



HAL
open science

Caractérisation microsismique des massifs rocheux fracturés : modélisation thermo-hydraulique : application au concept géothermique de Soultz

Pascal Audigane

► To cite this version:

Pascal Audigane. Caractérisation microsismique des massifs rocheux fracturés : modélisation thermo-hydraulique : application au concept géothermique de Soultz. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2000. Français. NNT : 2000INPL020N . tel-01750377

HAL Id: tel-01750377

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01750377v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

**Centre de Recherches Pétrologiques et Géochimiques
C.N.R.S.
(Ecole de Géologie de Nancy)**

Thèse
Présentée à l'Institut Polytechnique de Lorraine
Pour l'obtention du titre de :

**Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine
Spécialité Géoscience**

Par

Pascal AUDIGANE

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy-Brabois

**Caractérisation microsismique des massifs rocheux fracturés.
Modélisation thermo-hydraulique. Application au concept
géothermique de Soultz**

Soutenue le 18 février 2000
Devant la commission d'examen

M. GRINGARTEN A.

D 136 019696 3
M. ESCOFFIER B.
M. GERARD A.
M. LAPLAIGE Ph.

Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Invité
Invité

136018 6963

00INPL020N

(E) 2000 AUDIGANE, P.

**Centre de Recherches Pétrologiques et Géochimiques
C.N.R.S.
(Ecole de Géologie de Nancy)**

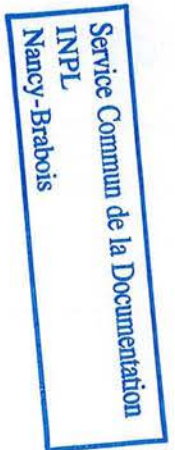
Thèse

Présentée à l'Institut Polytechnique de Lorraine
Pour l'obtention du titre de :

**Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine
Spécialité Géoscience**

Par

Pascal AUDIGANE



**Caractérisation microsismique des massifs rocheux fracturés.
Modélisation thermo-hydraulique. Application au concept
géothermique de Soultz**

Soutenue le 18 février 2000
Devant la commission d'examen

M. GRINGARTEN A.	Rapporteur
M. SHAPIRO S.	Rapporteur
M. ROYER J.J.	Directeur de thèse
M. FIGUET J.P.	Examineur
M. FEUGA B.	Examineur
M. GERARD A.	Invité
M. LAPLAIGE Ph.	Invité

Avant propos

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué dans le laboratoire d'informatique géologique du Centre de Recherches Pétrographiques et Géochimiques, ainsi que dans les bureaux de l'Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy. Cette thèse a été financée par l'Ademe (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) dans le cadre des recherches pour le développement d'énergies nouvelles.

Je remercie tous les membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. Shapiro, Pr. de géophysique à l'université de Berlin, ainsi que M. Gringarten, Pr. d'ingénierie pétrolière à l'Imperial College de Londres, pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je remercie également M. Piquet, Pr. de géomécanique, et M. Feuga, Pr. d'hydrogéologie, tous deux à l'Ecole des Mines de Nancy, de bien vouloir consacrer de leur temps pour examiner ce travail.

Je suis très honoré de la présence dans le jury de M. Gérard, Docteur Ingénieur en géophysique co-dirigeant de la société Socomine à Soultz-sous-Forêts, ainsi que de M. Laplaige, Docteur Ingénieur en énergétique de l'Ademe.

Enfin, je remercie M. Royer, de m'avoir offert la chance de réaliser ce travail dans les meilleurs conditions.

Bien sur, je tiens à remercier plus particulièrement toutes les personnes avec qui j'ai partagé ces "petits moments" contribuant précieusement au bien être du thésard: quelques conseils, quelques verres autour d'une table, quelques voyages touristiques, quelques déménagements, quelques congrès, quelques balades en forêts, quelques répétitions, et bien d'autres encore ...

Résumé

Le site HDR de Soultz-sous-Forêts se présente sous la forme d'un doublet géothermique (un puits d'injection et un puits de production), hydrauliquement connectés par un réseau de fractures situé à plus de 3500 m de profondeur. La température en fond de puits a été mesurée à 162 °C environ à 3800 m de profondeur. Les objectifs d'un tel projet sont de récupérer la chaleur contenue dans le massif rocheux fracturé en établissant une circulation forcée de fluide entre les puits. Au passage dans le réseau de fractures, le fluide est réchauffé, et cette énergie calorifique est récupérée en surface pour être transformée, à l'aide d'une turbine, en électricité.

Afin d'augmenter la perméabilité du réservoir et d'améliorer la connexion entre les puits, des essais de fracturation hydraulique ont été menés sur chacun des forages. Ces injections de fluide à forte pression (plusieurs dizaine de MPa), induisent une activité sismique de faible magnitude (inférieure à 4), appelée "microsismicité". Dans cette étude, l'utilisation des micro-événements permet de développer deux thématiques distinctes:

- Le développement d'une méthode permettant d'inverser les données microsismiques en terme de perméabilité équivalente de la zone stimulée. Durant l'injection de fluide, la surpression engendrée dans le milieu se propage dans l'espace à une certaine vitesse. La célérité de cette onde est quantifiée en interprétant la répartition dans le temps et dans l'espace des micro-événements. En appliquant les lois de la poroélasticité, une perméabilité du milieu poreux équivalent au volume de roche fracturé est estimée. De cette estimation selon la direction de l'espace, un tenseur de perméabilité est défini. Cette méthode a été appliquée sur deux autres sites géothermiques, Fenton Hill aux USA et Ogachi au Japon.

- La construction d'un modèle 3D capable de simuler les écoulements de fluide dans le massif ainsi que de quantifier les échanges de chaleur associés. Ce modèle intègre un maximum d'information de différentes natures, observée et mesurée dans les puits: débit et pression, pendage et azimuts des fractures, températures ... Une fois le modèle hydraulique obtenu, le champ de vitesses de Darcy associé est utilisé pour la simulation numérique du refroidissement.

dissement du volume de roche initialement chaud (échangeur géothermique), paramètre conditionnant la durée de "vie" de l'échangeur géothermique. Une estimation des courbes de refroidissement du futur échangeur prévu à 5000 m est également proposée. Ces paramètres techniques sont importants pour la détermination de la rentabilité économique d'un tel projet.

Abstract

The Hot Dry Rock (HDR) site at Soultz-sous-Forets is constituted by a geothermal doublet (one injection well and one production well) which are hydraulically connected by a fracture network approximatively situated at a depth of 3500 m. The bottom hole temperature has been measured at 162 °C at a depth of 3800 m. This project aims to recover the heat contained in the fractured reservoir by circulating fluid between wells. When percolating through the fracture network, the cool fluid injected from the surface is warmed in contact with the rocks. Then, it is pumped at the surface where its carried heat is transformed into electricity.

