) selon x : d_0 au niveau de l'injection, d_1 et d_2 respectivement à 300 mm et 550 mm de l'injection. (B) Images d'absorbance correspondant aux images présentées en (A).

Les images brutes et traitées montrent aussi une répartition non uniforme de la concentration dans le panache (A et B, Figure II.38). Elle est due aux conditions expérimentales de l'injection, pendant laquelle deux quantités de colorant se rejoignent et se mélangent. La forme complexe du panache se conserve au cours de son transport dans la fracture, malgré un étirement et une dilution selon l'axe x . Rappelons ici que nous ne quantifions pas la façon dont la concentration est répartie en y , nous cherchons simplement à identifier la largeur effective du panache.

Afin de déterminer l'évolution apparente de la largeur effective du panache selon l'axe y , les images acquises en vue de dessus subissent une procédure de traitement, décomposée de la manière suivante :

- découpage des images et détermination de l'inclinaison par rapport à l'axe x , et rotation des images en conséquence si besoin est.
- normalisation de l'image par l'image de l'eau pure,

- calcul d'un « masque » par seuillage qui permet d'éliminer les zones de l'image où les concentrations sont très (trop) faibles,
- calcul des moments spatiaux globaux, dont celui d'ordre 2 que l'on choisit pour quantifier l'étalement du panache.

A la fin de procédure, il est alors possible de tracer l'évolution de l'étalement du panache dans la direction y , en fonction de la distance à l'injection et pour différents débits d'eau imposés dans la fracture.

On analyse l'évolution de l'étalement obtenue pour un débit d'eau rapide ($Q = 1,12 \text{ mL/s}$), pour trois expériences similaires, afin de tester la reproduction des conditions d'injection (Figure II.39).

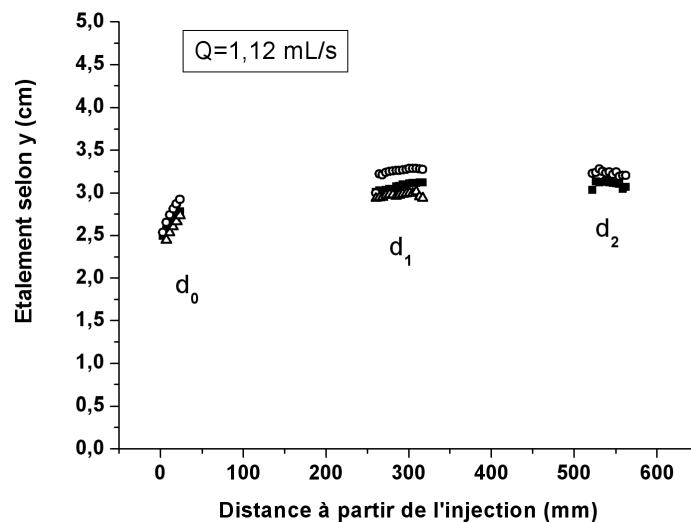


Figure II.39- Evolutions de l'étalement du panache selon y pour 3 positions le long de la fracture, dans le cas de mesures effectuées dans des conditions d'injection identiques.

Au niveau de la position la plus proche de l'injection d_0 , les points correspondant aux différentes expériences sont confondus, et mettent en évidence une bonne reproduction des conditions d'injection du colorant. L'augmentation de l'étalement à cet endroit est plus forte qu'en d_1 ou d_2 , en raison de la proximité de l'injection. Le panache « prend » du volume, en s'étalant dans la direction transversale, en raison de l'inertie engendrée par la poussée au niveau des aiguilles d'injection. Afin de s'affranchir de ces effets d'injection, il faut analyser l'évolution du panache, aux distances plus éloignées de l'injection : d_1 et d_2 .

Nous sommes limités dans l'analyse des images en vue de dessus, pour des distances au-delà de d_2 , en raison de la résolution de nos capteurs (8 bits), et par conséquent de leur faible sensibilité aux faibles concentrations. L'évolution de l'étalement apparent entre d_1 et d_2 (Figure II.38) montre une tendance similaire pour les trois expériences : il y a peu (ou pas) de variation selon la distance longitudinale parcourue par le panache. Les mêmes conclusions s'imposent pour un débit d'eau plus faible égal à 0,88 mL/s (Figure II.40).

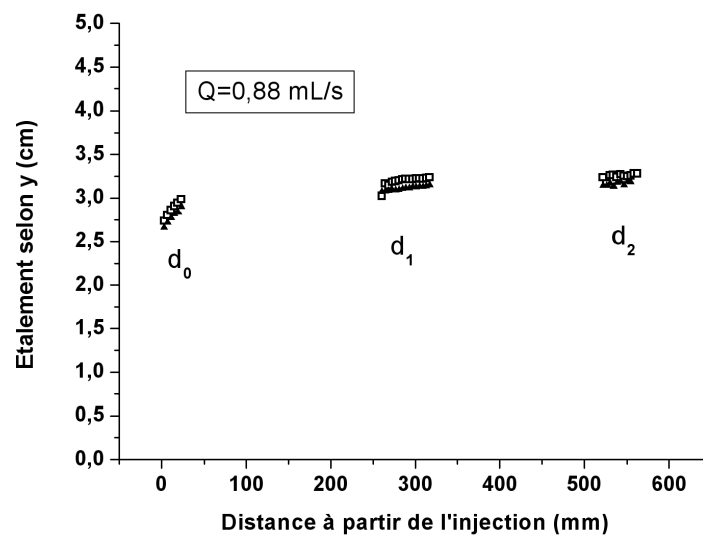


Figure II.40- Evolutions de l'étalement du panache dans le plan (xy) selon l'axe y, pour deux expériences identiques.

On s'intéresse maintenant à la comparaison des évolutions de la largeur w_y du panache, observées aux différents débits imposés dans la fracture (Figure II.41):

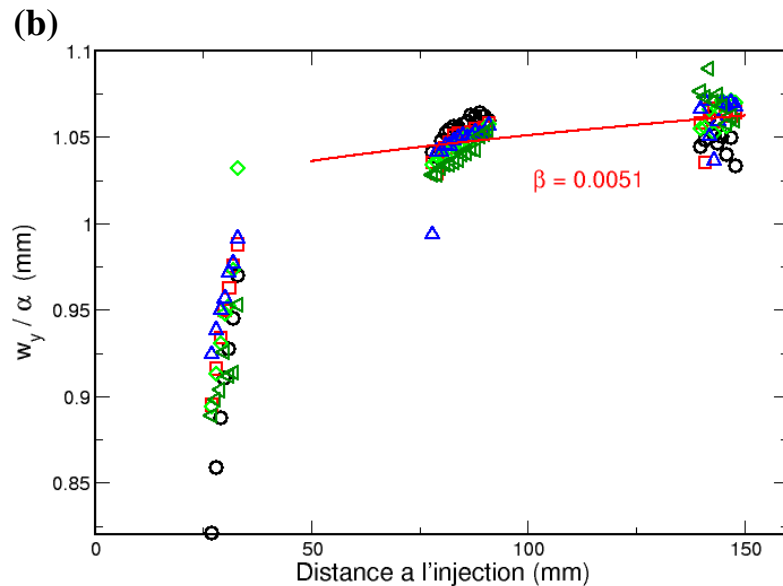
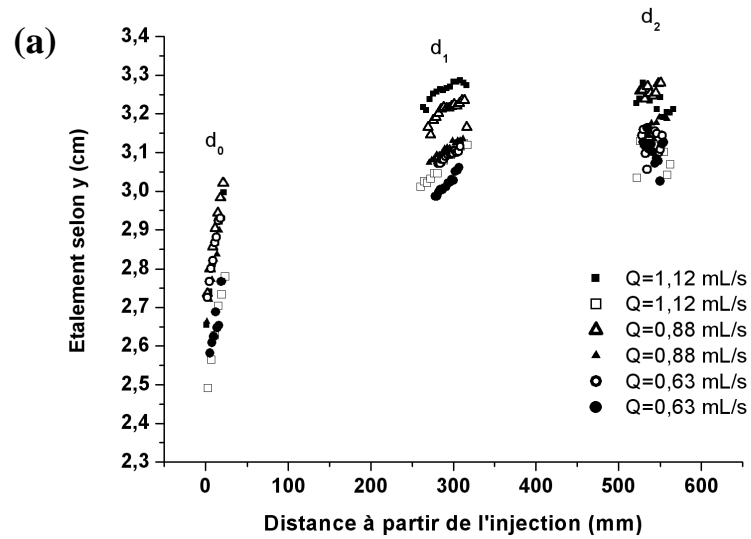


Figure II.41- (a) Evolutions de l'étalement du panache dans le plan (xy) selon l'axe y , pour les débits d'eau suivants: 1,12 mL/s, 0,88 mL/s et 0,63 mL/s. (b) Les mêmes données normalisées par le paramètre α du fit (voir Eq. (e65)). Le fit a été réalisé sur l'ensemble des données, après avoir superposé les différentes courbes : on a en trouvé manuellement le rapport des différents coefficients α , et supposé que β était identique pour tous les débits.

Il est difficile, pour un débit donné, d'isoler une tendance d'évolution de la largeur du panache (Figure II.41, a) en raison de la dispersion des points, qui est d'autant plus grande que la distance à l'injection est importante, le soluté devenant alors de plus en plus dilué. Si l'on suppose (Figure II.39 à Figure II.41) que l'on peut décrire l'évolution de w_y par la forme suivante :

$$w_y = \alpha (1 + \beta \cdot \sqrt{x}) \quad (\text{e87})$$

où le paramètre α est la largeur initiale du panache à l'injection, et β un paramètre d'élargissement que l'on suppose identique pour tous les débits, on peut fitter pour β une valeur de 0,0051 (cf. Figure II.41, b). Cette valeur aura été obtenue en négligeant les mesures réalisées le plus près de l'injection, car elles correspondent à un panache qui apparaît progressivement dans le plan de la caméra.

Un système d'acquisition de mesures avec une meilleure résolution spatiale, permettrait une détection plus fine de l'étalement du panache, malgré les faibles concentrations. L'idéal serait d'obtenir ces informations en même temps que les données d'intensités prises sur le côté de la fracture, et non plus en différé.

II.2.4 Mesure de la quantité totale de colorant: obtention des bilans de masse

L'établissement de la courbe d'étalonnage rend maintenant possible la transcription des mesures d'intensités lumineuses en valeurs de concentrations $C_{eq}(x,z)$ à chaque pas de temps. L'un des objectifs in fine de ces mesures optiques est de fournir une information sur la masse totale de colorant passée devant chaque capteur.

Connaissant la concentration moyenne et le volume de fluide, la masse de colorant passée devant le capteur peut être calculée. L'écoulement est considéré comme stationnaire, c'est-à-dire que le champ de vitesse ne varie pas au cours du temps. Le flux de masse de soluté qui traverse la section de la fracture transverse à l'écoulement et positionnée à $x = x_0$ est :

$$\phi_{conv}(x_0, t) = w_y \int C_{eq}(x_0, z, t) v_{x_0}(z) dz \quad (e88)$$

Ici nous ne prenons en considération que le flux advectif, car le flux diffusif (e89) peut être considéré comme négligeable du fait de la faible valeur du coefficient de diffusion moléculaire $D_m = 10^{-9} \text{m}^2/\text{s}$.

$$\phi_{diff}(x_0, t) = -w_y D_m \int \frac{\partial C_{eq}(x_0, z, t)}{\partial x} dz \quad (e89)$$

Nous faisons également l'hypothèse que la dépendance en y du champ de vitesse est négligeable dans la région où C_{eq} est significative (c'est-à-dire pour $|y| \leq w_y/2$). Cette hypothèse est validée par notre étude numérique du champ de vitesse tridimensionnel (cf. paragraphe II.2.1-2).

Dans le calcul du flux massique à l'aide de la relation ci-dessus, la concentration C_{eq} est mesurée, mais le champ de vitesse ne l'est pas. Nous sommes donc forcés de faire une hypothèse sur la nature de ce champ de vitesse. Dans un premier temps, nous supposons qu'il est peu influencé par le transport du soluté, c'est-à-dire en d'autres termes qu'écoulement et transport peuvent être découplés, ou que les effets densitaires sont négligeables. Nous supposons par ailleurs que les éventuelles variations d'ouverture de la fracture n'ont pas d'influence sur le profil vertical de vitesses : nous considérons donc un champ de vitesse parabolique avec une vitesse nulle aux parois la vitesse maximale à mi-hauteur (e19).

La vitesse maximale à une position x donnée est obtenue à partir du débit et de l'ouverture moyenne b à la position longitudinale x .

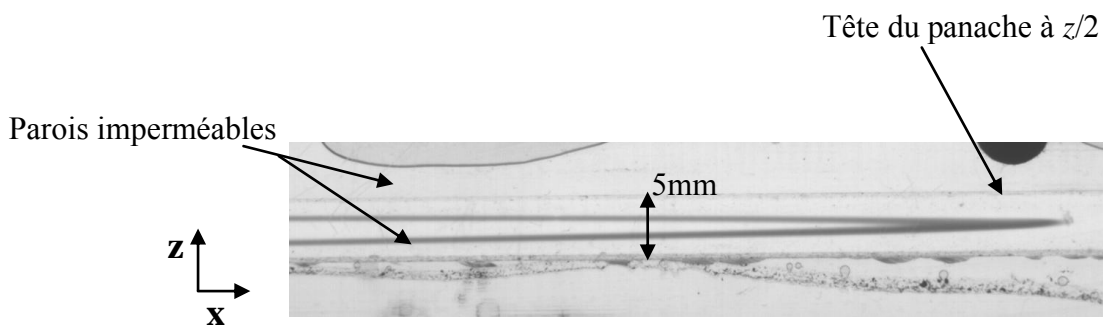


Figure II.42- Mise en évidence du profil parabolique de vitesse dans la fracture imperméable par l'étirement du panache de soluté. Aux temps initiaux, le transport est uniquement advectif.

L'injection d'un panache de colorant permet d'illustrer de manière qualitative, la présence du champ de vitesse parabolique induit dans notre fracture (Figure II.42). Le transport est essentiellement advectif. En particulier, la tête du panache, placée à mi-hauteur migre à la vitesse maximale, alors que les queues du panache, proches des parois imperméables avancent à des vitesses beaucoup plus faibles, en raison des frottements.

La masse totale de colorant qui traversant la section de la fracture transverse à l'écoulement, est alors l'intégrale sur le temps du flux dont l'expression est donnée par l'équation suivante :

$$m(x_0) = w_y \int_0^{+\infty} \int C_{eq}(x_0, z, t) v_{x_0}(z) dz dt \quad (e90)$$

Influence de la fréquence d'acquisition :

L'estimation de la masse dépend évidemment de la résolution temporelle de la mesure. La période la plus courte que l'on puisse imposer expérimentalement entre deux images successives est 600 ms, mais la plupart des expériences sont menées avec $T = 1$ s. A la figure II.43, nous présentons les variations relatives de masse obtenues avec la caméra 1 pour les deux périodes d'acquisition : 1000 ms et 600 ms .

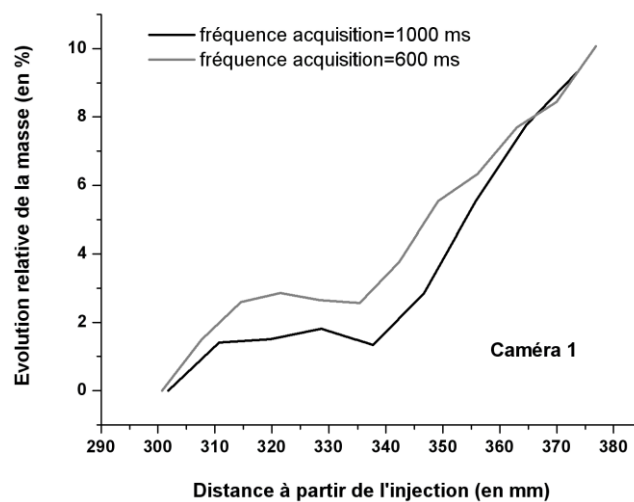


Figure II.43- Evolutions de la masse relative de colorant, mesurées à partir d'images acquises par la caméra 1 pour des fréquences d'acquisition de 1000 ms et 600 ms.

L'écart entre les deux courbes montre la sensibilité de notre mesure de m à la discrétisation temporelle. Cette discrétisation est potentiellement une des sources d'incertitude principales dans notre mesure : le déplacement de la tête du panache entre deux images est de l'ordre du

mm, soit une quinzaine de pixels. Dans le cas des capteurs, la période d'acquisition est de 200 ms, la discrétisation temporelle est donc moins limitante (avancée du panache de 0,2 mm entre deux mesures).

Application aux capteurs linéaires :

Dans notre fracture, le signal de l'intensité reçue par capteur linéaire est réparti sur n_{pixels} et une fois convenablement transformé, constitue une mesure du profil de concentration vertical $C_{eq}(x_0, z)$ sous la forme d'une série discrète de valeurs $C(z_i, t)$. Le calcul fournissant le bilan de la masse théorique de colorant, au niveau de chaque capteur (amont ou aval) est le suivant :

$$m(x_0, z) = w_y \sum_{i=1}^{n_{pixels}} \frac{b}{n_{pixels}} \int_0^{t=\infty} C_{eq}(x_0, z_i, t) v_{x_0}(z_i) dt \quad (e91)$$

Où champ de vitesse $v(z_i)$ est le champ de vitesse parabolique.

Application aux images bidimensionnelles :

L'analyse précédente est applicable à chaque section verticale $C_{eq}(x_0, z)$ du champ bidimensionnel. Pour lisser le bruit expérimental et conserver un temps de traitement des données raisonnable, nous faisons néanmoins une moyenne spatiale sur plusieurs rangées verticales de pixels : les images du champ de concentration sont découpées en tranches ou capteurs linéaires « virtuels » (Figure II.44) à travers lesquelles sont réalisées des analyses quantitatives qui fournissent le flux à travers le capteur virtuel et la masse totale qui le traverse pendant une expérience, de la même manière que pour les capteurs linéaires ci-dessus.

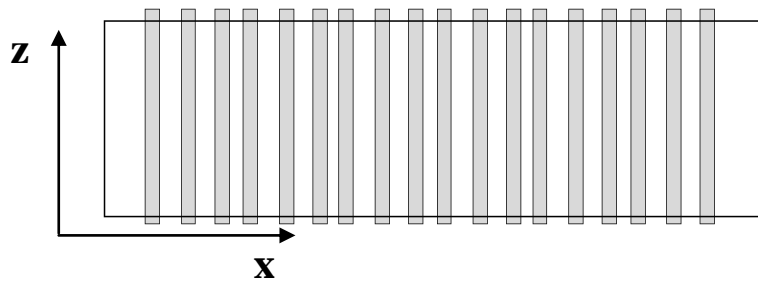


Figure II.44- Représentation schématique des « tranches » réalisées sur l'image composite de grand rapport d'aspect: 230 mm de long et 5 mm de hauteur.

Notons que pour une ouverture de 5 mm, la partie de l'image à considérer représente environ 70 à 72 pixels dans la direction z . Un pixel équivaut ainsi 0,068 mm ; nos caméras nous offrent une meilleure résolution spatiale que les capteurs linéaires (où un pixel vaut 0,1 mm).

Au final, nous pouvons établir des courbes $m(x)$ décrivant l'évolution de la masse totale de colorant le long de la fracture, c'est-à-dire la masse de colorant qui traverse les différentes sections verticales (repérées chacune par sa position x) transverses à l'écoulement pendant tout le temps de l'expérience. Les variations de $m(x)$, signifient qu'une partie de la masse du colorant a été échangée dans le milieu poreux, ou du moins est piégée à l'interface. La suite de ce chapitre consiste maintenant à illustrer dans quelles proportions la mesure de la masse totale de colorant est affectée par les incertitudes liées aux différentes étapes du traitement d'image, et d'en déduire une incertitude sur la mesure.

II.2.5 Validation du bilan de masse à partir de données simulées :

Dans ce paragraphe, nous appliquons la procédure de traitement des données jusqu'au calcul du bilan de masse $m(x)$, sur une expérience simulée numériquement (par Jérémy Bouquain, doctorat en cours sur l'étude numérique du transport en fracture avec couplage densitaire), pour lesquels les effets densitaires ne sont pas pris en compte : au cours du transport le traceur est dilué et étiré, mais sans conséquence sur le champ de vitesse. Dans ce cas, l'hypothèse d'un champ de vitesses uniforme de Poiseuille stationnaire est parfaitement justifiée. On espère donc mesurer un profil stationnaire (constant) de $m(x)$.

La vitesse maximale imposée est de 6,7 mm/s et $C_0 = 0,075$ g/L. Le nombre de Péclet est 400. L'évolution de la masse totale est calculée sur une distance d'environ 200 mm à partir de la zone d'injection.

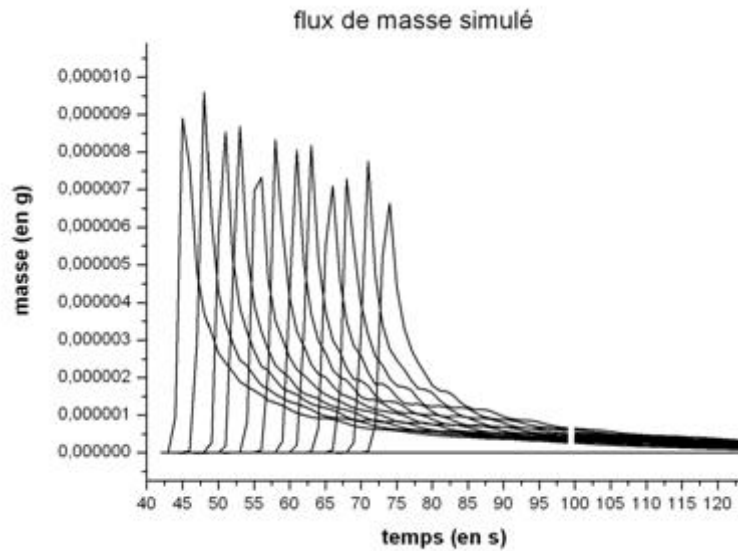


Figure II.45- Flux de masse (en g/s) observés à différentes positions le long de la fracture numérique.

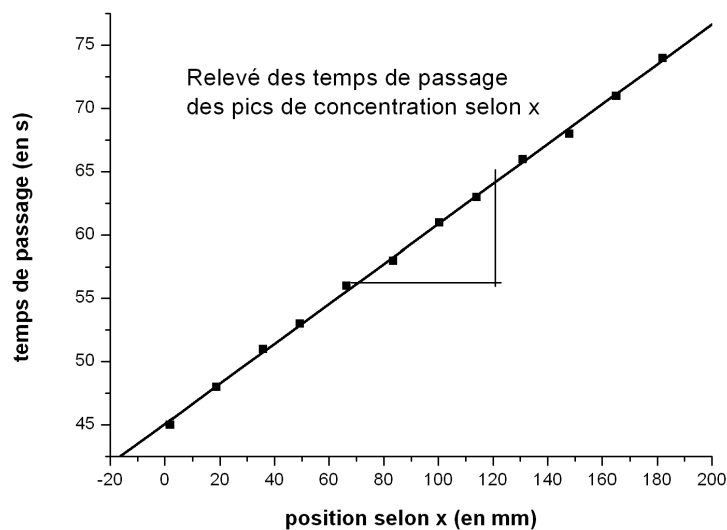


Figure II.46- Relevé des temps correspondant aux pics de concentrations en fonction de la distance le long de la fracture d'après la Figure II.45. Le coefficient de régression linéaire vaut 0,999.

La Figure II.45 représente l'évolution du flux massique avec le temps pour différentes positions le long de la fracture. La Figure II.46 présente les temps de passage de la tête du panache relevés sur la Figure II.45). L'évolution linéaire correspond à une vitesse de $\sim 6,3$

mm/s : le maximum du panache avance à une vitesse qui est quasiment la vitesse maximale du fluide (Figure II.46). Le bilan de masse correspondant est présenté à la Figure II.47.

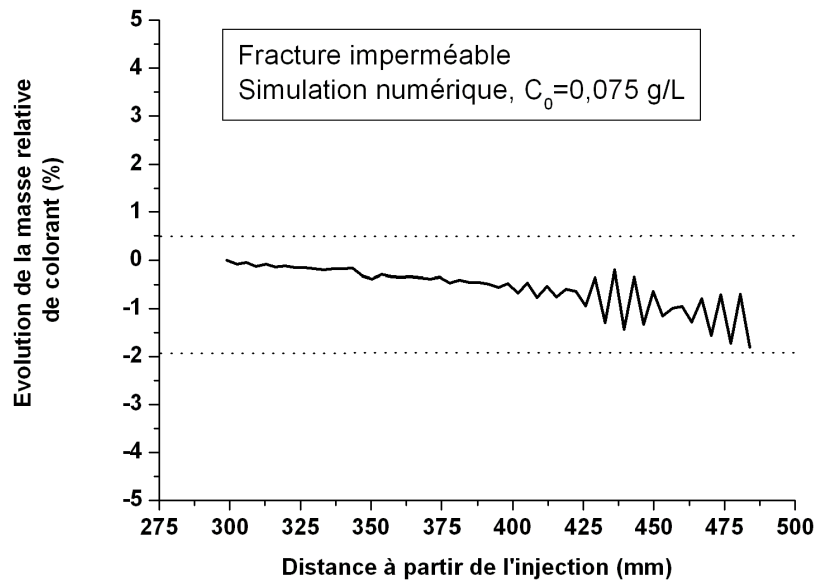


Figure II.47- Evolution relative de la masse absolue de colorant en fonction de la distance dans la fracture simulée, pour $C_0 = 0,075$ g/L et $V_{max} = 6,7$ mm/s ($Pe = 400$).

L'évolution relative du bilan de masse (Figure II.47) est très proche de 0 % traduisant une conservation de la masse de colorant dans la fracture en fonction de la distance parcourue par le panache. Nous constatons cependant une tendance à la baisse (2 % sur la longueur totale) qui est liée à ce que une section située en aval d'une autre voit passer le panache moins longtemps que la première, et donc, si le temps de mesure n'est pas suffisamment long pour que le flux vu par les deux sections soit retombé à une valeur proche de zéro, la seconde section mesurera une masse totale plus faible que la première. Cet effet est clairement visible sur les profils temporels de flux de la Figure II.45. On pourrait corriger cette « perte de données » en remarquant que la queue des profils temporels est en loi de puissance, et qu'on peut donc estimer analytiquement la masse manquante. Nous ne l'avons pas fait car notre incertitude globale sur la mesure, dont nous reparlerons dans la suite du chapitre, est déjà plus importante.

II.3 Sensibilité du bilan de masse aux différentes étapes du traitement d'image

Les deux types d'appareils de mesure mis en place (les caméras et les capteurs linéaires) diffèrent dans la fréquence d'acquisition des données. Les deux capteurs linéaires acquièrent des données en relais, avec une fréquence d'acquisition de 200 ms, quel que soit le débit. Nos caméras enregistrent des images d'une façon synchronisée, avec une fréquence d'acquisition de 1000 ms.

II.3.1 Impact de l'étalonnage sur les bilans de masse

On s'intéresse à l'impact de l'étalonnage des différentes caméras sur l'évolution du bilan de masse. Nous rappelons la forme générale de l'équation d'étalonnage :

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = A_1 \cdot \left(e^{\left(\frac{C}{\alpha_1}\right)} - 1\right) - A_2 C^{\alpha_2} \quad (\text{e81})$$

Dans cette partie, nous analysons les images caméra par caméra, c'est-à-dire que nous ne créons pas d'image composite. En d'autres termes, les calculs de masse sont effectués caméra par caméra. De cette façon, nous voulons mettre en évidence :

- i. Comment l'incertitude sur les paramètres de calibration se traduit sur le bilan de masse ;
- ii. Qu'au niveau des zones communes de fracture vues par deux caméras adjacentes, dont les courbes d'étalonnage sont légèrement différentes, les masses de colorant mesurées par les deux caméras sont cohérentes l'une avec l'autre.

Des courbes d'étalonnage des différentes caméras sont présentées à la Figure II.48. L'incertitude sur les différents coefficients est de +/- 5 % (Tableau II.2).

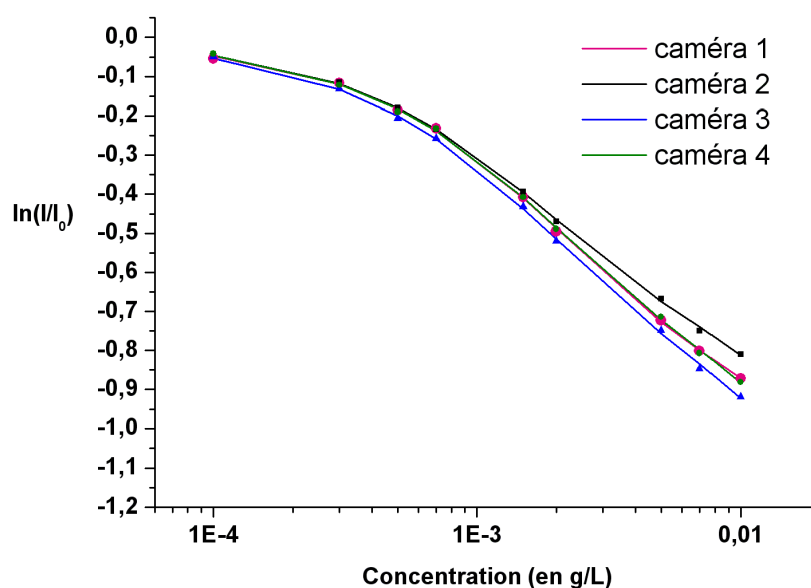


Figure II.48- Evolutions de la transmittance en fonction de la concentration pour les 4 caméras, avec les ajustements mathématiques correspondants.

Caméras	A_1	α_1	A_2	α_2
1	0,559	0,002	5,57	0,624
2	0,488	0,002	6,74	0,658
3	0,520	0,002	7,51	0,635
4	0,514	0,002	8,22	0,673

Tableau II.2- Synthèse des valeurs des différents coefficients de l'équation d'étalonnage (e62), affectés aux 4 caméras.

L'exposant α_2 de la loi de puissance dans l'équation d'étalonnage est le paramètre qui influence le plus le bilan de masse. Pour mettre en valeur son impact, la valeur de référence $\alpha_2 = 0,635$ est modifiée respectivement de + 2 %, + 3 %, + 5%, - 5% et les évolutions de masse totale correspondantes sont calculées en fonction de la distance parcourue par le panache (Figure II.49).

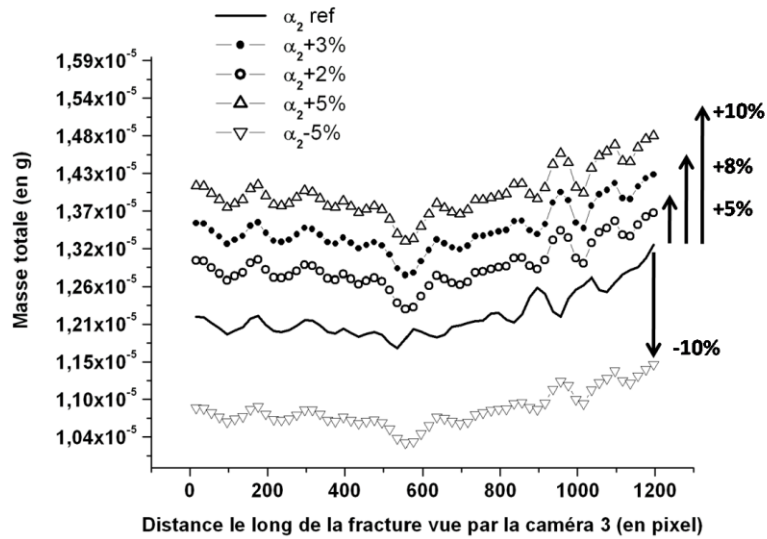


Figure II.49- Impact de la valeur du coefficient α_2 sur l'évolution de masse totale de colorant en fonction de la distance parcourue.

Les différents écarts de masse par rapport à l'évolution de référence (α_2 référence, Figure II.49) dépendent peu de la distance parcourue par le panache. Aussi, l'écart de masse obtenu suite à une augmentation ou une diminution de la valeur de α_2 de même grandeur (α_2 affecté de +/- 5 %) est en valeur absolue de +/- 10 % (Figure II.49). On peut représenter l'évolution d'une incertitude sur le calcul de la masse totale en fonction de l'incertitude sur le paramètre α_2 (Figure II.50).

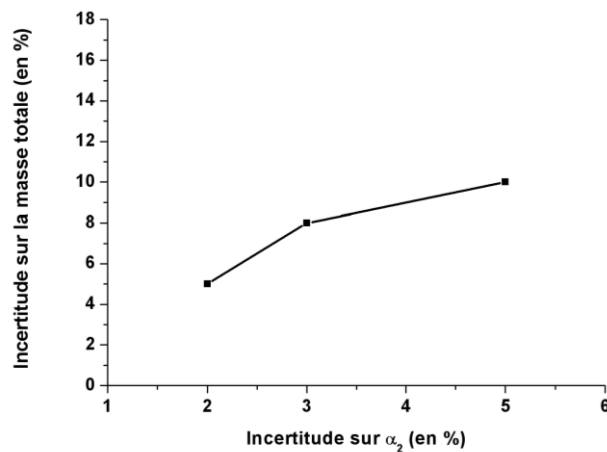


Figure II.50- Incertitude du calcul de la masse totale de colorant en fonction de l'incertitude sur le paramètre α_2 .

L'incertitude des coefficients d'étalonnage (e_{81}), estimée à $\pm 5\%$ rend donc notre estimation de la masse totale de colorant précise à $\pm 10\%$ (Figure II.50). Les pertes de masse, évaluées dans la fracture bordée par un milieu poreux ne seront alors significatives qu'au-delà de 10% . En dessous de cette valeur, les pertes de masse ne peuvent pas être attribuées à un échange de solutés entre la fracture et le milieu poreux.

Il faut noter que le volume de colorant injecté dans la fracture est évalué expérimentalement à $0,2\text{ mL}$ pour une concentration initiale $C_0 = 0,1\text{ g/L}$. La quantité de colorant réelle (en g de poudre) contenue dans le volume injecté vaut donc $2,0 \cdot 10^{-5}\text{ g}$. Les valeurs de la masse totale de colorant déduites dans la fracture sont du même ordre de grandeur que la masse réelle, puisqu'elles vont de $1,1 \cdot 10^{-5}\text{ g}$ à $1,3 \cdot 10^{-5}\text{ g}$ (Figure II.49). L'écart avec la masse réelle provient de notre définition de $C_{eq}(x,z)$: la largeur transverse effective w_y a été calculée comme un écart-type, et donc à une constante multiplicative inconnue près.

Rappelons, que du fait de la disposition des caméras, les images composites sont divisées en sept zones, dont trois sont communes, c'est-à-dire vues par deux caméras adjacentes (Figure II.51).

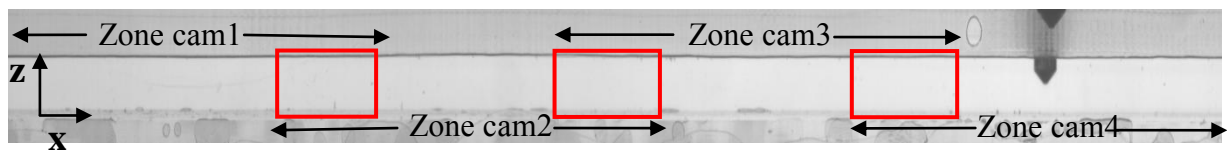


Figure II.51- Image composite de la fracture. L'échelle verticale est exagérée 2 fois. Les zones communes de la fracture vues par 2 caméras adjacentes, sont indiquées par un carré rouge.

On analyse maintenant l'évolution de la masse totale de colorant, calculée indépendamment pour chacune des caméras, avec les coefficients d'étalonnage définis dans le Tableau II.2.

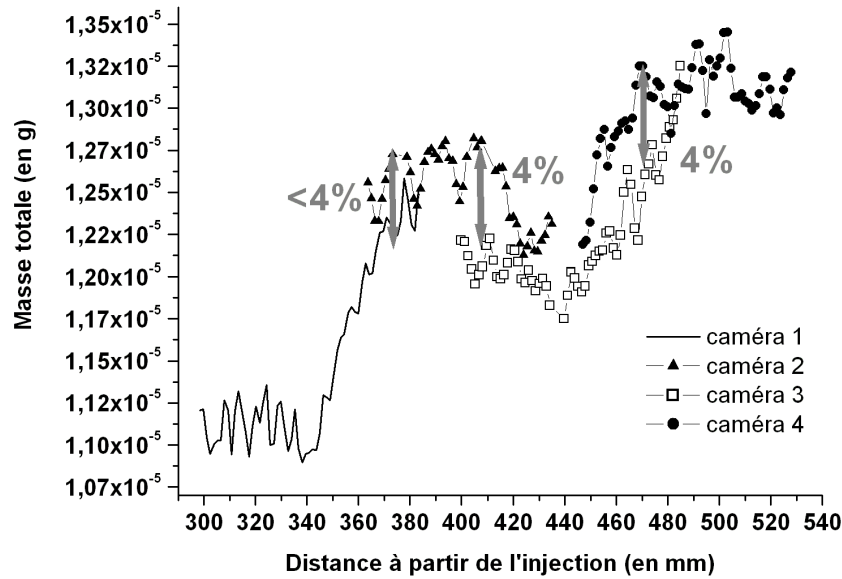


Figure II.52- Evolutions de la masse totale de colorant vues par les différentes caméras. Les écarts de masse entre les valeurs mesurées par deux caméras adjacentes, pour une zone de fracture en commun sont indiqués (en %).

L'évaluation de la masse dans une zone de la fracture commune aux champs de deux caméras adjacentes est reproductible à +/-4 % (Figure II.52). Ce résultat est satisfaisant puisque l'incertitude sur l'estimation de la masse par caméra est de +/- 10 % (Figure II.49). Dans la fracture imperméable, l'évolution de $m(x)$ attendue à partir des images composites, doit se caractériser par des variations « lisses » au niveau des zones de recouvrement des champs des caméras.

II.3.2 Sensibilité à la largeur effective transverse w_y du panache

Nous examinons ici l'influence de la valeur, et de l'évolution de l'étalement transverse du panache sur le calcul de la masse totale de colorant (e_{90}). Les paramètres α et β , qui caractérisent cet étalement w_y sont affectés par différentes valeurs, dont celles déduites expérimentalement : w_{yI} (Tableau II.3).

w_y	α	β
1	18	0
2	18	0.03
3	18	0.08
4	1.8	0.08
5	18	0.1

Tableau II.3- Valeurs testées des paramètres α et β , représentant la largeur w_y du panache.

Certaines valeurs, pour le besoin du test, sont très éloignées des observations expérimentales où $\alpha = 18$ et $\beta \sim 0$ (§ II.2.3-4). Les évolutions relatives de la masse totale de colorant, sont présentées pour les différents étalements apparents testés dans la Figure II.53.

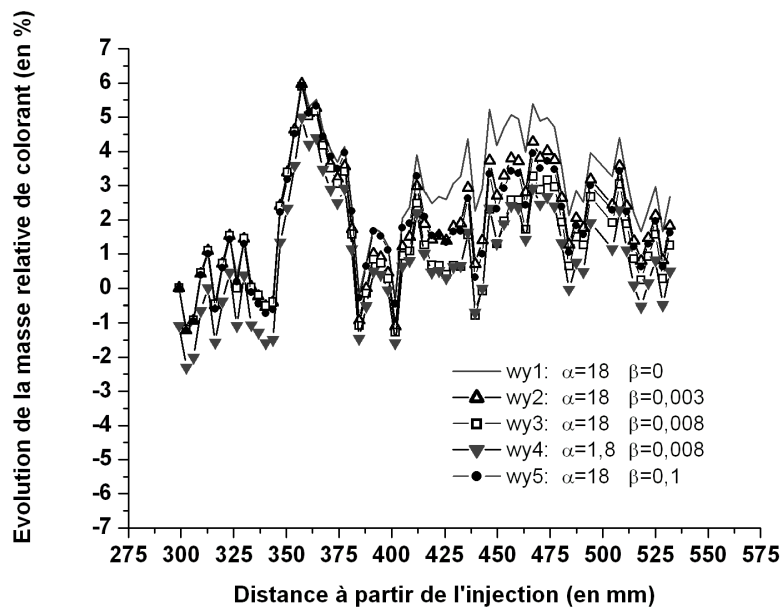


Figure II.53- Evolutions relatives de la masse totale de colorant, pour différentes caractérisations de l'étalement du panache dans la direction y .

L'influence du paramètre β s'appuie sur la comparaison des courbes w_{y1} (référence), w_{y2} , w_{y3} et w_{y4} , où le paramètre α est identique ($\alpha = 18$ mm). L'écart entre les courbes $w_{y2,3,4}$ et w_{y1} est peu prononcé (Figure II.53) : il vaut moins de 1 % de $x = 300$ mm à $x = 400$ mm, et reste inférieur à 2 % au-delà de $x = 400$ mm, pour des concentrations plus diluées (ou pour des distances plus importantes à partir de l'injection).

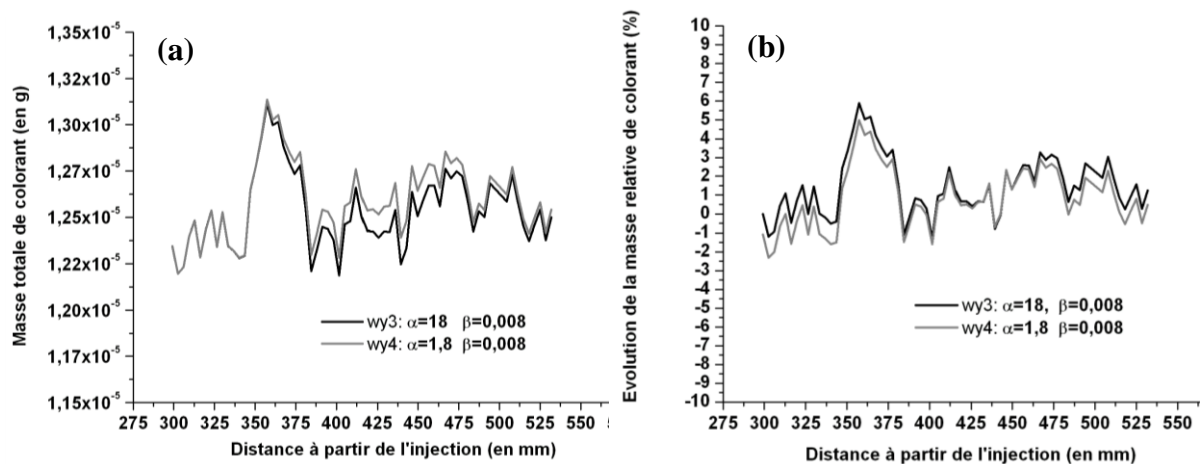


Figure II.54- Evolutions de la masse totale (a) et relative (b) de colorant, pour deux caractérisations différentes de l'étalement du panache dans le plan (xy).

L'implication du paramètre α se base sur l'analyse des courbes w_{y3} et w_{y4} (Figure II.54), où le paramètre β est équivalent ($\beta = 0,008$). Le paramètre α n'exerce que très peu d'influence sur le calcul de la masse totale de colorant, et donc sur son évolution relative comme le montrent les faibles écarts ($< 1\%$) entre w_{y3} et w_{y4} (a, b Figure II.53).

Les différentes valeurs testées des paramètres α et β , montrent que l'évaluation de la largeur apparente du panache n'est pas un facteur prédominant dans le calcul de la masse de colorant. Les écarts de masses absolues (ou relatives) entre les différents tests présentés (dont les valeurs expérimentales), en plus d'être très faibles sont constants sur la longueur de la fracture. Ce constat justifie que l'on néglige la dispersion transverse en choisissant systématiquement $\beta = 0$.

II.3.3 Définition de la zone de fracture dans le plan (xz): paramètre essentiel pour l'estimation du bilan de masse

Le bilan de masse est conditionné par la précision avec laquelle on effectue le traitement des images. Parmi les différentes étapes du traitement, un certain nombre nécessitent l'intervention de l'utilisateur, pour définir à la souris des zones de contrôle ou de repérage. Trois opérations peuvent notamment avoir un effet sur la masse calculée :

- la 1^{ère} est la réorientation des images afin que les parois de la fracture soient parallèles à l'horizontale, sur chaque image,
- la 2^{nde} est la saisie à la souris des zones de référence permettant de déterminer le décalage entre les positions des caméras,
- la 3^{ème} est l'identification précise de la zone de fracture, appelée masque.

Si la première opération n'est pas correctement effectuée, le calcul du décalage entre les caméras et donc le recollage des images, sont erronés. Le repositionnement des images s'effectue grâce à une ligne ajustée manuellement sur l'une des deux parois, haute ou basse, de la fracture (Figure II.55). La précision de la répétition de cette opération est de 0,1°. En général, les corrections d'angle se situent entre +/- 0,2° et +/- 0,8°.

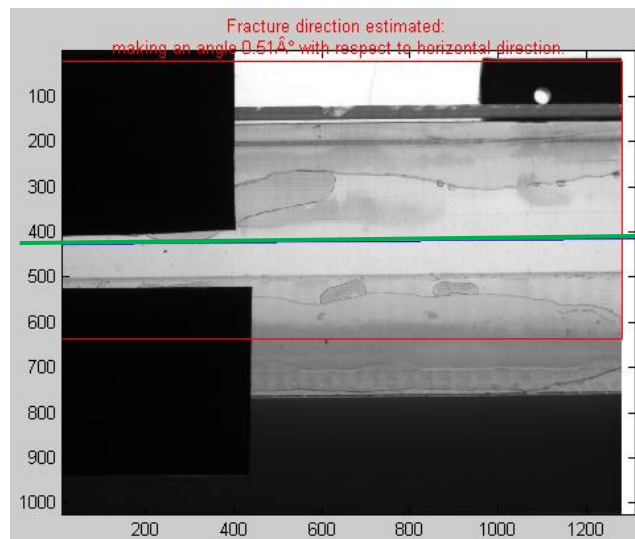


Figure II.55- Image de la fracture acquise par la caméra 1: repositionnement par rapport à une ligne ajustée sur la paroi supérieure (trait vert).

Nous traitons une série d'images avec des corrections d'horizontalité aussi bonnes que possible pour les 4 caméras. En parallèle, un deuxième traitement est effectué avec la même série d'images, mais celles issues de la caméra 3 ont été réorientées de manière volontairement erronée. L'écart d'angle entre la bonne correction et la « mauvaise » est de 0,5°.

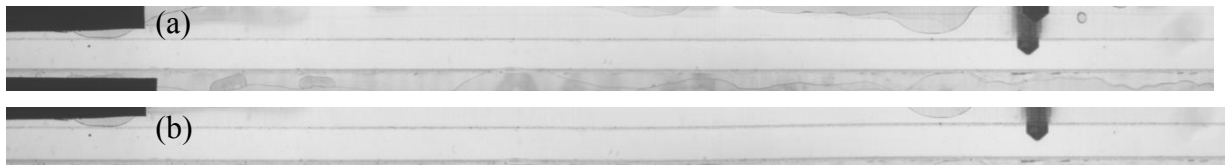


Figure II.56- Comparaison d'images composite. En a: corrections d'horizontalité bonnes pour chacune des caméras. En b: déviation de correction égale à $0,5^\circ$ pour la caméra 3.

L'effet d'une faible déviation sur le repositionnement des images acquises par la caméra 3 est peu discernable sur l'image composite (Figure II.56, b). En termes d'évolutions relatives de la masse de colorant, cette faible déviation implique des écarts de masse équivalents à 4 % par rapport au calcul pour lequel les corrections d'horizontalité sont bonnes pour toutes les caméras (Figure II.57).

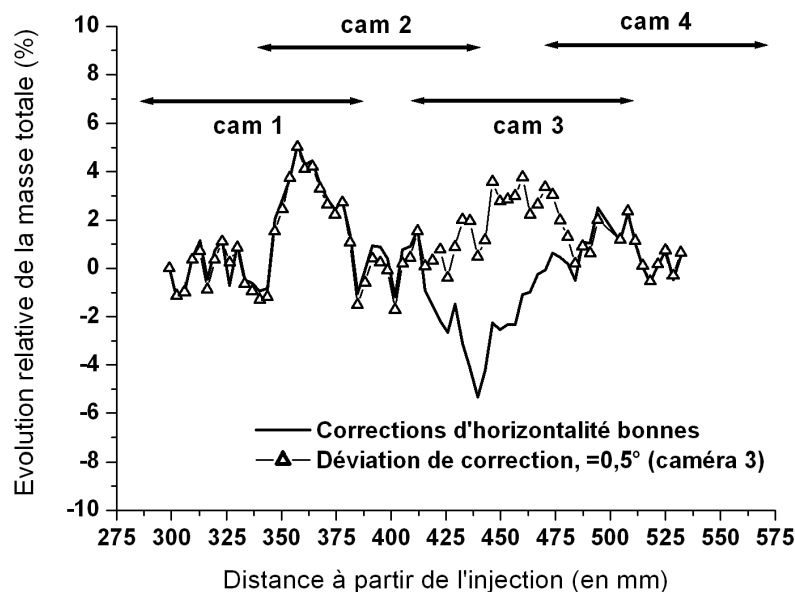


Figure II.57- Evolutions relatives de la masse totale de colorant dans le cas où les corrections d'horizontalité sont bonnes pour toutes les caméras, et dans un autre où une légère déviation ($0,5^\circ$) est imposée pour les images acquises par la caméra 3.

En revanche, au niveau des caméras 1, 2 et 4 (Figure II.57), les évolutions relatives de la masse sont confondues, puisque les corrections d'horizontalité n'ont pas été modifiées. Dans le cas de la fracture imperméable, la zone de fracture est définie manuellement à partir d'images très agrandies. La visualisation précise des parois de la fracture permet leurs

délimitations à partir de points sélectionnés directement sur l'image (Figure II.58). Cette méthode permet d'utiliser autant de points que nécessaire pour tracer les limites de la fracture : la frontière n'est pas une droite mais une ligne brisée, ce qui permet en particulier de tenir compte du léger fléchissement de la maquette expérimentale sous son propre poids.

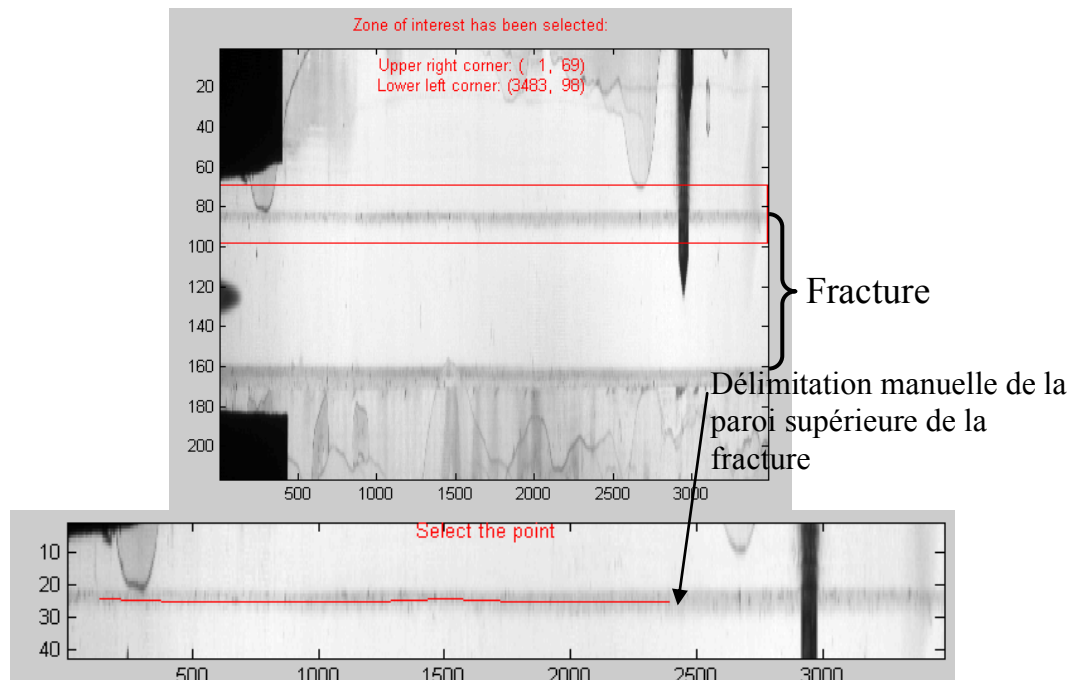


Figure II.58- Identification manuelle de la zone de fracture à partir de multiples points sélectionnés à la souris: exemple de la paroi supérieure.

Une méthode plus rudimentaire consiste à définir le masque comme un rectangle défini par deux de ses coins opposés, sélectionnés à la souris (Figure II.59).

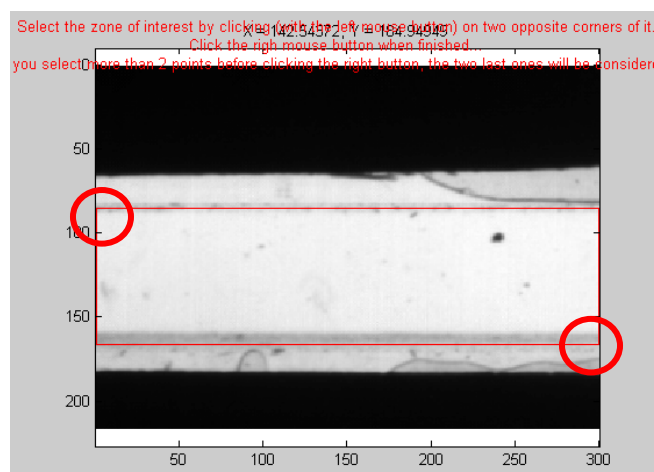


Figure II.59- Masque obtenu à partir de 2 points sélectionnés sur les parois haute et basse, grâce à une construction géométrique simple: 2 droites parallèles passant par les points.

Une série d'images d'une expérience de traçage, dont le masque (ou la zone de fracture) a été déterminé soit manuellement à partir du relevé de plusieurs points le long des parois (Figure II.58), soit comme un rectangle (Figure II.59), montre qu'il est nécessaire de définir précisément la zone d'ouverture (Figure II.60). Le calcul de la masse totale de colorant par section de fracture prend en compte le champ de vitesse, lui-même dépendant de l'ouverture de la fracture. Dans le cas du masque rectangulaire, l'ouverture est strictement constante au pixel près, tandis que le masque manuel tient compte des variations d'ouverture de la fracture, qui ont une influence sur la mesure de la masse totale de colorant.

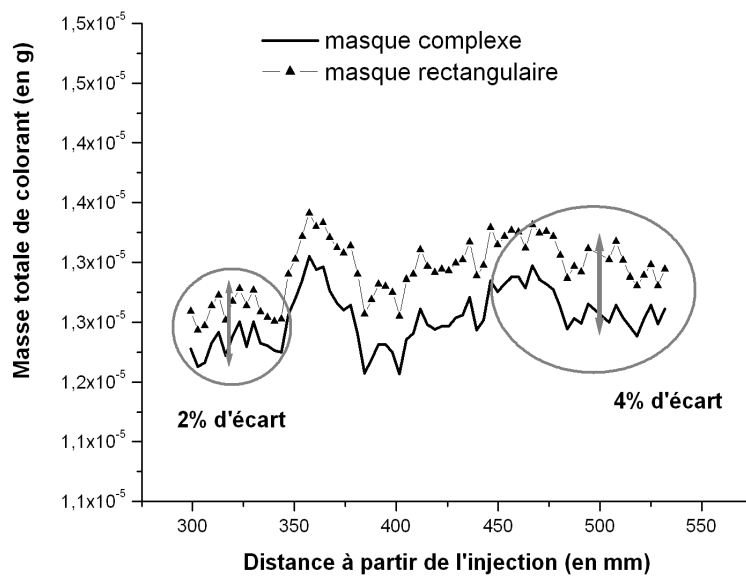


Figure II.60- Comparaison de l'évolution de la masse totale de colorant, avec deux masques de fracture: complexe et rectangulaire. $Q = 1,12$ mL/s.

L'emploi d'un masque rectangulaire a pour effet de gommer ces variations spatiales (contrairement au masque complexe), d'où l'écart entre les deux courbes de la Figure II.60, écart qui dépend de la position longitudinale.

Dans le cas où la fracture a une paroi inférieure en contact avec un milieu poreux, l'identification d'un masque est effectuée par seuillage automatique d'une image de la fracture remplie d'eau pure : les limites haute et basse de la fracture sont identifiées grâce au contraste de lumière important, à la fois entre le toit imperméable et la fracture, et entre les billes du milieu poreux et la fracture.

Conclusion du chapitre II

Le dispositif expérimental que nous avons développé, et la procédure d'acquisition associée, permettent d'obtenir des cartes bidimensionnelles (dans un plan vertical longitudinal) de la concentration en soluté dans la fracture, et ce à intervalles de temps réguliers. A partir de ces cartes, nous calculons le flux de masse à travers les différentes sections verticales de la fracture, transverses à l'écoulement.

Le bilan de la masse échangée entre la fracture et la matrice (ou piégée à l'interface) sera fait à partir de cette information. Des bilans obtenus dans une fracture imperméable ainsi que pour différentes configurations de fracture à bord poreux, seront présentés au chapitre IV. Le chapitre qui suit est quant à lui consacré à l'évolution temporelle de la carte des concentrations dans une fracture imperméable, en présence d'effets gravitaires potentiellement significatifs.

Chapitre III.

Etude et caractérisation du transport dans une
fracture idéale en régime de Taylor pré-
asymptotique

Introduction

Dans ce chapitre, je caractérise expérimentalement le mélange dans la fracture « idéale », c'est-à-dire de géométrie parallélépipédique. Le régime d'écoulement et de transport correspond à une évolution vers le régime établi de Taylor-Aris. On étudie notamment l'influence des effets densitaires (Figure III.1) sur ce mélange.

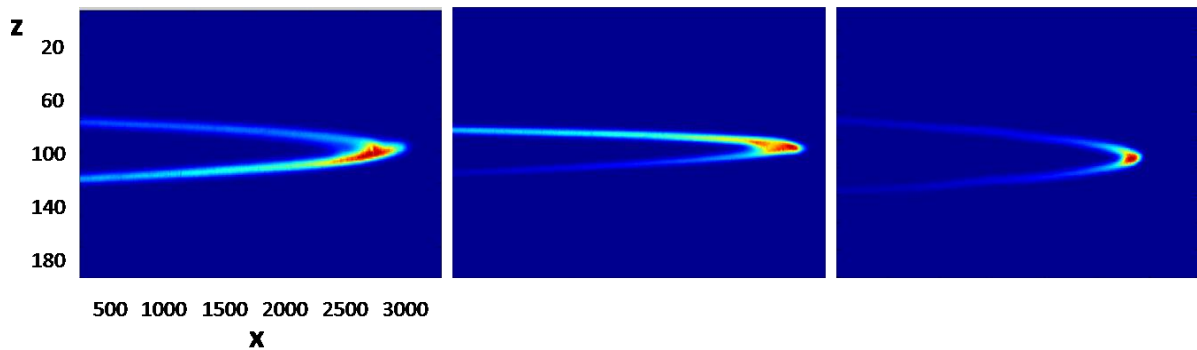


Figure III.1- Champs de concentration $C_{eq}(x,z)$ observés dans la fracture imperméable à un temps ~ 60 s après l'injection, pour 3 panaches de colorant de concentrations initiales différentes, et donc pour lesquels les effets de couplage densitaires entre écoulement et transport sont différents.

Les notions théoriques concernant la description et la caractérisation du mélange en régime pré-asymptotique de Taylor (§ I.2.3-1) sont brièvement rappelées au début du chapitre et illustrées avec des résultats obtenus à partir de champs de concentration simulés. Dans les différentes études présentées, on s'efforce de caractériser la dispersion longitudinale du soluté le long de la fracture.

III.1 Caractérisation du mélange dans la fracture

III.1.1 Détermination de coefficients de dispersion longitudinale effective

La description de l'étirement et du mélange d'un traceur dans une fracture à l'aide du macro-coefficient de dispersion constant Taylor (Equations e49, e50) n'est adaptée (Kitanidis 1994) qu'aux temps suffisamment grands par rapport au temps caractéristique τ_c :

$$\tau_c \propto \frac{b^2}{D_m}$$

Aux temps plus petits (régime pré-asymptotique), l'étalement et le mélange réels d'un traceur, résultats de l'interaction entre une micro-dispersion et le profil de vitesse parabolique peuvent être caractérisés expérimentalement par l'évolution temporelle de coefficients de dispersion effective, ces derniers étant définis pour ne pas tenir compte de l'étirement du traceur créé par le champ de vitesse parabolique (Figure III.2). La définition de ces coefficients de dispersion a été donnée au paragraphe I.2.3-1. L'évaluation de cette dispersion longitudinale effective se base à un temps donné, sur :

-les moments spatiaux locaux centrés d'ordre 2 des profils de concentration

-le moment spatial d'ordre 2 du profil effectif de concentration, obtenu en moyennant les différents profils de concentration locaux à z fixé, après les avoir translatés horizontalement pour les « centrer » à la même abscisse. Ces quantités ont été décrites en détail au paragraphe I.2.3-1.



Figure III.2- Champ de concentration 2-D à un temps donné, mettant en évidence l'étirement du panache créé par le profil de vitesse parabolique. L'échelle verticale vaut 2 fois l'échelle horizontale.

Ces approches permettent de ne pas faire intervenir dans la mesure de dispersion l'étirement du panache par advection, et donc de rendre compte du seul mélange longitudinal réel. En conditions de transport pré-asymptotique, caractériser la dispersion du soluté à l'aide d'une approche globale (moment longitudinal du panache pris dans son ensemble) conduit inévitablement à une surestimation du mélange longitudinal, puisque la dispersion apparente ainsi mesurée contient l'effet de l'étirement du panache par le champ de vitesse (Kitanidis 1988 ; Dentz et Carrera 2007).

Dans ce qui suit, les méthodes d'évaluation de la dispersion effective sont d'abord appliquées à des images de champs de concentration issues d'une simulation numérique réalisée par Jérémy Bouquain (doctorat en cours) à l'aide du logiciel Comsol/Multiphysics (anciennement Femlab). Les conditions initiales (concentration de l'injection) et les conditions aux limites de la simulation sont copiées sur celles de l'expérience, c'est-à-dire que le débit d'eau imposé et la géométrie simulée sont identiques aux conditions expérimentales. L'intérêt de ces simulations numériques est que les effets densitaires liés à la différence de densité entre le traceur et l'eau sont négligés, et donc n'y sont pas pris en compte.

III.1.2 Profils globaux et effectifs de concentration

Les images des champs de concentration simulés à partir desquelles sont calculés les profils globaux et effectifs de concentration possèdent un axe de symétrie horizontal (conservé dans le temps) (Figure III.3, b). Cette figure représente des profils horizontaux d'intensité extraits de l'image présentée à la Figure III.3(a), et espacés régulièrement dans l'épaisseur de la fracture.

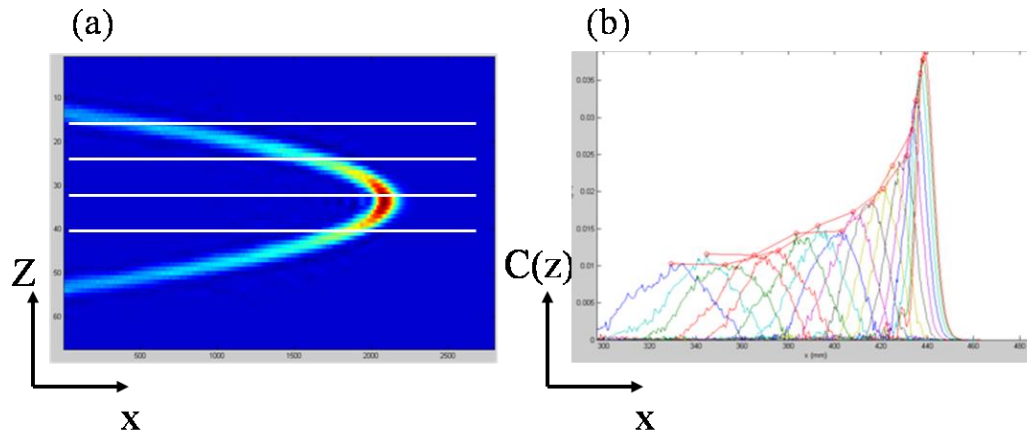


Figure III.3- (a) Champ de concentration à un temps donné, dans une fracture imperméable simulée numériquement avec $D_m \sim 1.10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 4.10^2$, $Fr \sim 0$ et $Re \sim 10$; (b) Profils locaux de concentration à différentes positions z dans l'épaisseur de la fracture.

Les profils globaux de concentration $C(x,t)$ servant au calcul d'une dispersion apparente, s'obtiennent par une moyenne directe, pixel par pixel, des profils locaux de la concentration selon z (Figure III.3). Ils sont, de ce fait très dissymétriques (Figure III.4, a et Figure III.5): le pic du profil de concentration très en avant de la courbe représente les concentrations maximales de la tête du panache, advectée au centre de la fracture, à une vitesse donc plus importante que la vitesse rencontrée par les terminaisons du panache au niveau des parois pour (Figure III.3, a). Le transport de solutés est fréquemment caractérisé par ces profils globaux de concentration (Taylor 1953 ; Aris 1956 ; Young et Jones 1991).

Les profils effectifs de concentration sont obtenus en alignant les profils locaux de concentration horizontalement, de façon à ce que les abscisses de leurs barycentres, qui correspondent à la position du pic, coïncident (Figure III.4, b), puis en les moyennant. Ils ont donc une forme pratiquement gaussienne (Figure III.4, a) : l'effet de l'advection a été « retiré ».

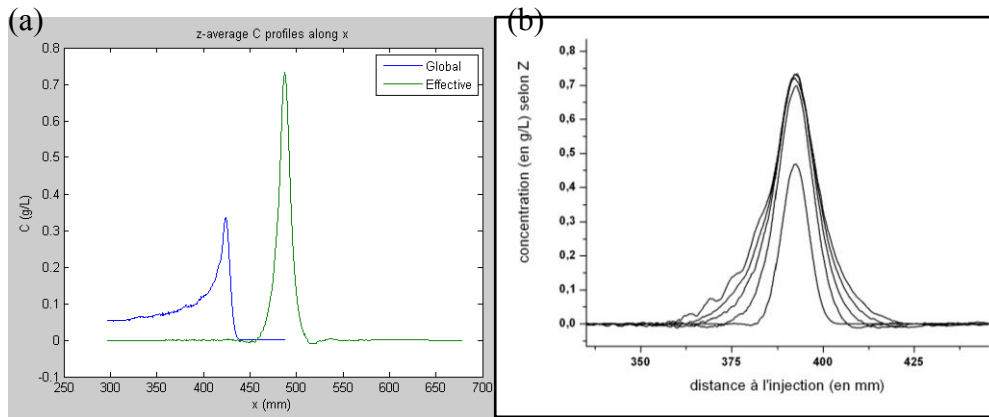


Figure III.4- (a) Comparaison des profils globaux et effectifs de concentration à un temps donné ; (b) Recentrage des profils locaux de concentration en fonction des différentes positions selon z .

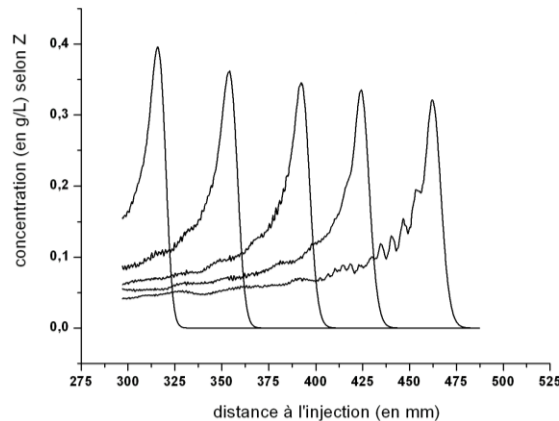


Figure III.5- Evolution des profils spatiaux de concentration globale, à différents temps. Les oscillations observées à la base du profil de droite sont liées à ce que le nombre de Péclet imposé est à la limite supérieure de ce que le schéma numérique en éléments finis utilisés est capable de simuler sans instabilité numérique liée à la diffusion numérique.

A partir de la comparaison des profils globaux et effectifs de concentration (Figure III.4, a), il apparaît évident que la dispersion apparente est surestimée par rapport à la dispersion effective. Les profils de concentration globale surestiment le volume réel occupé par le soluté, c'est-à-dire la dilution réelle, en raison de la prise en compte de l'étirement purement advectif du panache dans le calcul de la dispersion apparente (Young et Jones 1991).

Les profils effectifs de concentration se calculent à travers toute la section verticale de la fracture (Figure III.6), ou en ne considérant qu'une partie de l'ouverture de fracture. Ainsi des coefficients de diffusion effective d'ensemble (à l'échelle de l'ouverture de fracture) ou des

coefficients de diffusion locale (dans une zone restreinte à travers l'ouverture de fracture) sont déduits (§ III.2.3).

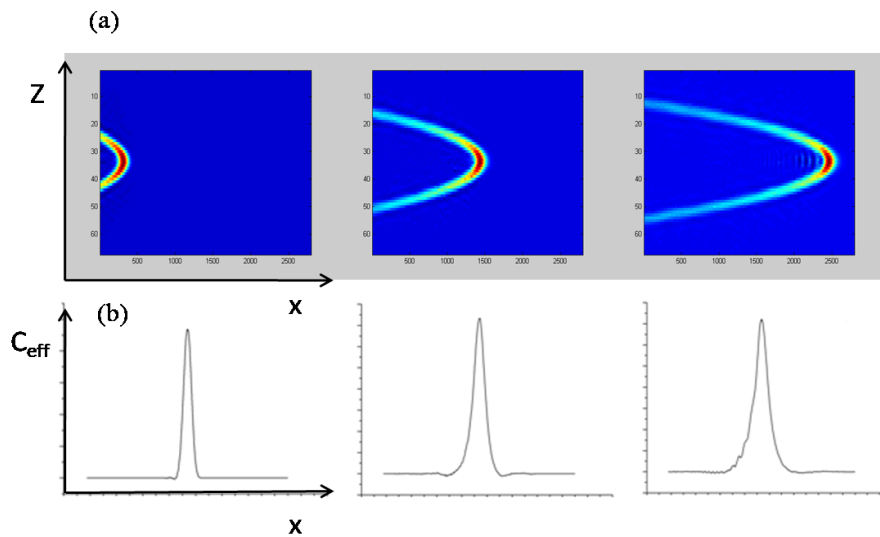


Figure III.6- (a) Champs de concentration simulés à différents temps $Fr \sim 0$, $D_m \sim 1.10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 4.10^2$, $Re \sim 10$. (b) Courbes effectives de concentration correspondantes.

III.1.3 Coefficients de diffusion effective

III.1.3-1 A partir des profils effectifs de concentration

Le coefficient de dispersion s'obtient en dérivant l'évolution de la variance du profil global ou effectif de la concentration (cf.(e45)). Dans l'exemple de la Figure III.7, qui correspond à $Pe \sim 1.10^2$, l'évolution de la variance effective est caractérisée par une courbure globalement tournée vers le haut, à partir de laquelle on estime alors une évolution temporelle de la dérivée. L'ajustement local par une droite est réalisé pour trois séquences de temps : des temps courts de l'expérience, des temps intermédiaires et des temps longs (Figure III.8).

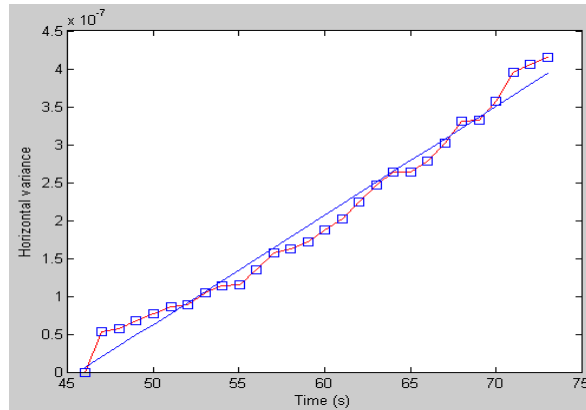


Figure III.7- Evolution temporelle de la variance déduite des profils effectifs de concentration. L'ajustement mathématique par une droite n'est pas satisfaisant. Si l'on fait abstraction des fluctuations la courbe traduit une évolution temporelle de la dispersion effective (Figure III.8).

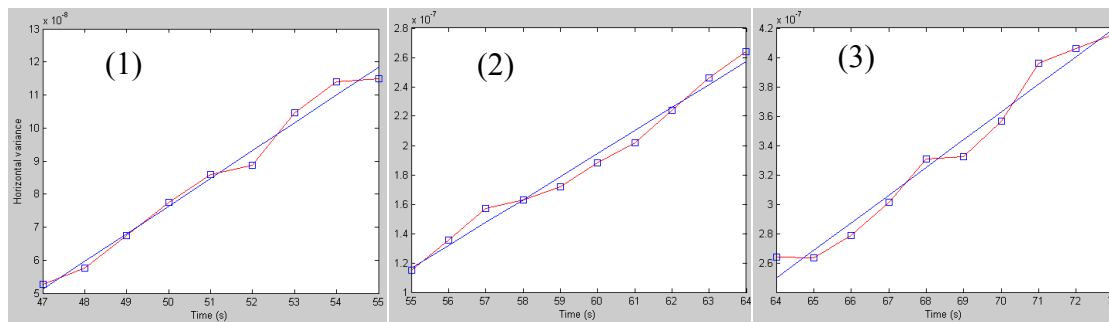


Figure III.8- Evolution temporelle de la variance effective pour différentes séquences de temps de l'expérience : (1) temps courts, (2) intermédiaires et (3) longs.

La Figure III.8 traduit une augmentation de la valeur du coefficient de diffusion effective, selon les différentes séquences, des temps courts d'expérience vers les temps les plus longs : $D^e(t1) = 4,2 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $D^e(t2) = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ et $D^e(t3) = 9,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$.

III.1.3-2 A partir des moments locaux de la concentration

La détermination des coefficients de diffusion effective s'effectue aussi directement à partir des moments d'ordre 2 des distributions locales de concentration, c'est-à-dire pour chaque profil local défini précédemment (à z fixé). Ainsi on calcule une variance locale (variance du profil local) et ensuite la carte spatio-temporelle de ces variances (Figure III.9, a) est moyennée sur les positions en z (Figure III.9, A), pour donner une courbe d'évolution d'une

variance moyenne en fonction du temps. On parlera de coefficients de diffusion locale D_z qu'il faut distinguer des coefficients de dispersion effective, les D^e déduits des courbes de concentration effective.

La différence entre les coefficients de diffusion effective et locale (D^e et D_z) réside donc dans le choix du paramètre moyenné : la moyenne est soit (i) effectuée sur les moments centrés des profils locaux (D_z), soit (ii) effectuée sur les profils locaux « recentrés » longitudinalement les uns par rapport aux autres, après quoi on calcule le moment (D^e) du profil effectif ainsi obtenu.

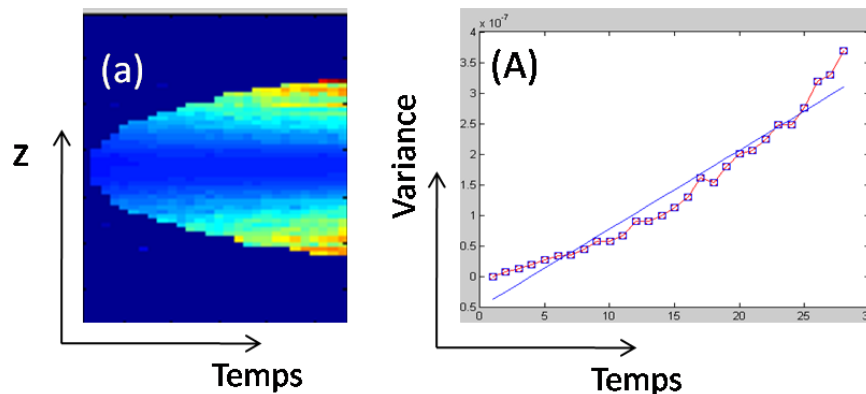


Figure III.9- (a) Carte spatio-temporelle des variances locales déduite des moments d'ordre 2 des profils locaux de concentration. (A) Evolution temporelle de la variance calculée à travers toute la section verticale de fracture, pour toute la durée de l'expérience.

La carte spatio-temporelle de la figure Figure III.9 fait apparaître une zone bleu correspondant à des variances nulles. Il s'agit en fait de positions spatio-temporelles pour lesquelles on n'a pas pu réaliser une mesure fiable de la variance, parce qu'une partie importante du profil horizontal de concentration $C_{eq}(x,z)$ se retrouve hors du champ (référentiel fixe) de la caméra. La forme de la zone en question est ainsi liée à la forme parabolique du profil de vitesse qui cisaille le panache.

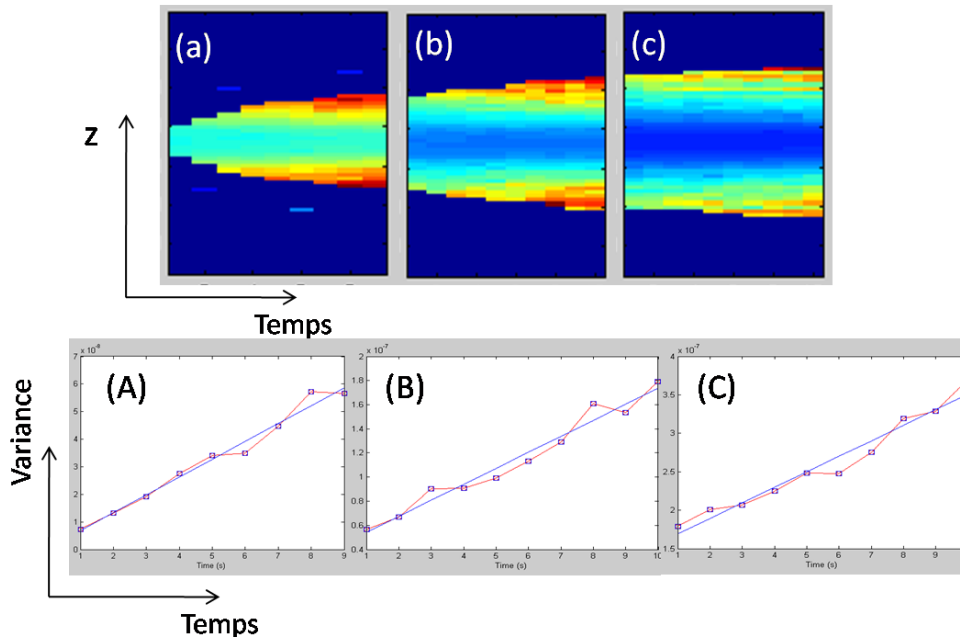


Figure III.10- Cartes spatio-temporelles des variances locales d'après la figure 9, pour trois intervalles de temps : (a) uniquement les temps courts, (b) les temps intermédiaires et (c) les temps longs. (A), (B), (C) : Evolutions temporelles des variances locales moyennées à travers la section verticale de la fracture.