In order to increase the permeability of the reservoir and to improve the connectivity between the wells, hydrofracturing experiments were conducted on two wells. The injections are performed at high pressure (several tenth of MPa). They induced low magnitude seismic events (lower than 4) called microseismicity. The induced microseismicity is used for solving two types of problems:

- *Firstly*: to estimate an equivalent permeability tensor of the stimulated area. During the fluid injection, the pore pressure perturbation propagates through the granitic fractured reservoir. Using the spatio-temporal distribution of the micro-earthquakes, the velocity of the pore pressure perturbation can be quantified. The poroelasticity theory can be used to obtain a relationship between the hydraulic diffusivity and the effective permeability of the equivalent porous medium. Studying the variation in the 3D space of such estimates, a permeability tensor is calculated. This method is also applied on two other sets of data collected from the Fenton Hill (USA) and Ogachi (Japan) geothermal sites.

- *Secondly*: to build a 3D model of the geothermal doublet at the Soultz-sous-Forets area. This model will try to integrate hydraulic, geologic and thermal data which were observed and measured in situ. Once a consistent hydraulic model is built, the associated Darcy velocity field is used to simulate the cooling of the granitic reservoir versus time using a streamline approach. Such a calculation can provide an estimate of the "life time" of the geothermal

exchanger. A similar approach has been used to estimate the cooling time of the future geothermal exchanger situated at 5000m depth. These technical parameters are important to determine the economical viability of such a project.

Table des matières

Introduction générale	1
I Les essais de fracturation hydraulique	5
Introduction	7
1 Comportement hydraulique d'un massif rocheux fracturé	9
1.1 La porosité	9
1.1.1 Définition	9
1.1.2 Quelques valeurs	9
1.1.3 Porosité de fissures	10
1.1.4 Porosité surfacique	11
1.1.5 Porosité cinématique	11
1.2 Équations générales d'écoulement	11
1.2.1 Cinématique d'un écoulement	11
1.2.2 Équations de continuité	13
1.2.3 Écoulement dérivant d'un potentiel	14
1.2.4 Quelques définitions	14
1.2.5 Équation de Navier-Stokes	16
1.2.6 Relation de Bernoulli	17
1.2.7 Charge hydraulique	18
1.3 Écoulement dans une fracture	19
1.3.1 Loi cubique	19
1.3.2 Effet de la rugosité	21
1.3.3 Écoulement de Poiseuille	22
1.3.4 Nombre de Reynolds	22
1.4 Loi de Darcy	23
1.4.1 L'expérience de Darcy	23
1.4.2 Domaine de validité	24
1.5 Perméabilité en milieu fracturé	24
1.5.1 Conductivité hydraulique	25
1.5.2 Modèle de chenaux	26

1.5.3	Milieu Poreux Équivalent	27
1.5.4	Modèles stochastiques	28
1.5.5	Autres modèles Numériques	29
1.5.6	Porosité-Perméabilité	30
1.5.7	Influence des paramètres externes	31
1.5.8	Équation d'état	31
1.6	Conclusion	34
2	Comportement mécanique d'un massif rocheux fracturé	35
2.1	Le tenseur des contraintes	35
2.2	Le tenseur des déformations	37
2.3	Tenseur d'élasticité	39
2.4	Coefficients de Lamé	41
2.5	Constantes élastiques	42
2.5.1	Module d'Young	42
2.5.2	Coefficient de Poisson	42
2.5.3	Loi de Hooke	43
2.5.4	Module d'incompressibilité	43
2.6	Milieux hétérogènes	43
2.6.1	Modèles de modules effectifs	44
2.6.2	Modèle de Biot-Gassman	46
2.7	Mesures de contraintes <i>in situ</i>	49
2.7.1	Fracturation hydraulique	49
2.7.2	Matériel	49
2.7.3	Réponse type	50
2.8	Conclusion	51
3	Comportement sismique d'un massif rocheux fracturé	53
3.1	Vitesse d'ondes sismiques	53
3.2	Milieu poreux	55
3.3	Microsismicité	58
3.3.1	Mécanismes au foyer	59
3.3.2	Magnitude	60
3.4	Fractures associées aux micro-séismes	61
3.4.1	Reconnaissance de multiplets	61
3.4.2	Relocalisation relative	62
3.4.3	Autres approches	64
3.4.4	Exemple de Soultz-sous-Forêts	65
3.5	Conclusion	68

II	Diffusivité hydraulique des roches	69
	Introduction	71
4	Diffusivité hydraulique en milieu isotrope	73
4.1	Définition	74
4.2	Méthode SBRC: source ponctuelle	75
4.2.1	Petit rappel sur les ondes	75
4.2.2	Perturbations harmoniques	76
4.3	Application à la fracturation hydraulique	77
4.3.1	Fréquences caractéristiques	77
4.3.2	Hypothèses	78
4.4	Étude de cas	79
4.4.1	Soultz-sous-Forêts	79
4.4.2	Cas de Fenton Hill	82
4.4.3	Cas de Ogachi	84
4.5	Cas d'une source cylindrique	85
4.5.1	Notion de sources mixtes	86
4.5.2	Équation de la diffusion en cylindrique	87
4.5.3	Relaxation spatio-temporelle de la pression	89
4.6	Applications	91
4.7	Discussion	93
5	Diffusivité hydraulique en milieu anisotrope	97
5.1	Décomposition spatiale	98
5.2	Anisotropie de diffusion	99
5.3	Implémentation numérique	101
5.4	Application sur Soultz	103
5.4.1	Diffusivité	103
5.4.2	Inertie	104
5.5	Généralisation	105
5.5.1	Inversion directe	105
5.5.2	Utilisation de gOcad	106
5.5.3	Étude de cas	108
5.6	Estimation des perméabilités	108
5.6.1	Poroélasticité	110
5.7	Applications	113
5.8	Discussion	114
5.8.1	Résultats	114
5.8.2	Méthode	116
5.9	Conclusion	117

III	Modélisation thermo-hydraulique de Soultz-sous-Forêts	119
	Introduction	121
6	La géothermie	123
6.1	Principes	123
6.2	La géothermie HDR dans le monde	124
6.3	La géothermie HDR à Soultz	126
6.3.1	Géologie	126
6.3.2	Comparaison avec les autres sites	127
6.4	L'essai de circulation de 1997	130
6.4.1	Principes	130
6.4.2	Observations hydrauliques	131
6.4.3	Observations thermiques	131
6.4.4	Équipements	132
6.4.5	Résultats	133
6.4.6	Discussion	134
6.4.7	Les objectifs du modèle	136
7	La modélisation	139
7.1	Les équations de transferts	139
7.1.1	Transfert hydraulique	139
7.1.2	Transfert thermique	140
7.1.3	L'équation de la chaleur	142
7.2	Méthodes et moyens	143
7.2.1	Thermass	143
7.2.2	Les éléments finis	143
7.2.3	gOcad	146
7.2.4	Conclusion	147
7.3	Modèle hydraulique	148
7.3.1	Modèle géophysique	148
7.3.2	Modèle géométrique, conditions limites	153
7.3.3	Paramètres de calages	154
7.4	Simulations hydrauliques	154
7.4.1	A partir de la sismicité induite	155
7.4.2	A partir du réseau de fractures	157
7.4.3	A partir du réseau de fracture et de la sismicité induite	158
7.4.4	Synthèse des résultats	158
7.5	Les tests de traçage géochimique	161
7.5.1	Description	161
7.5.2	Vitesse de filtration	161
7.5.3	Lignes de courant	162