En considérant les variances cumulées à travers l'ouverture de la fracture pour l'ensemble des temps (Figure III.9, A), l'emploi d'un seul coefficient de diffusion effective/moments, $D_z = 6,43 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ n'est pas adapté puisque l'évolution de la variance montre une courbure tournée vers le haut, de la même façon que l'évolution des variances calculées à partir des profils effectifs de concentration (Figure III.7). L'évolution des $D_z(t)$, déduite des variances locales (Figure III.10) pour les différentes séquences de temps (des temps courts vers les temps les plus longs) se caractérise par une augmentation similaire à celle des $D^e(t)$: $D_z(A) = 3,23 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $D_z(B) = 6,63 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ et $D_z(C) = 10,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. En termes de valeurs absolues, les différents coefficients de diffusion effective, $D^e(t)$ sont du même ordre de grandeur que les $D_z(t)$ mais 15 à 20 % plus élevés.

III.1.3-3 Caractérisation d'une dispersion locale

La carte spatio-temporelle des variances locales issues d'une simulation numérique ne prenant pas en compte les effets densitaires (Figure III.9, Figure III.10) présente une répartition symétrique à travers la section verticale de la fracture pour tous les temps. Les variances faibles au centre de la fracture (en bleu) sont plus élevées et de même amplitude sur les bords (en jaune/rouge).

Si on s'intéresse à l'évolution d'une variance locale selon différentes tranches horizontales de la fracture (Figure III.11), on peut faire l'analyse des moments d'ordre 2 des profils effectifs de concentration, calculés non pas sur toute l'épaisseur de la fracture mais sur une tranche horizontale de petite épaisseur. L'épaisseur de chaque tranche est de ~ 10 pixels pour lisser le bruit, et la courbe obtenue sert à caractériser l'évolution d'une diffusion locale.

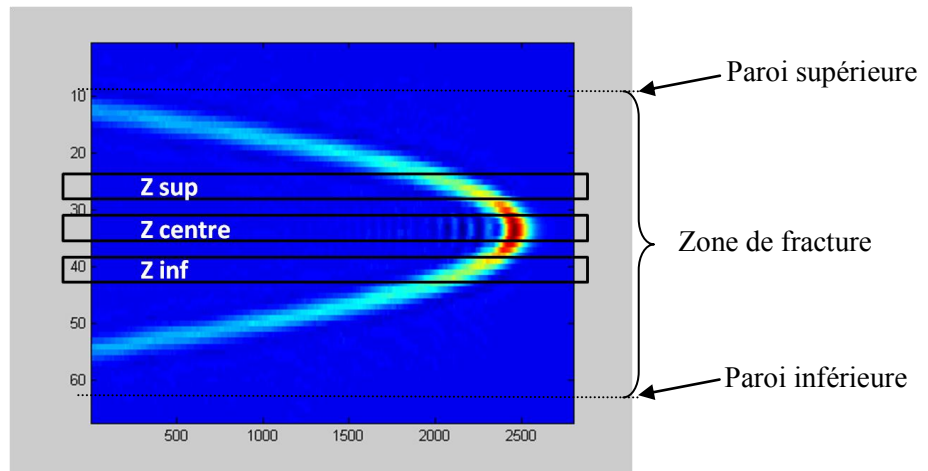


Figure III.11- Définition de zones d'études horizontales dans la fracture, dans lesquelles sont calculées les dispersions locales.

III.1.4 Caractérisation du coefficient de diffusion moléculaire

Le coefficient de diffusion moléculaire est estimé expérimentalement par observation de la dispersion horizontale d'un panache de colorant dans l'eau, en l'absence d'écoulement imposé dans la fracture.

Un panache de colorant de concentration $C = 0,075$ g/L, préalablement injecté est transporté au sein de la fracture grâce à un débit d'eau, qui est stoppé lorsque le panache est dans le champ de la caméra 1. Des images du panache sont acquises sur une durée de temps égale à 220 minutes. Une analyse qualitative des différents champs d'absorbance du panache, notamment aux temps courts de l'expérience, montre que les effets liés à la densité du colorant contrôlent la répartition du colorant dans la direction verticale : la masse de colorant s'effondre progressivement sur la paroi inférieure de la fracture (Figure III.12).

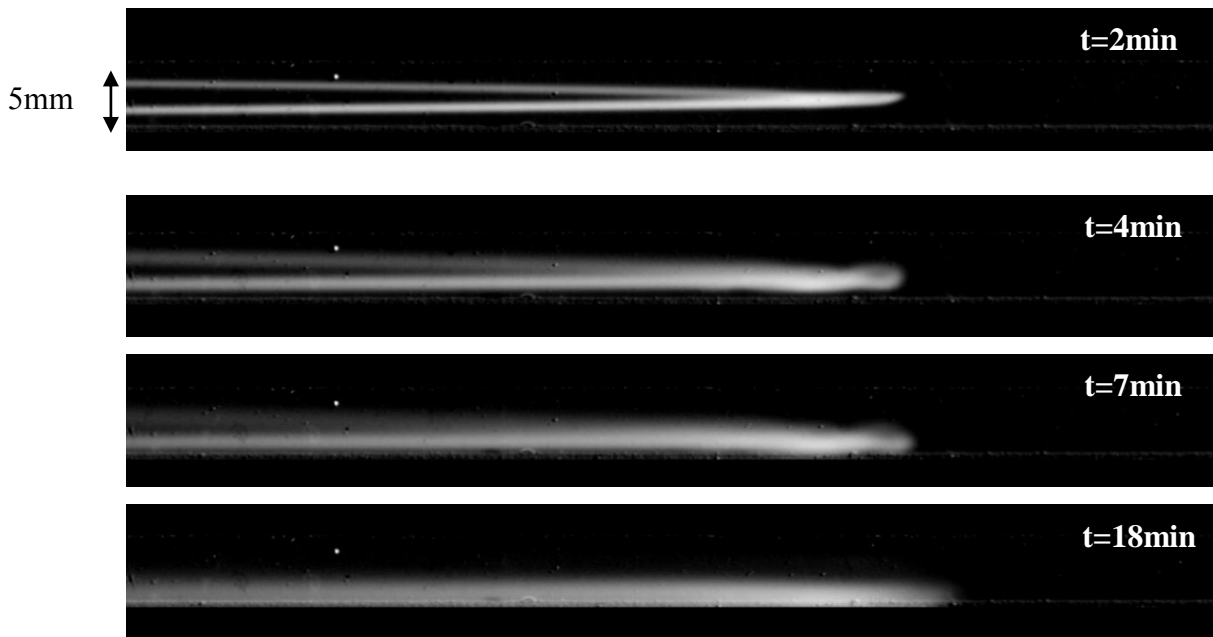


Figure III.12- Champs d'absorption optique du panache dans une fracture sans écoulement, aux temps courts de l'expérience.

Au cours du temps, une faible quantité de la masse du traceur apparaît au niveau de la paroi supérieure (Figure III.13) : l'effondrement précédent du panache a provoqué une remontée partielle du colorant, probablement par le long des parois latérales (donc perpendiculaires à la prise de vue) de la fracture. Cependant, nous ne disposons que d'une information intégrée sur la largeur y .

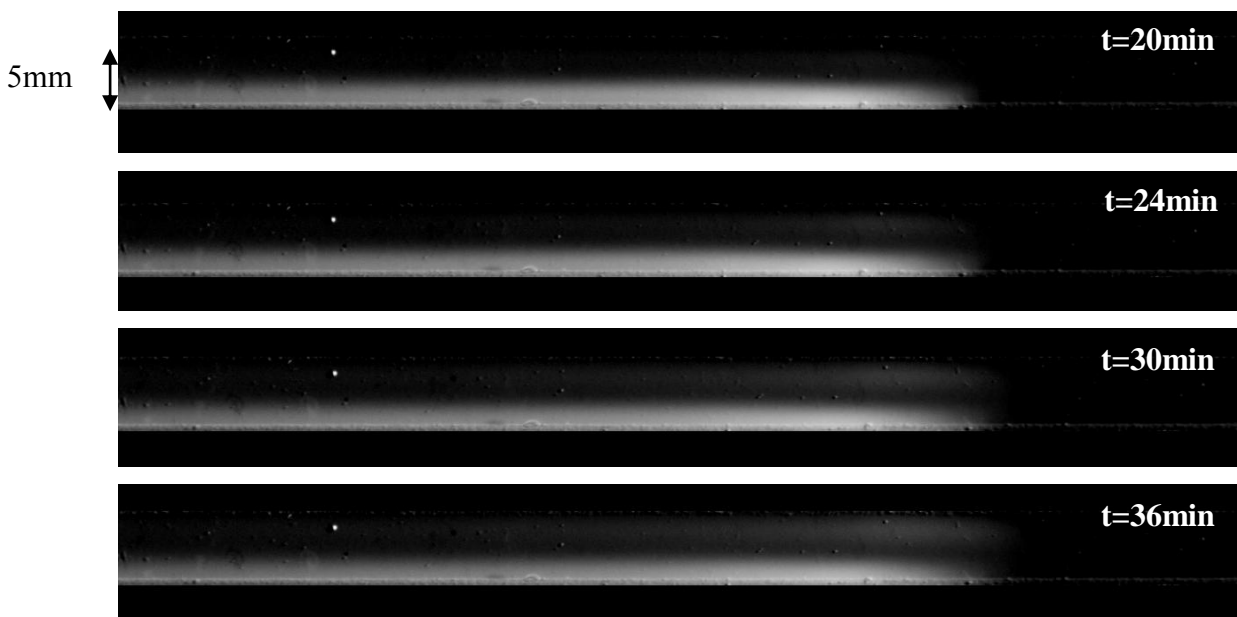


Figure III.13- Champs d'absorbance du panache dans une fracture sans écoulement, aux temps intermédiaires d'expérience.

Aux temps longs, la répartition du colorant devient ensuite homogène à travers la section verticale de la fracture (Figure III.14), sous l'effet la diffusion moléculaire qui efface les gradients de concentration verticaux. La diffusion moléculaire a lieu dans toutes les directions à la fois, contrairement à l'action de la gravité, qui a lieu dans la direction verticale. Aux temps longs, les effets densitaires sont nettement réduits.

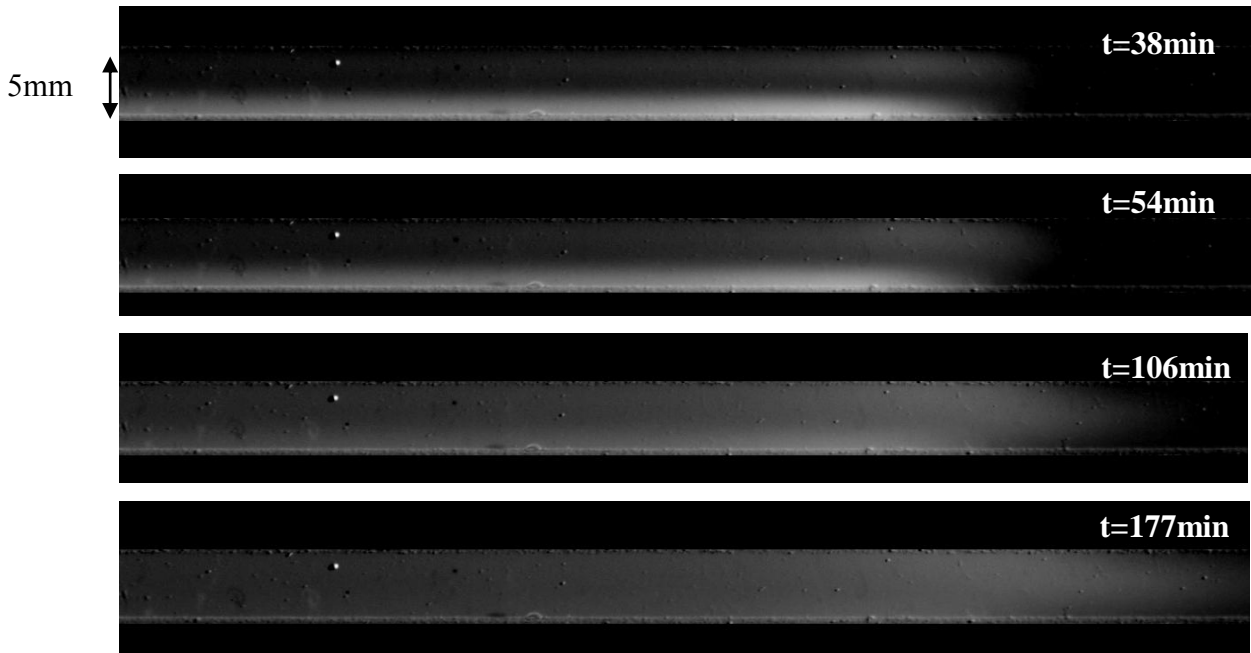


Figure III.14- Champs d'absorption optique du panache dans une fracture sans écoulement, aux temps longs.

La mesure de la variance longitudinale du panache à travers la section verticale fournit une estimation du coefficient de diffusion moléculaire. Elle est réalisée à partir des images acquises aux temps longs (Figure III.14). Les effets gravitaires importants aux temps courts dans la direction verticale, comme on l'a montré plus haut, risquent d'engendrer des phénomènes locaux d'advection dans le sens longitudinal, qui se superposent à l'action de la diffusion moléculaire.

Le coefficient de diffusion calculé à partir du moment d'ordre 2 global doit coïncider avec le coefficient de diffusion moléculaire, dont on s'attend à ce qu'il soit l'ordre de $\sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ pour un tel soluté dans l'eau. On vérifie bien que la mesure ne dépend pas de l'intervalle de temps considérée. De plus, une analyse locale de ces moments, c'est-à-dire en considérant différentes tranches horizontales de fracture fournit des valeurs graduelles du

coefficient de diffusion, mais toujours du même ordre de grandeur. La distribution à travers l'ouverture exhibe des valeurs plus élevées du haut vers le bas de la fracture : $1,84 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $2,17 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ et $2,87 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. L'action de la gravité crée un gradient de vitesse plus prononcé au niveau de la paroi basse de la fracture (effet d'étalement du panache soit l'effet de son propre poids : « *gravity flow* ») et son interaction avec la diffusion moléculaire est probablement à l'origine de la distribution des coefficients de diffusion mesurés longitudinalement.

Le coefficient de diffusion théorique (à 298 K, 1 atm) du bleu patenté peut être estimé à partir de sa masse moléculaire (Figure III.15). La valeur théorique obtenue est du même ordre de grandeur que celui déduit expérimentalement, puisqu'il vaut $\sim 8 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. Les deux approches de détermination du coefficient de diffusion microscopique, expérimentale et théorique, sont bien cohérentes entre-elles.

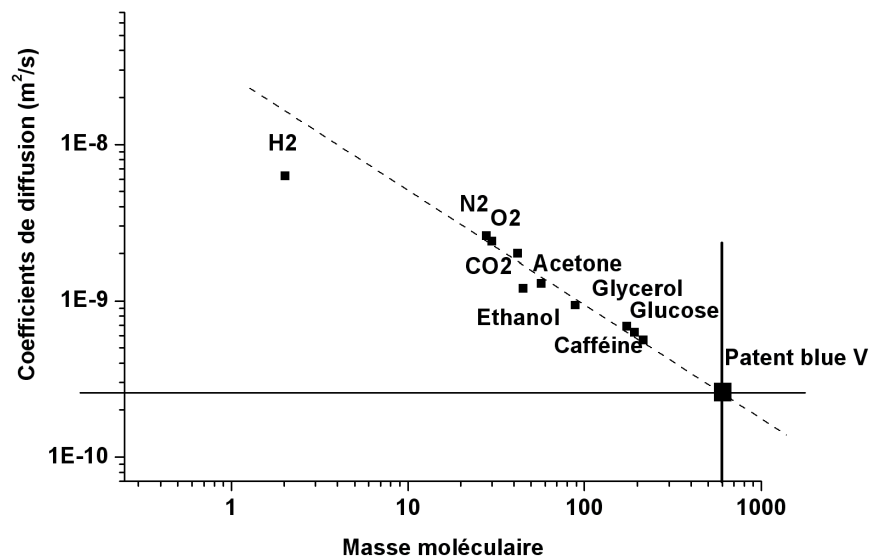


Figure III. 15- Coefficients de diffusion moléculaires dans l'eau à 298 K et 1 atm (Incrupera et Dewitt 1996) en fonction de leurs masses moléculaires.

III.1.5 Régime de dispersion de Taylor pré-asymptotique

Dans l'étude numérique sans couplage entre écoulement et transport que j'ai présentée plus haut, passer de l'étude des temps courts à celle des temps longs revient à étudier la dispersion effective dans des zones de plus en plus éloignées par rapport à l'injection. Comme le prédit la théorie sur la dispersion en conditions pré-asymptotiques, les coefficients de dispersion effective (et apparente) s'amplifient en fonction du temps (ou de la distance parcourue) tant que la dispersion asymptotique de Taylor n'est pas atteinte (Dentz et Carrera 2007). Ce comportement apparaît clairement sur les Figure III.8 et Figure III.10.

L'évaluation expérimentale du coefficient de diffusion moléculaire ($D_m \sim 10^{-9} \text{m}^2/\text{s}$) permet de calculer le temps caractéristique de diffusion τ_D , au-delà duquel on approche le régime de dispersion établie de Taylor :

$$t \ll \tau_D = \frac{L_z^2}{D_m} = 2,5 \cdot 10^3 \text{s}$$

L'ensemble des temps d'acquisition des expériences est inférieur au temps caractéristique de diffusion τ_D , quel que soit le débit d'eau imposé dans la fracture. Le régime expérimental de dispersion est donc le régime de dispersion de Taylor pré-asymptotique.

Les vitesses moyennes des flux d'eau s'étalent de 4,8 mm/s pour le débit le plus rapide à 0,48 mm/s pour le débit le plus lent. Les nombres de Péclet (rapport entre la quantité de masse advectée sur celle diffusée) correspondant à ces vitesses moyennes d'écoulement, valent :

$$2 \cdot 10^3 < Pe < 2 \cdot 10^4$$

En fonction des débits, la valeur du coefficient théorique de la dispersion de Taylor est déduite selon l'équation suivante :

$$D_{Taylor} = D_m + \frac{2}{105} U^2 \tau_D$$

$$\begin{cases} D_{Taylor}(Pe = 2 \cdot 10^3) = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \\ D_{Taylor}(Pe = 2 \cdot 10^4) = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \end{cases}$$

D'après la théorie sur la dispersion en conditions pré-asymptotiques de Taylor, une représentation schématique de l'évolution du coefficient de dispersion à travers la section verticale d'une fracture est illustrée pour un nombre de Péclet donné (Figure III.16).

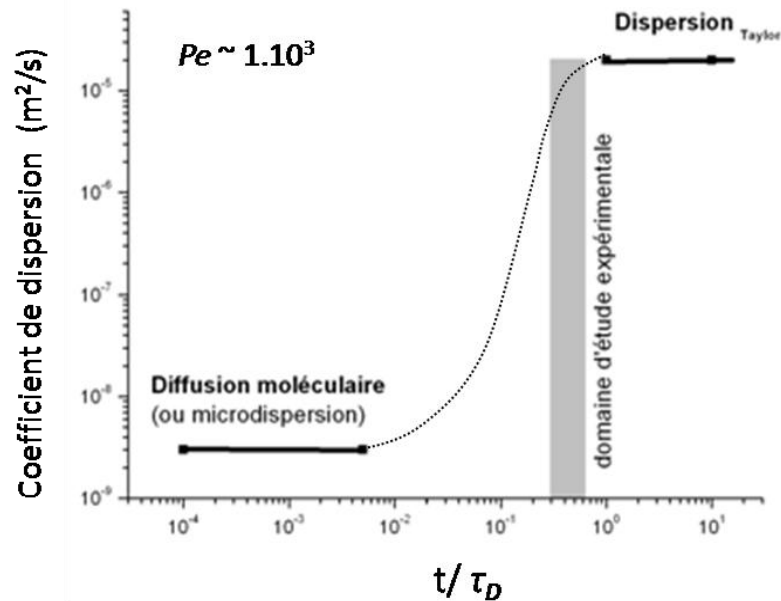


Figure III.16- Evolution schématique (en pointillés) du coefficient de dispersion effective dans la fracture d'après Dentz et Carrera (2007).

Aux temps très courts, la diffusion moléculaire (ou micro-dispersion) est le seul mécanisme de mélange du soluté (Figure III.16). Aux temps intermédiaires représentés en pointillés, le mélange augmente progressivement : le soluté commence à échantillonner le profil de vitesse parabolique par micro-dispersion transverse. Cet effet de diffusion transverse se couple à l'advection différentielle entre lignes de courant adjacentes, ce qui conduit à un mélange longitudinal plus efficace que le simple effet de la diffusion moléculaire. Aux temps longs, comparés à τ_D , le soluté a échantillonné l'ensemble du profil de vitesse parabolique, quelle que soit sa position selon z à l'injection (Dentz et Carrera 2007) : le mélange et l'étirement du soluté sont alors décrits par le coefficient constant de dispersion de Taylor.

Le domaine de la dispersion que nous échantillonons dans l'expérience est représenté par rapport au processus de dispersion pré-asymptotique dans son ensemble, à la Figure III.16.

III.2 Impact des effets densitaires sur la dispersion locale

III.2.1 Expériences réalisées avec des effets densitaires réduits

Dans ce paragraphe, je présente les résultats obtenus à partir d'expériences où la masse volumique du liquide injectée a été réduite par adjonction d'une petite quantité d'éthanol.

III.2.1-1 Modification des effets densitaires

L'addition d'éthanol dans la solution colorée de bleu patenté permet de modifier la flottabilité du panache : l'éthanol étant miscible à l'eau est plus léger qu'elle, on peut annuler la différence de densité entre le liquide injecté et l'eau, voire l'inverser (flottabilité positive du soluté). Cela dit cette correction n'est pas pérenne, dans la mesure où l'éthanol peut migrer à une vitesse différente du colorant : d'après les masses moléculaires, en théorie, l'éthanol diffuse un peu moins rapidement dans l'eau, $\sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ comparé au bleu patenté, $\sim 6.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ (Figure III-15). Une estimation expérimentale de la diffusion moléculaire d'une solution de bleu patenté/ éthanol est réalisée à partir d'images de champs de concentration, de la même manière que pour la solution de bleu patenté sans éthanol (§ III.1.4). Le coefficient de diffusion ainsi mesuré pour le bleu patenté est du même ordre de grandeur qu'en l'absence d'éthanol $\sim 5.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. Dans la suite de l'étude, on suppose que le bleu patenté et l'éthanol se mélangent à la même vitesse, et on considère donc la dispersion du couple bleu patenté/éthanol sans faire de distinction entre les deux éléments.

La comparaison de deux champs de concentration dans la fracture, correspondant à l'injection de panaches avec un dosage différent en éthanol, illustre ces modifications de densité (Figure III.17), pour un débit rapide $Q = 1,12 \text{ mL/s}$ (ou $Pe \sim 2.10^4$).

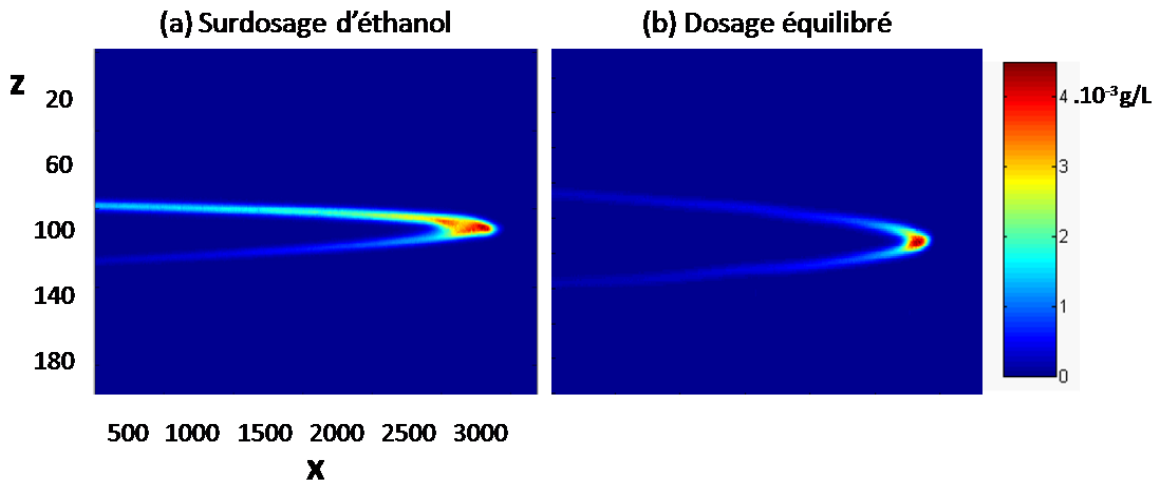


Figure III.17- Champs de concentration caractéristiques de panaches dont la flottabilité a été modifiée par adjonction d'éthanol, $D_m \sim 1.10^{-9} \text{m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 2.10^4$, $Re \sim 50$.

D'après la Figure III.17 en (a), l'ajout d'éthanol, trop important a inversé la répartition verticale entre les fortes et les faibles concentrations à l'intérieur du panache : les fortes concentrations se situent dans sa partie supérieure. La flottabilité a donc été inversée : le fluide injecté est plus léger que l'eau. En (b), la distribution des concentrations du panache est presque symétrique par rapport à un axe horizontal passant par le centre de la fracture: la répartition « équilibrée » des concentrations à travers la section verticale de la fracture signifie que la flottabilité est presque nulle.

Les effets densitaires sont atténués autant que possible expérimentalement. Les dosages en éthanol ont été obtenus par des dilutions successives.

Le dosage qui atténue le mieux les effets de flottabilité est constitué de 50 mL de solution de bleu patenté à 0,1 g/L et d'une goutte d'éthanol, estimée à 0,1 mL. Il est stocké dans les seringues étanches du dispositif d'injection, à l'abri de l'air.

III.2.1-2 Effets densitaires fortement atténués : résultats expérimentaux et comparaison avec une simulation numérique où la flottabilité est nulle

Des images expérimentales du champ de concentration associé à la migration d'un panache de bleu patenté/éthanol mélangés de manière « optimale » (Figure III.18) révèlent une répartition des concentrations qui reste raisonnablement symétrique à travers la section verticale en fonction du temps : les effets de flottabilité sont fortement réduits. En d'autres termes, le

nombre de Froude a été amené à une valeur la plus proche de 0 qu'il nous a été possible expérimentalement.

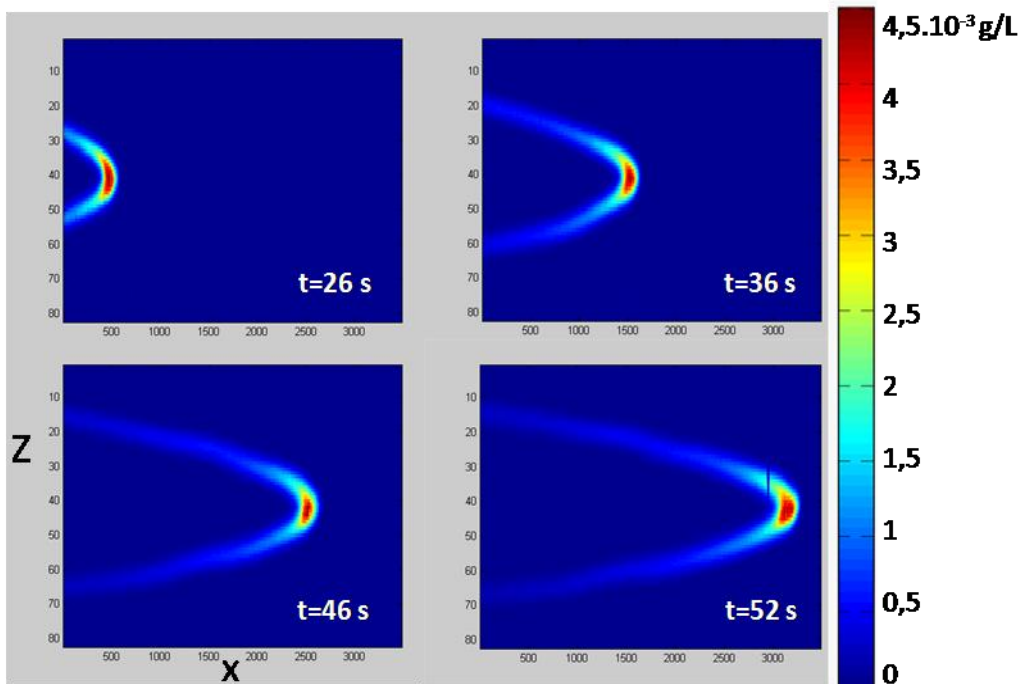


Figure III.18- Champs de concentration à différents temps obtenus dans la fracture pour un débit d'eau rapide, $Q = 1,12$ mL/s, avec une solution de bleu patenté additionnée d'éthanol. $D_m \sim 1.10^{-9}$ m²/s, $Pe \sim 2.10^4$, $Re \sim 50$, $Fr \sim 0$.

Dans le cas de la simulation numérique, les effets de flottabilité sont parfaitement nuls (Figure III.19): le profil de vitesse parabolique imposé n'est pas couplé à la distribution spatiale des concentrations. Les images des champs de concentration sont obtenues pour les conditions suivantes : $Q = 0,25$ mL/s, $C_0 = 0,075$ g/L, $D_m = 5.10^{-8}$ m²/s, $Pe \sim 2.10^2$, $Re \sim 10$ et $Fr = 0$.

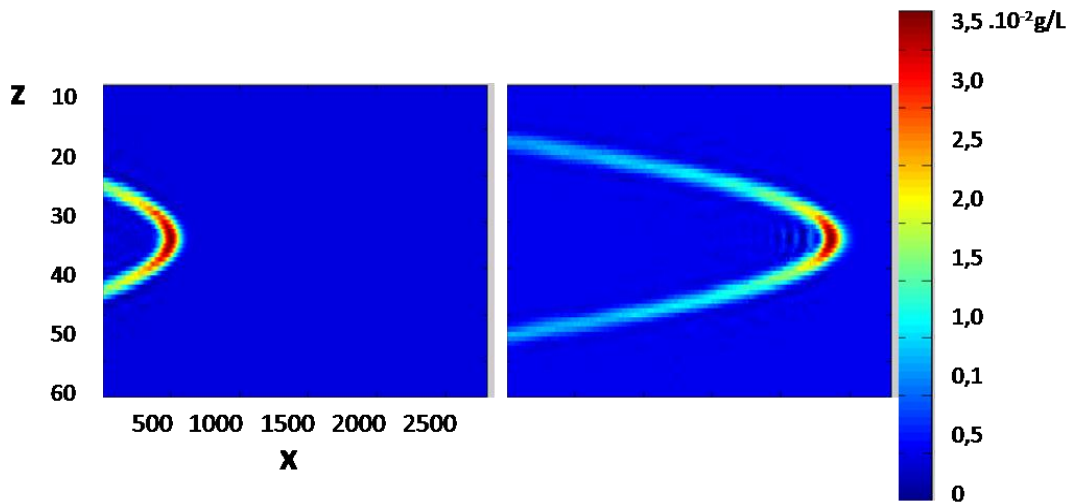


Figure III.19- Champs de concentration simulés dans une fracture, pour un débit lent, $Q = 0,25$ mL/s. La flottabilité du liquide injecté est neutre : $Fr \sim 0$, $D_m \sim 1.10^{-8}$ m²/s, $Pe \sim 4.10^2$, $Re \sim 10$. L'intervalle de temps entre les deux images est de 20 s.

L'analyse du moment du 1^{er} ordre global de la distribution de concentration, à partir des images simulées, révèle une position verticale du centre de masse du panache constante dans le temps et située au centre de la fracture, à $z = 2,5$ mm (Figure III.20). Pour l'expérience (Figure III.18), le centre de masse conserve une position verticale au centre de la fracture de $t = 0$ s à $t = 50$ s (Figure III.20), qui correspond à l'intervalle de temps pendant lequel le mélange est caractérisé. Au delà de $t = 50$ s, la tête du panache a quitté le champ des caméras.

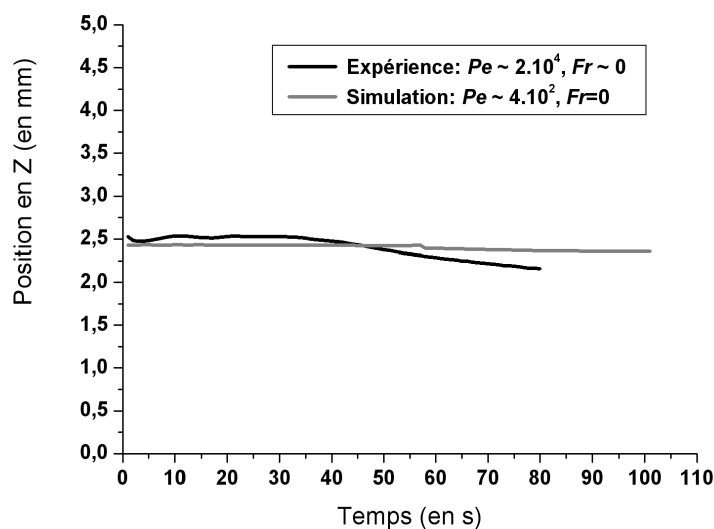


Figure III.20- Evolution temporelle de la position verticale du centre de masse du panache, d'après des champs de concentration de l'expérience (Figure III.18) et simulés (Figure III.19).

L'évolution temporelle des variances locale de la concentration selon z se caractérise également par une répartition symétrique à travers la section verticale de la fracture, à la fois pour distribution de concentration C_{eq} expérimentales et les concentrations issues de la simulation (Figure III.21).

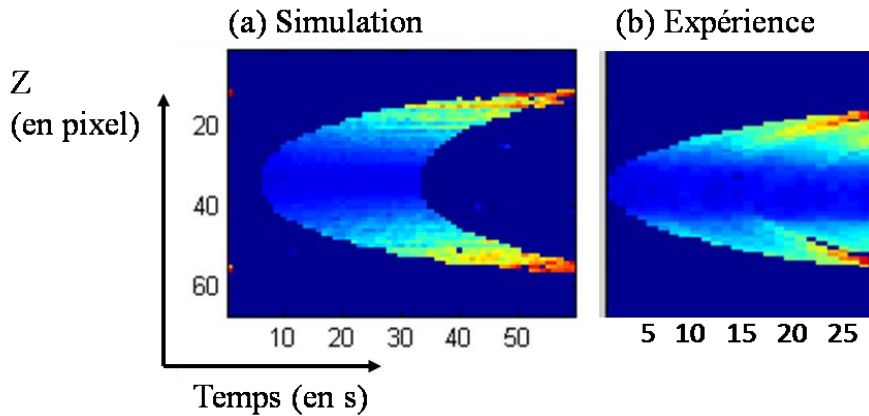


Figure III. 21- Cartes spatio-temporelles de la variance locale. Comparaison entre une simulation numérique ($D_m \sim 1.10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 4.10^2$, $Re \sim 10$, $Fr = 0$) et une expérience analogique ($D_m \sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 2.10^4$, $Re \sim 50$, $Fr \sim 0$).

Les variances locales sont plus élevées sur les bords de la fracture en raison d'un contraste de vitesse, plus important qu'au centre de la fracture. Un déplacement de molécules de soluté, par diffusion moléculaire transverse, entre deux lignes de courant proches d'une paroi, les place sur une ligne de courant dont le différentiel de vitesse avec la ligne qu'elles viennent de quitter est plus grande que celle obtenue dans le cas d'un échange entre deux lignes de courant au centre de la fracture. Autrement dit, c'est l'interaction entre une micro-dispersion transverse et le champ de vitesses (quasi-horizontales parabolique qui aboutit à cette distribution des variances locales.

L'analyse des variances locales de la concentration selon le temps (Figure III.21), est plus facilement interprétable en en traçant seulement un nombre limité, correspondant à différentes tranches horizontales de la fracture (Figure III.22).

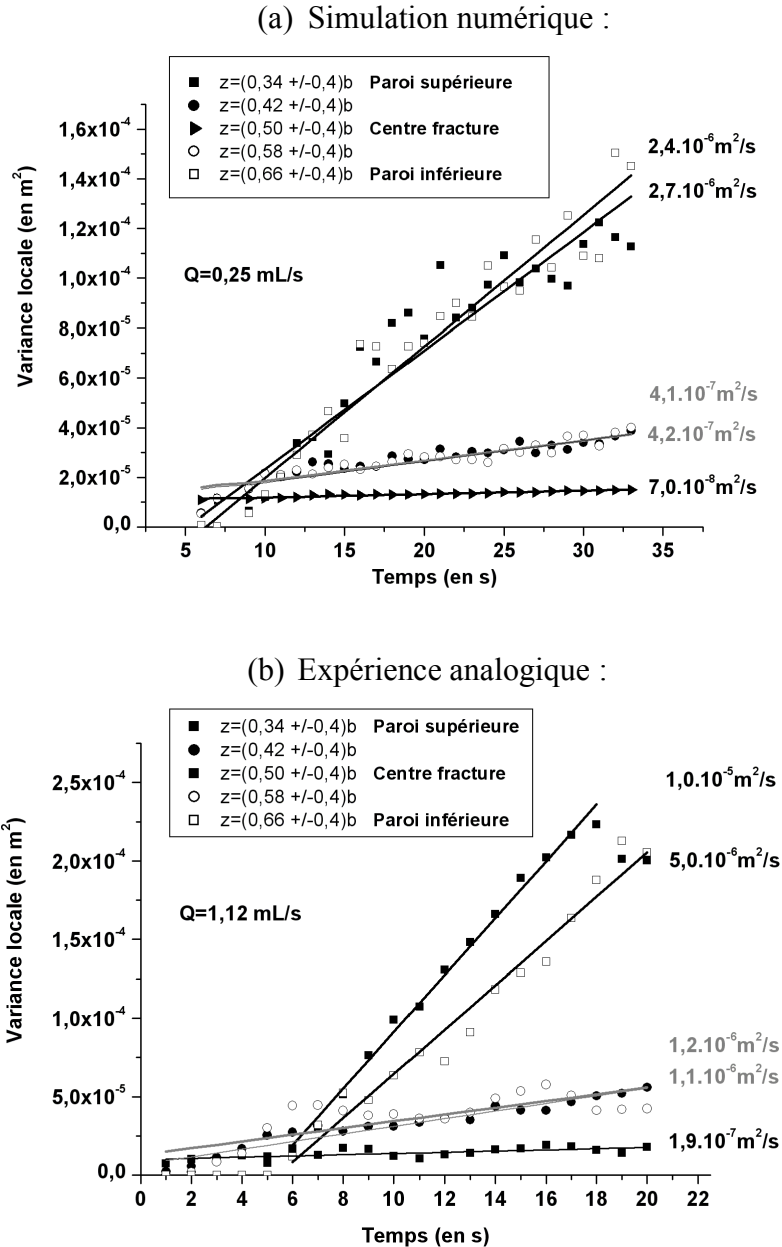


Figure III. 22- Evolutions temporelles de la variance locale de concentration dans différentes tranches horizontales de la fracture. (a) Expériences numérique avec $D_m \sim 1.10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 4.10^2$, $Re \sim 10$, $Fr = 0$ et (b) analogique avec $D_m \sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 2.10^4$, $Re \sim 50$, $Fr \sim 0$.

La Figure III.22 montre, que dans le cas où les effets de flottabilité sont négligeables (b) voire nuls (a), la variance de la concentration augmente d'une façon plus radicale sur les bords de la fracture qu'au centre. Cela traduit des coefficients de dispersion locaux croissants, du centre de la fracture vers les bords supérieur et inférieur, de manière symétrique (Figure III.23) :

- simulation numérique (a) : $7,0 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ au centre de la fracture ; $4,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $4,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ pour les tranches intermédiaires ; $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et $2,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ près de la paroi;
- expérience analogique (b) : $1,9 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ au centre de la fracture ; $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pour les tranches intermédiaires ; $1,0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ et $5,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ près de la paroi.

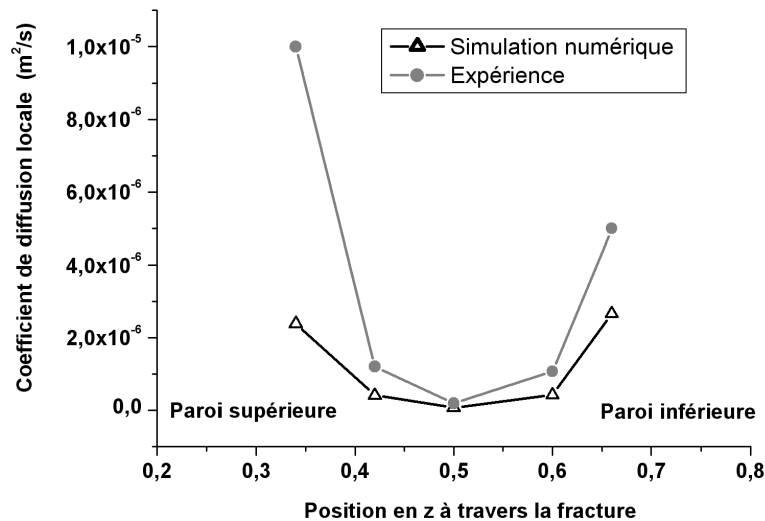


Figure III.23- Valeurs des coefficients de diffusion locaux en fonction de la position z dans la fracture. Comparaison entre simulation numérique ($Pe \sim 4 \cdot 10^2$) et expérience analogique ($Pe \sim 2 \cdot 10^4$).

Notons que la courbe d'évolution des coefficients de dispersion locale avec z est légèrement asymétrique pour l'expérience. Cela est due au fait que l'influence de la gravité sur le transport, bien que réduite, est encore présente. Nous reviendrons sur cet aspect aux paragraphes qui suivent.

Les résultats issus de la simulation numérique (Figure III.23), à couplage densitaire intégralement nul, montrent que la caractérisation du transport à travers la fracture peut se réduire à sa demi-ouverture. Au centre de la fracture, le soluté échantillonne le contraste de vitesse le plus faible. C'est pour cette raison que le coefficient de dispersion locale au centre de la fracture reste proche du coefficient de micro-dispersion (dispersion moléculaire) sur une période plus longue que pour le coefficient de dispersion des tranches intermédiaires ou sur les bords extérieurs (Dentz et Carrera 2007, Figure III.24).

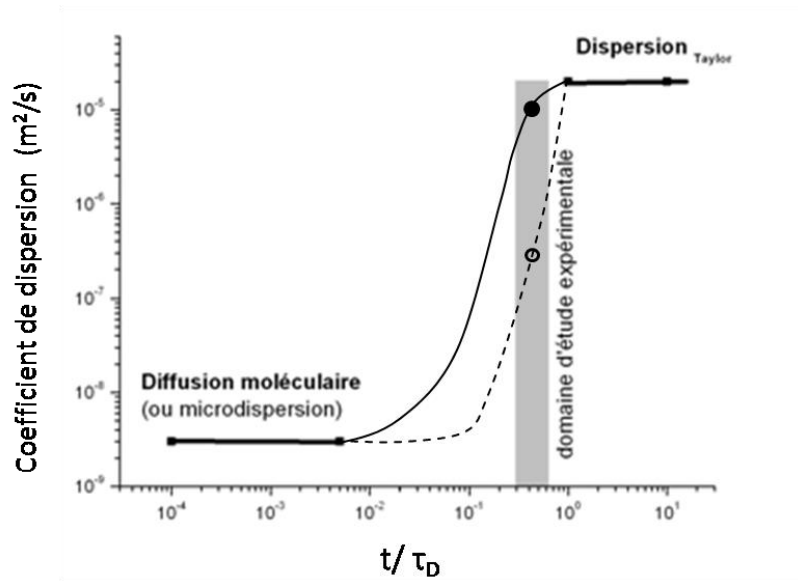


Figure III. 24- Evolution schématique du coefficient de dispersion locale : au centre de la fracture (en pointillés) et au niveau d'un bord extérieur (en trait plein), d'après Dentz et Carrera (2007). Les résultats de l'expérience analogique présentée à la Figure III.22 (b) sont positionnés sur ce schéma : $D_m \sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 2.10^4$, $Re \sim 50$ et $Fr \sim 0$.

III.2.1-4 Expériences réalisées avec des effets densitaires réduits, pour une gamme valeurs du nombre de Péclet

On s'intéresse à l'étude comparative d'expériences analogiques pour lesquelles la solution de soluté (bleu patenté) a été additionnée d'éthanol respectivement en excès important, et en légère insuffisance, par rapport à un mélange optimal théorique, c'est-à-dire qui rendrait le traceur « passif ». Avec un surdosage en éthanol, la répartition « inversée » des concentrations le long de la section verticale de la fracture est d'autant plus accentuée que le débit est faible ($Pe \sim 2.10^3$) (Figure III.25).

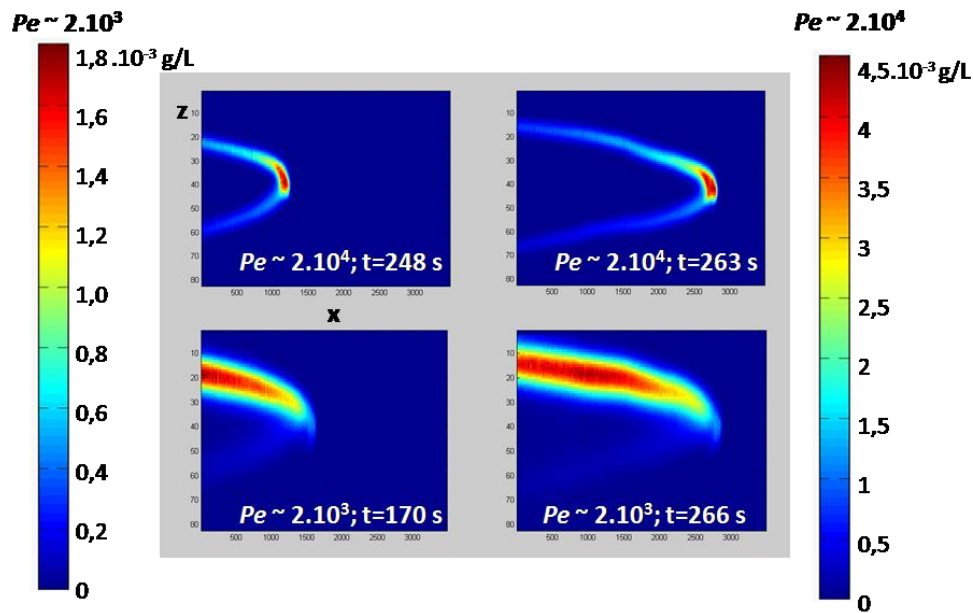


Figure III. 25- Champs de concentration dans la fracture expérimentale, pour des débits rapide ($Pe \sim 2.10^4$) et lent ($Pe \sim 2.10^3$), avec une solution de bleu patenté sur-dosée en éthanol.

Dans le cas du dosage en légère insuffisance par rapport au mélange optimal, on a vu dans le paragraphe précédent que, pour le débit le plus rapide à $Pe \sim 2.10^4$, la répartition de la concentration reste symétrique à travers l'ouverture de la fracture. Pour des débits plus lents, à partir de $Pe \sim 7.10^3$, ce caractère n'est plus vérifié. Les fortes concentrations (en rouge, Figure III.26) et les concentrations moyennes (en bleu clair, Figure III.26) se rassemblent davantage dans la partie basse du panache au cours de son transport au sein de la fracture.

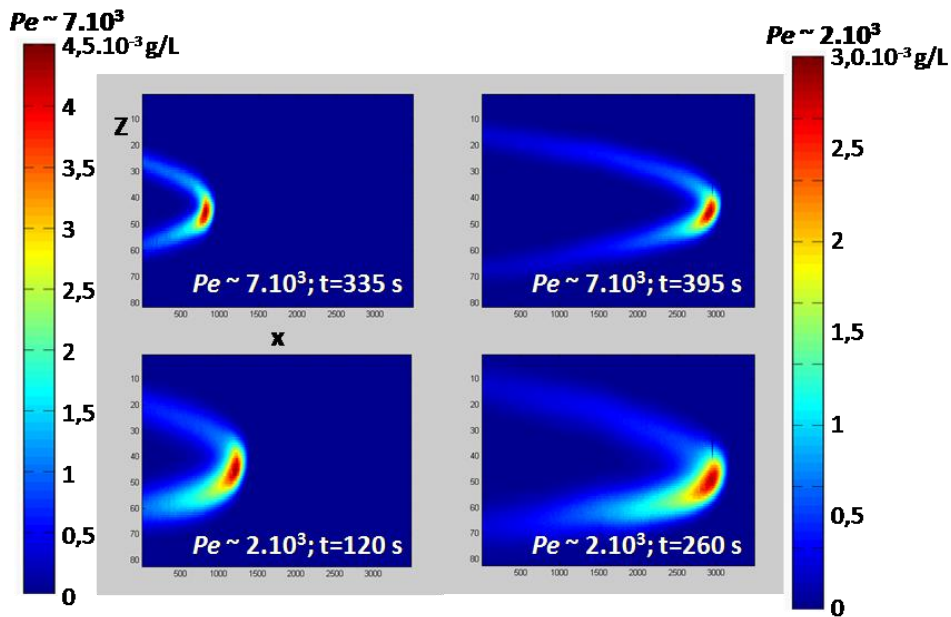


Figure III. 26- Champs de concentration dans la fracture expérimentale pour des débits lents, $Q = 0,38$ mL/s ($Pe \sim 7.10^3$) et $Q = 0,12$ mL/s ($Pe \sim 2.10^3$), avec une solution de bleu patenté faiblement dosée en éthanol.

Cette asymétrie se retrouve évidemment dans l'évolution temporelle des variances horizontales. Elle s'accroît pour le débit lent (Figure III.27). Les effets densitaires, responsables de la répartition non-symétrique de la concentration en z ont donc un impact sur la dispersion effective locale.

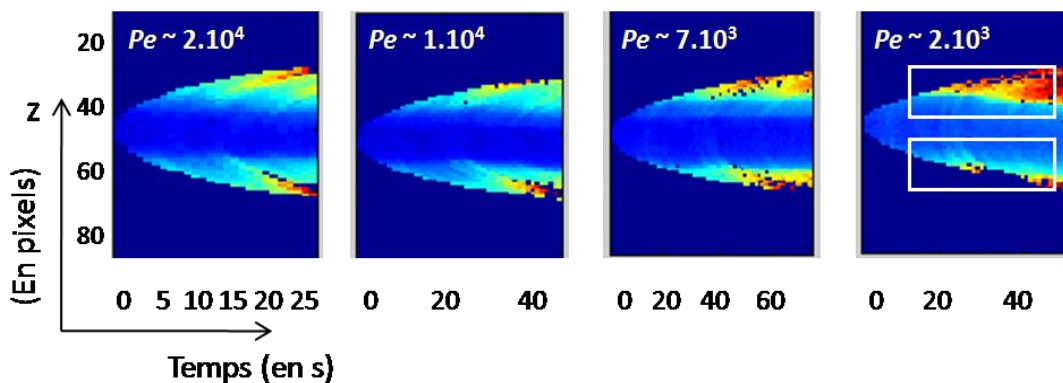


Figure III. 27- Cartes spatio-temporelles des variances locales pour différents nombres de Péclet : $Pe \sim 2.10^3$ à $Pe \sim 2.10^4$. Exemple du faible dosage en éthanol.

Les coefficients de dispersion locale présentent ainsi un fort contraste entre les tranches horizontales situées au-dessus et au-dessous du centre de la fracture pour le débit lent à $Q = 0,12 \text{ mL/s}$ (ou $Pe \sim 2.10^3$), (Figure III.28) :

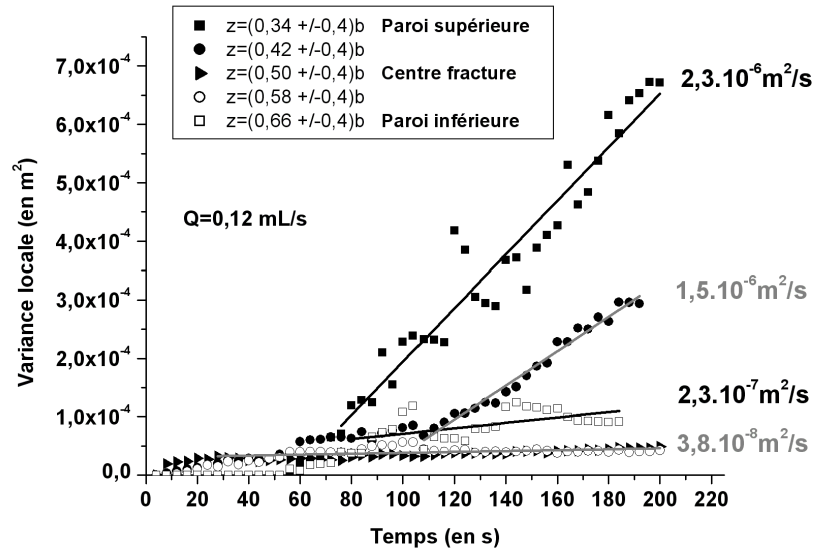


Figure III. 28- Evolutions temporelles de la variance locale de concentration dans des tranches horizontales de fracture, pour un faible dosage en éthanol avec $D_m \sim 1.10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, $Pe \sim 2.10^3$ et $Re \sim 5$.

Les tranches horizontales inférieures situées à $z = (0,58 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,66 \pm 0,4)b$, où s'accumulent les fortes concentrations et l'essentiel de la masse du panache (Figure III.26), sont caractérisées par un coefficient de dispersion locale plus faible qu'au niveau des tranches supérieures à $z = (0,34 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,42 \pm 0,4)b$ (Figure III.28). L'écart des valeurs des coefficients de dispersion locale s'élève à 2 ordres de grandeur entre les tranches du milieu, c'est-à-dire à $z = (0,42 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,58 \pm 0,4)b$ et à un ordre de grandeur entre les tranches proches des parois (à $z = (0,34 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,66 \pm 0,4)b$). De plus, la tranche de fracture à $z = (0,58 \pm 0,4)b$ (Figure III.28) est définie par un coefficient de dispersion aussi faible et égal à celui de la tranche du centre.

Une représentation des coefficients de dispersion locale en fonction de la position en z à travers la fracture permet d'illustrer l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour les différents débits (ou nombre de Péclet) dans le cas où les effets densitaires ont été atténués (Figure III.29).

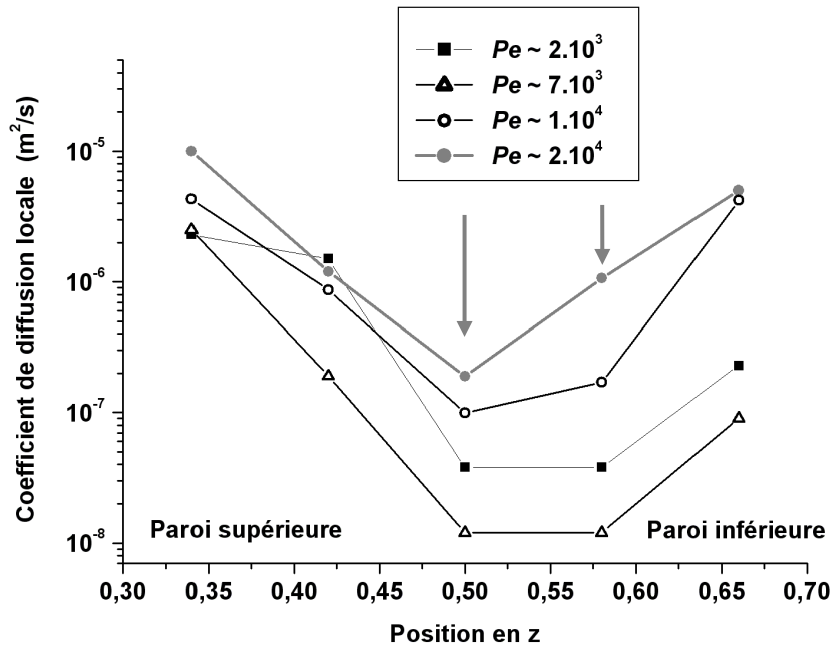


Figure III. 29- Evolution du coefficient de dispersion locale en fonction de la position en z à travers la fracture avec un dosage en éthanol en légère insuffisance par rapport au dosage optimal, pour différents nombres de Péclet de $\sim 2.10^3$ à 2.10^4 .

Une concordance émerge entre la répartition des fortes concentrations selon la section verticale de la fracture, qui est liée aux effets densitaires, et la dispersion locale (Figure III.29). Là où les plus fortes concentrations s'accumulent, c'est-à-dire dans la partie inférieure de la fracture, la dispersion est apparemment réduite. A l'inverse, la partie haute du panache, soulignée par de faibles concentrations (dans le cas du dosage modéré en éthanol), définit des coefficients de dispersion locale plus élevés. Ce contraste entre la partie haute et basse de la fracture est d'autant plus important que le débit est faible (Figure III.29) : les courbes d'évolution de D^e avec z sont de plus en plus asymétriques.

De plus, aux faibles Péclet ($Pe \sim 2.10^3$ et 7.10^3 , Figure III.29), le coefficient de dispersion locale dans la tranche à $z = (0,58 \pm 0,4)b$ est égal à celui de la tranche du centre. Le coefficient de dispersion n'évolue pas qualitativement de la même façon du centre vers les bords de la fracture. En l'absence d'effets gravitaires et pour des conditions de transport pré-asymptotique, la dispersion attendue dans le centre de la fracture est plus faible qu'au niveau de ses bords (Dentz et Carrera 2007). Pour un nombre de Péclet donné (Figure III. 29), les effets gravitaires créent donc des zones où la dispersion locale semble soit favorisée (partie haute de la fracture) soit diminuée (partie basse de la fracture).

La caractérisation du transport dans la fracture imperméable peut se résumer aussi en traçant l'évolution de la dispersion locale dans les différentes tranches horizontales en fonction du nombre de Péclet.

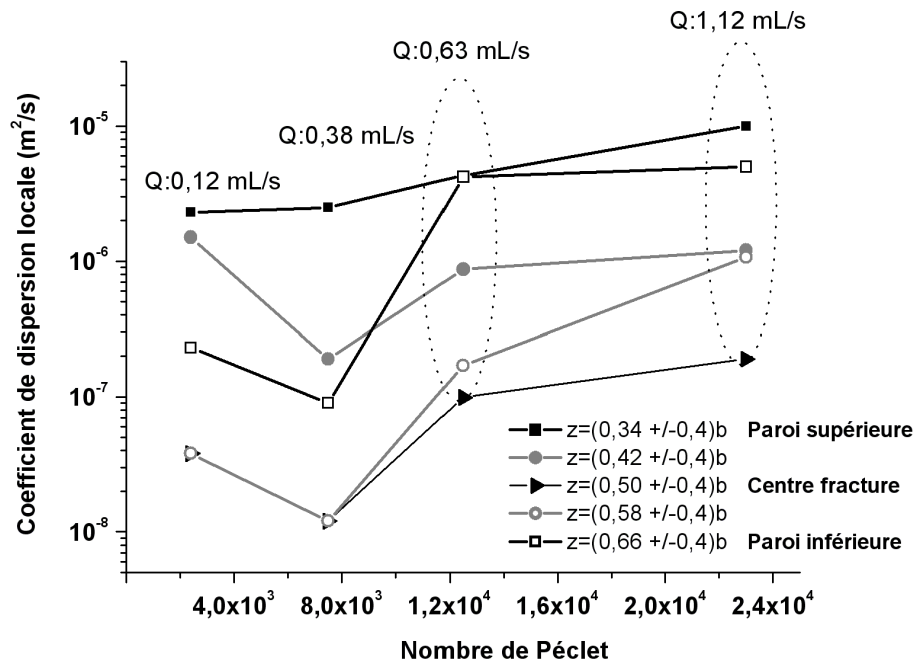


Figure III. 30- Evolution du coefficient de dispersion locale en fonction du nombre de Péclet.

Dans le cas d'un traceur passif, c'est-à-dire en l'absence de couplage densitaire entre l'écoulement et le transport, on s'attend à ce que la dispersion locale ou apparente augmente avec la vitesse de flux. Dans le cas de notre traceur faiblement dosé en éthanol (en insuffisance par rapport au dosage optimal), cela s'applique pour $Pe \sim 1.10^4$ et $Pe \sim 2.10^4$ (Figure III.30), même si la répartition de la dispersion locale à travers la fracture n'est plus symétrique à $Pe \sim 7.10^3$ (Figure III.29). En revanche, au plus faible Péclet ($Pe \sim 2.10^3$) là où les effets de flottabilités sont les plus prononcés, les dispersions locales sont « anormalement » plus élevées qu'au Péclet supérieur, $Pe \sim 7.10^3$ pour les tranches de fracture situées à $z = (0,42 +/- 0,4)b$ et à $z = (0,66 +/- 0,4)b$, soit l'essentiel de l'ouverture (Figure III.30). Au débit d'eau le plus faible ($Pe \sim 2.10^3$), les effets gravitaires ont apparemment pour effet de favoriser le mélange de solutés.

Dans le cas du surdosage en éthanol, la même dépendance entre les effets de flottabilités (inversés) et la dispersion locale est observée (Figure III.31).

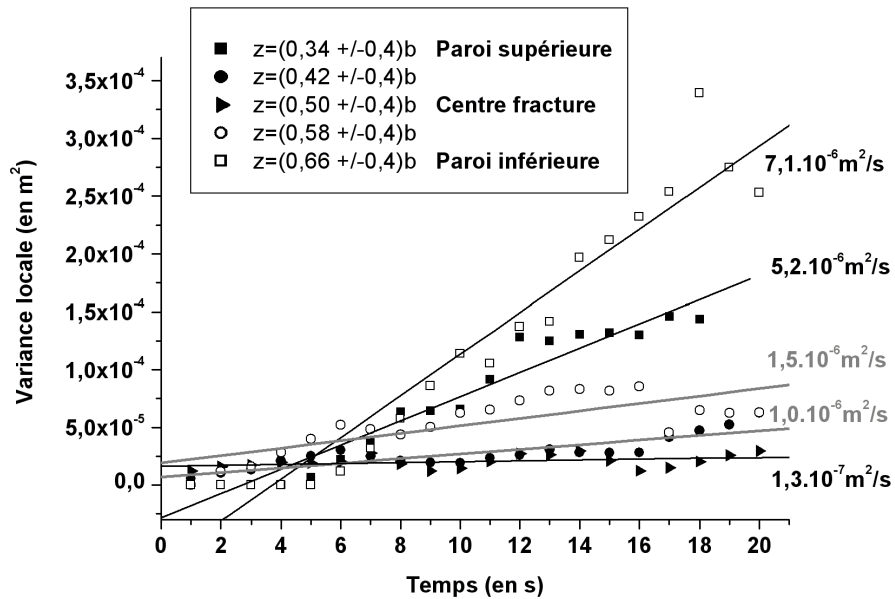


Figure III. 31- Evolutions temporelles de la variance locale de concentration dans le cas du surdosage en éthanol. $D_m \sim 1.10^{-9} m^2/s$, $Pe \sim 2.10^4$ et $Re \sim 50$.

A $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 1.10^4$, dans le cas du surdosage en éthanol, les dispersions locales sont plus faibles dans les tranches hautes de la fracture (Figure III.31, Figure III.32), là où sont accumulées les fortes concentrations et l'essentiel de la masse du panache (Figure III.25). La courbe d'évolution de D^e avec z obtenue pour un plus faible nombre de Péclet à $Pe \sim 7.10^3$ montre une symétrie traduisant une évolution similaire des coefficients de dispersion locale du centre vers les parois de la fracture (Figure III.32).

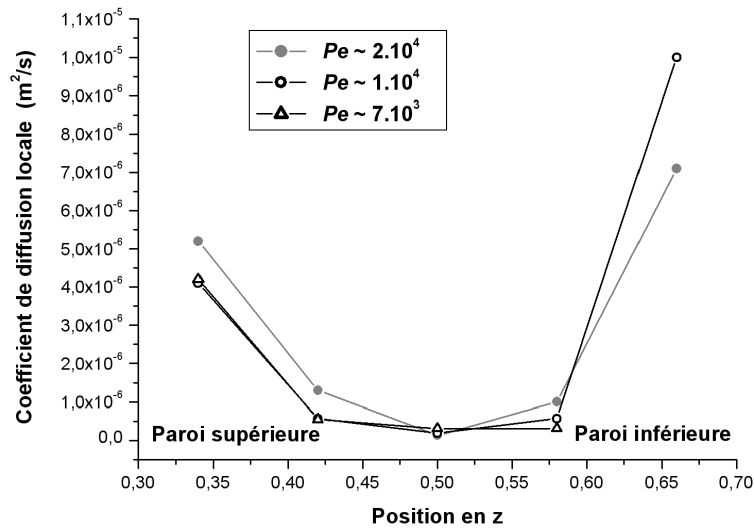


Figure III. 32- Evolution du coefficient de dispersion locale en fonction de la position en z à travers la fracture avec un surdosage en éthanol pour différents nombres de Péclet de $\sim 7.10^3$ à 2.10^4 .

La partie alourdie du panache où se situent les concentrations maximales, représente d'après nos données, des zones locales où la dispersion locale longitudinale est amoindrie par rapport aux zones de faibles concentrations. Les profils locaux de concentration dans la partie alourdie du panache se caractérisent par des concentrations élevées (Figure III.33) mais l'évolution de leur étalement est moins rapide (Figure III.28 à Figure III.31).

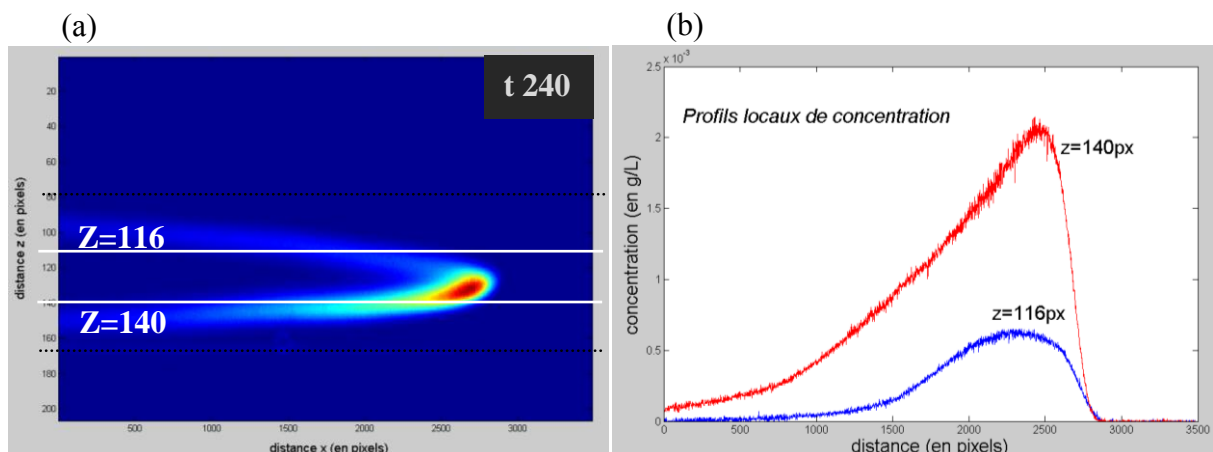


Figure III. 33- (a) Champ de concentration avec $Pe \sim 2.10^4$, à $t = 240$ s après l'injection d'un panache avec un dosage en éthanol légèrement en insuffisance par rapport au dosage optimal. (b) Profils locaux de la concentration, correspondant aux tranches à $z = (0,42 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,58 \pm 0,4)b$.

Lien entre champ de concentration et champ de vitesses :

Dans la simulation numérique servant de comparaison avec nos données expérimentales au paragraphe III.2.1-2, les effets densitaires sont nuls, c'est-à-dire que le transport du soluté et l'écoulement sont découplés (I.2.4). Pour illustrer le lien entre champ de concentration et champ de vitesses lorsqu'ils sont couplés par l'intermédiaire du champ de masse volumique, je présente ici une simulation (réalisée par Jérémy Bouquain, doctorat en cours) correspondant à des conditions d'écoulement $Re = 5$, $Pe \sim 10^2$, mais avec $Fr = 1500$.

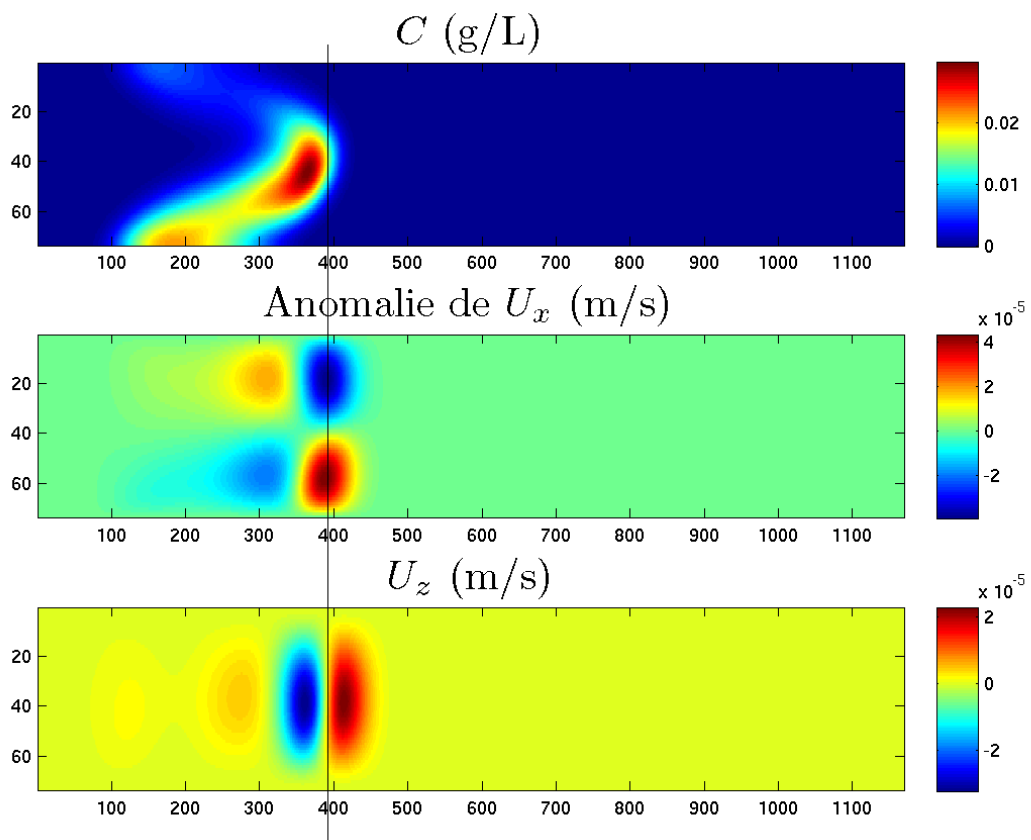


Figure III. 34- Champs de concentration et de vitesse obtenues par une simulation numérique à $Pe = 100$ et $Fr = 1500$. La composante longitudinale de la vitesse est représentée sous la forme d'une anomalie, c'est-à-dire de l'écart entre la vitesse et la vitesse prédite comme un profil parabolique de Poiseuille.

Les champs de concentration et de vitesse sont présentés à la Figure III.34. La répartition verticale de la concentration est dissymétrique avec de fortes valeurs au niveau de la partie basse de la tête du panache. La différence entre la vitesse longitudinale et le profil parabolique de Poiseuille obtenu en l'absence d'effets gravitaire met en évidence une anomalie des vitesses longitudinales quadripolaire, en quelque sorte : deux zones de ralentissement (ou

anomalies négatives) par rapport au profil de vitesse parabolique (Poiseuille) et deux zones d'accélération. L'anomalie positive principale est située juste en avant du front du panache, et en-dessous de la région la plus concentrée en soluté, tandis qu'une anomalie négative située au-dessus garantit la conservation du débit le long de la fracture. Deux anomalies placées de manière antisymétrique par rapport à la région de fortes concentrations, et moins marquées, se retrouvent derrière les deux premières.

Deux zones de vitesses verticales significatives apparaissent au niveau de la tête du panache : une zone avec des vitesses descendantes (en bleu) au niveau de la région de forte concentration (tête du panache), et une zone avec des vitesses ascendantes (en rouge), juste devant la tête du panache. Ainsi, l'essentiel de la tête du panache s'effondre tandis que l'extrémité, c'est-à-dire la pointe du panache la plus avancée, a tendance à remonter vers le haut de la fracture. La conséquence de ces courants verticaux du panache sur le profil de vitesses longitudinales est l'apparition des zones d'anomalie de vitesse longitudinales discutées plus haut.

L'existence d'un champ de concentration non-uniforme induit donc des anomalies de vitesses longitudinales le long de la fracture, qui vont elles-mêmes provoquer en retour des modifications de la dispersion longitudinale du soluté, celle-ci étant contrôlée essentiellement par l'interaction entre la micro-dispersion transverse et la composante horizontale du champ de vitesse.

D'après l'étude analytique d'Erdogan et Chatwin (1967), le couplage gravitaire induit des comportements dynamiques antagonistes, dans une configuration similaire d'écoulement en canal cylindrique :

- (i) Le traceur crée des gradients de densité le long du canal, qui induisent des courants densitaires longitudinaux, éloignés du centre de masse du panache. Cet effet accroît la dispersion du soluté.
- (ii) Le couplage gravitaire entre écoulement et transport accentue le mélange dans la section verticale du canal, en créant une composante verticale du champ de vitesse autour de la tête du panache.

C'est bien ce que nous observons plus haut.

Erdogan et Chatwin (1967) soumettent l'idée que le nombre de Péclet est le paramètre de contrôle pour déterminer si la dispersion du soluté est accrue ou diminuée par l'action dynamique d'un traceur actif. Leur prédiction est que la dispersion s'amplifie à des faibles valeurs de Péclet, et qu'elle s'amoindrit pour des fortes valeurs de Péclet. Ils ne déterminent pas le nombre de Péclet limite, ni par quoi il est contrôlé. On peut néanmoins penser que le nombre de Froude initial devrait avoir une influence sur ce nombre de Péclet limite.

III.2.2 Expériences réalisées en présence d'effets densitaires importants

Dans cette partie, on s'intéresse au transport d'un traceur pur de bleu patenté dont l'influence sur l'écoulement ne peut jamais être négligée, même dans le cas du débit rapide à $Pe \sim 2 \cdot 10^4$.

III.2.2-1 Evolution de la dispersion locale

L'étude de la dispersion locale concerne les expériences dont les concentrations initiales en bleu patenté valent: $C_0 = 0,05$ g/L et $C_0 = 0,1$ g/L.

De même que pour les expériences avec des effets de flottabilité restreints, les images des champs de concentration montrent une accumulation préférentielle des fortes concentrations dans la partie inférieure du panache, mais de façon plus marquée (Figure III.35).

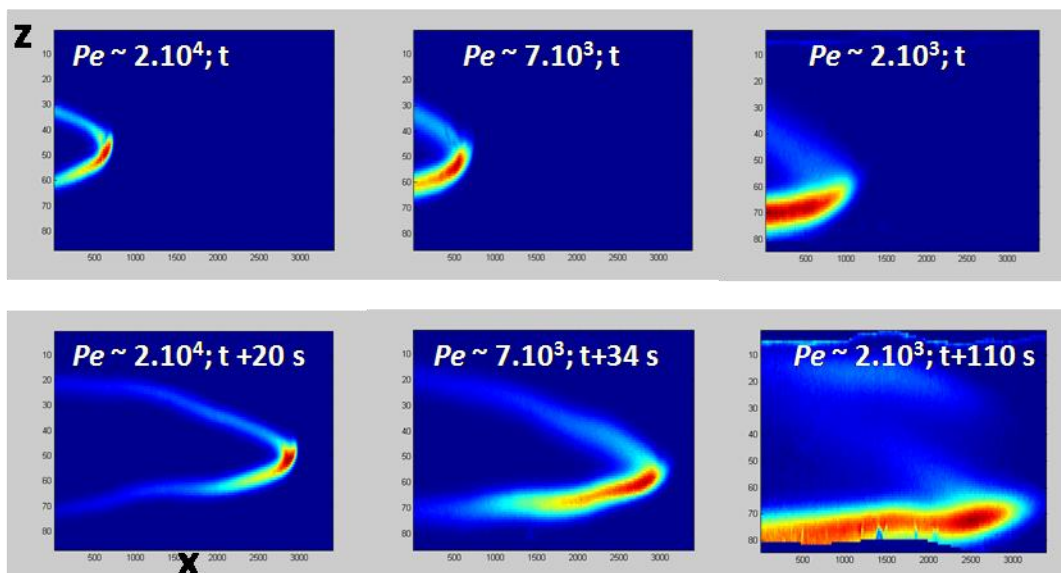


Figure III. 35- Champs de concentration dans la fracture pour des débits rapide, intermédiaire et lent, respectivement : $Pe \sim 2 \cdot 10^4$, $Pe \sim 7 \cdot 10^3$ et $Pe \sim 2 \cdot 10^3$ avec $C_0 = 0,05$ g/L, $Fr \sim 2,5 \cdot 10^3$.

Dans le cas du débit lent à $Pe \sim 2.10^3$, ce phénomène est poussé à l'extrême : toute la masse du panache s'effondre sous l'action de la gravité, dès les premiers temps de l'expérience. C'est-à-dire que le panache, constitué par une seule branche inférieure signalée par les concentrations maximales, migre sur la paroi basse de la fracture (Figure III.36).

C'est un comportement typique d'un écoulement gravitaire : une fois tombé près de la paroi, dans une zone où l'advection longitudinale est limitée, le panache est essentiellement constitué de sa branche inférieure, qui comprend l'essentiel de la masse et se déplace en grande partie sous l'effet de son étalement par son propre poids (Acton et al. 2001 ; Flowers et Hunt 2007 ; Huppert 2006).

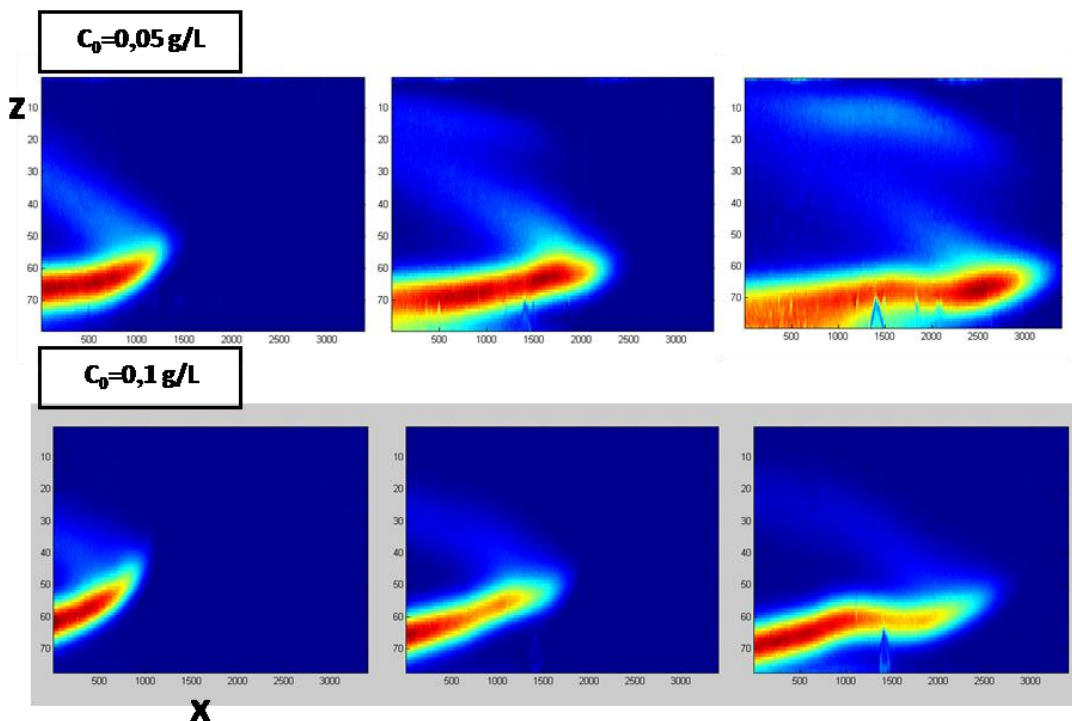


Figure III. 36- Champs de concentration dans la fracture obtenus pour un débit lent, $Pe \sim 2.10^3$, avec $C_0 = 0,05$ g/L ($Fr \sim 2,5.10^3$) et $C_0 = 0,1$ g/L ($Fr \sim 5.10^3$).