7.5.4	Simulation des tests de traceurs géochimiques	163
7.6	Résultats thermiques	166
7.6.1	Les éléments finis	166
7.6.2	La méthode des lignes de courant	169
7.6.3	Résolution numérique des équations de la chaleur	171
7.6.4	Application sur les trois modèles hydrauliques	172
7.7	Étude théorique sur un cas simplifié	173
7.7.1	Hydraulique	173
7.7.2	Application numérique	176
7.7.3	Thermique	177
7.8	Perspectives: 5000 m de profondeur	178
7.9	Conclusions	179
Conclusions et perspectives		183
ANNEXES		200
A Modèle de Biot-Gassmann		201
A.1	Coefficient de Skempton	201
A.2	Variation de masse de fluide	202
A.3	Variation de volume de fluide	203
A.4	Équations de Gassmann	203
B Mécanismes au foyer		205
B.1	Spectres en fréquences	205
B.2	Mécanismes au foyer	205
B.3	Paramètres de la source	206
C Description des codes développés durant la thèse		209
C.1	Interface du code Thermass	209
C.2	Interface	212
C.3	Ligne de courant	213
C.4	Simulation thermique	214
C.5	Inversion des données microsismiques en tenseur de perméabilité	214
D Articles		217

Liste des figures

1.1	<i>Représentation eulérienne des vitesses d'un point.</i>	12
1.2	<i>Bilan de masse sur un volume élémentaire.</i>	13
1.3	<i>Exemple de lignes de courants et d'équipotentiels.</i>	15
1.4	<i>Intégration le long d'une ligne de courant.</i>	19
1.5	<i>Géométrie d'une fracture à "loi cubique".</i>	20
1.6	<i>Profil parabolique dans une fracture plane.</i>	21
1.7	<i>Expérience de Darcy.</i>	24
1.8	<i>Modèles à fractures parallèles et planes.</i>	26
1.9	<i>Modèles à fractures discrètes conduisant à un réseau de chenaux.</i>	27
1.10	<i>Modèle stochastique selon Guéguen et al., (1989). Chaque paramètre est généré par une distribution donnée.</i>	28
1.11	<i>Théorie de la percolation. a) Milieu non connecté, le seuil de percolation non atteint. b) Milieu densifié, seuil de percolation atteint.</i>	29
1.12	<i>La tortuosité $\tau = L_r/L$.</i>	31
1.13	<i>Évolution de la perméabilité K en fonction de la pression de confinement P_{conf} (Bernabé, 1986) avec p la pression interstitielle.</i>	33
2.1	<i>Le tenseur de contrainte sur un volume élémentaire.</i>	36
2.2	<i>Le vecteur contrainte sur une surface de normale quelconque.</i>	37
2.3	<i>Déplacement d'un point dans l'espace.</i>	37
2.4	<i>Déformation linéaire (dilatation, cas (a)) et déformation angulaire (distorsion, cas (b)).</i>	38
2.5	<i>Rotation en bloc autour de (O, z).</i>	40
2.6	<i>Modèles classiques en couches superposées (Guéguen et al., (1992)).</i>	44
2.7	<i>Définition des modules drainés, non drainés.</i>	46
2.8	<i>Décomposition d'un état de contrainte.</i>	47
2.9	<i>Description schématique d'un double obturateur (d'après Homand (1998)).</i>	50
2.10	<i>Représentation schématique d'un type de comportement d'une fracture lors d'un essai de fracturation hydraulique d'après (Bertrand, 1983).</i>	50

2.11	<i>Rupture en traction d'une roche par fracturation hydraulique. . .</i>	51
3.1	<i>Exemple d'évolution de la vitesse de Biot en fonction de la pulsation ω pour une perméabilité de 10^{-17} m². Cette vitesse lente (60 m/s) est associée aux phénomènes de diffusion de pression interstitielle dans le domaine des basses fréquences (pulsations).</i>	58
3.2	<i>Exemple d'une analyse spectrale d'un sismogramme de vitesse au spectre de déplacement. Présentation des trois valeurs caractéristiques d'un spectre: valeur plateau, fréquence coin et chute du spectre (Fortier, 1997).</i>	59
3.3	<i>Relation de Lee (1981) entre Magnitude et Moment sismique (Soultz, GPK1, 1993). (Valeur à l'origine=-2.4, pente de la regression=0.57 pour un coefficient de corrélation de 0.993).</i>	61
3.4	<i>La technique de relocalisation relative permet de définir la longueur D séparant un événement "esclave" du "maître".</i>	63
3.5	<i>Représentation de la microsismicité induite par deux essais de fracturation hydraulique à Soultz-sous-Forêts. (a) essai de septembre 1993, (b) essai d'octobre 1993. La densité des points du nuage fait apparaître des "essaims" signalés par les flèches.</i>	65
3.6	<i>(a) La densité volumique d'un nuage de points microsismiques projetée puis interpolée sur une grille 3D de 80*100*100 m (Forage GPK1, Soultz-sous-Forêts, France). (b) Une surface isovaleur de cette densité de points. Elle permet de mieux distinguer les "essaims" de points.</i>	66
3.7	<i>Ensemble de plans construits à partir des pôles de densité d'un nuage de microsismicité induite par fracturation hydraulique à Soultz. (a) essai de septembre 1993. (b) essai d'octobre 1993.</i>	66
3.8	<i>Projection des normales aux plans issus des deux nuages de septembre (a) et octobre (b) 1993, comparés avec les mesures de fracturation établie par Genter (1993) à partir du sondage GPK1 (Soultz-sous-Forêts, France).</i>	67
4.1	<i>Coupe SW-NE de la faille de San Andreas sur laquelle est projetée une partie de l'activité sismique développée durant huit ans (d'après Johnson et al (1995)).</i>	73
4.2	<i>Représentation d'une onde de type sinusoïdal en deux dimensions.</i>	75
4.3	<i>Spectre (normalisé) en fréquence d'une fonction palier ("Heaviside").</i>	77
4.4	<i>Description hydraulique mécanique et sismique de l'essai de fracturation hydraulique réalisé à Soultz-sous-Forêts en septembre 1993, (d'après Dyer et al., 1994).</i>	79

4.5	<i>Temps d'apparition des événements microsismiques de Soultz (France) durant la fracturation hydraulique de septembre 1993 (en heures après le début de l'injection de fluide). Localisation de la source d'injection sur le forage.</i>	80
4.6	<i>Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Soultz (France) dans le cas d'une approximation sphérique de la géométrie du problème de diffusion. La distance correspond à celle séparant chaque événement sismique du point d'injection et le temps correspond à celui écoulé après le début de l'injection de fluide dans le forage (essai sept. 1993).</i>	81
4.7	<i>a) Vue de dessus et b) Vue vers le Nord de l'émission acoustique développée durant la fracturation hydraulique réalisée sur le site géothermique de Soultz (France) du 11 au 21 octobre 1993.</i>	81
4.8	<i>Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Soultz-sous-Forêts (France), développés durant l'essai de fracturation hydraulique du 11 au 21 octobre 1993.</i>	82
4.9	<i>a) Vue de dessus et b) Vue vers le Nord de l'émission acoustique développée durant la fracturation hydraulique réalisée sur le site géothermique de Fenton Hill (USA) en 1983.</i>	83
4.10	<i>Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Fenton Hill (USA). La distance représente celle liant chaque micro-événement au point d'injection sur le forage. Le temps correspond à celui écoulé après le début de l'injection.</i>	83
4.11	<i>a) Vue de dessus et b) vue azimuth 45° de l'émission acoustique de Ogachi (Japon) développée durant les essais de fracturation hydraulique du réservoir inférieur en 1991 à 1000 m de profondeur (cubes) et le réservoir supérieur à 700 m en 1992 (croix)</i>	84
4.12	<i>Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de 1991 à Ogachi (Japon).</i>	84
4.13	<i>Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de 1992 à Ogachi (Japon).</i>	85
4.14	<i>Les profondeurs limites Z_{sup} et Z_{inf} a) définissent les frontières entre les domaines à configuration géométrique sphérique et cylindrique b).</i>	86
4.15	<i>Expression de l'atténuation de la pression durant un essai de fracturation hydraulique exprimé dans un repère monodimensionnel.</i>	91

- 4.16 Comparaison des modules des solutions complexes des pressions interstitielles correspondant à trois géométries différentes (sphérique, cylindrique et monodimensionnelle). Le terme $\tau = \sqrt{\frac{\omega}{2D}}$ est pris égal à 1, et le rayon de la source a est choisi égal à 20 centimètres. 92
- 4.17 Comparaison des solutions a) sphérique et b) cylindrique du calcul de diffusivité à partir de la microsismicité développée durant l'essai de fracturation hydraulique de 1995 réalisé sur le site de Soultz-sous-Forêts en Alsace, (France). 92
- 4.18 Comparaison des solutions a) sphérique et b) cylindrique du calcul de diffusivité à partir de la microsismicité développée durant l'essai de fracturation hydraulique de 1996 réalisé sur le site de Soultz-sous-Forêts en Alsace, (France). 93
- 4.19 Comparaison entre la vitesse de Biot V_{p2} (lente) et la vitesse de groupe V_g définie par Shapiro [Shapiro et al., 1997] en fonction de la pulsation ω pour une perméabilité de $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ conduisant à une diffusivité hydraulique de $0.02 \text{ m}^2/\text{s}$ 93
- 4.20 La géométrie bornée de la condition limite à la source d'injection conduit à une solution du champ de pression comprise entre le calcul en cylindrique pour les points proches du puits et le calcul en sphérique pour les points loin de la source. 94
- 5.1 Schématisation du couplage hydromécanique mis en jeu pendant la fracturation hydraulique. La direction des chemins perméables (capable de traverser l'élément cubique) dépendent à la fois du champ de fractures naturelles et du sens de l'injection de fluide. La perméabilité sera plus importante pour les chemins b) que a). 97
- 5.2 Vue du dessus a) et vue du Sud b) de la décomposition de l'espace en 32 secteurs. Le cadran trigonométrique a été divisé en 8 selon les azimuts (azi) et selon les pendages (dip). 98
- 5.3 Illustration de la variation directionnelle de la diffusivité hydraulique dans l'espace pour deux secteurs de l'espace. a) azimut = $292.5^\circ \pm 22.5^\circ$, pendage = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$, b) azimut = $202.5^\circ \pm 22.5^\circ$, pendage = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$ (hypothèse d'une source ponctuelle). 99

5.4	<i>Projection dans un diagramme de Schmidt de la base propre du tenseur de diffusivité hydraulique du granite fracturé de Soultz-sous-Forêts (France) estimé à l'aide de la microsismicité (Valeur $D_1 < D_2 < D_3$) et de la base propre du tenseur d'inertie du nuage d'événement microsismiques développés durant l'essai de fracturation hydraulique de 1993 (Valeurs $C_1 < C_2 < C_3$). Le signe positif signifie que la projection est réalisée dans l'hémisphère supérieure et le signe négatif dans l'hémisphère inférieure.</i>	105
5.5	<i>Définition des pendages (dip) et azimuts (azi) donnés pour chacune des directions principales du tenseur de diffusivité.</i>	106
5.6	<i>Algorithme utilisé pour le calcul des tenseurs d'inertie et de diffusivité sous gOcad.</i>	107
5.7	<i>Vue vers le Nord a) et vue de dessus b) de l'ellipsoïde représentant le tenseur de diffusivité du réservoir à partir du nuage d'activité microsismique "transformé" issu de la fracturation hydraulique de 1993 à Soultz-sous-Forêts (France).</i>	110
6.1	<i>Représentation schématique d'une exploitation géothermique. Celle-ci est constituée d'un triplet: un forage d'injection et deux forages de production.</i>	123
6.2	<i>Localisation du site géothermique de Soultz-sous-Forêts, Alsace, France: au nord du Graben du Rhin.</i>	126
6.3	<i>Évolution du champ de température relevé dans le forage GPK1 (Soultz, France). Il apparaît les deux gradients géothermiques représentés par la pente de la droite. Des circulations convectives de fluides dans le socle et le trias inférieur ont été évoquées pour expliquer le gradient plus élevé que la normale.</i>	127
6.4	<i>Modèle géométrique (gOcad) des failles situées dans le horst de Soultz [Renard and Courrioux, 1994]. Représentation du doublet géothermique: le volume de l'activité microsismique développé durant la fracturation hydraulique donne une représentation de la taille de l'échangeur géothermique ($x=Est$, $Y=Nord$).</i>	128
6.5	<i>Représentation du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts (France). L'eau circule dans le socle granitique fracturé du puits GPK1 vers le second forage GPK2 séparés d'environ 500m, (les distances ne sont pas respectées).</i>	130
6.6	<i>Distribution des débits le long des sections ouvertes de GPK1 et GPK2 durant les phases de stimulations hydrauliques de 1996 [Gérard, 1998].</i>	131
6.7	<i>Répartition des températures le long du forage GPK2 [Gérard, 1998].</i>	132

6.8	<i>Évolution des paramètres principaux des essais de circulation de Soultz-sous-Forêts [Baumgartner, 1998].</i>	133
6.9	<i>Résultats des tests de traçage réalisés durant les essais de circulation de Soultz-sous-Forêts (France) [Aquilina, 1998].</i>	135
6.10	<i>Vue simplifiée du système HDR développé à Soultz-sous-Forêts [Gérard, 1998].</i>	137
7.1	<i>Représentation schématique de la circulation de fluide en boucle fermée et en régime stationnaire établie dans un doublet géothermique.</i>	140
7.2	<i>Représentation schématique de l'évolution du front de refroidissement dans le granite. Le transfert de chaleur est convectif, la température est "portée" par la circulation du régime établi.</i>	142
7.3	<i>Représentation schématique des liens existants entre les différents objets utiles à la modélisation.</i>	146
7.4	<i>Différents types d'éléments.</i>	147
7.5	<i>Le modèle de perméabilité est choisi en fonction de la distance r à la source d'injection des points microsismiques. Elle décroît d'une valeur maximum k_{max} jusqu'à la perméabilité de matrice k_{min}.</i>	148
7.6	<i>Distance à la source d'injection pour chaque point microsismique mesurés durant les tests de fracturation hydrauliques à Soultz (France). Cette propriété sert de support pour le modèle de perméabilité.</i>	150
7.7	<i>La propriété "perméabilité" calculée à partir des points microsismiques est peinte sur la grille 3D (a). A l'aide de D.S.I., cette propriété est interpolée dans le milieu (b).</i>	151
7.8	<i>Représentation sous formes de disque des fractures observées dans le forage aux profondeurs de fortes évacuations de fluide [Tenzer et al, 1998].</i>	152
7.9	<i>Représentation du modèle géométrique construit pour la simulation numérique du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts. Le maillage est de type écossais, il est raffiné au niveau de la zone stimulée par fracturation hydraulique.</i>	153
7.10	<i>Définition des caractéristiques principales des trois modèles "Sismique", "fracturé" et "Mixte" retenu pour la modélisation hydraulique.</i>	159
7.11	<i>La perméabilité du modèle géophysique est construite de trois manières différentes en utilisant: a) la microsismicité seule, modèle "Sismique", b) la fracturation, modèle "Fracturé", c) la microsismicité + la fracturation, modèle "Mixte". L'extension des surpressions est plus faible pour le modèle fracturé.</i>	160