Aux vitesses intermédiaires, le déplacement du panache est hybride entre un comportement d'écoulement gravitaire et une advection-dispersion telle que présentée aux paragraphes précédents.

La tête du panache, qui comprend les fortes concentrations ($\sim 4.10^{-3}$ g/L), tombe plus vite que les « queues », de sorte que le panache prend une allure ondulée, témoignant de la déformation des lignes de courant dans la fracture. L'hypothèse d'un champ de vitesse quasi-

parabolique dans la fracture n'est donc plus valide. Quant à la procédure de calculs visant à caractériser le mélange longitudinal, elle n'est plus fondée théoriquement, dans la mesure où sélectionner un profil horizontal de la surface $C_{eq}(x,z)$ ne coïncide plus avec la trajectoire d'une particule fluide ; par ailleurs elle est rendue difficile pratiquement par les ondulations du panache : un profil horizontal ne se présente plus forcément comme un pic unique dont on va pouvoir observer l'élargissement. Dans ce qui suit, l'expérience réalisée à $Pe \sim 2.10^3$ est donc laissée de côté. Le transport de solutés à l'aide de coefficients de dispersion effective est caractérisé pour les nombres de Péclet suivants : $Pe \sim 7.10^3$, $Pe \sim 1.10^4$ et $Pe \sim 2.10^4$.

Dans le cas du faible dosage en bleu patenté à $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$, l'évolution temporelle de la variance locale des concentrations met en évidence une différence de comportement entre les tranches supérieures et inférieures de fracture, dès le débit rapide à $Pe \sim 2.10^4$ (Figure III.37).

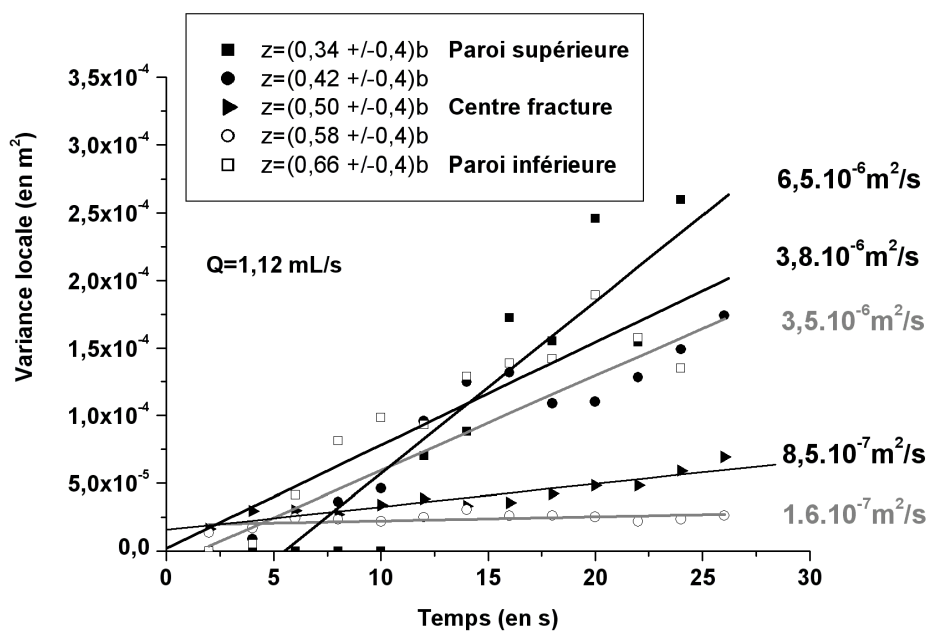


Figure III. 37- Evolutions temporelles de la variance locale de concentration dans des tranches horizontales de fracture, avec $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$, pour $Pe \sim 2.10^4$ et $Fr \sim 1.10^3$.

Les tranches à $z = (0,42 \pm 0,4)b$ et à $z = (0,58 \pm 0,4)b$ présentent une forte différence dans la valeur du coefficient de dispersion locale, estimée à un ordre de grandeur (Figure III.37) : $3,5.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pour la tranche du haut et $1,6.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ pour la tranche du bas. De plus, la tranche au centre de la fracture (là où est attendue la plus faible dispersion en l'absence d'effets liés à

la densité) est définie par un coefficient de dispersion locale cinq fois supérieur à celui de la tranche située au dessous à $z = (0,58 \pm 0,4)b$: $8,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ contre $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

L'impact des effets de flottabilités est donc sensible dès le débit d'eau rapide ($Pe \sim 2 \cdot 10^4$), avec une concentration initiale de bleu patenté $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$.

Le panache au cours de son transport dans la fracture décrit un profil de vitesse parabolique imparfait : sa branche supérieure est plus inclinée que sa branche inférieure, plus horizontale (rectangles noirs, Figure III.38). Cette caractéristique s'amplifie pour les débits lents, du fait que l'accumulation des fortes concentrations est plus importante dans la branche inférieure du panache.

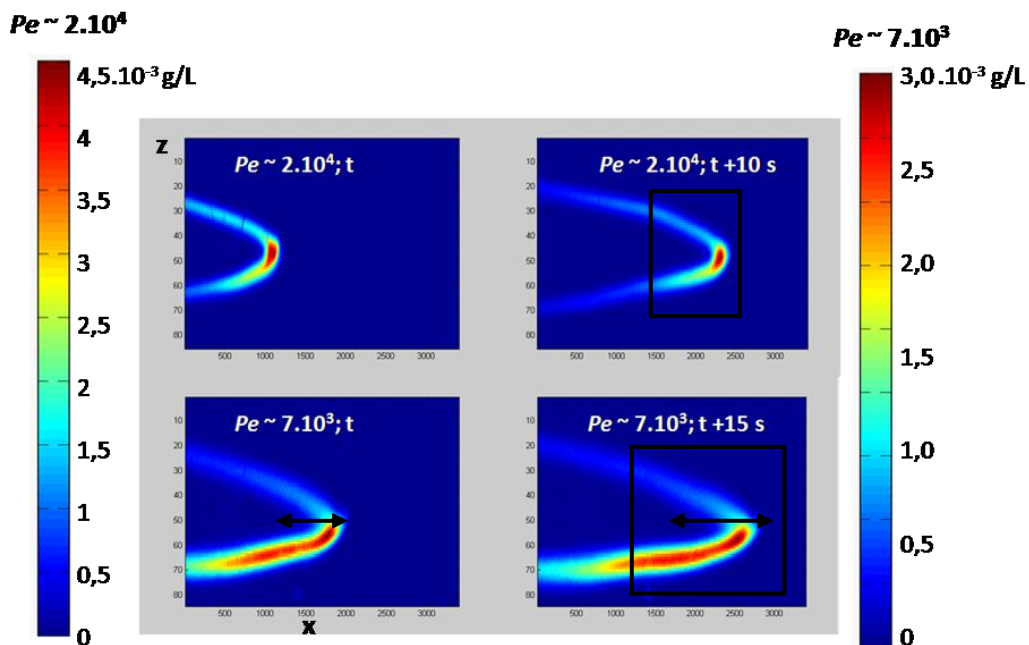


Figure III. 38- Champs de concentration dans la fracture pour un débit rapide, $Pe \sim 2 \cdot 10^4$, et un débit lent, $Pe \sim 7 \cdot 10^3$ avec $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$ et $Fr \sim 2,5 \cdot 10^3$.

Pour le débit lent, $Pe \sim 7 \cdot 10^3$, les concentrations maximales contenues en majorité dans la tête du panache aux temps courts (en rouge, Figure III.38) se déplacent un peu plus dans la branche inférieure au cours du temps. L'évolution de la variance au centre de la fracture (c'est-à-dire au niveau de la tête du panache) est très prononcée comme l'illustrent les flèches noires sur les images des champs de concentrations (Figure III.38). La tranche au centre de la fracture (là où est attendue la plus faible dispersion en l'absence d'effets liés à la densité) est

alors définie par un coefficient de dispersion locale supérieur à celui de la tranche située en-dessous à $z = (0,58 \pm 0,4)b$:

- avec $Pe \sim 2.10^4$ (Figure III.37) : $8,5.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ contre $1,6.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$,

- et avec $Pe \sim 7.10^3$ (Figure III.39) : $1,7.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ contre $4,2.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

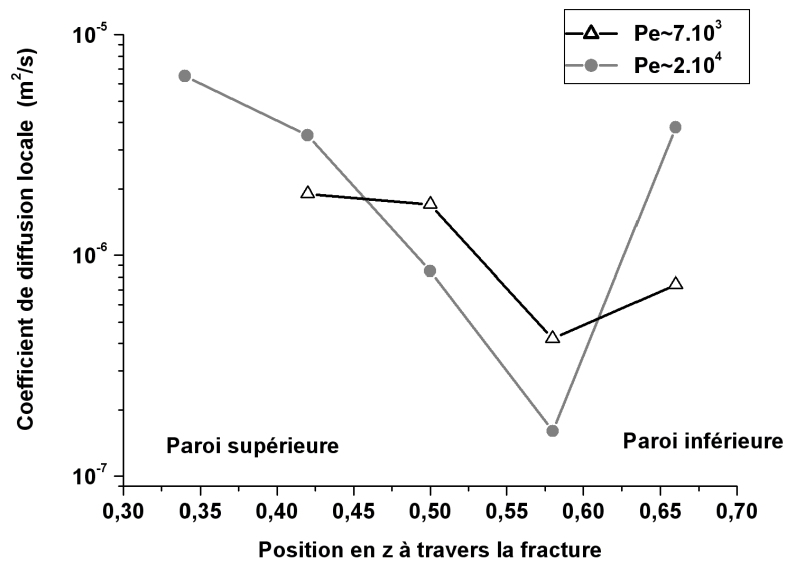


Figure III. 39- Evolution du coefficient de dispersion locale en fonction de la position en z à travers la fracture pour $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 7.10^3$ avec $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$, $Fr \sim 1.10^3$.

A $Pe \sim 7.10^3$ et à $Pe \sim 2.10^4$ (Figure III.39), la distribution des coefficients de dispersion locale à travers la fracture se caractérise par une valeur minimale qui ne coïncide pas avec le centre de la fracture mais qui correspond à une zone plus basse située à $z = (0,58 \pm 0,4)b$.

Les résultats obtenus avec une concentration initiale plus élevée à $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ fournissent des fluctuations de l'évolution temporelle de la variance à une position z donnée qui sont d'autant plus marquées que le débit d'eau est faible (Figure III.40). Ces fluctuations de la variance reviendraient à dire que le panache s'étale et se rétracte successivement, ce qui est impossible : le mélange est un processus irréversible, qui résulte de l'existence d'une diffusion moléculaire ; les portions décroissantes de la courbe d'évolution de la variance en

fonction du temps proviennent d'un artefact dans la procédure d'analyse : l'analyse du mélange dans la seule direction x cesse d'être pleinement pertinente.

Ces fluctuations affectent principalement la tranche du centre de la fracture à $Pe \sim 2.10^4$ et à $Pe \sim 7.10^3$ (Figure III.40) autrement dit, les zones où la masse de colorant est importante avec des concentrations maximales.

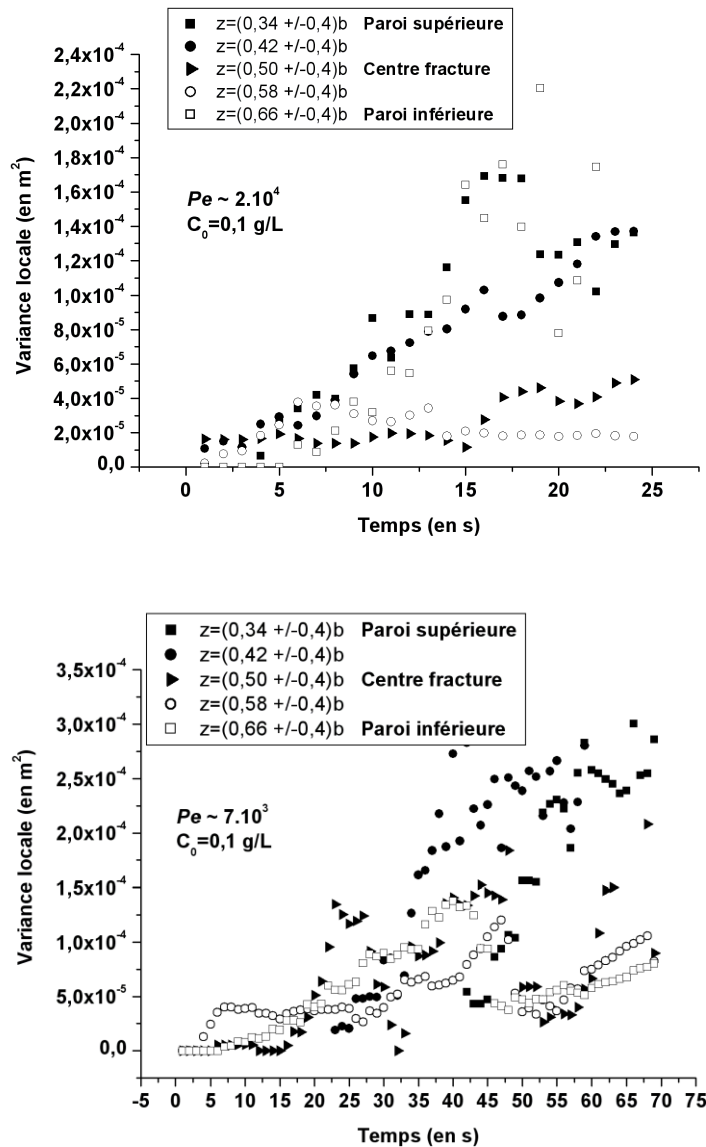


Figure III. 40- Evolutions temporelles de la variance locale de concentration dans des tranches horizontales de fracture avec $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ pour $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 7.10^3$.

Validité de la caractérisation du mélange longitudinal par les coupes horizontales :

Théoriquement, la caractérisation du mélange en s'affranchissant de la dispersion liée à l'étirement par le profil de vitesse peut être faite en suivant le devenir d'une quantité de colorant injectée au temps initial en un petit volume-source. Un panache initial étendu est alors caractérisé comme la réunion des volumes-sources, et le même panache à un temps ultérieur est la superposition des champs de concentration issus des différents volumes-source. Cette caractérisation lagrangienne est celle adoptée par Dentz et Carrera (2007), qui utilisent une simulation numérique fondée sur un formalisme lagrangien et peuvent à loisir modifier le volume et la position verticale du panache initial. Notons cependant que dans l'étude de ces auteurs, le traceur est parfaitement passif : la gravité n'est pas prise en compte. Cette approche n'est plus totalement valide lorsqu'écoulement et transport sont couplés, puisque les lignes de courant vues par les molécules de soluté d'un volume-source ne sont pas les mêmes si ce volume est injecté seul ou s'il constitue une partie d'un volume de soluté plus grand. Lorsque les effets densitaires sont modérés, on peut considérer que les trajectoires des particules fluides sont raisonnablement rectilignes, et qu'analyser l'élargissement de coupes horizontales du panache est équivalent à l'approche lagrangienne de (Dentz et Carrera 2007) ; c'est ce que nous avons fait. Lorsque l'aspect d'écoulement gravitaire devient trop présent, comme c'est le cas pour les expériences présentées à ce dernier paragraphe, cette approche est probablement abusive. Les fluctuations importantes que nous observons dans l'évolution temporelle des variances sont liées à la déformation « ondulatoire » de la branche inférieure du panache, due au fait que la tête du panache a tendance à tomber devant la branche inférieure qui est moins dense. Ces fluctuations sont donc de facto la signature de ce que nous ne caractérisons plus seulement le mélange, mais que le coefficient de dispersion que nous calculons est influencé par l'étalement advectif. En particulier, il est évident que les courbes d'évolution temporelles de la variance ne devraient pas présenter de portions de pente négative (Figure III.40): le mélange est un phénomène irréversible.

Conclusion du chapitre III

Notre étude expérimentale du transport de solutés dans une fracture imperméable met en évidence le rôle non négligeable des effets densitaires du traceur sur le mélange en régime pré-asymptotique. La caractérisation du mélange longitudinal réel du traceur a été réalisée à partir de l'étude des moments locaux de concentration dans des tranches horizontales de fracture. La dépendance des coefficients de diffusion locaux vis-à-vis de la position verticale dans la fracture et du nombre de Péclet, pour des configurations où la gravité a peu d'influence sur l'écoulement, sont cohérentes avec l'étude numérique de Dentz et Carrera (2007). La gamme de nombres de Péclet accessible expérimentalement est relativement réduite (un ordre de grandeur), et la durée de l'expérience pendant laquelle le dispositif de mesure voit passer le panache, également. Une étude numérique complète est abordée dans le doctorat de Jérémy Bouquain, en cours.

La littérature propose peu d'études de l'impact des effets liés à la gravité sur la dispersion d'un soluté, en-dehors des configurations extrêmes d'écoulement gravitaire. Ici nous constatons que les anomalies de vitesses longitudinales dans la fracture, selon leur signe, favorisent ou diminuent l'interaction entre la diffusion moléculaire et la composante horizontale du champ de vitesse dans la fracture. Les zones de fortes concentrations du panache où la vitesse horizontale est ralentie semblent être caractérisées par un plus faible contraste de vitesse comparé au cas où les effets densitaires sont nuls, et par voie de conséquence, un mélange longitudinal moins efficace.

Le mélange à travers la fracture dépend du nombre de Péclet de façon non forcément monotone. Cette propriété, mentionnée dans la bibliographie des années 60 et 70, nécessitera une étude systématique sur de grandes échelles de temps et de Péclet pour être mieux caractérisée.

Chapitre IV.

Mesures de l'interaction fracture-matrice

Introduction

L'un des objectifs principaux de ce projet de recherche était de comprendre comment le transport de solutés dans une fracture est influencé par la présence d'une paroi poreuse. Autrement dit, on cherche à quantifier des échanges de solutés entre la fracture et la matrice adjacente. Dans le chapitre II, j'ai présenté le dispositif expérimental mis en œuvre pour suivre la migration d'un panache de colorant dans une fracture de laboratoire, et j'ai expliqué comment nous obtenons une mesure, en fonction de la position x d'une section verticale transverse de la fracture, de la masse totale de colorant $m(x)$ qui la traverse. Dans ce chapitre, la méthode est appliquée aux différentes géométries expérimentales (avec ou sans mur poreux) décrites au chapitre II.

Dans un premier temps, les variations de $m(x)$ sont mesurées dans la fracture imperméable, c'est-à-dire sans frontière poreuse. Elles permettent de quantifier la qualité de la mesure avec l'hypothèse des profils verticaux de vitesses paraboliques, et d'établir des bilans de masse qui servent de référence pour les fractures avec un mur poreux. Dans un second temps, je présente les résultats obtenus pour les configurations poreuses.

IV.1 Bilan de flux massiques dans une fracture imperméable

IV.1.1 Détermination expérimentale du flux de masse

IV.1.1-1 Rappel du principe de la détermination à partir des mesures bidimensionnelles

Le flux de masse advectif à travers une section de la fracture transverse à l'écoulement vaut (voir paragraphe II.2.4) :

$$\phi_{conv}(x, t) = w_y \int C_{eq}(x, z, t) v_x(z) dz \quad (e90)$$

Pour la gamme de nombres de Péclet à laquelle nous nous intéressons, le flux diffusif est toujours négligeable par rapport au flux advectif.

Nous constatons dans l'équation (e90) ci-dessus que le calcul d'un flux de masse advectif passé à travers une section verticale de la fracture (détaillé dans le chapitre II) nécessite la connaissance du champ de vitesse, $v(x, z, t)$. Le champ de concentration est mesuré mais le champ de vitesses ne l'est pas. Pour pallier à ce défaut de connaissance de notre système, dans un premier temps, nous faisons l'hypothèse d'un champ de vitesse parabolique stationnaire (approximation de Stokes) présenté au paragraphe I.1.4 :

$$v_x(z = b/2) = \frac{3}{2} \langle v_x \rangle = \frac{3Q}{2bL_y}$$

où Q est le débit imposé.

A la Figure IV. 1, le bilan de masse est réalisé à partir d'images de champs de concentration acquises par la caméra 1 située en amont de la fracture imperméable à une distance de 300 mm de l'injection. Deux expériences sont réalisées dans les mêmes conditions avec $\langle v_x \rangle = 5,6$ mm/s, $C_0 = 0,1$ g/L, $Pe \sim 2.10^4$, $Fr = 5000$ pour deux fréquences d'acquisition différentes. Cette figure est identique à la Figure II.43.

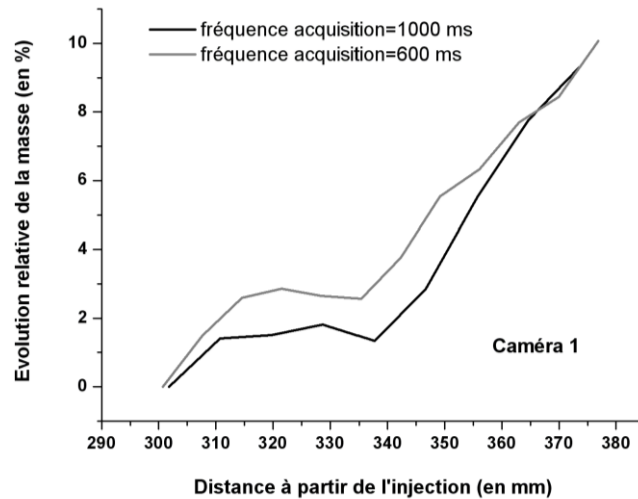


Figure IV. 1- Evolutions de la masse relative de colorant, mesurées à partir d'images acquises par la caméra 1 pour des fréquences d'acquisition de 1000 ms et 600 ms, avec $C_0 = 0,1$ g/L, $Pe \sim 2.10^4$ et $Fr = 5000$.

On s'attendrait théoriquement à mesurer une masse constante à travers toutes les sections de la fracture, ce qui constituerait également une validation de notre méthode expérimentale. Or, l'évolution de la masse totale de colorant se caractérise par un accroissement significatif en fonction de la distance parcourue : + 10 % de masse sur une distance comprise entre 300 et 380 mm par rapport à la position de l'injection.

Cet accroissement de la masse est moins important en aval de la fracture. C'est ce que révèle la comparaison des évolutions de la masse relative de colorant, caméra par caméra, sans passer par la reconstruction en images composites. En fonction de la distance à l'injection, la croissance de la masse n'a pas la même amplitude selon les différentes caméras (Figure IV.2) :

- de 0 à + 10 % pour la caméra 1,
- de 0 à + 4 % pour la caméra 2,
- de -2 à + 2 % pour la caméra 3,
- de 0 à - 3 %, pour la caméra 4.

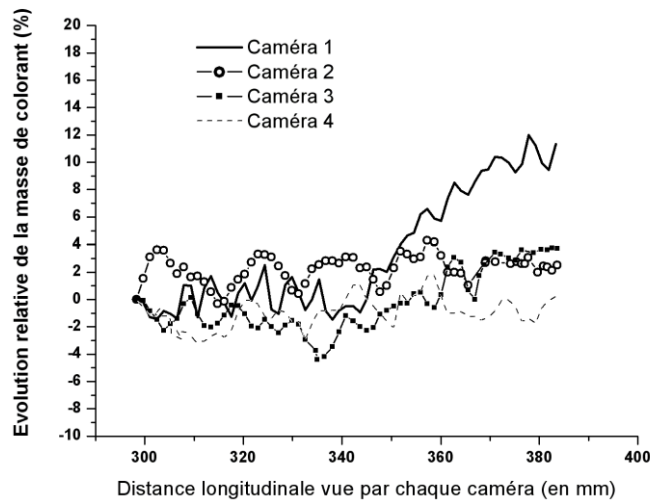


Figure IV. 2- Evolutions de la masse relative de colorant, pour chacune des quatre caméras positionnées le long de la fracture, indépendamment avec $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ et $Pe \sim 2.10^4$ et $Fr = 5000$.

Pour les distances les plus éloignées de l'injection autrement dit au niveau de la caméra 4, l'évolution de la masse relative se traduit par des fluctuations de masses de faibles amplitudes, entre 0 et - 3 %, c'est-à-dire du même niveau que l'incertitude sur la mesure des masses (voir chapitre II). Dans cette zone éloignée de l'injection, les concentrations se caractérisent par des plus faibles valeurs qu'en amont de la fracture, puisqu'au cours du temps (ou de la distance parcourue) l'état de dilution du panache augmente. Avec $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ la tête du panache, qui migre à une vitesse $V_{\max} = 8,4 \text{ mm/s}$, est caractérisée par une valeur de concentration maximale variant entre $C_{\max}(\text{cam1}) = 8,8.10^{-3} \text{ g/L}$ et $C_{\max}(\text{cam4}) = 4,2.10^{-3} \text{ g/L}$ de la caméra 1 à la caméra 4.

Lorsqu'on intervertit 2 caméras (qui, rappelons-le, ont des fonctions de transfert concentration-absorption optiques légèrement différentes), la courbe $m(x)$ est reproductible, ce qui montre bien que la non-stationnarité du bilan n'est pas uniquement liée à la mesure.

IV.1.1-2 Influence de l'hypothèse faite sur le champ de vitesse

Une hypothèse que nous avons formulée pour expliquer la non-uniformité du bilan de masse telle qu'elle apparaît par exemple à la Figure IV.3 est qu'elle est due à l'approximation du champ de vitesse par un champ de Poiseuille. Pour tester l'influence de cette approximation sur le bilan de masse, nous avons analysé une expérience numérique simulée par Jérémy Bouquain (doctorat en cours sur l'aspect numérique du transport avec effets densitaires en fracture).

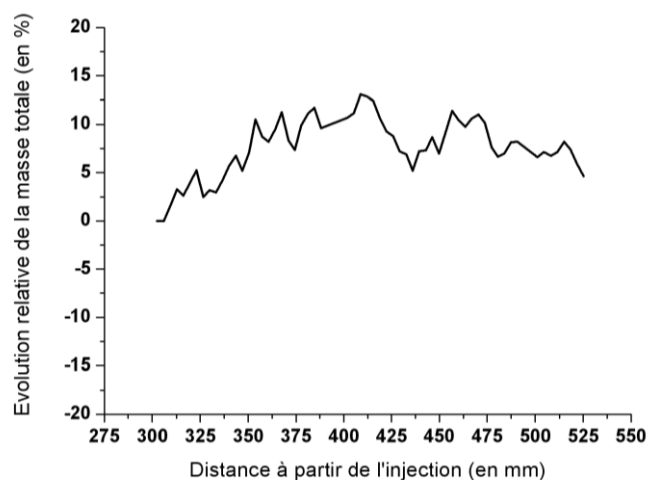


Figure IV. 3- Evolutions relatives de la masse totale de colorant en fonction de la distance à l'injection pour $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$, $Fr = 5000$ et $Pe \sim 2.10^3$.

La géométrie utilisée pour la simulation numérique est la plus proche possible de la géométrie expérimentale. Le panache injecté est elliptique à $t = 0$, avec des dimensions proches des dimensions du panache initial dans la fracture expérimentale, et la concentration initiale du liquide injecté est $0,05 \text{ g/L}$. Les conditions d'écoulement et de transport correspondent à $Pe = 100$, $Re = 5$, $Fr = 1500$ (avec $D_m \sim 1.10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$). Des champs de concentration, vitesse et flux de masse advectifs sont présentés à la Figure IV. 4. L'anomalie de vitesse longitudinale conduit à une erreur dans l'estimation du flux advectif lorsqu'on suppose que le champ de vitesses est un champ de Poiseuille. L'erreur ainsi faite sur le champ de flux advectif à $t = 20\text{s}$ est présentée à la Figure IV. 4 (f).

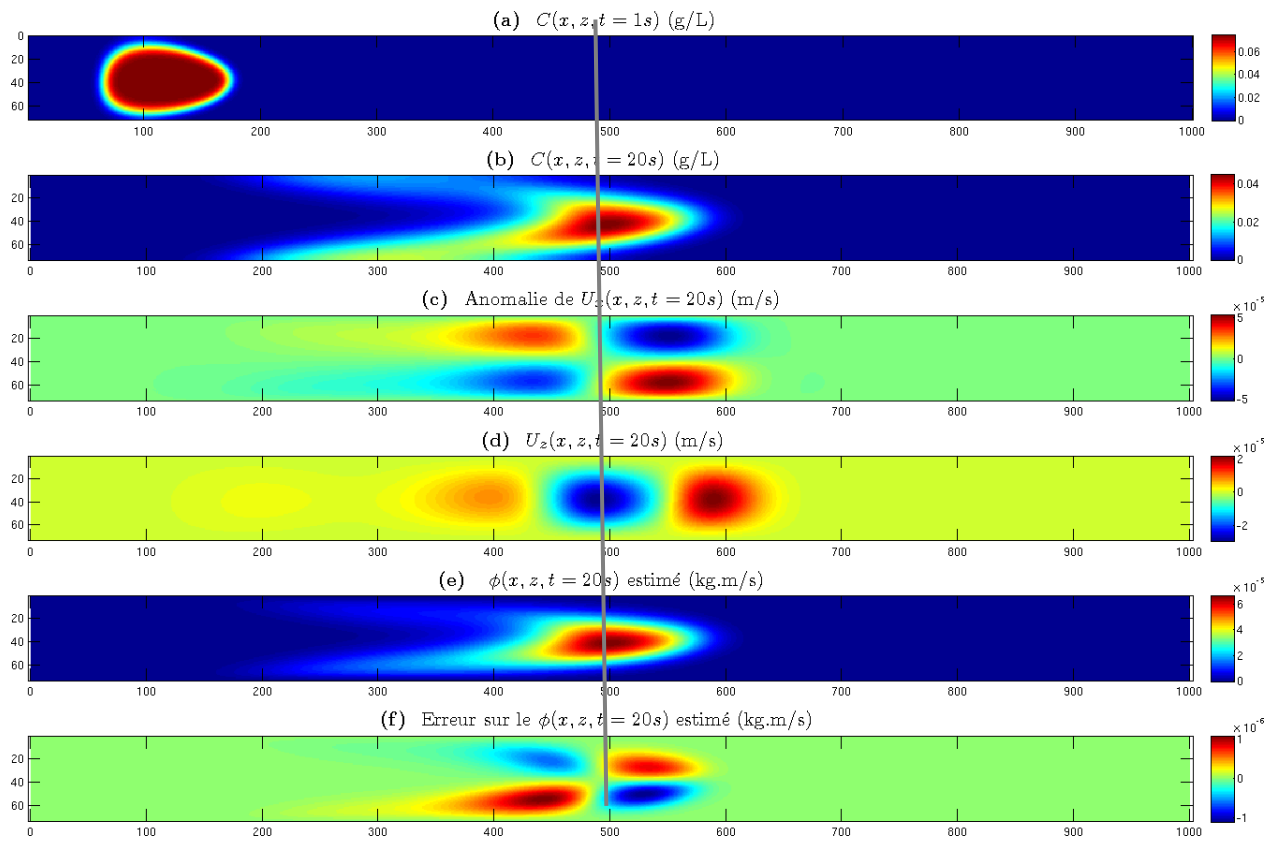


Figure IV. 4- (a) Champ de concentration initial imposé pour une simulation numérique à $Pe = 100$, $Re = 5$, $D_m \sim 1.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Fr = 1500$. Les axes sont gradués en pixels, l'ouverture de la fracture correspondant à 5 mm. (b) Champ de concentration pour le même panache à $t = 20 \text{ s}$. (c) Anomalie de vitesse longitudinale correspondant au champ de concentration (b). (d) Vitesse verticale associée. (e) Flux de masse advectif estimé à $t = 20 \text{ s}$ en faisant l'hypothèse d'un champ de vitesse de Poiseuille. L'erreur sur le flux de masse résultant de cette approximation est présentée en (f).

L'intégrale sur toute la fracture de cette erreur, ramenée à l'intégrale sur toute la fracture du champ de flux advectif, est tracée en fonction du temps à la Figure IV. 5. On voit qu'elle tend vers 0 quand t tend vers l'infini, puisque la concentration s'homogénéise et que par conséquent les anomalies de vitesse disparaissent. Le maximum de l'erreur relative ainsi intégrée est obtenu pour t autour de 20 s, et vaut moins de 0,4 %.

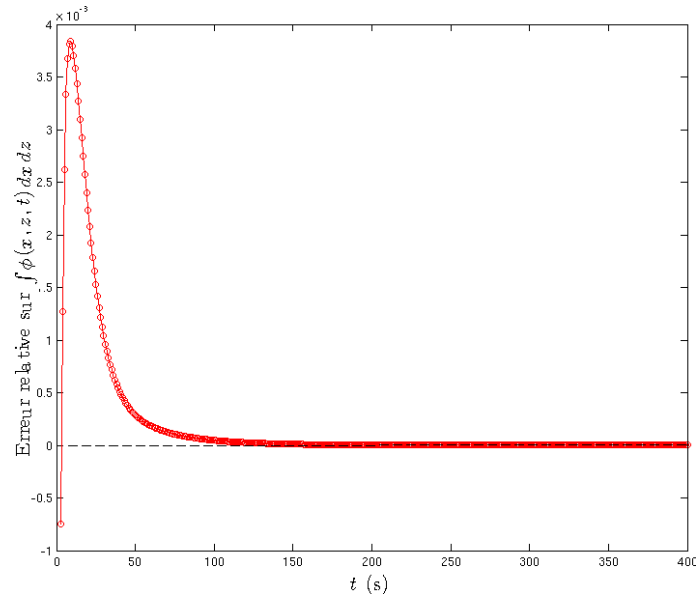


Figure IV. 5- Somme des erreurs relatives sur le flux massique résultant de l'approximation faite sur le champ de vitesse, pour la simulation numérique abordée à la Figure IV. 4. A chaque pas de temps, la valeur d'erreur relative sur $\int \Phi(x,z,t) dx dz$ est obtenue à partir de l'intégration spatiale d'un champ d'erreur sur le flux tel que celui présenté à (f).

Nous avons également calculé le profil de masse $m(x)$ par la même procédure que celle que nous appliquons aux données expérimentales. L'erreur relative calculée pour le profil $m(x)$ lorsqu'on suppose que le champ de vitesse est un champ de Poiseuille plan partout dans la fracture et à tout instant (par rapport au profil constant utilisant le champ de vitesses simulé, qui correspond bien à la masse de soluté injectée), est tracée à la Figure IV. 6. Nous constatons qu'il est maximal à $t \sim 20$ s, et toujours plus petit que 0,25 %. Dans les conditions de l'expérience, où la diffusion moléculaire est 10 fois moins efficace, on peut s'attendre à une erreur plus importante et qui se maintient plus longtemps, car les anomalies de vitesse se combent 10 fois moins rapidement. Néanmoins, ce test effectué sur des données simulées nous montre que l'hypothèse faite sur le champ de vitesses lors du traitement de nos données expérimentales n'est pas significative en comparaison de notre incertitude sur la mesure de C_{eq} , que nous avons estimée au chapitre II à ± 10 %.

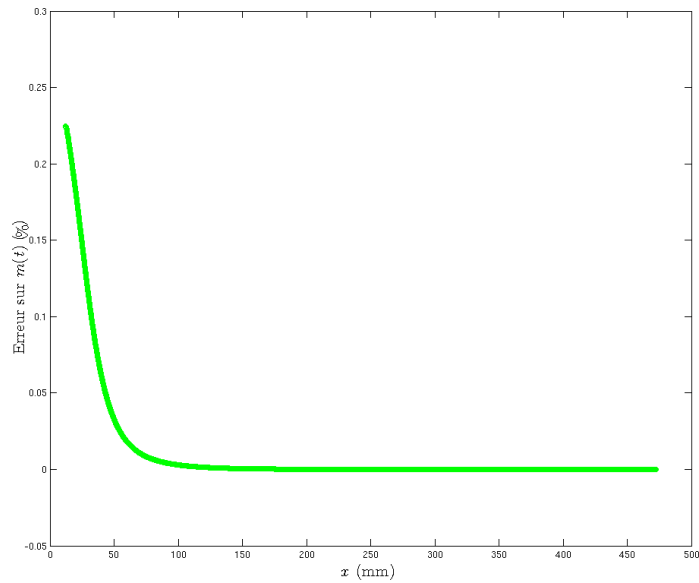


Figure IV. 6- Erreur sur le profil de masse $m(x)$ de la simulation numérique présentée à la Figure IV. 4 résultant de l'hypothèse des profils de vitesse verticaux paraboliques. La courbe a été obtenue en appliquant aux données issues de la simulation numérique la procédure de traitement des données expérimentales.

IV.1.2 Bilan de masse en fracture imperméable, à partir des données bidimensionnelles :

IV.1.2-1 En configuration d'effets densitaires réduits :

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus avec un liquide injecté dont la masse volumique a été diminuée par ajout d'éthanol, comme nous l'avons décrit au chapitre III. Ainsi la différence de densité entre le traceur et l'eau a été réduite, de façon à ce que les effets densitaires soient atténués autant que possible. On s'intéresse au profil de masse $m(x)$, pour différentes valeurs du nombre de Péclet. Les courbes sont tracées à la Figure IV. 7.

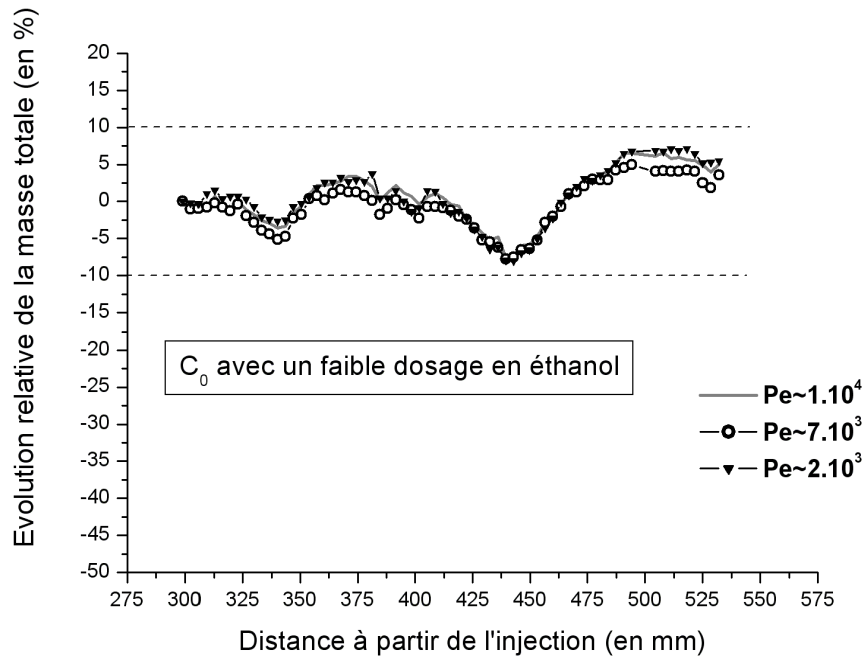


Figure IV. 7- Evolutions relatives de la masse totale de colorant qui traverse une section de la fracture, en fonction de la distance de cette section à l'injection, en configuration d'effets densitaires réduits autant que possible, $Fr \sim 0$.