7.12	<i>Réponse type de concentration de traceur géochimique mesuré dans le puits de production au cours du temps après son injection.</i>	161
7.13	<i>Un exemple de quelques lignes de courant calculées lors d'un écoulement entre les forages GPK1 et GPK2 à Soultz-sous-Forêts.</i>	162
7.14	<i>Une simulation de test de traçage pour 10^5 particules injectées à partir des trois modèles "Sismique", "Fracturé" et "Mixte" présente des allures différentes de celle du traçage effectué avec de l'acide benzoïque.</i>	163
7.15	<i>Un exemple de résultat de champ thermique à partir du calcul en éléments finis. a) 2, b) 4, c) 6, d) 8 années après injection de fluide. Les flèches indiquent une des zones du modèle touchée par des oscillations en température provoquant des résultats quantitativement aberrants.</i>	167
7.16	<i>Comparaison entre la méthode par différence finies et la méthode analytique de la résolution de l'équation de la chaleur, à l'aide des lignes de courant obtenues par le modèle hydraulique "Sismique".</i>	172
7.17	<i>Simulation de l'évolution de la température du fluide produit au cours du temps dans l'échangeur de Soultz-sous-Forêts selon trois modèles hydrauliques différents.</i>	173
7.18	<i>Représentation schématique d'un doublet géothermique dont les caractéristiques géométriques et géophysiques ont été simplifiées pour un calcul analytique.</i>	174
7.19	<i>Évolution de la norme de la vitesse le long de la ligne de courant la plus directe joignant les deux forages d'un doublet.</i>	176
7.20	<i>Solution 1D de l'équation de diffusion-convection de la chaleur en régime transitoire dans un doublet géothermique. a) en fonction du temps pour une vitesse donnée constante à 10^{-7} m s^{-1}. b) en fonction de la vitesse pour un temps donné de 20 ans après le début de l'injection du fluide froid. Distance entre les puits de 500 m.</i>	177
7.21	<i>"Ce que pourrait être le pilote géothermique de Soultz-sous-Forêts", d'après [Gérard et al., 1998].</i>	178
7.22	<i>a) Modèle thermique à 5000 m. b) Modèle thermique à 3800 m.</i>	179
7.23	<i>Puissance exploitable estimée sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts sous la forme d'un doublet situé à 5000 m de profondeur et pour un débit de production de 50 l/s.</i>	180
B.1	<i>Modélisation des contraintes au cours de la rupture (Senfaute, 1995).</i>	206

Liste des tableaux

1.1	<i>Quelques valeurs de porosité (de Marsily (1981) et Guéguen (1992))</i>	10
1.2	<i>Quelques valeurs de perméabilité (d'après de Marsily (1981), Brace (1980)).</i>	25
1.3	<i>Modèles de perméabilité porosité (Guéguen et Dienes (1989)).</i>	31
2.1	<i>Quelques valeurs de modules élastiques d'après Francklin et Dussault, (1989).</i>	44
3.1	<i>Quelques valeurs des fréquences caractéristiques de Biot [Le Ravalec, 1996].</i>	56
5.1	<i>Résultat des calculs de tenseurs de diffusivité hydraulique sur différents sites géothermiques. Le milieu stimulé par fracturation hydraulique est de type granitique. Les diffusivités sont données en $10^{-2} m^2 s^{-1}$. $D_1 \geq D_2 \geq D_3$ représentent les composantes principales du tenseur exprimé dans son repère propre. La variabilité des valeurs correspond à deux calculs de la géométrie de l'ellipsoïde entourant 75% (première ligne) et 90% (deuxième ligne) des points dans le repère déformé. La pression d'injection pour laquelle la microsismicité apparaît est indiquée en MPa. (sph: hypothèse d'une source ponctuelle, cyl: hypothèse d'une source cylindrique).</i>	109
5.2	<i>Compilations des vitesses sismiques utilisées dans les calculs de perméabilité, ainsi que les porosités et viscosités du fluide d'injection.</i>	114

- 5.3 *Résultat des calculs de tenseurs de perméabilités sur différents granites fracturés issus de sites géothermiques. Les valeurs correspondent à des perméabilités à 10^{-17} m^2 . $k_1 \geq k_2 \geq k_3$ représentent les composantes principales du tenseur exprimé dans son repère propre. La variabilité des valeurs correspond à deux calculs de la géométrie de l'ellipsoïde entourant 75% (première ligne) et 90% (deuxième ligne) des points dans le repère déformé. (sph=hypothèse d'une source sphérique, cyl=hypothèse d'une source cylindrique). 115*
- 6.1 *Comparaison des paramètres physiques déterminants dans une exploitation géothermique: perméabilités, profondeur, températures, volume du réservoir, d'après [Duchane, 1998]. 129*
- 6.2 *Comparaison des résultats hydrauliques de circulation de plusieurs sites géothermiques: pression d'injection, débit de production, taux de recouvrement du fluide, d'après [Duchane, 1998]. 129*
- 7.1 *Comportement du modèle hydraulique en fonction de la distance de fracturation r_{max} . $r_{\text{max}1}$ correspond à la zone d'extension autour de GPK1, $r_{\text{max}2}$ autour de GPK2. La surpression dans EPS1 (h) dépend de la distance de fracturation donnée autour de la zone supérieure de GPK1. Les valeurs de perméabilité $K1$, $K2$, $K3$ ont été ajustées de manière à retrouver les débits respectifs de 18, 6 et 24 l/s. 155*
- 7.2 *Réseau de fractures utilisé dans la simulation des écoulements du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts. Les caractéristiques des fractures sont issues de la conjugaison des observations des forage [Genter et al., 1997a], et des observations de débits [Tenzer et al., 1998]. L'azimut varie de 0 à 360 °C, le pendage de -90 à +90 °C. 157*
- 7.3 *Calcul des pas de temps liés aux termes diffusifs et convectifs d'une EDP résolues par la méthode des éléments finis, nécessaires pour limiter les oscillations du calcul. 168*
- 7.4 *Calcul de porosités maximum et moyenne sur l'ensemble des lignes de courant obtenu sur les trois modèles hydrauliques. . . . 177*

Introduction générale

La dissipation de la chaleur interne du globe se caractérise par un gradient géothermique dont la valeur moyenne est de 1 °C pour 30 mètres. Ce gradient, dépend de la conductivité thermique du sol ainsi que du flux géothermique à la base de la formation étudiée. Il peut être plus élevé dans certaines régions, comme une zone volcanique, autour d'une intrusion granitique récente ou bien encore le long de structures d'effondrement en extension (graben). L'anomalie géothermique de *Soultz-sous-Forêts* (graben du Rhin) présente un gradient trois fois plus élevé que la valeur normale de la croûte terrestre. Cette région a été retenue parmi deux autres (*Rosemanowes-Cornwall* en Angleterre et *Urach* en Allemagne) comme site de développement européen d'un prototype d'une centrale géothermique *Roches-Chaudes-Sèches*.