Les bilans de masse obtenus pour les nombres de Péclet $Pe \sim 1.10^4$, $Pe \sim 7.10^4$ et $Pe \sim 2.10^3$ sont très similaires (Figure IV. 7) : les évolutions relatives de la masse m sont quasiment confondues et les fluctuations sont comprises dans une gamme de $\pm 10\%$ autour de la conservation attendue (variation de masse nulle). L'écart entre les différentes courbes est inférieur à 1% de $x = 300$ mm à $x = 480$ mm et de l'ordre de 2% au-delà de $x = 480$ mm. L'influence du nombre de Péclet n'est donc pas discernable, qui nous confirme le test présenté au paragraphe précédent sur la validité de l'hypothèse de profils de vitesse paraboliques.

Les fluctuations relatives de masse (Figure IV. 7) mesurées sont identiques pour les différents nombres de Péclet. Elles sont donc liées à une caractéristique du modèle expérimental lui-même dont nous ne nous sommes pas affranchi dans notre traitement des données. Une partie de ces fluctuations peut provenir des fluctuations longitudinales de la largeur $L_y \sim 50$ mm de la fracture, qui peuvent être de l'ordre de 2 ou 3 mm, ce qui expliquerait déjà des fluctuations de l'ordre de $\pm 5\%$. Assorties à des variations locales de l'ouverture qui ne sont pas forcément mesurables par nos photos prises en vue de côté, du fait du rapport d'aspect 1 pour 10 des sections de la fracture, nous pensons que des fluctuations longitudinales de L_y peuvent résulter en des variations de l'aire des sections de la fracture (transverses à l'écoulement) de $1/10^{\text{ème}}$, et donc expliquer les fluctuations que nous observons sur la Figure IV. 7.

Dans la mesure où nous n'avons pas quantifié les fluctuations longitudinales de L_y , des variations de masse en configuration poreuse inférieures à 10 % pourront difficilement être attribuées à un échange à l'interface fracture-matrice. Nous portons également à l'attention du lecteur que les maquettes expérimentales correspondant aux configurations imperméable et poreuse sont distinctes, par conséquent nous ne pouvons pas rapporter les mesures en configuration poreuses aux mesures effectuées dans la fracture imperméable.

IV.1.2-2 En configuration d'effets densitaires significatifs

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus avec l'injection dans la fracture imperméable de solutions de bleu patenté de différentes concentrations ($C_0 = 0,05$ g/L, $C_0 = 0,075$ g/L ou $C_0 = 0,1$ g/L), conduisant donc à des effets densitaires d'amplitude variable. Les évolutions relatives de la masse totale de colorant sont établies pour différents débits d'eau imposés dans le système.

Les résultats correspondant à des nombres de Froude de 2500 et 5000 sont présentés respectivement aux Figure IV. 8 et Figure IV. 9, pour différentes valeurs du nombre de Péclet à chaque figure.

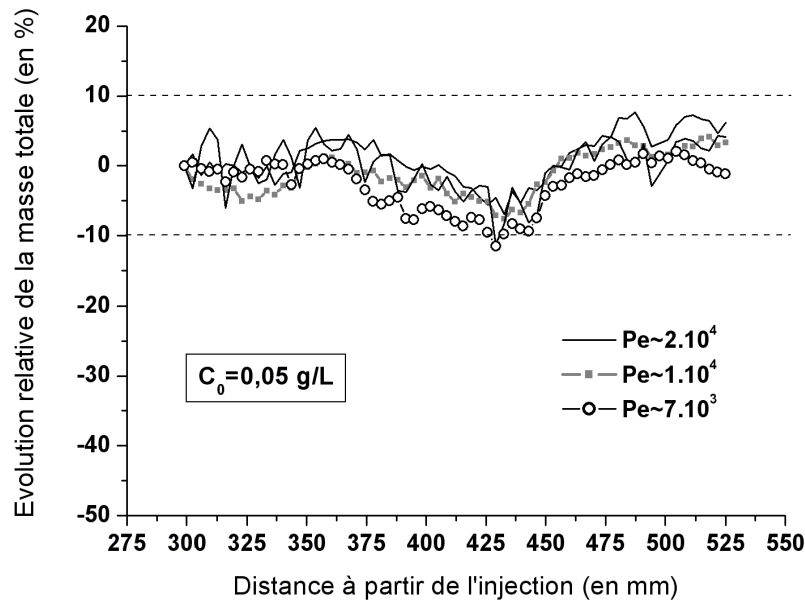


Figure IV. 8- Evolutions relatives de la masse totale de colorant en fonction de la distance à l'injection pour $C_0 = 0,05$ g/L, $Fr = 2500$.

Les profils de $m(x)$ obtenus pour $C_0 = 0,05$ g/L ($Fr \sim 2500$), et $Pe \sim 2.10^4$, $Pe \sim 1.10^4$ et $Pe \sim 7.10^3$ sont assez proches (Figure IV. 8) : les écarts entre les courbes d'évolutions relatives de

la masse sont cependant plus importants par rapport à la configuration avec les effets gravitaires réduits (Figure IV. 7), puisqu'ils s'échelonnent de 0,5 % à 6 %. Ces écarts peuvent s'expliquer par l'erreur introduite par l'hypothèse faite sur le champ de vitesses ; on s'attend à ce que cette erreur soit d'autant plus importante que la concentration du liquide injecté est élevée (Figure IV. 9).

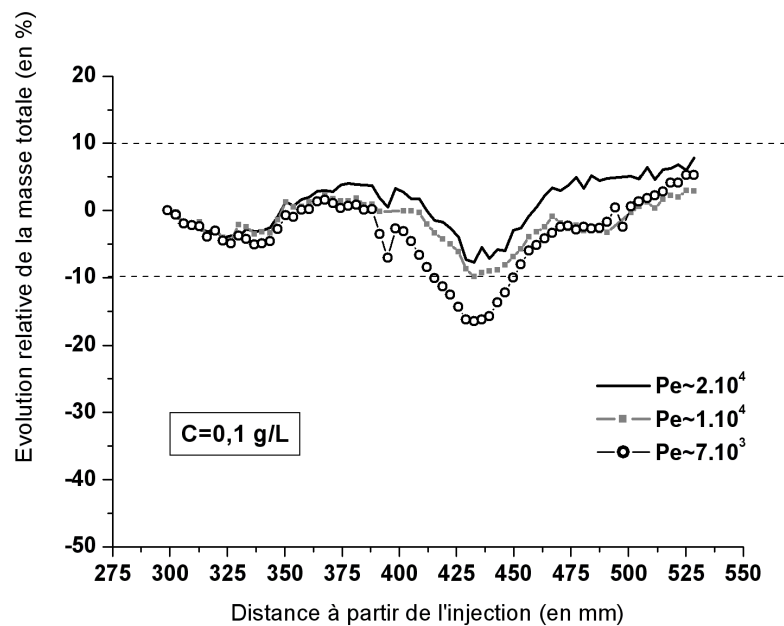


Figure IV. 9- Evolutions relatives de la masse totale de colorant en fonction de la distance à l'injection pour $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$, $Fr = 5000$.

Les courbes d'évolutions relatives de la masse avec $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$, $Fr = 5000$ sont moins reproductibles pour les différents nombres de Péclet (Figure IV. 9) : les écarts entre les courbes valent entre 3 % et 8 %. Les effets densitaires sont très prononcés dans ces conditions, comme il a été vu dans le chapitre précédent. Les anomalies de vitesses engendrées par la présence de champs de concentration non-uniforme sont ici plus significatives, et ont d'autant plus d'effet que la vitesse moyenne est faible. Si les différences entre les courbes s'expliquent par l'hypothèse faite sur le champ de vitesses, il est normal que les mesures faites avec le débit le plus faible soit celle qui s'écarte le plus des résultats obtenus en configuration d'effets densitaires réduits.

Notons que pour les nombres de Péclet élevés, $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 1.10^4$ (Figure IV. 10), la courbe d'évolution de la masse totale de colorant le long de la fracture est bien reproductible, quelle que soit la concentration initiale ($C_0 = 0,05 \text{ g/L}$ ou $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$).

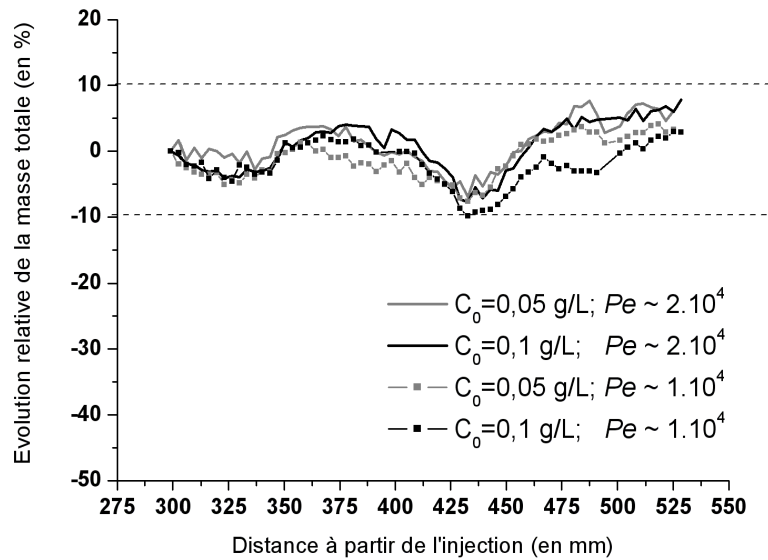


Figure IV. 10- Evolutions relatives de la masse totale de colorant en fonction de la distance à l'injection avec $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$, $C_0 = 0,05 \text{ g/L}$ pour les nombres de Péclet $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 1.10^4$.

IV.1.3 Détermination à partir des données fournies par les capteurs linéaires

Selon les expériences, les capteurs linéaires fournissent une estimation de la masse totale de colorant en trois positions x le long de la fracture. Le couple de capteurs linéaires amont et aval est disposé selon deux configurations :

- capteur amont placé à $x_1 = 295 \text{ mm}$ de l'injection, et capteur aval placé à $x_3 = 620 \text{ mm}$,
- capteur amont placé à $x_2 = 460 \text{ mm}$ de l'injection, et capteur aval placé à $x_3 = 620 \text{ mm}$.

Pour un nombre de Péclet et un nombre de Froude donnés, ces trois valeurs de masse totale de colorant sont acquises par deux expériences de traçage, avec le capteur amont à deux positions possibles, tandis que le capteur aval reste fixe. Pour un même débit et pour des conditions d'injection similaires, les capteurs linéaires offrent une bonne répétabilité de la mesure en termes de flux de masse ou de masse totale de colorant. La Figure IV. 11 présente les flux de masse obtenus par les capteurs en position x_1 et x_3 pour trois panaches de colorant injectés dans les mêmes conditions, avec $Q = 1,12 \text{ mL/s}$ et $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ et $Fr = 5000$.

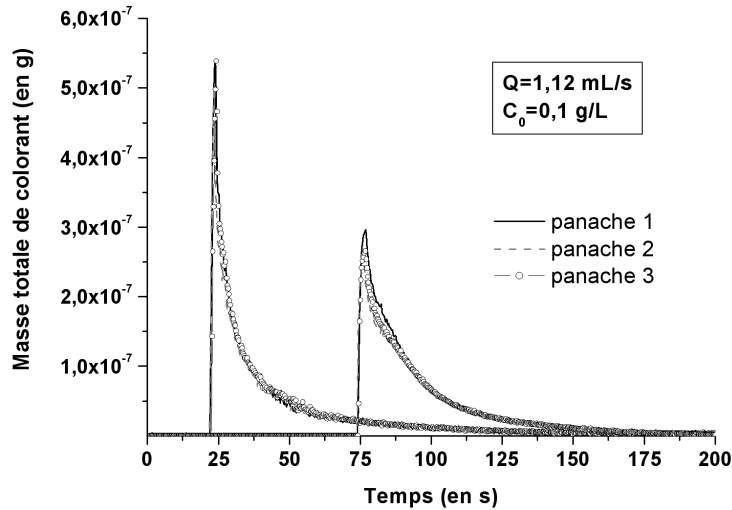


Figure IV. 11- Flux de masse enregistrés par les capteurs en positions $x_1 = 295$ mm et $x_3 = 620$ mm, et pour trois expériences successives où $Q = 1,12$ mL/s ($Pe \sim 2.10^4$) avec $C_0 = 0,1$ g/L, $Fr = 5000$.

Les flux de masse enregistrés par chaque capteur, et correspondant aux différents panaches injectés sont à peine discernables les uns des autres (Figure IV. 11). Les pics de concentrations sont superposés ainsi que les étalements des courbes qui traduisent respectivement une vitesse maximale et une dispersion similaires du soluté, pour les quatre expériences. Ces flux reflètent également des masses totales de colorant reproductibles, puisque la valeur moyenne de cette masse totale, établie pour chaque capteur vaut : $2,8.10^{-6}$ g ± 6 % pour la position x_1 et $3,6.10^{-6}$ g ± 4 % pour la position x_3 . Ces valeurs de masse fournies par les capteurs linéaires sont donc un ordre de grandeur plus faible que la masse réellement injectée, estimée à $2,0.10^{-5}$ g. Mais rappelons ici que ce que nous appelons la masse totale est calculée à un facteur multiplicatif près, provenant de la définition de la largeur w_y (cf. paragraphes et II.2.3-4 et II.2.3-5 du chapitre II). A titre de comparaison, les caméras fournissent une masse totale 4 à 5 fois plus faible que la masse réellement injectée.

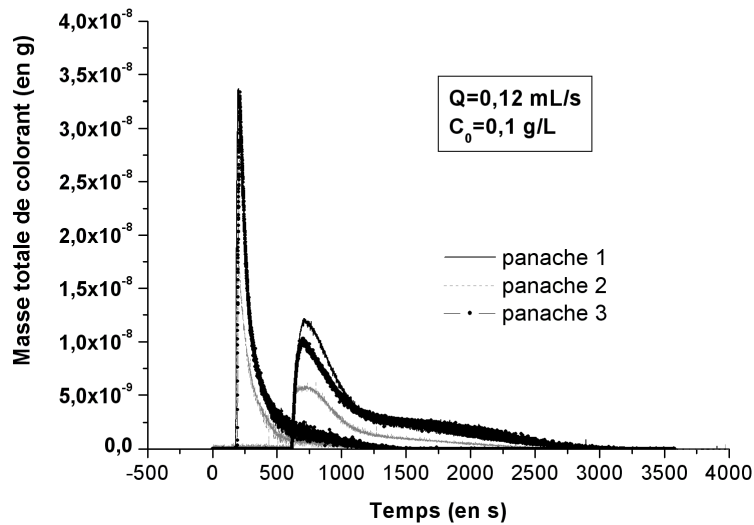


Figure IV. 12- Flux de masse enregistrés par les capteurs amont et aval en positions respectives x_1 et x_3 pour trois expériences successives où $Q = 0,12$ mL/s ($Pe \sim 2.10^3$), $C_0 = 0,1$ g/L et $Fr = 5000$.

Les flux de masse acquis pour un débit lent (Figure IV. 12) traduisent pour chaque capteur, des masses totales très distinctes ($\sim 50\%$), malgré des positions de pics et des étalements similaires. La masse réelle injectée ne peut pas être aussi inégale entre les différents panaches injectés dans les mêmes conditions. Le système d'injection mis en place (§ II.2.2) assure, après vérification par pesée, une reproduction de la masse injectée avec un taux de variation inférieur à 10 %. Ces écarts élevés de masse totale pour un même capteur ne sont pas rencontrés au débit d'eau plus élevé (Figure IV. 11).

Les bilans de masse révèlent une augmentation systématique de la masse mesurée entre x_1 et x_3 pour un débit rapide ($Pe \sim 2.10^4$) et pour un débit lent ($Pe \sim 2.10^3$). Les données acquises par les caméras et les capteurs linéaires sont cohérentes entre-elles de ce point de vue. Notons que la zone couverte par les caméras est incluse entre les positions x_1 et x_2 .

Afin de pouvoir comparer quantitativement les masses totales de colorant acquises par les couples x_1/x_3 et x_2/x_3 , on peut s'intéresser au rapport de masse capteur amont/capteur aval pour chaque expérience de traçage (Figure IV. 13). L'étude des rapports de masse montre une bonne reproduction ($< 4\%$) des valeurs du rapport de masse x_1/x_3 et x_2/x_3 pour des conditions d'écoulement (Péclet) et d'injection (concentration C_0 du liquide injecté) données (Figure IV. 13). En revanche, le rapport dépend du Péclet et de C_0 .

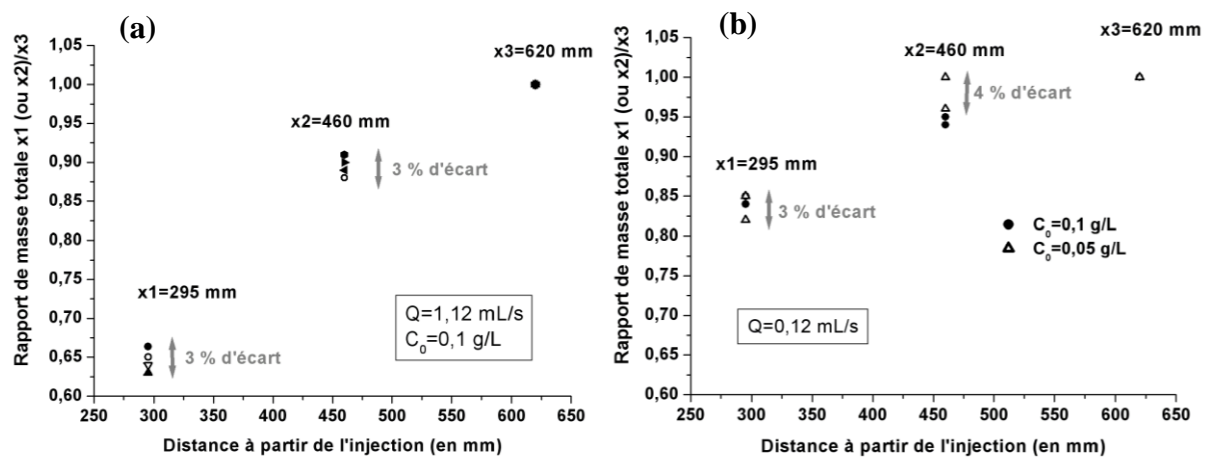


Figure IV. 13- Rapports de masse totale de colorant x_1 (ou x_2)/ x_3 pour (a) un débit rapide à $Pe \sim 2.10^4$ ($Q = 1,12$ mL/s) et (b) un débit lent à $Pe \sim 2.10^3$ ($Q = 0,12$ mL/s).

La variation du rapport de masse mesurée est moins importante pour les faibles concentrations de liquide injecté et les faibles Péclet, ce qui est résumé à la Figure IV. 14. Nous en déduisons que l'augmentation de la masse mesurée en fonction de la position longitudinale x , résulte de ce que l'application de notre méthode de mesure, telle qu'exposée au chapitre II, aux données des capteurs, ne permet pas de mesurer correctement les variations de masse et donc de rendre en compte de sa conservation le long de la fracture imperméable. Deux facteurs peuvent être responsables de cet état de fait : (i) l'hypothèse faite sur le champ de vitesse (paragraphe IV.1.1-2), et (ii) l'hypothèse relative à la définition du w_y . Nous pensons que les données des capteurs sont plus sensibles que les caméras à l'évolution du champ de concentration réel $C(x,y,z,t)$ dans la direction horizontale transverse à l'écoulement, y .

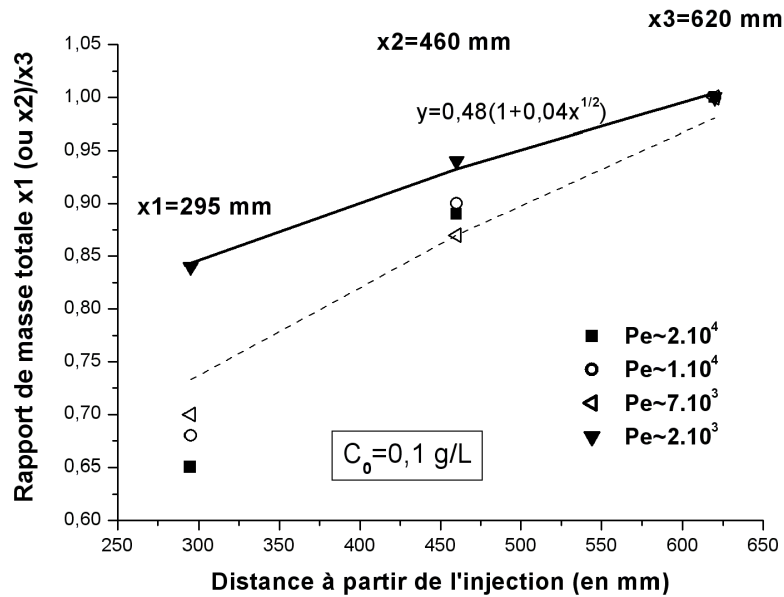


Figure IV. 14- Rapports de masse totale de colorant x_1/x_3 , x_2/x_3 obtenus pour les différents débits avec $C_0 = 0,1$ g/L et $Fr = 5000$.

IV.2 Bilans de masse pour une fracture dont la paroi inférieure est poreuse

IV.2.1 Lissage du champ de vitesse

Les champs de concentration C_{eq} mesurés sur la fracture à paroi poreuse mettent en évidence des fluctuations spatiales modérées de l'ouverture locale de la fracture. Ces fluctuations sont déterminées par traitement d'image comme expliqué au paragraphe II.3.3. Rappelons que le champ d'ouverture mesuré $b(x)$ est bidimensionnel, alors que le champ d'ouvertures réel $b(x,y)$ est (faiblement) tridimensionnel. On essaie de contraindre la surface de l'empilement de billes afin qu'elle ne présente pas de fluctuations de position verticale dans la direction y pour limiter l'incertitude ainsi introduite.

Un champ de vitesse défini à partir d'une hypothèse de profils verticaux paraboliques, à débit fixé, exhibera forcément des fluctuations longitudinales brutales correspondant aux fluctuations longitudinales de l'ouverture $b(x)$. Lesquelles fluctuations sont de fait discrétisées par le diamètre des billes. Or le champ de vitesse réel ne possède pas de telles variations longitudinales brusques. Pour atténuer de manière heuristique ce phénomène, nous lissons notre champ supposé en le moyennant par une fenêtre glissante de la même largeur que les tranches que nous considérons lorsque nous calculons le flux à travers une section. En utilisant des champs d'écoulements bidimensionnels calculés numériquement par Jérémie Bouquain (champs d'écoulements que nous ne montrons pas ici), nous avons constaté que ces

champs de vitesses générés de manière heuristique sont assez proches des champs simulés. Nous montrons à la Figure IV. 15 un tel champ de vitesse.

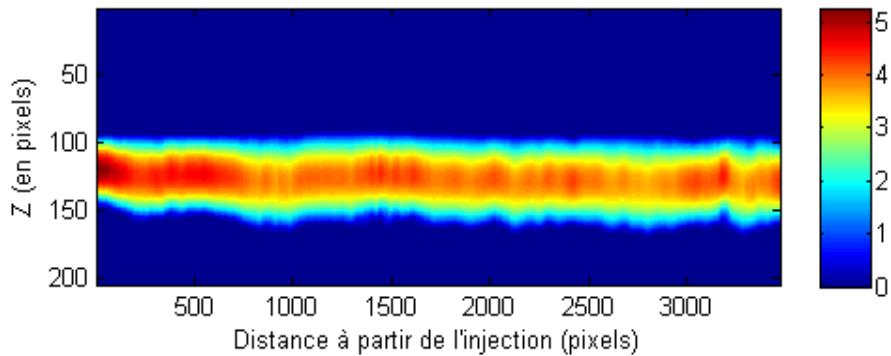


Figure IV. 15- Champ de vitesses $v(x,z)$ généré de manière heuristique dans la fracture en configuration « poreux lisse » pour un nombre de Péclet $Pe \sim 7.10^4$.

IV.2.2 Cas d'une interface fracture-matrice « lisse »

Cette première configuration est constituée d'une fracture dont la limite inférieure est constituée par la surface de l'empilement des billes, qui a été lissée manuellement de façon à modéliser une fracture aux caractéristiques géométriques aussi semblable que possible à celle de la fracture imperméable. Les variations d'ouverture liées à la taille des billes sont de l'ordre de $\sim 10\%$, ce qui correspond au rayon d'une bille. Les bilans de masse obtenus sont présentés à la Figure IV. 16.

L'évolution relative de la masse totale de colorant dans la fracture est similaire pour les différents nombres de Péclet: les courbes se superposent, y compris en termes de fluctuations de petite échelle, et elles sont comprises dans le domaine d'incertitude liée à la mesure.

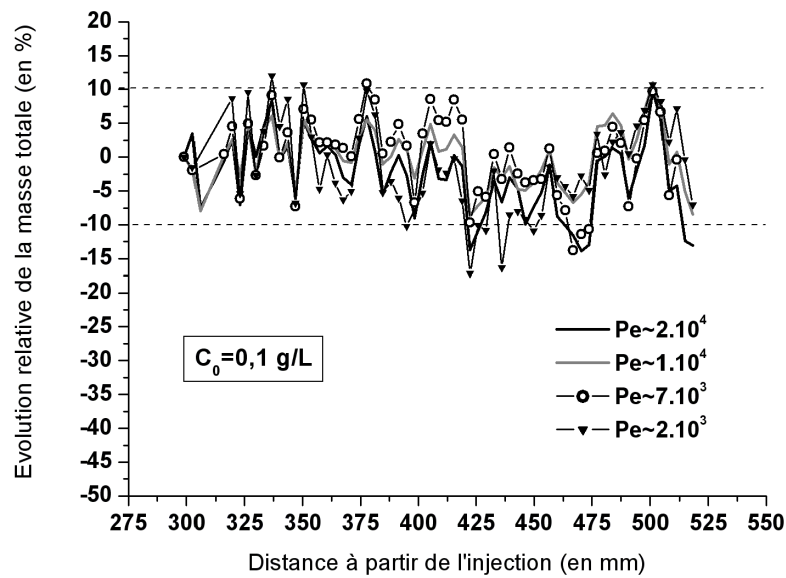


Figure IV. 16- Bilans de masse dans une fracture qui présente un mur poreux à géométrie « lisse » au niveau de sa paroi inférieure. $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ et $Fr = 5000$.

Les fluctuations de petite amplitude spatiale sont en grande partie liées à l'incertitude : la position verticale de la surface de l'empilement en x est définie par les billes positionnées le plus haut le long du profil de la surface à la position longitudinale x . Malgré un lissage manuel des billes précautionneux, ce profil peut être variable en fonction de la position horizontale transverse y , auquel cas les grandes ouvertures correspondant aux parties basses du profil ne sont pas « vues » par la procédure de détermination de l'ouverture $b(x)$, laquelle ne rend pas vraiment compte de la moyenne sur y du champ des ouvertures réel $b(x,y)$, mais plutôt de son minimum.

A la Figure IV. 17, j'ai représenté les données acquises à $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ pour les deux valeurs de débits extrêmes utilisées, en y superposant les courbes correspondantes obtenues en configuration de fracture imperméable.

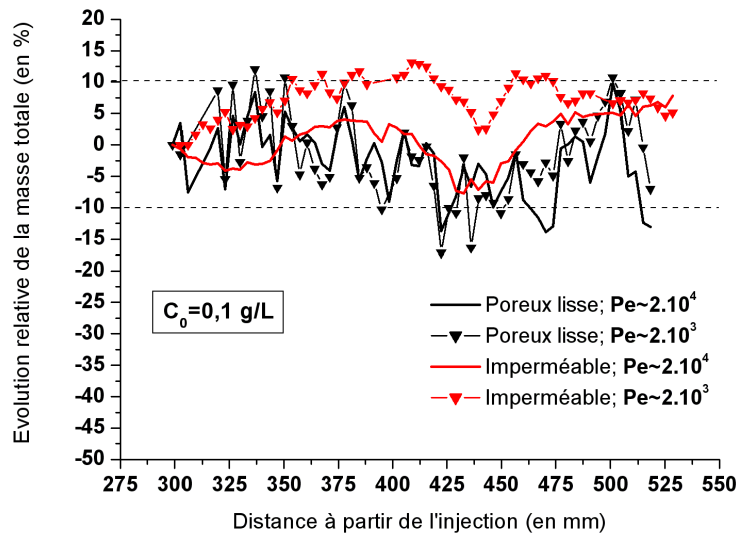


Figure IV. 17- Comparaison des bilans de masse obtenus en géométrie imperméable et en géométrie de paroi poreuse « lisse » pour $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ ($Fr = 5000$) et pour les débits utilisés le plus rapide et le plus lent: $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 2.10^3$.

L'action combinée des effets gravitaires et de la rugosité de l'interface due à la surface d'empilement des billes a pour conséquence de déformer le panache dont la branche inférieure tombe sur la paroi inférieure de la fracture, puis est advectée à la surface des billes (Figure IV. 18 et Figure IV. 19).

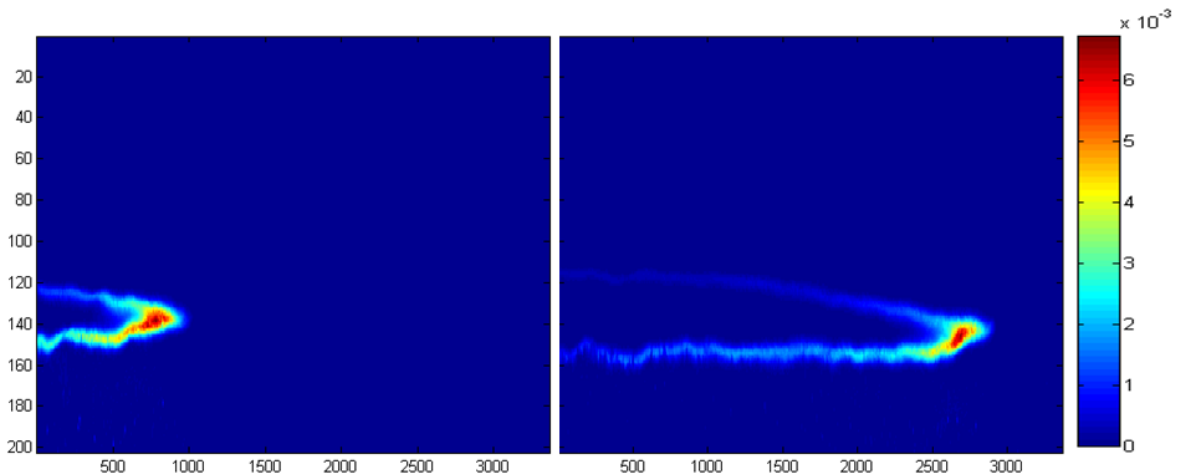


Figure IV. 18- Champs de concentration dans la fracture à paroi inférieure poreuse « lisse ». $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$, $Fr \sim 5.10^3$ et $Pe \sim 2.10^4$. Les axes sont repérés unités de pixels (1 pixel correspond à 0,068 mm). L'intervalle de temps entre les deux images est de 10 s.

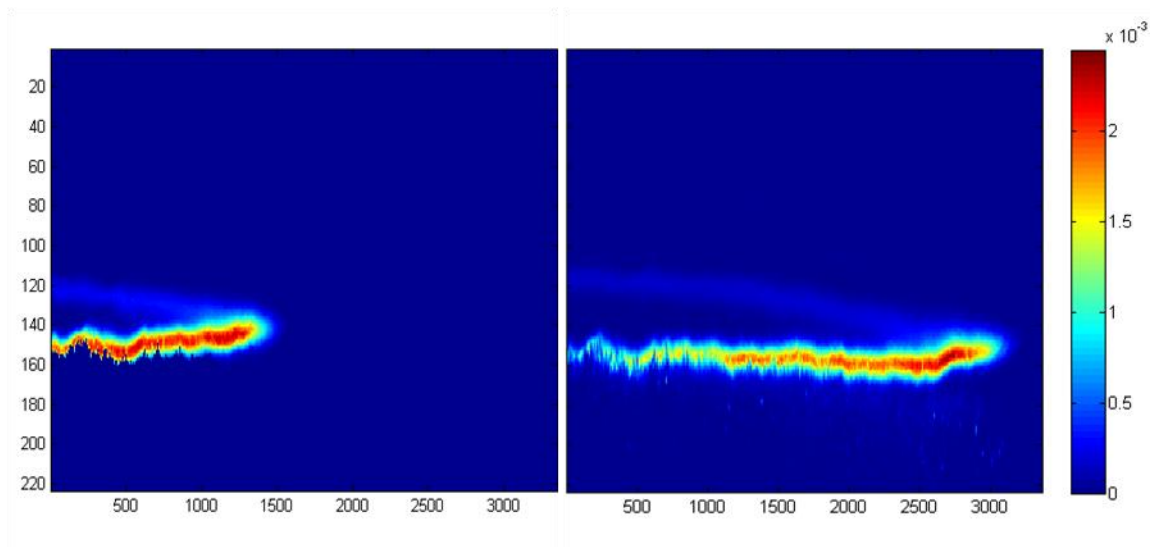


Figure IV. 19- Identique à la Figure IV.18, mais pour $Pe \sim 2.10^3$. L'intervalle de temps entre les deux images est de 40 s.

Malgré cela, la comparaison des évolutions relatives de la masse totale de colorant entre la configuration imperméable et celle incluant un mur poreux « lisse » ne permet pas de conclure à un comportement différent des deux géométries (Figure IV. 17). En d'autres termes, on ne peut pas conclure à un piégeage ou un échange du soluté au niveau de l'interface fracture-matrice poreuse, du moins pas d'une façon assez significative pour être détectable sans ambiguïté par notre procédure de mesure. A $Pe \sim 2.10^4$, l'écart entre les courbes d'évolutions relatives vaut au maximum 10 % (Figure IV. 17) tandis que pour un plus faible débit à $Pe \sim 2.10^4$ l'écart est de 15 %.

Les mesures fournies par les capteurs linéaires ne mettent pas non plus en évidence de dépendance de la masse mesurée avec le nombre de Péclet (voir Figure IV. 20). En ce sens, elles sont cohérentes avec les profils $m(x)$ fournis par les caméras.

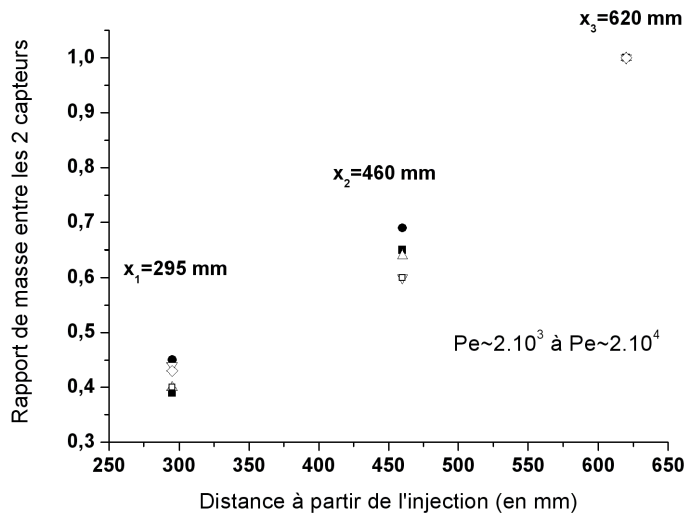


Figure IV. 20- Rapports de masse totale de colorant x_1/x_3 , x_2/x_3 obtenus pour $Pe \sim 2.10^3$ à $Pe \sim 2.10^4$ dans la fracture à paroi inférieure poreuse « lisse » avec $C_0 = 0,1$ g/L et $Fr = 5000$.

IV.2.2 Cas d'une interface fracture-matrice « rugueuse »

Je présente maintenant les bilans de masses obtenus avec une configuration où l'interface fracture matrice poreuse présente une géométrie sinueuse, qui crée un champ des ouvertures quasiment sinusoïdal (cf. Figure IV. 21).

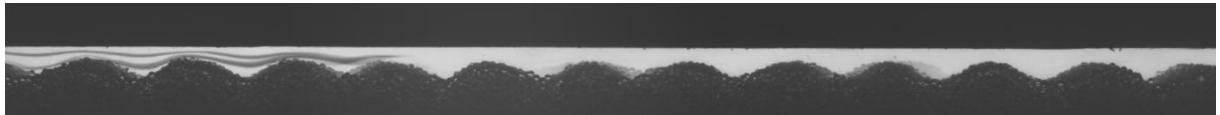


Figure IV. 21- Image de la migration du panache dans la fracture prise à $t = 15$ s après l'injection. $C_0 = 0,075$ g/L, $Pe \sim 7.10^4$, $Fr = 3700$.

Les variations d'ouvertures sont comprises entre ~ 4 mm et ~ 7 mm ; ce qui engendre des fluctuations de la vitesse, avec des zones d'accélération au niveau des « collines » et des zones de ralentissement au niveau des « vallées » (Figure IV. 22). On espère ainsi piéger une partie de la masse de solutés au niveau des vallées.

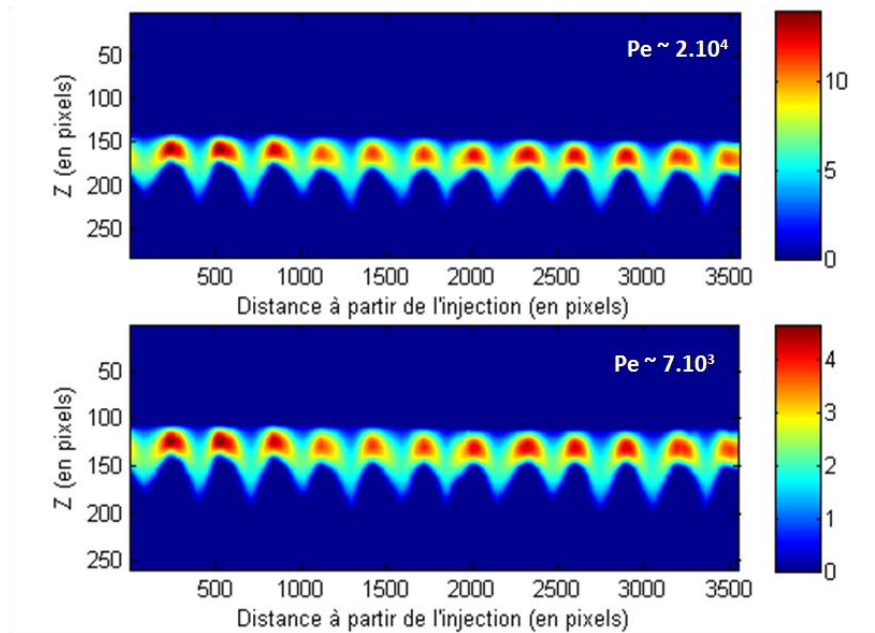


Figure IV. 22- Champ de vitesse dans la fracture à paroi inférieure poreuse quasi-sinusoïdale, générés par lissage longitudinal des profils paraboliques (voir paragraphe IV.2.1), à $Pe \sim 2.10^4$ et $Pe \sim 7.10^3$. Les ouvertures sont comprises entre ~ 4 mm et ~ 7 mm. $C_0 = 0,075$ g/L et $Fr = 3700$.

Les bilans de masse obtenus dans la configuration ci-dessus (Figure IV. 21) sont présentés dans à la Figure IV. 23 :

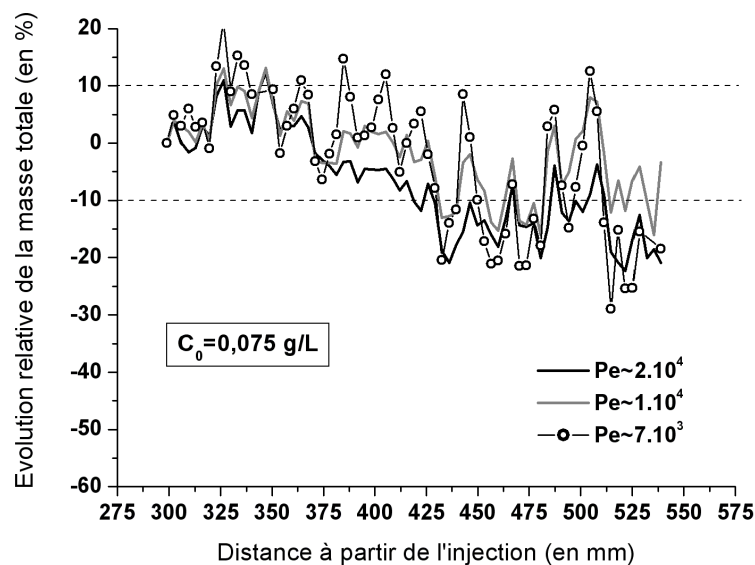


Figure IV. 23- Bilans de masse obtenus avec la fracture à paroi inférieure poreuse quasi-sinusoïdale pour $C_0 = 0,075$ g/L et $Fr = 3700$.

Les bilans de masse à différents nombres de Péclet traduisent une perte de masse de colorant significative le long de la fracture (Figure IV. 23). Les fluctuations des bilans de masse sont aussi plus prononcées pour un nombre de Péclet faible à $\sim 2.10^3$. Ces fluctuations sont en phase avec les oscillations de la surface de l'empilement : les maxima locaux du profil $m(x)$ correspondent au sommet des collines. Ces fluctuations spatiales de la masse peuvent avoir plusieurs causes :

- (i) Une incertitude dans la mesure, liée aux fluctuations transverses d'ouverture comme discutée plus haut au paragraphe IV.2.2
- (ii) Un effet de parallaxe : chaque caméra voit les ondulations sous un angle différent ; les « collines » situées au centre d'une image sont réellement vues de profil, et donc la portion correspondante du profil (x,z) de la surface des billes est enregistré correctement ; les collines situées en bordure du champ des images sont vues de biais, ce qui induit une déformation dans la portion correspondante du profil (x,z) de la surface des billes.
- (iii) Une inadéquation trop grande entre le champ de vitesse généré heuristiquement et la composante du champ de vitesse réel dans le plan (x,z) . Cet aspect aurait pu être testé numériquement mais nous n'avons pas eu le temps de le faire.
- (iv) La pénétration effective du soluté dans les « collines » granulaires, auquel cas l'échange correspondant est advectif.

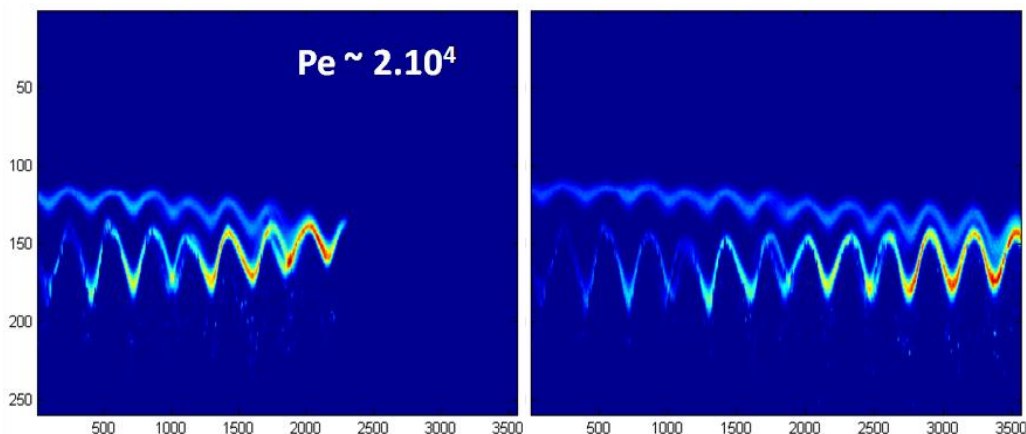


Figure IV. 24- Champs de concentration mesurés dans une fracture à paroi inférieure poreuse sinusoïdale. Les variations d'ouverture varient entre ~ 4 mm et ~ 7 mm. $C_0 = 0,075$ g/L et $Fr = 3700$.

Les bilans de masse obtenus dans la même configuration géométrique mais avec une concentration initiale plus élevée à $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ ($Fr = 5000$) sont présentés à la figure suivante (Figure IV. 25). La perte de masse évolue également de manière monotone avec la distance à l'injection x , mais elle plus significative encore, ce qui est n'est pas surprenant puisque la flottabilité négative initiale du liquide injecté est plus grande en valeur absolue d'un facteur $4/3$. En sortie de la zone de mesure, environ 30 % de la masse est devenue invisible à la mesure. La signification de cette perte de masse est discutée au paragraphe suivant.

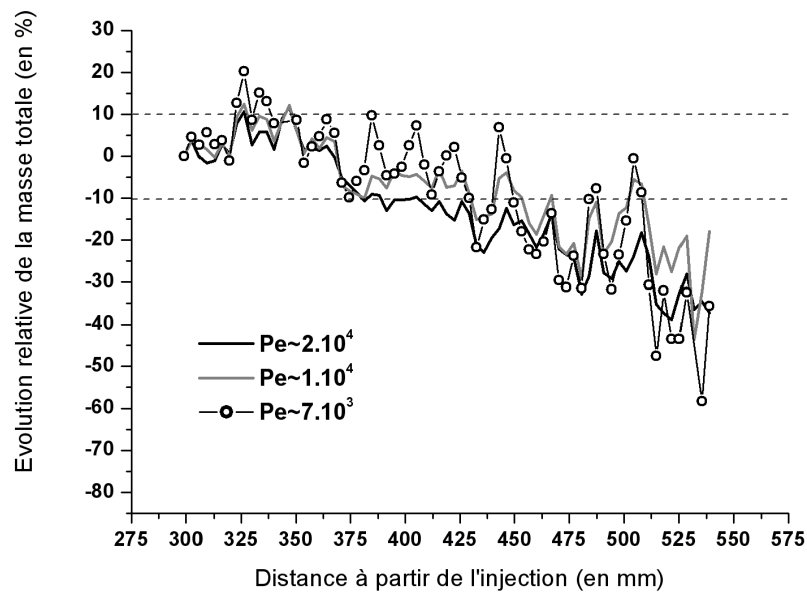


Figure IV. 25- Bilans de masse obtenus dans la fracture avec une interface à géométrie sinusoïdale créant des variations d'ouverture comprises entre $\sim 4 \text{ mm}$ et $\sim 7 \text{ mm}$. $C_0 = 0,1 \text{ g/L}$ et $Fr = 5000$.

IV.3 Echange fracture-matrice et « piégeage » du soluté à l'interface

En configuration de paroi inférieure poreuse ondulée, et pour un nombre de Froude de l'ordre de 5000, nous mesurons une diminution de la masse vue dans la fracture. La question est de savoir si cette perte de masse correspond réellement à un échange de soluté entre la fracture et la matrice. Dans les configurations d'écoulement que nous avons considéré, et en exceptant un possible échange advectif réversible au niveau des « collines » de la surface de l'empilement de billes (voir paragraphe précédent), la pénétration du soluté dans l'intérieur du milieu poreux est un processus diffusif. Or, le temps caractéristique nécessaire à la diffusion du soluté sur une distance correspondant à l'épaisseur d'une couche de bille est $b^2/D_m = 10^3 \text{ s} \sim 20 \text{ min}$, et nos expériences les plus lentes durent 40 min, tandis que les

plus rapides durent 10 min. Par conséquent, la masse perdue de soluté par la fracture est plus « piégée » à la surface du milieu poreux que réellement échangée avec lui.

Cela dit, même dans l'hypothèse où le soluté ne dépasse même pas la première couche de bille, et se retrouve au contact immédiat de la paroi, il se situe dans une zone inaccessible à la mesure car au niveau de ce que la procédure de traitement d'image voit comme une zone sombre d'une dizaine de pixels définissant la paroi de la fracture. Cette occultation d'une partie du colorant n'est pas gênante en soit, puisqu'elle met bien en évidence un piégeage de soluté dans des zones de vitesses très faibles. Ce piégeage dans les zones stagnantes ou de vitesses faibles à la surface du milieu conduira à un retard important dans la restitution du soluté en sortie de fracture et donc à des courbes de restitution (*BTC* « BreakThrough Curves ») très asymétriques avec une longue queue lentement décroissante.

Conclusion du chapitre IV

Dans ce chapitre, j'ai présenté les bilans de masse obtenus pour les différentes configurations de fractures expérimentales, c'est-à-dire avec ou sans frontière poreuse. L'objectif était d'acquies des profils $m(x)$ en configuration poreuse qui mettent en évidence un échange de soluté à l'interface entre la fracture et la matrice.

Les bilans obtenus en configuration de fracture imperméable pour différentes valeurs du nombre de Péclet traduisent la conservation de la masse totale de colorant modulo des fluctuations de grande échelle spatiale et d'amplitude 10 %. Ces fluctuations sont indépendantes des conditions d'écoulement et d'injection, elles pourraient être due à des variations longitudinales de la largeur du canal. Ces mesures permettent également de vérifier la validité de l'hypothèse faite sur le champ de vitesse, validité que nous avons testée au préalable sur des données numériques.

Dans le cas d'une géométrie de fracture possédant une paroi inférieure poreuse « lisse », il ne nous a pas été possible de déterminer une perte significative de masse du colorant, c'est-à-dire supérieure à 10 % même dans le cas d'un nombre de Froude initial élevé ($Fr = 5000$). Les profils $m(x)$ fournis par les caméras sont similaires pour les différents nombres de Péclet et compris dans notre gamme d'incertitude ($\pm 10\%$). Des pertes de masse plus significatives sont mesurées dans le cas où l'interface fracture-matrice présente une géométrie sinueuse qui crée un champ des ouvertures quasiment sinusoïdal. Ces pertes de masse estimées à $\sim 20\%$ avec $Fr = 3700$ et à $\sim 40\%$ avec $Fr = 5000$, sont la signature du piégeage d'une quantité de colorant au niveau des « vallées » de la surface de l'empilement granulaire ; ces vallées correspondent à des zones de faibles vitesses.

Les conditions d'écoulement choisies et la géométrie du dispositif rendent difficile la mesure d'un échange fracture-matrice significatif. Et ce pour deux raisons : (i) d'une part, l'échange n'est mesurable que lorsqu'il est massif ; (ii) d'autre part, en configuration de mélange pré-asymptotique telle que nous l'avons abordée, le temps de mise en contact du soluté avec le milieu poreux est trop faible pour permettre un échange purement diffusif entre la fracture et la matrice.

Conclusion générale

L'étude du transport de solutés et de la caractérisation de l'interaction fracture-matrice que j'ai présentée dans cette thèse s'appuie sur un dispositif expérimental original associé à une procédure de traitement permettant de suivre l'évolution temporelle du champ de concentration d'un traceur coloré dans la fracture. Le dispositif s'est révélé bien adapté à l'étude du couplage densitaire entre écoulement et transport dans une fracture imperméable en régime pré-asymptotique. Nous avons mis en évidence le rôle non négligeable des effets densitaires du traceur sur le mélange à partir de l'étude des moments locaux de concentration dans des tranches horizontales de la fracture.

La mesure de la masse totale de colorant $m(x)$ qui traverse les différentes sections de fracture transverses à l'écoulement, en fonction de la position x , a permis d'établir des bilans de masse de soluté. Une quantité de soluté piégée à la surface du milieu poreux, même sans réelle diffusion dans le milieu, est « vue » par le dispositif de mesure comme de la masse perdue, et donc échangée. Il faut noter que nous n'avons pu mesurer une quantité de masse échangée inférieure ou égale à 10 % étant donnée l'incertitude sur la mesure de C_{eq} . En configuration de paroi poreuse lisse, nous n'avons pas pu mettre en évidence de perte de masse significative le long de la fracture. Dans le cas où la fracture possède une paroi inférieure poreuse avec une géométrie sinueuse, nous avons au contraire mesuré des pertes de la masse de colorant dans la fracture qui traduisent le piégeage ou le ralentissement du soluté au voisinage de la matrice. Ce piégeage est superficiel et ne correspond pas à une pénétration du soluté dans le milieu poreux de plus d'une distance supérieure à une taille typique de grain. En conditions d'écoulement transitoire ou sur des temps inférieurs à plusieurs heures (qui peuvent être caractéristiques d'une expérience de traçage sur le terrain), et pour des contrastes de perméabilité importants entre fractures et milieu poreux, on voit mal comment les longues queues de restitution peuvent être dues à autre chose que ce piégeage à la surface de la matrice, pour lequel la gravité joue un rôle prépondérant.

Au final, le dispositif s'est révélé peu adapté à l'étude de l'échange fracture matrice malgré le développement d'un dispositif de mesure sinon fin, du moins où les incertitudes sont relativement bien quantifiées. Des modifications pourraient être apportées afin d'améliorer la mesure. Notamment la calibration des caméras pourrait être plus contrainte. Du coup, l'estimation de l'incertitude de mesure est exagérée. Les fluctuations longitudinales de la

largeur des maquettes expérimentales pourraient également être caractérisées quantitativement. Enfin, il aurait été utile de pouvoir comparer directement les mesures acquises dans les différentes configurations géométriques, c'est-à-dire avec et sans paroi poreuse, ce qui aurait été possible si elles utilisaient toute deux la même maquette pour les parois supérieure et latérales de la fracture. Malheureusement, les maquettes de fracture imperméable et poreuse avaient été conçues indépendantes l'une de l'autre dès le départ. Enfin, l'interprétation des données expérimentales a montré la nécessité de conduire en parallèle des simulations numériques correspondant au problème expérimental abordé.

Bibliographie

- Abelin, H., L. Birgersson, et al. (1991). "A Large-Scale Flow and Tracer Experiment in Granite .1. Experimental-Design and Flow Distribution." *Water Resources Research* **27**(12): 3107-3117.
- Abelin, H., L. Birgersson, et al. (1991). "A Large-Scale Flow and Tracer Experiment in Granite .2. Results and Interpretation." *Water Resources Research* **27**(12): 3119-3135.
- Abelin, H., L. Birgersson, et al. (1994). "Channeling Experiments in Crystalline Fractured Rocks." *Journal of Contaminant Hydrology* **15**(3): 129-158.
- Andersson, P., J. Byegard, et al. (2004). "In situ tracer tests to determine retention properties of a block scale fracture network in granitic rock at the Äspö Hard Rock Laboratory, Sweden." *Journal of Contaminant Hydrology* **70**: 271-297.
- Aronofsky, J. S. and J. P. Heller (1957). "A Diffusion Model to Explain Mixing of Flowing Miscible Fluids in Porous Media." *Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers* **210**(12): 345-349.
- Attinger, S., M. Dentz, et al. (1999). "Temporal behaviour of a solute cloud in a chemically heterogeneous porous medium." *Journal of Fluid Mechanics* **386**: 77-104.
- Bajracharya, K. and D. A. Barry (1997). "Nonequilibrium solute transport parameters and their physical significance: Numerical and experimental results." *Journal of Contaminant Hydrology* **24**(3-4): 185-204.
- Barenblatt, G. I. and e. al. (1960). "Basic concept in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks." *J.Appl.Math.* **24**: 1286-1303.
- Barker, J. A. (1982). "Laplace transform solutions for solute transport in fissured aquifers." *Advances in Water Resources* **5**(2): 98-104.
- Bear, J. and B. Berkowitz (1987). "Groundwater flow and pollution in fractured rock aquifers." dans P.Novak, *Developments in hydraulic engineering* **4**: 175-238.
- Bear, J., C.-F. Tsang, et al. (1993). "Flow and contaminant transport in fractured rock." Academic Press.
- Becker, M. W. and A. M. Shapiro (2000). "Tracer transport in fractured crystalline rock: evidence of nondiffusive breakthrough tailing." *Water Resources Research* **36**(7): 1677-1686.
- Berkowitz, B. (1989). "Boundary-Conditions Along Permeable Fracture Walls - Influence on Flow and Conductivity." *Water Resources Research* **25**(8): 1919-1922.
- Berkowitz, B., J. Bear, et al. (1988). "Continuum Models for Contaminant Transport in Fractured Porous Formations." *Water Resources Research* **24**(8): 1225-1236.
- Berkowitz, B. and C. Braester (1991). "Solute Transport in Fracture Channel and Parallel Plate Models." *Geophysical Research Letters* **18**(2): 227-230.

- Berkowitz, B., C. Naumann, et al. (1994). "Mass-Transfer at Fracture Intersections - an Evaluation of Mixing Models." *Water Resources Research* **30**(6): 1765-1773.
- Berkowitz, B. and H. Scher (1997). "Anomalous transport in random fracture networks." *Physical Review Letters* **79**(20): 4038-4041.
- Berkowitz, B. and H. Scher (1998). "Theory of anomalous chemical transport in random fracture networks." *Physical Review E* **57**(5): 5858-5869.
- Berkowitz, B. and H. Scher (2001). "The role of probabilistic approaches to transport theory in heterogeneous media." *Transport in Porous Media* **42**(1-2): 241-263.
- Berkowitz, B., H. Scher, et al. (2000). "Anomalous transport in laboratory-scale, heterogeneous porous media." *Water Resources Research* **36**(1): 149-158.
- Brinkman, H. C. (1947). "A Calculation of the Viscous Force Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particles." *Applied Scientific Research Section a-Mechanics Heat Chemical Engineering Mathematical Methods* **1**(1): 27-34.
- Brown, S., A. Caprihan, et al. (1998). "Experimental observation of fluid flow channels in a single fracture." *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* **103**(B3): 5125-5132.
- Brown, S. R. (1989). "Transport of Fluid and Electric-Current through a Single Fracture." *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets* **94**(B7): 9429-9438.
- Brusseau, M. L., R. E. Jessup, et al. (1989). "Modeling the Transport of Solutes Influenced by Multiprocess Nonequilibrium." *Water Resources Research* **25**(9): 1971-1988.
- Callahan, T. J., P. W. Reimus, et al. (2000). "Using multiple experimental methods to determine fracture/matrix interactions and dispersion of nonreactive solutes in saturated volcanic tuff." *Water Resources Research* **36**(12): 3547-3558.
- Caprihan, A. and E. Fukushima (1990). "Flow Measurements by Nmr." *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **198**(4): 195-235.
- Carrera, J., X. Sanchez-Vila, et al. (1998). "On matrix diffusion: formulations, solution methods and qualitative effects." *Hydrogeology Journal* **6**(1): 178-190.
- Corapcioglu, M. Y. and P. Fedirchuk (1999). "Glass bead micromodel study of solute transport." *Journal of Contaminant Hydrology* **36**(3-4): 209-230.
- Cortis, A. and B. Berkowitz (2004). "Anomalous transport in "classical" soil and sand columns." *Soil Science Society of America Journal* **68**(5): 1539-1548.
- Cox, B. L. and J. S. Y. Wang (1993). "Fractal analyses of anisotropic fracture surfaces." *Fractals* **1**(3): 547-559.
- Dagan, G. (1982). "Stochastic Modeling of Groundwater-Flow by Unconditional and Conditional Probabilities .2. The Solute Transport." *Water Resources Research* **18**(4): 835-848.

- Dagan, G. (1984). "Solute Transport in Heterogeneous Porous Formations." *Journal of Fluid Mechanics* **145**(AUG): 151-177.
- Dagan, G. (1988). "Time-Dependent Macrodispersion for Solute Transport in Anisotropic Heterogeneous Aquifers." *Water Resources Research* **24**(9): 1491-1500.
- de Marsily, G. (1981). "Hydrogéologie quantitative." Masson, Paris, 215p.
- Deans, H. A. (1963). "A Mathematical Model for Dispersion in the Direction of Flow in Porous Media." *Society of Petroleum Engineers Journal* **3**(1): 49-52.
- Degueudre, C., H. Pleinert, et al. (1996). "Porosity and pathway determination in crystalline rock by positron emission tomography and neutron radiography." *Earth and Planetary Science Letters* **140**(1-4): 213-225.
- Dentz, M. and J. Carrera (2007). "Mixing and spreading in stratified flow." *Physics of Fluids* **19**(1).
- Dentz, M., H. Kinzelbach, et al. (2000). "Temporal behavior of a solute cloud in a heterogeneous porous medium 1. Point-like injection." *Water Resources Research* **36**(12): 3591-3604.
- Dentz, M., H. Kinzelbach, et al. (2000). "Temporal behavior of a solute cloud in a heterogeneous porous medium 2. Spatially extended injection." *Water Resources Research* **36**(12): 3605-3614.
- Detwiler, R. L., H. Rajaram, et al. (2000). "Solute transport in variable-aperture fractures: An investigation of the relative importance of Taylor dispersion and macrodispersion." *Water Resources Research* **36**(7): 1611-1625.
- Dijk, P. and B. Berkowitz (1999). "Investigation of flow in water-saturated rock fractures using nuclear magnetic resonance imaging (NMRI)." *Water Resources Research* **35**(2): 347-360.
- Dijk, P. and B. Berkowitz (1999). "Three-dimensional flow measurements in rock fractures." *Water Resources Research* **35**(12): 3955-3959.
- Dronfield, D. G. and S. E. Silliman (1993). "Velocity Dependence of Dispersion for Transport through a Single Fracture of Variable Roughness." *Water Resources Research* **29**(10): 3477-3483.
- Durham, W. B. and B. P. Bonner (1994). "Self-Propping and Fluid-Flow in Slightly Offset Joints at High Effective Pressures." *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* **99**(B5): 9391-9399.
- Dverstorp, B., J. Andersson, et al. (1992). "Discrete Fracture Network Interpretation of Field Tracer Migration in Sparsely Fractured Rock." *Water Resources Research* **28**(9): 2327-2343.

- Dykhuizen, R. C. (1990). "A New Coupling Term for Dual-Porosity Models." *Water Resources Research* **26**(2): 351-356.
- Foster, S. S. D. (1975). "Chalk Groundwater Tritium Anomaly - Possible Explanation." *Journal of Hydrology* **25**(1-2): 159-165.
- Fournon, A. (2005). "Modélisation multi-échelle des transferts en milieux fracturés: application au site de Aspö (Suède)." thèse.
- Ge, S. M. (1997). "A governing equation for fluid flow in rough fractures." *Water Resources Research* **33**(1): 53-61.
- Gelhar, L. W. and C. L. Axness (1982). "Stochastic-Analysis of Macrodispersion in 3-Dimensionally Heterogeneous Aquifers." *Abstracts of Papers of the American Chemical Society* **183**(MAR): 74-INDE.
- Gelhar, L. W. and C. L. Axness (1983). "3-Dimensional Stochastic-Analysis of Macrodispersion in Aquifers." *Water Resources Research* **19**(1): 161-180.
- Gelhar, L. W., A. L. Gutjahr, et al. (1979). "Stochastic-Analysis of Macrodispersion in a Stratified Aquifer." *Water Resources Research* **15**(6): 1387-1397.
- Gelhar, L. W., C. Welty, et al. (1992). "A Critical-Review of Data on Field-Scale Dispersion in Aquifers." *Water Resources Research* **28**(7): 1955-1974.
- Gerke, H. H. and M. T. Vangenuchten (1993). "A Dual-Porosity Model for Simulating the Preferential Movement of Water and Solutes in Structured Porous-Media." *Water Resources Research* **29**(2): 305-319.
- Glover, P. W. J., K. Matsuki, et al. (1998). "Fluid flow in synthetic rough fractures and application to the Hachimantai geothermal hot dry rock test site." *J.Geophysics Research* **103**(B5): 9621-9635.
- Grisak, G. E. and J. F. Pickens (1980). "Solute Transport through Fractured Media .1. The Effect of Matrix Diffusion." *Water Resources Research* **16**(4): 719-730.
- Grisak, G. E. and J. F. Pickens (1981). "An Analytical Solution for Solute Transport through Fractured Media with Matrix Diffusion." *Journal of Hydrology* **52**(1-2): 47-57.
- Grisak, G. E., J. F. Pickens, et al. (1980). "Solute Transport through Fractured Media .2. Column Study of Fractured Till." *Water Resources Research* **16**(4): 731-739.
- Guven, O., F. J. Molz, et al. (1984). "An Analysis of Dispersion in a Stratified Aquifer." *Water Resources Research* **20**(10): 1337-1354.
- Haggerty, R., S. W. Fleming, et al. (2001). "Tracer tests in a fractured dolomite 2. Analysis of mass transfer in single-well injection-withdrawal tests." *Water Resources Research* **37**(5): 1129-1142.

- Haggerty, R. and S. M. Gorelick (1995). "Multiple-Rate Mass-Transfer for Modeling Diffusion and Surface-Reactions in Media with Pore-Scale Heterogeneity." *Water Resources Research* **31**(10): 2383-2400.
- Haggerty, R. and S. M. Gorelick (1998). "Modeling mass transfer processes in soil columns with pore-scale heterogeneity." *Soil Science Society of America Journal* **62**(1): 62-74.
- Hakami, E. and E. Larsson (1996). "Aperture measurements and flow experiments on a single natural fracture." *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts* **33**(4): 395-404.
- Himmelsbach, T., H. Hotzl, et al. (1998). "Solute transport processes in a highly permeable fault zone of Lindau fractured rock test site (Germany)." *Ground Water* **36**(5): 792-799.
- Hodgkinson, D. P. and D. A. Lever (1983). "Interpretation of a Field Experiment on the Transport of Sorbed and Non-Sorbed Tracers through a Fracture in Crystalline Rock." *Radioactive Waste Management and Environmental Restoration* **4**(2): 129-158.
- Hoffman, F., D. Ronen, et al. (1996). "Evaluation of flow characteristics of a sand column using magnetic resonance imaging." *Journal of Contaminant Hydrology* **22**(1-2): 95-107.
- Huang, W. E., C. C. Smith, et al. (2002). "Physical modelling of solute transport in porous media: evaluation of an imaging technique using UV excited fluorescent dye." *Water Research* **36**(7): PII S0043-1354(01)00393-1.
- Ippolito, I., G. Daccord, et al. (1994). "Echo dispersion in model fractures with a rectangular geometry." *Journal of Contaminant Hydrology* **16**: 87-108.
- Ippolito, I., E. J. Hinch, et al. (1993). "Tracer dispersion in 2-D fractures with flat and rough walls in a radial flow geometry." *Physical of Fluids A* **5**(8): 1952-1962.
- Jardine, P. M., W. E. Sanford, et al. (1999). "Quantifying diffusive mass transfer in fractured shale bedrock." *Water Resources Research* **35**(7): 2015-2030.
- Johns, R. A. and P. V. Roberts (1991). "A Solute Transport Model for Channelized Flow in a Fracture." *Water Resources Research* **27**(8): 1797-1808.
- Johns, R. A., J. S. Steude, et al. (1993). "Nondestructive Measurements of Fracture Aperture in Crystalline Rock Cores Using X-Ray Computed-Tomography." *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* **98**(B2): 1889-1900.
- Keller, A. A., P. V. Roberts, et al. (1999). "Effect of fracture aperture variations on the dispersion of contaminants." *Water Resources Research* **35**(1): 55-63.
- Keller, A. A., P. V. Roberts, et al. (1995). "Prediction of Single-Phase Transport Parameters in a Variable Aperture Fracture." *Geophysical Research Letters* **22**(11): 1425-1428.

- Khalili, A., A. J. Basu, et al. (1998). "Flow visualization in porous media via Positron Emission Tomography." *physical of Fluids* **10**(4): 1031-1033.
- Kitanidis, P. K. (1994). "The Concept of the Dilution Index." *Water Resources Research* **30**(7): 2011-2026.
- Kumar, A. T. A., P. Majors, et al. (1997). "Measurement of aperture and multiphase flow in fractures with NMR imaging." *Spe Formation Evaluation* **12**(2): 101-107.
- Legendijk, V. R., T. Vogel, et al. (2000). "Contaminant transport modeling in multi-porosity fractured systems using a multi-continuum approach." *Geocology and Computers*: 497-502.
- Lallemand-Barrès, A. and P. Peaudecerf (1978). "Recherche des relations entre les valeurs mesurées de la dispersivité macroscopique d'un milieu aquifère, ses autres caractéristiques et les conditions de mesure. Etude bibliographique." *Bulletin du BRGM* 4.
- Lapevic, P. A., K. S. Novakowski, et al. (1999). "The interpretation of a tracer experiment conducted in a single fracture under conditions of natural groundwater flow." *Water Resources Research* **35**(8): 2301-2312.
- Levy, M. and B. Berkowitz (2003). "Measurement and analysis of non-Fickian dispersion in heterogeneous porous media." *Journal of Contaminant Hydrology* **64**: 203-226.
- Lin, B. S. and C. H. Lee (1998). "An explanation of distance-dependent dispersion of mass transport in fractured rock." *Journal of the Chinese Institute of Engineers* **21**(3): 365-372.
- Loggia, D., P. Gouze, et al. (2004). "Investigation of the geometrical dispersion regime in a single fracture using positron emission projecting imaging." *Transport in porous media* **55**: 1-20.
- Maloszewski, P., A. Herrmann, et al. (1999). "Interpretation of tracer tests performed in fractured rock of the Lange Bramke basin, Germany." *Hydrogeology Journal* **7**(2): 209-218.
- Maloszewski, P. and A. Zuber (1985). "On the Theory of Tracer Experiments in Fissured Rocks with a Porous Matrix." *Journal of Hydrology* **79**(3-4): 333-358.
- Maloszewski, P. and A. Zuber (1993). "Tracer Experiments in Fractured Rocks - Matrix Diffusion and the Validity of Models." *Water Resources Research* **29**(8): 2723-2735.
- Matheron, G. and G. Demarsily (1980). "Is Transport in Porous-Media Always Diffusive - a Counterexample." *Water Resources Research* **16**(5): 901-917.
- Meheust, Y. and J. Schmittbuhl (2000). "Flow enhancement of a rough fracture." *Geophysical Research Letters* **27**(18): 2989-2992.

- Meheust, Y. and J. Schmittbuhl (2003). "Scale effects related to flow in rough fractures." *Pure and Applied Geophysics* **160**(5-6): 1023-1050.
- Moench, A. F. (1995). "Convergent Radial Dispersion in a Double-Porosity Aquifer with Fracture Skin - Analytical Solution and Application to a Field Experiment in Fractured Chalk." *Water Resources Research* **31**(8): 1823-1835.
- Moreno, L., Y. W. Tsang, et al. (1988). "Flow and Tracer Transport in a Single Fracture - a Stochastic-Model and Its Relation to Some Field Observations." *Water Resources Research* **24**(12): 2033-2048.
- Moroni, M. and J. H. Cushman (2001). "Three-dimensional particle tracking velocimetry studies of the transition from pore dispersion to Fickian dispersion for homogeneous porous media." *Water Resources Research* **37**(4): 873-884.
- Moroni, M., N. Kleinfelder, et al. (2007). "Analysis of dispersion in porous media via matched-index particle tracking velocimetry experiments." *Advances in Water Resources* **30**(1): 1-15.
- Mourzenko, V. V., S. Bekri, et al. (1996). "Deposition in fractures." *Chemical Engineering Communications* **150**: 431-464.
- Mourzenko, V. V., J. F. Thovert, et al. (1995). "Permeability of a Single Fracture - Validity of the Reynolds-Equation." *Journal De Physique II* **5**(3): 465-482.
- Neretnieks, I. (1980). "Diffusion in the Rock Matrix - an Important Factor in Radionuclide Retardation." *Journal of Geophysical Research* **85**(NB8): 4379-4397.
- Neretnieks, I. (2002). "A stochastic multi-channel model for solute transport - analysis of tracer tests in fractured rock." *Journal of Contaminant Hydrology* **55**(3-4): PII S0169-7722(01)00195-4.
- Neretnieks, I., T. Eriksen, et al. (1982). "Tracer Movement in a Single Fissure in Granitic Rock - Some Experimental Results and Their Interpretation." *Water Resources Research* **18**(4): 849-858.
- Neretnieks, I. and A. Rasmuson (1984). "An Approach to Modeling Radionuclide Migration in a Medium with Strongly Varying Velocity and Block Sizes Along the Flow Path." *Water Resources Research* **20**(12): 1823-1836.
- Nordqvist, A. W., Y. W. Tsang, et al. (1996). "Effects of high variance of fracture transmissivity on transport and sorption at different scales in a discrete model for fractured rocks." *Journal of Contaminant Hydrology* **22**(1-2): 39-66.
- Ogilvie, S. R., J. M. Orribo, et al. (2001). "The influence of deformation bands upon fluid flow using profile permeametry and positron emission tomography." *Geophysical Research Letters* **28**(1): 61-64.

- Oswald, S., W. Kinzelbach, et al. (1997). "Observation of flow and transport processes in artificial porous media via magnetic resonance imaging in three dimensions." *Geoderma* **80**(3-4): 417-429.
- Polak, A., A. S. Grader, et al. (2003). "Chemical diffusion between a fracture and the surrounding matrix: Measurement by computed tomography and modeling." *Water Resources Research* **39**(4): doi:10.1029/2001WR000813.
- Polak, A., A. S. Grader, et al. (2003). "Tracer diffusion from a horizontal fracture into the surrounding matrix: measurement by computed tomography." *Journal of Contaminant Hydrology* **67**: 95-112.
- Polak, A., R. Nativ, et al. (2002). "Matrix diffusion in northern Negev fractured chalk and its correlation to porosity." *Journal of Hydrology* **268**: 203-213.
- Rao, P. S. C., R. E. Jessup, et al. (1980). "Experimental and Mathematical-Description of Non-Adsorbed Solute Transfer by Diffusion in Spherical Aggregates." *Soil Science Society of America Journal* **44**(4): 684-688.
- Rashidi, M., L. Peurrung, et al. (1996). "Experimental analysis of pore-scale flow and transport in porous media." *Advances in Water Resources* **19**(3): 163-180.
- Rasmuson, A. and I. Neretnieks (1980). "Exact Solution of a Model for Diffusion in Particles and Longitudinal Dispersion in Packed-Beds." *Aiche Journal* **26**(4): 686-690.
- Rasmuson, A. and I. Neretnieks (1981). "Migration of Radionuclides in Fissured Rock - the Influence of Micropore Diffusion and Longitudinal Dispersion." *Journal of Geophysical Research* **86**(NB5): 3749-3758.
- Rasmuson, A. and I. Neretnieks (1986). "Radionuclide Transport in Fast Channels in Crystalline Rock." *Water Resources Research* **22**(8): 1247-1256.
- Raven, K. G. and J. E. Gale (1985). "Water-Flow in a Natural Rock Fracture as a Function of Stress and Sample-Size." *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* **22**(4): 251-261.
- Raven, K. G., K. S. Novakowski, et al. (1988). "Interpretation of Field Tracer Tests of a Single Fracture Using a Transient Solute Storage Model." *Water Resources Research* **24**(12): 2019-2032.
- Roux, S., F. Plouraboue, et al. (1998). "Tracer dispersion in rough open cracks." *Transport in Porous Media* **32**(1): 97-116.
- Sahimi, M. (1995). "Flow and Transport in Porous Media and Fractured Rock, From Classical Methods to Modern Approaches." Weinheim, VCH.
- Schincariol, R. A. and F. W. Schwartz (1990). "An Experimental Investigation of Variable Density Flow and Mixing in Homogeneous and Heterogeneous Media." *Water Resources Research* **26**(10): 2317-2329.

- Schmittbuhl, J., F. Schmitt, et al. (1995). "Scaling invariance of crack surfaces." *Journal of Geophysical Research* **100**: 5953-5973.
- Selroos, J. O. (1996). "Mass transfer effects on tracer tests conducted in a heterogeneous rock fracture." *Nordic Hydrology* **27**(4): 215-230.
- Silliman, S. E. and E. S. Simpson (1987). "Laboratory Evidence of the Scale Effect in Dispersion of Solutes in Porous-Media." *Water Resources Research* **23**(8): 1667-1673.
- Simmons, C. T., M. L. Pierini, et al. (2002). "Laboratory investigation of variable-density flow and solute transport in unsaturated-saturated porous media." *Transport in Porous Media* **47**(2): 215-244.
- Stohr, M., K. Roth, et al. (2003). "Measurement of 3D pore-scale flow in index-matched porous media." *Experiments in Fluids* **35**(2): 159-166.
- Sudicky, E. A., J. A. Cherry, et al. (1983). "Migration of Contaminants in Groundwater at a Landfill - a Case-Study .4. A Natural-Gradient Dispersion-Test." *Journal of Hydrology* **63**(1-2): 81-108.
- Sudicky, E. A. and E. O. Frind (1982). "Contaminant Transport in Fractured Porous-Media - Analytical Solutions for a System of Parallel Fractures." *Water Resources Research* **18**(6): 1634-1642.
- Tang, D. H., E. O. Frind, et al. (1981). "Contaminant Transport in Fractured Porous-Media - Analytical Solution for a Single Fracture." *Water Resources Research* **17**(3): 555-564.
- Taylor, G. (1953). "Dispersion of Soluble Matter in Solvent Flowing Slowly through a Tube." *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences* **219**(1137): 186-203.
- Taylor, G. I. (1954). "Diffusion and Mass Transport in Tubes." *Proceedings of the Physical Society of London Section B* **67**(420): 857-869.
- Tenchine, S. and P. Gouze (2005). "Density contrast effects on tracer dispersion in variable aperture fractures." *Advances in Water Resources* **28**: 273-289.
- Tsang, C. F. and I. Neretnieks (1998). "Flow channeling in heterogeneous fractured rocks." *Reviews of Geophysics* **36**(2): 275-298.
- Tsang, Y. W. and C. F. Tsang (1987). "Channel Model of Flow through Fractured Media." *Water Resources Research* **23**(3): 467-479.
- Tsang, Y. W., C. F. Tsang, et al. (1996). "Tracer transport in a stochastic continuum model of fractured media." *Water Resources Research* **32**(10): 3077-3092.
- Tsang, Y. W., C. F. Tsang, et al. (1988). "Flow and Tracer Transport in Fractured Media - a Variable Aperture Channel Model and Its Properties." *Water Resources Research* **24**(12): 2049-2060.

- Valocchi, A. J. (1989). "Spatial Moment Analysis of the Transport of Kinetically Adsorbing Solutes through Stratified Aquifers." *Water Resources Research* **25**(2): 273-279.
- Van Dusschoten, D., U. , T. Tallarek, et al. (1998). "Spatially resolved transport properties in radially compressed bead packings studies by PFG NMR." *Magn. Reson. Imag.*(16): 703-706.
- Vangenuchten, M. T. and J. C. Parker (1984). "Boundary-Conditions for Displacement Experiments through Short Laboratory Soil Columns." *Soil Science Society of America Journal* **48**(4): 703-708.
- Vangenuchten, M. T. and P. J. Wierenga (1976). "Mass-Transfer Studies in Sorbing Porous-Media .1. Analytical Solutions." *Soil Science Society of America Journal* **40**(4): 473-480.
- Wagner, B. J. and J. W. Harvey (1997). "Experimental design for estimating parameters of rate-limited mass transfer: Analysis of stream tracer studies." *Water Resources Research* **33**(7): 1731-1741.
- Wallach, R. and J.-Y. Parlange (1998). "Modeling transport in a single crack by the dual-porosity concept with a boundary layer at the interface." *Journal of Contaminant Hydrology* **34**: 121-138.
- Wallach, R. and J.-Y. Parlange (2000). "Applying the boundary layer concept to model transport of dissolved chemicals in preferential flow paths." *Water Resources Research* **36**(10): 2845-2851.
- Warren, J. E. and P. J. Root (1963). "The Behavior of Naturally Fractured Reservoirs." *Transactions of the Society of Petroleum Engineers of Aime* **228**(3): 245-255.
- Watson, A. T. and C. T. P. Chang (1997). "Characterizing porous media with NMR methods." *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy* **31**: 343-386.
- Werth, C. J., J. A. Cunningham, et al. (1997). "Effects of grain-scale mass transfer on the transport of volatile organics through sediments .2. Column results." *Water Resources Research* **33**(12): 2727-2740.
- Winberg, A., P. Andersson, J. Hermanson, J. Byegard, V. Cvetkovic, and L. Birgersson (2000). "Äspö Hard Rock Laboratory. Final report of the first stage of the Tracer Retention Understanding Experiments." SKB TR-00-07, Swedish Nuclear Fuel and Waste Management.
- Wu, Y. S., H. H. Liu, et al. (2004). "A triple-continuum approach for modeling flow and transport processes in fractured rock." *Journal of Contaminant Hydrology* **73**(1-4): 145-179.
- Zhang, D. X. and Q. J. Kang (2004). "Pore scale simulation of solute transport in fractured porous media." *Geophysical Research Letters* **31**(12).