La géothermie à Soultz-sous-Forêts

Le concept de *Roches-Chaudes-Sèches* est fondé sur l'exploitation de la chaleur, par circulation forcée de fluide, contenue dans le sol. L'énergie calorifique détenue par la matière solide est transférée dans le fluide sous la forme liquide (géothermie basse enthalpie) ou bien sous la forme vapeur (géothermie haute enthalpie). L'énergie thermique contenue dans le fluide produit pourra être ensuite convertie en énergie électrique par un système de turbine. Une fois refroidi, le fluide est directement réinjecté dans le sous sol. Pour établir une circulation dans le granite, un réseau de plusieurs forages hydrauliquement connectés est mis en place. Le site de Soultz se présente actuellement sous la forme d'un doublet, un forage de production (GPK2) situé à une profondeur de 5000 m, et un second forage d'injection (GPK1) localisé à une profondeur de 3600 m environ. Le site est encore à l'état de prototype, aucune énergie électrique n'est encore réellement produite par Soultz.

La création du réservoir géothermique (volume de roche + fluide participant aux échanges de chaleur) est réalisée par des essais de fracturation hydraulique dans les forages. Un fluide est injecté, à très forte pression, de manière à casser le volume de roche situé au voisinage du puits, réactiver d'anciennes fractures colmatées ou bien encore créer de nouvelles connexions. Cette technique

est couramment employée dans les industries pétrolières et gazières pour augmenter la perméabilité, et donc le rendement des réservoirs. L'élaboration de l'échangeur géothermique comporte deux risques majeurs. Soit la connexion entre les puits est trop performante, et le fluide circulant du forage d'injection vers celui de production n'aura pas le temps d'échanger suffisamment de calories avec la matière rocheuse, du fait de sa vitesse trop importante, soit la connexion entre les puits est mal établie et le débit de production restera trop faible pour fournir un bilan économique rentable du site d'exploitation.

Un essai de circulation a été conduit à Soultz durant l'été 1997 de manière à tester le comportement du site sur une période de temps de quatre mois. Les résultats de cette expérience sont encourageants pour la suite des opérations.

Microsismicité induite

Durant les essais de fracturation hydraulique, réalisés pour la création de l'échangeur géothermique, des mécanismes de ruptures en cisaillement sont créés par augmentation de la pression interstitielle dans les fractures. Ces mouvements du sous sols induisent des oscillations des particules de la roche détectées par un dispositif de géophones installé en surface ainsi que dans plusieurs puits (anciens forages pétroliers), moins profonds que GPK1 et GPK2, situés à proximité du doublet. Grâce à ces géophones, la source des séismes de faibles magnitudes (inférieur à 4) est relocalisée dans l'espace. Ces ensembles de points constituent un nuage d'événements *microsismiques* induits par l'injection de fluide dans le réservoir.

Les mécanismes impliqués dans les essais de fracturation hydrauliques sont de différentes natures: *mécanique* durant la phase de rupture engendrée par l'injection de fluide, *sismique* lors de l'émission des vibrations des particules de la roche saturée en fluide et *hydraulique* lors de l'injection du fluide circulant dans un milieu fracturé.

Objectifs de la thèse

Cette étude se décompose en trois parties.

La première constitue un rappel et une description de la physique impliquée à la fois dans les essais de fracturation hydraulique sur des forages géothermiques, ainsi que pendant les essais de circulation de fluide effectués dans un doublet géothermique. Des rappels sur la mécanique des fluides, des solides, ainsi que la poroélasticité sont décrits et intégrés dans les problématiques rencontrées.

La seconde partie est consacrée à la caractérisation de la perméabilité des roches à l'aide de la microsismicité induite. Les lois de la poroélasticité ainsi que la théorie de Biot, sont mises à contribution pour essayer de mieux comprendre les mécanismes de diffusion de la pression interstitielle dans la roche

fracturée pendant les essais d'injection de fluide. Cette étude conduit à la description d'une méthode d'inversion des données microsismiques en termes de perméabilité tensorielle équivalente du réservoir stimulé. L'application de cette méthode sur les données fournies par le site géothermique de Soultz-sous-Forêts présente des résultats satisfaisants avec les estimations de perméabilité réalisées antérieurement par d'autres procédés (essai de pompage). De nouvelles données de microsismicité induite par fracturation hydraulique collectées sur deux autres sites géothermiques, celui de Fenton Hill (USA) et ainsi que celui de Ogachi (Japon) présentent également des résultats cohérents avec les estimations de perméabilité.

La troisième et dernière partie de cette thèse décrit la simulation numérique du site géothermique de Soultz-sous-Forêts. Une approche Milieu Poreux Équivalent est utilisée pour caractériser la perméabilité de la roche. La microsismicité induite par injection de fluide est de nouveau mise à contribution pour dimensionner l'étendue du réservoir considéré comme hydrauliquement actif. Les observations sur l'état de fracturation de la roche réalisées dans les forages sont utilisées aussi comme indicateur des connexions hydrauliques établies entre le doublet. L'objectif des simulations réalisées dans cette étude est d'obtenir un modèle hydraulique décrivant le mieux possible les observations et mesures établies pendant l'essai de circulation réalisé à Soultz en 1997. Une fois obtenu, ce modèle permettra de construire un second modèle simulant le comportement thermique transitoire de la roche fracturée. En effet la réinjection de fluide à 40-60 °C dans le granite initialement chaud (200 °C à 5000 m) entraîne un refroidissement du granite au niveau des zones de circulation de fluide. La température du fluide produit doit rester supérieure à un seuil définissant la limite de rentabilité du site géothermique. Les résultats des simulations proposent différents scénarii pour estimer la "durée de vie" du projet géothermique de Soultz-sous-Forêts.

Partie I

**Les essais de fracturation
hydraulique**



Introduction

Cette première partie est consacrée à la présentation d'une description des phénomènes hydrauliques, mécaniques et sismiques mis en jeux lors d'un essai de fracturation hydraulique réalisé dans un milieu granitique. Les essais d'injection hydraulique dans un forage sont utilisés pour obtenir une amélioration de la rentabilité d'un reservoir retenu pour exploitation en augmentant sa perméabilité. Cette technologie possède plusieurs domaines d'application: la stimulation des réservoirs pétroliers, gazeux ou bien géothermique. Un fluide est injecté à très forte pression (plusieurs dizaines de MPa) dans un forage à profondeurs variables (d'une centaine de mètres jusqu'à plusieurs milliers) et "craque" le milieu, réactive d'anciennes fractures ou bien en crée de nouvelles. Les ruptures en cisaillement développées dans la roche produisent une émission acoustique de faible magnitude, "les microséismes", qui serviront dans cette thèse de paramètre principal d'étude de caractérisation du milieu granitique stimulé.