- Zhou, Q. L., H. H. Liu, et al. (2006). "Evidence of multi-process matrix diffusion in a single fracture from a field tracer test." *Transport in Porous Media* **63**(3): 473-487.
- Zhou, Q. L., H. H. Liu, et al. (2007). "Field-scale effective matrix diffusion coefficient for fractured rock: Results from literature survey." *Journal of Contaminant Hydrology* **93**(1-4): 161-187.
- Zimmerman, R. W. and G. S. Bodvarsson (1996). "Hydraulic conductivity of rock fractures." *Transport in Porous Media* **23**(1): 1-30.
- Zurmuhl, T. and W. Durner (1996). "Modeling transient water and solute transport in a biporous soil." *Water Resources Research* **32**(4): 819-829.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES RENNES
Université de Rennes 1 - Campus de Beaulieu
F-35042 - RENNES Cedex
Tél : (33) 02 23 23 65 43 - Fax (33) 02 23 23 67 80
<http://www.geosciences.univ-rennes1.fr>

- N° 1 - H. MARTIN** - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). **21,34 €**
- N° 2 - G. QUERRE** - Palingénèse de la croûte continentale à l'Archéen : Les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74, fig., 41 tabl., 3 pl. (1985). **12,96 €**
- N° 3 - J. DURAND** - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9, tabl., 19 pl. (1985). **8,38 €**
- N° 4 - D. PRIOUR** - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl. (1985). **8,38 €**
- N° 5 - V. NGAKO** - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli", segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16, tabl., 12 pl. (1986). **10,67 €**
- N° 6 - J. DE POULPIQUET** - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). **8,38 €**
- N° 7 - P. BARBEY** - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge protérozoïque inférieur (1,9-2,4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). **17,53 €**
- N° 8 - Ph. DAVY** - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). **Epuisé**
- N° 9 - Y. GEORGET** - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemple des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl. (1986). **Epuisé**
- N° 10 - D. MARQUER** - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes Centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). **Epuisé**
- N° 11 - J.S. SALIS** - Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7,000-70,000 BP dans la Chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., 1 carte hors-texte (1987). **13,72 €**
- N° 12 - Y. GERARD** - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). **11,43 €**
- N° 13 - H. TATTEVIN** - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., 1 tabl., 13 pl. (1987). **14,48 €**

- N° 14 - J.L. PAQUETTE** - Comportement des systèmes isotopiques U-Pb et Sm-Nd dans le métamorphisme éclogitique. Chaîne hercynienne et chaîne alpine. 190 p., 88 fig., 39 tab., 2 pl. (1987). **14,48 €**
- N° 15 - B. VENDEVILLE** - Champs de failles et tectonique en extension; modélisation expérimentale. 392 p., 181 fig., I, tabl., 82 pl. (1987). **40,40 €**
- N° 16 - E. TAILLEBOIS** - Cadre géologique des indices sulfurés à Zn, Pb, Cu, Fe du secteur de Gouézec-St-Thois : Dévono-Carbonifère du flanc Sud du Bassin de Châteaulin (Finistère). 195 p., 64 fig., 41 tabl., 8 pl. photo., 8 pl. h.texte. (1987). **16,77 €**
- N° 17 - J.P. COGNE** - Contribution à l'étude paléomagnétique des roches déformées. 204 p., 86 fig., 17 tabl. (1987). **13,72 €**
- N° 18 - E. DENIS** - Les sédiments briovériens (Protérozoïque supérieur) de Bretagne septentrionale et occidentale : Nature, mise en place et évolution. 263 p., 148 fig., 26 tab., 8 pl. (1988). **21,34 €**
- N° 19 - M. BALLEVRE** - Collision continentale et chemins P-T : l'Unité pennique du Grand Paradis (Alpes Occidentales). 340 p., 146 fig., 10 tabl., (1988). **Epuisé**
- N° 20 - J.P. GRATIER** - L'équilibrage des coupes géologiques. Buts, méthodes et applications. Atelier du Groupe d'Etudes Tectoniques le 8 Avril 1987 à Rennes. 165 p., 82 fig., 2 tabl. (1988). **12,96 €**
- N° 21 - R.P. MENOT** - Magmatismes paléozoïques et structuration carbonifère du Massif de Belledonne (Alpes Françaises). Contraintes nouvelles pour les schémas d'évolution de la chaîne varisque ouest-européenne. 465 p., 101 fig., 31 tab., 6 pl., (1988). **Epuisé**
- N° 22 - S. BLAIS** - Les ceintures de roches vertes archéennes de Finlande Orientale : Géologie, pétrologie, géochimie et évolution géodynamique. 312 p., 107 fig., 98, tab., 11 pl. photo, 1 pl. h.texte, (1989). **24,39 €**
- N° 23 - A. CHAUVIN** - Intensité du champ magnétique terrestre en période stable de transition, enregistrée par des séquences de coulées volcaniques du Quaternaire. 217 p., 100 fig., 13 tab. (1989). **15,24 €**
- N° 24 - J.P. VUICHARD**- La marge austroalpine durant la collision alpine; évolution tectonométamorphique de la zone de Sesia-Lanzo. 307 p., 143 fig., 26 tab., 6 pl. hors-texte. (1989). **25,95 €**
- N° 25 - C. GUERROT** - Archéen et Protérozoïque dans la chaîne hercynienne ouest-européenne : géochimie isotopique (Sr-Nd-Pb) et géochronologie U-Pb sur zircons. 180 p., 68 fig., 29 tab., I pl. (1989). **13,72 €**
- N° 26 - J.L. LAGARDE** - Granites tardi-carbonifères et déformation crustale. L'exemple de la Méseta marocaine. 353 p., 244 fig., 15pl. (1989). **32,01 €**
- N° 27 - Ph. BARDY** - L'orogène cadomien dans le Nord-Est du Massif Armoricaïn et en Manche Occidentale. Etude tectonométamorphique et géophysique. 395 p., 142 fig., 7 tab., I pl. hors-texte. (1989). **26,68 €**
- N° 28 - D. GAPAIS** - Les Orthogneiss : Structures, mécanismes de déformation et analyse cinématique. 377 p., 184 fig., 3 tab. (1989). **Epuisé**

N° 29 - E. LE GOFF - Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss : Modèle thermodynamique et exemples naturels. 321 p., 146 fig., 42 tab. (1989).	22,87 €
N° 30 - D. KHATTACH - Paléomagnétisme de formations paléozoïques du Maroc. 220 p., 97 fig., 35 tab., (1989).	15,24 €
N° 31 - A. HAIDER - Géologie de la formation ferrifère précambrienne et du complexe granulitique encaissant de Buur (Sud de la Somalie). Implications sur l'évolution crustale du socle de Buur. 215 p., 18 fig., 42 tab., 7 pl. (1989).	19,82 €
N° 32 - T. DANIEL - Traitement numérique d'image appliqué à l'analyse texturale de roches déformées. 186 p., 121 fig., 4 tab. (1989).	32,01 €
N° 33 - C. LECUYER - Hydrothermalisme fossile dans une paléocroûte océanique associée à un centre d'expansion lent : Le complexe ophiolitique de Trinity (N. Californie, U.S.A). 342 p., 109 fig., 73 tab. (1989).	30,49 €
N° 34 - P. RICHARD - Champs de failles au dessus d'un décrochement de socle: modélisation expérimentale. 382 p., 137 fig. (1989).	60,98 €
N° 35 - J. de BREMOND d'ARS - Estimation des propriétés rhéologiques des magmas par l'étude des instabilités gravitaires. Pétrologie du complexe plutonique lité de Guernesey. 370 p., 128 fig., 64 tabl. (1989).	27,44 €
N° 36 - A. LE CLEAC'H - Contribution à l'étude des propriétés physiques des minéraux à haute pression : Spectroscopie et calcul des grandeurs thermodynamiques de la lawsonite, des épidotes et des polymorphes de SiO ₂ , 190 p., 72 fig., 37 tabl. (1989).	15,24 €
N° 37 - O. MERLE - Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision. 280 p., 165 fig., 3 tabl. (1990).	24,39 €
N° 38 - P. ALLEMAND - Approche expérimentale de la mécanique du rifting continental. 205 p., 106 fig., 13 tabl. (1990).	24,39 €
N° 39 - Ch. BASILE - Analyse structurale et modélisation analogique d'une marge transformante : l'exemple de la marge de Côte-d'Ivoire - Ghana. 230 p., 161 fig., 7 tabl. (1990).	Epuisé
N° 40 - M. AUDIBERT - Déformation discontinue et rotations de blocs. Méthodes numériques de restauration. Application à la Galilée. 250 p., 80 fig., 5 tabl., (1991).	22,87 €
N° 41 - G. RUFFET - Paléomagnétisme et ⁴⁰ Ar/ ³⁹ Ar : étude combinée sur des intrusions précambriennes et paléozoïques du Trégor (Massif Armoricaïn). 261 p., 80 fig., 19 tabl. (1991).	18,29 €
N° 42 - P. SUZANNE - Extrusion latérale de l'Anatolie : Géométrie et mécanisme de la fracturation. 262 p., 100 fig., 12 pl., 5 tabl. (1991).	32,01 €
N° 43 - G. FIQUET - Propriétés thermodynamiques de minéraux du manteau supérieur. Calorimétrie à haute température et spectroscopie Raman à haute pression et haute température. 274 p., 101 fig., 53 tabl. (1991).	19,82 €
N° 44 - J. MARTINOD - Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage en compression et en extension). 283 p., 117 fig., 3 tabl., 2 pl. couleur. (1991).	25,92 €

N° 45 - M.O. BESLIER - Formation des marges passives et remontée du manteau: Modélisation expérimentale et exemple de la marge de la Galice. 257 p., 86 fig., 5 tab., 2 pl. noir/blanc, 2 Pl. couleur. (1991).	Epuisé
N° 46 - J.B.L. FRANCOLIN - Analyse structurale du Bassin du Rio Do Peixe. (Brésil). 250 p., 83 fig., 3 tab., 9 pl. couleur. (1992).	45,73 €
N° 47 - S. TOURPIN - Perte des mémoires isotopiques (Nd, Sr, O) et géochimiques (REE) primaires des komatiites au cours du métamorphisme : exemple de la Finlande Orientale. 85 p., 53 fig., 23 tabl. (1992).	15,24 €
N° 48 - J.A. BARRAT - Genèse des magmas associés à l'ouverture d'un domaine océanique : Géochimie des laves du Nord-Est de l'Afrique (Mer Rouge - Afar) et d'Arabie. 175 p., 47 fig., 23 tab. (1992).	15,24 €
N° 49 - E. HALLOT - Injection dans les réservoirs magmatiques. Contraintes pétrologiques (Massifs de Fort La Latte et de Saint Brieuç, Bretagne Nord) et modélisation analogique. 331 p., 101 fig., 30 tabl. (1993).	27,44 €
N° 50 - T. SOURIOT - Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar. Imagerie SPOT et modélisation analogique. 225 p., 2 pl. coul., I tabl., 91 fig., 16 pl. photo., I carte H.Texte. (1993).	28,97 €
N° 51 - T. EUZEN - Pétrogenèse des granites de collision post- épaisseur. Le cas des granites crustaux et mantelliques du Complexe de Pontivy-Rostrenen (Massif Armoricaïn, France). 350 p., 2 pl. coul., 34 tabl. En annexe, (1993).	28,97 €
N° 52 - J. LE GALL - Reconstitution des dynamismes éruptifs d'une province paléovolcanique : l'exemple du graben cambrien du Maine (Est du Massif Armoricaïn). Pétrogenèse des magmas andésitiques et ignimbritiques et leur signification dans l'évolution géodynamique cadomienne. 370 p., 30pl. photo., I pl. coul. (1993).	Epuisé
N° 53 - J.C. THOMAS - Cinématique tertiaire et rotations de blocs dans l'ouest de l'Asie Centrale (Tien Shan Kirghiz et dépression Tadjik). Etude structurale paléomagnétique. 330 p., 107 fig., 2 pl. coul., 18 tabl., 1 carte, annexes. (1993).	33,54 €
N° 54 - F. LAFONT - Influences relatives de la subsidence et de l'eustatisme sur la localisation et la géométrie des réservoirs d'un système deltaïque. Exemple de l'Eocène du bassin de Jaca, Pyrénées Orientales. 270 p., 115 fig., dont 17 pl. couleur. (1994).	22,87 €
N° 55 - C. BIELLMANN - Stabilité et réactivité des carbonates à très hautes pression et température. Implications pour le stockage du Carbone dans le manteau terrestre. 230 p., 74 fig., 11 tabl., 1 pl. couleur (1993).	26,68 €
N° 56 - A. POTREL - Evolution tectono-métamorphique d'un segment de croûte continentale archéenne. Exemple de l'Amsaga (R.I. Mauritanie), dorsale Réguibat (Craton Ouest Africain). 400 p., (dont annexes) 125 fig., 21 tabl., 1 pl. couleur, 43 pl. photo (1994).	41,16 €
N° 57 - M. KUNTZ - Approche expérimentale de la déformation dans les systèmes préfracturés : Contribution à l'étude de l'inversion tectonique des bassins sédimentaires. 220 p., 19 pl., 87 fig., 3 tabl. (1994).	23,63 €
N° 58 - D. ROUBY - Restauration en carte des domaines faillés en extension. Méthode et applications. 266 p., 98 fig. dont annexes (1994).	27,44 €
N° 59 - J.J. TONDJI-BIYO - Chevauchements et bassins compressifs. Influence de l'érosion et de la sédimentation. Modélisation analogique et exemples naturels. 426 p., 141, fig., 4 pl. couleur, 21 tableaux, dont annexes (1995).	41,16 €

N° 60 - H. BOUHALLIER - Evolution structurale et métamorphique de la croûte continentale archéenne (Craton de Dharwar, Inde du Sud). 277 p., 100 fig., dont 5 pl. coul., 7 tab., dont annexes (1995).	22,87 €
N° 61 - P. GAUTIER - Géométrie crustale et cinématique de l'extension tardi-orogénique dans la domaine centre-égéen îles des Cyclades et d'Eubée, Grèce). 430 p., 89 fig., dont 4 pl. coul., 1 tabl., dont annexes (1995).	33,54 €
N° 62 - M.T. ROMAN BERDIEL - Mécanismes d'intrusion des granites supracrustaux. Modèles analogiques et exemples naturels. 270 p., 75 fig., 5 pl. laser, 9 tabl. (1995).	24,39 €
N° 63 - M. JULLIEN - Polytypisme, ordre d'empilement et interstratification dans la cookéite et les phyllosilicates non micacés du métamorphisme. Influence de la pression. 226 p., 61 fig., 8 tabl. (1995).	22,87 €
N° 64 - Y. LAHAYE - L'altération des komatiites. 224 p., 70 fig., 29 tabl., + annexes (1995).	22,87 €
N° 65 - A. CRAVE - Quantification de l'Organisation des réseaux hydrographiques. 210 p., 68 fig., dont annexe (1995).	Epuisé
N° 66 - A. ESSAIFI - Relations entre magmatisme-déformation et altération hydrothermale : L'exemple des Jebilet centrales (Hercynien, Maroc). 331 p., 248 fig., 4 tabl., dont annexes (1995).	25,92 €
N° 67 - M. LE RAVALEC - Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. 276 p., 119 fig. 3 pl. couleur, 5 tabl., dont annexe (1996).	21,34 €
N° 68 - A. SEMIANI - Métallogénie de la zone de cisaillement aurifère est-ouzzalienne : structure, pétrologie et géochimie des gisements d'or de Tirek-Amesmess (Hoggar occidental, Algérie). 262 p., 72 fig., 36 tabl., 4 pl. couleur + annexes, (1996).	19,82 €
N° 69 - F. MOREAU - Méthodes de traitement de données géophysiques par transformée en ondelettes. 177 p., 57 fig., + annexes. (1996).	15,24 €
N° 70 - B. TOURNERIE - Imagerie de réflecteurs électromagnétiques en régime diffusif : Méthode et applications en Géophysique. 165 p., 45 fig., 8 tabl., + annexes, (1996).	15,24 €
N° 71 - T. NALPAS - Inversion des grabens du Sud de la Mer du Nord. Données de sub-surface et modélisation analogique. 245 p., 110 fig., dont 10 pl. coul, (1996).	18,29 €
N° 72 - M. URREIZTIETA - Tectonique néogène et bassins transpressifs en bordure méridionale de l'Altiplano-Puna (27°S), Nord-Ouest argentin. 311 p., 111 fig., 5 tabl., 6 pl. couleur, dont annexe. (1996).	30,49 €
N° 73 - A.N. KOUAMELAN - Géochronologie et Géochimie des Formations Archéennes et Protérozoïques de la Dorsale de Man en Côte d'Ivoire. Implications pour la Transition Archéen-Protérozoïque. 290 p., 99 fig., 23 tabl., 2 pl. couleur, dont annexe (1996).	18,29 €
N° 74 - Y. GARCIA - Variation de l'intensité du champ magnétique en France durant les deux derniers millénaires. 331 p., 122 fig., 35 tab., dont annexe. (1996).	22,87 €
N° 75 - M. A. SANTOS PINTO - Le recyclage de la croûte continentale archéenne : Exemple du bloc du Gavião- Bahia, Brésil. 193 p., 102 fig., 51 tab. (1996).	15,24 €
N° 76 - D. CHARDON - Les déformations continentales archéennes : Exemples naturels et modélisation hermomécanique. 300 p., 127 fig., 6 tabl., 4 pl. photo; dont annexes. (1997).	19,82 €

N° 77 - C. ROBIN - Mesure stratigraphique de la déformation : Application à l'évolution jurassique du Bassin de Paris. 293 p., 129 fig., 9 pl. couleur, dont annexes. (1997).	27,44 €
N° 78 - D. GRANJEON - Modélisation stratigraphique déterministe : Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique. 197 p., 56 fig., 22 tabl., 8 pl. couleur. (1997).	15,24 €
Hors Série N°1 - P. DAVY, F. GUILLOCHEAU, B. HAMELIN (Coordinateurs) - Géomorphologie : Processus et modélisation. Ecole thématique du CNRS, 146 p., 69 fig., 2 tab., Lumigny, Juillet (1997).	7,62 €
N° 79 - A. JAFFREZIC - Géochimie des éléments métalliques, des nitrates et du carbone organique dissous dans les eaux et les sols hydromorphes. Agriculture intensive et qualité des eaux dans les zones humides en Bretagne. 296 p., 143 fig., 46 tabl., 1 pl. coul., dont annexes (1997).	Epuisé
N° 80 - O. BOUR - Transferts de fluides dans les milieux fracturés : Effets d'échelle. 272 p., 100 fig., 1 tabl., (1997).	15,24 €
N° 81 - E. BONNET - La localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : Approche expérimentale et application à la lithosphère continentale. 183 p., 85 fig., 4 tabl., (1997).	12,96 €
N° 82 - S. GESSA - Le genre <i>Nowakia</i> (Dacryconarides) dans le Praguien de la République Tchèque : Biométrie, systématique, phylogénie, paléoenvironnements. 256 p., 132, fig., 8 pl., + annexes. (1997).	19,06 €
N° 83 - T. MAUDUIT - Déformation gravitaire synsédimentaire sur une marge passive : modélisation analogique et application au Golfe de Guinée. 260 p., 96 fig., dont 12 pl. coul., (1998).	15,24 €
N° 84 - G. QUEREL - Cristallochimie des éléments traces dans les phases du manteau terrestre : applications de la spectroscopie de luminescence à haute pression et haute température. 241 p., 101 fig., 23 tabl., (1998).	14,48 €
N° 85 - M. DIRAISON - Evolution cénozoïque du Bassin de Magellan et tectonique des Andes australes. 333 p., 119 fig., dont 6 pl. coul., 2 pl. hors-texte, 7 tabl., (1998).	19,82 €
N° 86 - S. BONNET - Tectonique et dynamique du relief : le socle armoricain au Pléistocène. 352 p., 144 fig., dont 7pl. coul., +1 pl. coul. et 3 transparents en annexe, (1998).	Epuisé
N° 87 - F. TOUCHARD - Caractérisation hydrogéologique d'un aquifère en socle fracturé : site de Ploëmeur (Morbihan). 271 p., 103 fig., dont 5 coul., 37 tabl., annexe. (1999).	17,53 €
N° 88 - T.V. LE - Stratigraphie sismique et modélisation stratigraphique : application à l'évolution tectonique oligo-miocène du Bassin du Fleuve Rouge (Vietnam). 229 p., 131 fig., dont 16 pl. coul. + annexes (1999).	16,77 €
N° 89 - V. CHAVAGNAC - Behaviour of the Sm-Nd isotopic system during metamorphism : examples from the HT-LP metamorphic terrane of the Limpopo Belt, South Africa and the UHP metamorphic terrane of Dabieshan, Central China. 405 p., 126 fig., 47 tabl. (1999).	22,87 €
N° 90 - J. MOLENAT - Rôle de la nappe sur les transferts d'eau de nitrate dans un bassin versant agricole. Etude expérimentale et modélisation. 272 p., 87 fig., 19 tabl., 3 pl. couleur. (1999).	15,24 €

N° 91 - C. RIOU - Géochimie des terres rares et des éléments traces associés dans les nappes et l'eau des sols hydromorphes : Application au traçage hydrologique. 293 p., 74 fig., 17 tabl., + annexes. (1999).	15,24 €
N° 92 - I. COUTAND - Tectonique Cénozoïque du Haut Plateau de la Puna, Nord Ouest Argentin, Andes Centrales. 381 p., 125 fig., 10 tabl., 6 pl. coul., 1 pl. hors-texte + annexes. (1999).	22,87 €
N° 93 - F. DARBOUX - Modélisations numérique et expérimentale du ruissellement. Effet de la rugosité sur les distances de transfert. 170 pages., 56 fig., 4 tabl. (1999).	12,20 €
N° 94 - J.R. De DREUZY - Analyse des propriétés hydrauliques des réseaux de fractures. Discussion des modèles d'écoulement compatibles avec les principales propriétés géométriques. 217 pages, 118 fig., 9 tabl., (2000).	13,72 €
Hors-Série n° 2 - G. BADARCH & B.M. JAHN - IGCP-420 Continental Growth in the Phanerozoic : Evidence from Central Asia. Second Workshop. Abstracts and Excursion Guidebook. (Geotraverse through a terrane collage in Southern Khangay). July 25 - August 3, 1999, Ulaanbaatar, Mongolia. 190 pages. (2000).	9,91 €
N° 96 - O. BOURGEOIS - Processus d'extension lithosphérique en Islande. Interactions avec les calottes glaciaires quaternaires. 280 pages, 95 fig., dont 2 planches couleur, 2 tabl. (2000).	12,20 €
N° 97 - S. REVILLON - Origine et composition du Plateau Océanique Caraïbe. 358 pages, 77 fig., 24 tabl. (2000).	18,29 €
Hors-Série n° 3 - J.P. BRUN & M.A. OLLIVIER - 150 ans de Géologie à Rennes. 105 p., 13 pl. coul. (2000).	10,67 €
N° 98 - M. PESSEL - Tomographie électrique : Développements méthodologiques et applications. 129 pages, 59 fig, dont 7 planches couleur, 1 tab. (2001).	11,43 €
N° 99 - L. MICHON - Dynamique de l'extension continentale - Application au Rift Ouest-Européen par l'étude de la province du Massif Central. 266 pages, 134 fig., dont 6 planches couleur.(2001).	14,48 €
N° 100 - M. BULOURDE - Processus d'altération des basaltes du Mont Cameroun : approche géochimique. 270 p., 67 fig., 32 tabl. (2001).	16,77 €
N° 101 - O. SERRANO - Le Crétacé supérieur - Paléogène du bassin compressif Nord-pyrénéen (Bassin de l'Adour). Sédimentologie, stratigraphie, géodynamique. 173 p., 72 fig., dont 3 pl. couleur, 9 pl. photos., 1 CD-ROM. (2001).	19,06 €
Hors-Série n° 4 - D. GAPAIS et J.P. BRUN (Ed.) - Deformation, mechanisms, rheology and tectonics, Saint-Malo, France, April, 14-16, 2003, 183 p. (2003).	Epuisé
N° 102 - C. DARCEL - Corrélations dans les réseaux de fractures : caractérisation et conséquences sur les propriétés hydrauliques. 224 p. (2003).	22,50 €
N° 103 - L. BARRIER - Interactions déformation - sédimentation dans les systèmes compressifs supra-crustaux. Exemples naturels et modélisation analogique. 219 p. (2003).	27,75 €
N° 104 - S. CASTELLTORT - Origine et modification des cycles stratigraphiques à haute-fréquence (10's à 100's ka). Rôle des déformations courte longueur d'onde et modélisation du comportement des systèmes fluviaux. 193 p. (2003).	23,41 €

N° 105 – S. POCHAT - Escarpement de faille synsédimentaire. Perturbation des écoulements gravitaires sous-marins et détermination de la cinématique des failles. 282 p. (2003).	26,82 €
N° 106 – C. GUMIAUX - Modélisation du cisaillement hercynien de Bretagne centrale : déformation crustale et implications lithosphériques. 266 p. (2003).	13,56 €
N° 107 – C. ARRIAGADA - Rotations tectoniques et déformation de l'avant arc des Andes centrales au cours du Cénozoïque = Rotaciones tectónicas y deformación del antearco en los Andes centrales durante el cenozoico. 308 p. (2004).	19,50 €
N° 108 – B. VIDET - Dynamique des paléoenvironnements à huîtres du Crétacé Supérieur nord-aquitain (SO France) et du Mio-Pliocène andalou (SE Espagne) : biodiversité, analyse séquentielle, biogéochimie. 288 p. (2004).	19,60 €
N° 109 – O. BROUCKE - Relations Déformation - Sédimentation en contexte de sédimentation gravitaire. Exemples sismiques (marge angolaise) et de terrain (Grès d'Annot). 354 p. (2004).	Epuisé
N° 110 – D. MENIER - Morphologie et remplissage des vallées fossiles sud-armoricaines : apport de la stratigraphie sismique. 202 p. (2004).	16,71 €
N° 111 – H. BOUKERBOUT - Analyse en ondelettes et prolongement des champs de potentiel. Développement d'une théorie 3-D et application en géophysique. 134 p. (2004)	17,46 €
N° 112 – J. BABAUT - Dynamique de l'érosion dans une chaîne de montagnes : influence de la sédimentation de piedmont. L'exemple des Pyrénées. 218 p. (2004).	14,54 €
N° 113 – R. MOURGUES - Suppressions de fluide et décollements. Modélisations analogique et numérique. 264 p. (2004)	24,79 €
N° 114 – M. LEROY - Mécanismes de déformation post-rifting des marges passives. Exemple des marges péri-atlantiques et modélisation. 244 p. (2005)	20,38 €
N° 115 – C. TIREL - Dynamique de l'extension des domaines continentaux épaissis : dômes métamorphiques et écoulement de la croûte ductile. 248 p. (2005)	17,28 €
N° 116 – O. GALLAND - Interactions mécaniques entre la tectonique compressive et le magmatisme : expériences analogiques et exemple naturel. 423 p. (2005)	32,38 €
N° 117 – S. SCHULLER - Localisation de la déformation et fracturation associée. Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale. 350 p. (2005)	18,37 €
N° 118 – V. PERRICHOT - Environnements paraliques à ambre et à végétaux du Crétacé Nord-Aquitain (Charentes, Sud-Ouest de la France). 310 p. (2005)	27 €
N° 119 – N. LOGET - Dynamique de l'érosion fluviale consécutive à une chute du niveau de base. L'exemple de la crise de salinité messinienne. 226 p. (2005)	21 €
N° 120 – A. GRISLIN-MOUEZY - Caractérisation de l'endommagement de parois de galeries par tomographie électrique : application en laboratoire souterrain. 192 p. (2006)	31,65 €
N° 121 – B. LE BAYON - Evolution structurale et métamorphique d'une croûte continentale subductée (Grand Paradis, Alpes occidentales). 385 p. (2006)	31,65 €

N° 122 – M. GOMEZ PACCARD - Étude de la variation de la direction et de l'intensité du champ géomagnétique en Espagne durant les deux derniers millénaires. 194 p. + 1 CD-ROM (2006)	31,65 €
N° 123 – F. CAGNARD - Compression des lithosphères continentales "chaudes". Application à la tectonique précambrienne. 339 p. (2006)	31,65 €
Hors-Série n° 5 – S. BOURQUIN et M. DURAND - Pan-European correlation of the epicontinental Triassic International Field Workshop on 'The Triassic of eastern France' October 2 - 7, 2006. 80 p. (2007)	31,65 €
N° 124 – S. ROHAIS - Architecture stratigraphique et flux sédimentaires sur la marge sud du golfe de Corinthe (Grèce) : Analyse de terrain, modélisations expérimentales et numériques. 386 p. (2007)	31,65 €
N° 125 – R. VULLO - Les vertébrés du Crétacé supérieur des Charentes (Sud-Ouest de la France) : Biodiversité, Taphonomie, Paléoécologie et Paléobiogéographie. 357 p. (2007)	31,65 €
N° 126 – N. CARRY - De la subduction continentale à l'exhumation dans les Alpes Penniques. Modélisations thermo-mécanique et paléogéographique. 311 p. (2007)	31,65 €
Hors-Série n° 6 – O. DUGUÉ – Le Massif Armoricaïn dans l'évolution mésozoïque et cénozoïque du nord-ouest de l'Europe. Contrôles tectonique, eustatique et climatique d'un bassin intracratonique (Normandie, Mer de la Manche, France). 335 p. (2007)	Epuisé
C. ROBIN, D. ROUBY, M. SIMOES, J.-J. TIERCELIN – International Workshop - <i>Abstract Book</i> : TOPOAFRICA - Evolution of African Topography over the last 250My from the sedimentary record to mantle dynamics - Rennes November 13-16, 2007. 90 p. (2007)	Epuisé
N° 127 – N. BRAULT - Ressources du sous-sol et environnement en Bretagne. Genèse, géométrie et propriétés de différents types d'aquifères. 240 p. + 1 CD-ROM (2008)	31,65 €
N° 128 – F. PAQUET – Evolution morphostructurale des bassins de marge active en subduction : l'exemple du bassin avant arc de Hawke Bay en Nouvelle-Zélande = Morphostructural evolution of active subduction margin basins : the example of the Hawke Bay forearc basin, New Zealand. 228 p. (2008)	31,65 €
N° 129 – E. LASSEUR – La Craie du Bassin de Paris (Cénomanién-Campanien, Crétacé supérieur). Sédimentologie de faciès, stratigraphie séquentielle et géométrie 3D. 409 p. + 1 CD-ROM (2008)	31,65 €
N° 130 – J. PRECIGOUT – La localisation de la déformation dans le manteau sous-continental. Origine à travers l'étude du massif de Ronda (Espagne) et implications sur la résistance de la lithosphère. 154 p. (2009)	31,65 €
N° 131 – M. FAKIH – Biogéochimie du fer et des éléments associés : exemple de l'arsenic (V). 161 p. (2009)	31,65 €
N° 132 – A. MARANTE – Architecture et dynamique des systèmes sédimentaires silico-clastiques sur la « plate-forme géante » nord-gondwanienne. L'Ordovicien moyen de l'anti-atlas marocain. 219 p. (2009)	31,65 €
N° 133 – G. BIESSY – Quantification et caractérisation des mouvements verticaux aux courtes échelles de temps dans les zones dites stables. 216 p. (2010)	31,65 €
N° 134 – V. GIRARD – Microcénoses des ambres medio-crétacés français. Taphonomie, systématique, paléoécologie et reconstitution du paléoenvironnement 294 p. (2010)	31,65 €

N° 135 – C. DUCASSOU – Age et origine des premiers reliefs de la chaîne hercynienne :
Le Dévono-Carbonifère du Bassin d'Ancenis. 513 p. (2010)

31,65 €

CAHIERS TECHNIQUES DE GEOSCIENCES RENNES

Université de Rennes 1 - Campus de Beaulieu

F-35042 - RENNES Cedex

Tél : (33) 02 23 23 65 43 - Fax (33) 02 23 23 67 80

<http://www.geosciences.univ-rennes1.fr>

- N° 1 – M. BOUHNİK-LE COZ, P. PETITJEAN, E. SERRAT et G. GRUAU** - Validation d'un protocole permettant le dosage simultané des cations majeurs et traces dans les eaux douces naturelles par ICP-MS. 84 p. (2001) **7,62 €**
- N° 2 – P. PETITJEAN, O. HENIN, S. ELLIAS et G. GRUAU** - Application de l'électrophorèse capillaire au dosage des anions et des cations majeurs en solution dans les eaux douces naturelles. 49 p. (2001) **9,15 €**
- N° 3 – P. PETITJEAN, O. HENIN, G. GRUAU** - Dosage du carbone organique dissous dans les eaux douces naturelles. Intérêt, principe, mise en oeuvre et précautions opératoires. 61 p. (2004) **8,74 €**
- N° 4 – T. LABASQUE, V. AYRAUD, L. AQUILINA, P. LE CORRE** - Dosage des composés chlorofluorocarbonés et du tétrachlorure de carbone dans les eaux souterraines. Application à la datation des eaux. 51 p. (2006) **15,82 €**

MEMOIRES DU CAREN
Université de Rennes 1 - Campus de Beaulieu
F-35042 - RENNES Cedex
Tél : (33) 02 23 23 60 75 - Fax (33) 02 23 23 67 80
<http://www.caren.univ-rennes1.fr>

- N° 1 – D. LAGUE** - Dynamique de l'érosion continentale aux grandes échelles de temps et d'espace : modélisation expérimentale, numérique et théorique. 155 p. (2003). **17,80 €**
- N° 2 – H. VANDEN BOSSCHE** – Devenir du phosphore apporté sur les sols et risques de contamination des eaux de surface. Cas des boues de stations d'épuration. 338 p. (2003). **28,46 €**
- N° 3 – P. DAVY, Y. LAGADEUC (coord.)** – Centre Armoricaïn de Recherches en Environnement : rapport d'activité 2000-2002, prospective 2004-2007, 145 p. (2003) **épuisé**
- N° 4 - C. MARTIN** – Mécanismes hydrologiques et hydrochimiques impliqués dans les variations saisonnières des teneurs en nitrate dans les bassins versants agricoles. Approche expérimentale et modélisation. 267 p. (2003). **21,67 €**
- N° 5 - K. BESNARD** – Modélisation du transport réactif dans les milieux poreux hétérogènes. Application aux processus d'adsorption cinétique non linéaire. 251 p. (2004) **22,56 €**
- N° 6 – V. VIAUD** – Organisation spatiale des paysages bocagers et flux d'eau et de nutriments. Approche empirique et modélisations. 283 p. (2004). **12,10 €**
- N° 7 – G. PERES** – Identification et quantification in situ des interactions entre la diversité lombricienne et la macro-bioporosité dans le contexte polyculture breton. Influence sur le fonctionnement hydrique du sol. 268 p. (2004). **26,49 €**
- N° 8 – F. ABLAIN** – Rôle des activités lombriciennes sur la redistribution des éléments traces métalliques issus de boue de station d'épuration dans un sol agricole. 152 p. (2004). **21,31 €**
- N° 9 – A. KERSANTE** – Rôle régulateur de la macrofaune lombricienne dans la dynamique de l'herbicide atrazine en sol cultivé tempéré. 189 p. (2004). **22,20 €**
- N° 10 – S. ABIVEN** – Relations entre caractéristiques des matières organiques apportées, dynamique de leur décomposition et évolution de la stabilité structurale du sol. 262 p. (2005). **22,28 €**
- N° 11 – C. BASSET-MENS** - Propositions pour une adaptation de l'analyse de cycle de vie aux systèmes de production agricole. Mise en œuvre pour l'évaluation environnementale de la production porcine. 242 p. (2005) **25,97 €**
- N° 12 – F. TORTRAT** - Modélisation orientée décision des processus de transfert par ruissellement et subsurface des herbicides dans les bassins versants agricoles. 219 p. (2005) **14,33 €**
- N° 13 – T. LE BORGNE** - Mesure *in situ* et modélisation de l'hétérogénéité des écoulements dans les milieux géologiques. 175 p. (2005) **21 €**
- N° 14 – V. AYRAUD** - Détermination du temps de résidence des eaux souterraines : application au transfert d'azote dans les aquifères fracturés hétérogènes. 298 p. (2006) **31,65 €**

N° 15 – S. FOLLAIN - Effet du réseau bocager sur l'organisation des sols. Redistributions des sols et stockage en carbone organique. 244 p. (2006)	22 €
N° 16 - C. LEGOUT - Etude des mécanismes hydrologiques et biogéochimiques de la recharge des nappes à surface libre. 180 p. (2006)	22 €
N° 17 - C. AUTERIVES - Influence des flux d'eau souterraine entre une zone humide superficielle et un aquifère profond sur le fonctionnement hydrochimique des tourbières : Exemple des marais du Cotentin, Basse-Normandie. 261 p. (2007)	31,65 €
N° 18 - O. POURRET - Impact de la matière organique sur le comportement des terres rares en solution : étude expérimentale et modélisation. 172 p. (2007)	31,65 €
N° 19 - J. LEFRANÇOIS - Dynamiques et origines des matières en suspension sur de petits bassins versants agricoles sur schistes. 273 p. (2007)	22 €
N° 20 - A.H. LE GALL et Y. LAGADEUC - Pour des connaissances et une culture partagées en environnement. Rapport d'activités CST du CAREN, 2003-2006. 60 p. (2007)	Epuisé
N° 21 – P. LAGUIONIE - Mesures in situ et modélisation du transport des sédiments en rivière. Application au bassin versant de la Vilaine. 349 p. (2007)	31,65 €
N° 22 – N. BOUGON – L'influence des circulations hydrologiques sur la structure des communautés bactériennes à l'interface sol-nappe. 338 p. (2008)	31,65 €
N° 23 – L. SOREL – Paysages virtuels et analyse de scénarios pour évaluer les impacts environnementaux des systèmes de production agricole = Virtual landscapes and scenario analysis to assess the environmental impacts of agrosystems. 211 p. (2008)	22,00 €
N° 24 – B. MOREL – Transport de carbone organique dissous dans un bassin versant agricole à nappe superficielle. 208 p. (2009)	22,00 €
N° 25 – R. LE GOC – Caractérisation et modélisation des écoulements dans les milieux fracturés. 182 p. (2010)	31,65 €
N° 26 – L. MICHEL – Transport en fracture et interaction avec la matrice : une expérience analogique. 255 p. (2010)	31,65 €

POUR PASSER COMMANDE

S'adresser à :

Catherine Bertin
Géosciences Rennes
Université de Rennes 1
Bâtiment 14 B – Centre de documentation
F-35042 Rennes cedex

Tel : 02 23 23 65 43

Fax : 02 23 23 67 80

mail : catherine.bertin@univ-rennes1.fr

Votre commande doit être accompagnée :

- de votre bon de commande
- de votre règlement par chèque à l'ordre de : *Agent comptable du CNRS*

BON DE COMMANDE

. NOM	
. ORGANISME	
. ADRESSE	

Veillez me faire parvenir les ouvrages suivants (cocher la collection concernée):

- dans la collection des Mémoires
 dans la collection des Cahiers techniques

N°	Auteur – Titre	Nombre d'ex	Prix unitaire	Total 1
Frais de port : <i>Nous consulter</i>			Total 2	
. TOTAL DE LA COMMANDE			Total 1 + Total 2	

Imprimé à l'Université de Rennes 1

Dépôt Légal

2^{ème} Trimestre 2010