Il existe trois comportements physiques différents qui interagissent entre eux durant la fracturation hydraulique: la circulation de fluide en milieu cristallin fracturé, la mécanique de rupture en cisaillement provoquée par cette circulation de fluide modifiant la pression interstitielle et donc l'état de contrainte de la roche, enfin la microsismicité induite par cette rupture qui fait appel aux phénomènes de propagations d'ondes acoustiques en milieu hétérogène.

Chapitre 1

Comportement hydraulique d'un massif rocheux fracturé

1.1 La porosité

1.1.1 Définition

La porosité totale est définie comme la proportion de vide contenu dans un volume de matériau quelconque. Elle est sans dimension et varie donc de 0 à 1.

$$\phi = \frac{\text{Volume des vides}}{\text{Volume total}} \quad (1.1)$$

Elle caractérise l'hétérogénéité de la roche en définissant la quantité de volume des vides par rapport aux volumes des grains du matériau. Cette grandeur est directement dépendante de l'échelle d'observation à laquelle on se place. L'échelle microscopique correspond à la dimension des grains solides observés (échelle de la lame mince), l'échelle macroscopique à la dimension d'une carotte et l'échelle mégascopique à la taille du massif géologique. Il est courant d'utiliser la notion de Volume Élémentaire Représentatif pour décrire chacune de ces échelles [de Marsily, 1981]. Le **VER** définit la "fenêtre" d'observation pour laquelle on associe une valeur moyenne de porosité (ou d'une autre propriété). Ces notions sont également utilisés pour les problèmes de changement d'échelle (*upscaling*) pour lesquels il est nécessaire de déterminer des paramètres moyens à une échelle donnée à partir de mesures à une échelle inférieure.

1.1.2 Quelques valeurs

La porosité d'une roche cristalline est définie selon l'organisation géométrique des minéraux. L'histoire géologique de la roche est à l'origine de cette com-

position. Une roche volcanique issue directement d'une cristallisation à partir d'un magma liquide présentera une porosité quasi nulle (inférieure à 10^{-3}), alors qu'une roche sédimentaire dont l'origine est attribuée à des phénomènes d'altération et de dégradation des roches ignées, puis de sédimentation en milieu marin, possédera une distribution très hétérogène de porosité avec aussi bien des zones de très faibles valeurs (autour de 10^{-3}), mais aussi des zones à porosité extrêmement élevée (0.5) [Guéguen and Palciauskas, 1992].

Il existe différentes méthodes de mesure de porosité. Les principes employés sont parfois très simples comme pour la méthode d'*imbibition*. L'échantillon est trempé un temps suffisamment long pour que le fluide occupe tout l'espace poreux *connecté* vers l'extérieur. Les différences de masse et de volume entre les temps avant et après imbibition conduisent directement à la détermination des volumes des vides et du volume total, respectivement (cf. eq. 1.1). L'*injection de mercure* à pression élevée permet également la mesure du volume de pores. Des techniques plus sophistiquées sont employées dans le cas par exemple de *mesures optiques* qui consiste à traiter chimiquement l'échantillon de façon à obtenir un fort contraste de couleur entre les zones poreuses et granuleuses. L'échantillon est ensuite numérisé et traité informatiquement pour évaluer la porosité de manière déterministe. Le tableau (1.1) rassemble des ordres de grandeurs de porosité de quelques milieux types. Les valeurs correspondant à des modèles théoriques idéaux réalisés avec des géométries de grains variables (sphères, cylindres ...) en négligeant tout effet de compaction (déformation des grains) sont également donnés.

Milieu	Porosité totale (%)
Granite non altéré	0.02 - 1.8
Calcaires	0.5 - 12.5
Craies	8 - 37
Grès	3.5 - 38
Sables	15 - 48
Argiles	44 - 53
Grains (sphères)	39.9
Grains (cylindres)	42.9
Grains (disques)	45.3

Tableau 1.1: Quelques valeurs de porosité (de Marsily (1981) et Guéguen (1992)).

1.1.3 Porosité de fissures

Jusqu'à présent, seuls les vides liés à la microstructure de la roche ont été considérés. Mais l'historique de la tectonique en place peut participer à la

construction d'espace vide constituant des zones fracturées de la roche. Cette porosité de fracture s'observe, elle aussi, à toutes les échelles: microfractures, fractures, failles ... Certains réseaux de fractures, sujets à des circulations de fluides, présentent des zones de colmatage provenant de dépôts de minéraux (calcite, chlorite, hématite ...), qui modifient les volumes internes des fissures ainsi que leur propriétés hydrauliques [Sausse et al., 1998].

1.1.4 Porosité surfacique

La porosité des pores est qualifiée de "*porosité totale*" ou "*porosité interstitielle*". Elle se différencie de la porosité de fissures précédemment introduite. Il existe aussi une *porosité de surface*:

$$\phi_s = \frac{\text{Surface des vides}}{\text{Surface totale}}$$

Sa définition est équivalente à celle dans (1.1) ramenée à un élément surfacique. Elle joue un rôle déterminant lors des phénomènes d'adsorption des fluides contenus dans les pores sur les parois des grains.

1.1.5 Porosité cinématique

La notion de connexion est primordiale dans la détermination des propriétés hydrauliques d'une roche fracturée. C'est la différenciation de la porosité avec la perméabilité. Certaines roches de même porosité pourront présenter des comportements hydrauliques de circulation radicalement différents. C'est pourquoi la notion de "*porosité cinématique*" est définie par:

$$\phi_c = \frac{\text{Volume d'eau lié à la circulation}}{\text{Volume total}}$$

Elle est forcément inférieure (ou égale pour des cas particuliers) à la porosité totale, du fait que certaines parties poreuses peuvent s'isoler du réseau de circulation de fluide. Ce phénomène est d'autant plus marqué pour les milieux fracturés où la porosité cinématique peut atteindre un à deux ordres de grandeur inférieurs à la porosité totale.

1.2 Équations générales d'écoulement

1.2.1 Cinématique d'un écoulement

Afin de mieux comprendre les lois d'écoulement décrites dans les paragraphes suivants, il paraît utile de procéder à quelques rappels des notions de bases de

cinématique. Nous présenterons tout d'abord un rappel des notations mathématiques utilisées:

si $z = f(x_1 \dots x_n)$, alors la différentielle dz s'écrit:

$$dz = \frac{\partial f}{\partial x_1} dx_1 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_n} dx_n \quad (1.2)$$

Considérons le mouvement d'une particule de fluide matérialisée par un point M évoluant à une vitesse \vec{V} (fig.1.1). En définissant les composantes de sa vitesse \vec{V} dans un repère eulérien (fixe dans le temps et l'espace) par:

$$\vec{V} = [u(x, y, z, t), v(x, y, z, t), w(x, y, z, t)]^T$$

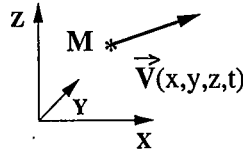


Figure 1.1: Représentation eulérienne des vitesses d'un point.

son accélération $\vec{\Gamma}$ s'écrit alors (cf.1.2):

$$\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \text{grad}) \cdot \vec{V}$$

soit encore:

$$\vec{\Gamma} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{grad}\left(\frac{V^2}{2}\right) - \vec{V} \wedge \vec{Rot}V$$

en utilisant l'opérateur,

$$\vec{Rot}V = \left[\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]^T$$

Physiquement, $\vec{Rot}V$ traduit la capacité d'une particule de fluide à tourner sur elle même lors de l'écoulement, ainsi un vecteur "tourbillon" ou encore "vortex" $\vec{\Omega}$ sera défini par:

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \vec{Rot}V$$

et on parlera d'écoulement irrotationnel pour un $\vec{\Omega}$ nul.

1.2.2 Équations de continuité

Cette loi fondamentale de la mécanique des fluides vise à traduire en équation mathématique le principe de conservation de la matière:

“la masse d'un système matériel reste constante au cours du temps”

Ainsi, si l'on effectue le bilan de masse sur un volume élémentaire $dv = dx dy dz$ traversé par un flux de matière de vitesse $\vec{V}(x, y, z, t)$, et de masse volumique $\rho(x, y, z, t)$ (par rapport à un repère eulérien (fig.1.2)), il vient

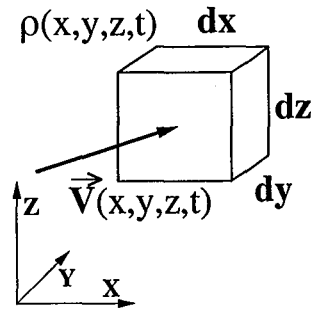


Figure 1.2: Bilan de masse sur un volume élémentaire.

selon x ,

la masse entrante est égale à:

$$(\rho V_x dt) dy dz$$

la masse sortante est égale à:

$$(\rho V_x dt + \frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} dx dt) dy dz$$

Entre t et $t + dt$:

$$\text{masse sortante} - \text{masse entrante} = \frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} dx dy dz dt$$

Au total, sur les trois axes:

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} dx dy dz dt + \frac{\partial(\rho V_y)}{\partial y} dx dy dz dt + \frac{\partial(\rho V_z)}{\partial z} dx dy dz dt = -\frac{\partial\rho}{\partial t} dx dy dz dt$$

Soit,

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho V_z)}{\partial z} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0.$$

Ainsi, en absence de terme “source”, l'équation de continuité s'écrit:

$$\text{div}(\rho \vec{V}) + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad (1.3)$$

Dans le cas où le fluide est incompressible, la masse volumique est invariable par rapport au temps et donc l'équation de continuité (1.3) se ramène à:

$$\text{div}(\vec{V}) = 0$$

1.2.3 Écoulement dérivant d'un potentiel

Deux hypothèses sont émises pour résoudre ce type d'écoulement.

Écoulement irrotationnel

Par définition on dit que l'écoulement est irrotationnel si le vecteur tourbillon $\vec{\Omega}$ est nul en tout point.

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \text{Rot} \vec{V} = 0,$$

ceci implique que,

$$\left(\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial x}\right), \left(\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial x}\right), \left(\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial y}\right)$$

La vitesse peut alors s'écrire sous la forme:

$$\vec{V} = \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \frac{\partial \Phi}{\partial z}\right]^T$$

On dit alors que la vitesse dérive d'un potentiel Φ , selon l'expression:

$$\vec{V} = \text{grad} \Phi \quad (1.4)$$

Il s'ensuit qu'un écoulement irrotationnel dérive d'un champ potentiel en tout point du domaine étudié.

Si de plus, le fluide est incompressible

on a,

$$\text{div}(\vec{V}) = 0 \quad (1.5)$$

Les équations (1.4) et (1.5) conduisent à l'équation de Laplace:

$$\Delta \Phi = 0 \quad (1.6)$$

Dans la troisième et dernière partie de cette thèse, ce type de problème sera abordé dans le cas d'un milieu granitique fracturé et d'un champ de vitesse dérivant d'un potentiel de charge.

1.2.4 Quelques définitions

La trajectoire

La trajectoire permet de déterminer dans le temps t et l'espace la position d'une particule de fluide, c'est à dire de déterminer pour tout t , la position dans l'espace de la particule:

$$x = x(t), y = y(t), z = z(t)$$

Surface équipotentielle

Les surfaces équipotentielles sont utilisées uniquement dans le cas où la vitesse dérive d'un potentiel (cas d'un champ de vitesse à tourbillon nul). Tel que son nom l'indique, elle représente les surfaces de l'espace (lignes du plan en deux dimensions) où le potentiel est constant. Le vecteur vitesse d'un point appartenant à une équipotentielle est perpendiculaire à cette surface.

Lignes de courant

Les lignes de courant sont perpendiculaires aux surfaces équipotentielles et tangentes aux vecteurs vitesses. En régime permanent, une ligne de courant décrit la trajectoire d'une particule au cours de son mouvement. Un exemple en deux dimensions de lignes de courant couplées avec des équipotentiels est schématisé sur la figure (1.3).

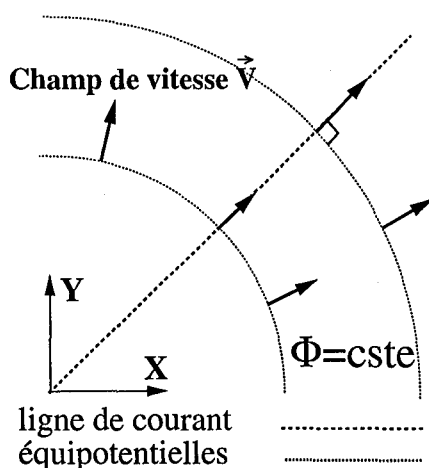


Figure 1.3: Exemple de lignes de courants et d'équipotentiels.

Écoulement uniforme

En régime permanent (stationnaire), le champ de vitesse d'un écoulement uniforme est indépendant de l'espace et du temps.

$$u = u_0, v = v_0, w = w_0$$

En régime non permanent (transitoire), il dépend du temps.

$$u = u(t), v = v(t), w = w(t)$$

Écoulement plan

Le champ de vitesses est dit planaire s'il ne dépend plus que de deux variables spatiales par exemple,

$$\vec{V} = V(x, y, t)$$

Écoulement irrotationnel

Un champ de vitesse est dit irrotationnel si les particules de fluides ne "pivotent" pas sur elle-même,

$$\text{Rot}\vec{V} = 0$$

1.2.5 Équation de Navier-Stokes

Le principe fondamentale de la mécanique établit que l'accélération d'un objet multipliée par sa masse est égale à la somme des forces qui lui sont appliquées. Il s'énonce aussi en explicitant la conservation de la quantité de mouvement:

"La dérivée par rapport au temps du torseur de la quantité de mouvement est égale au torseur des forces extérieures."

Soit sur un domaine D de volume V et de surface S ,

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \vec{V} dv = \iiint_V \rho \vec{F} dv + \iint_S \vec{T} ds,$$

avec \vec{F} les forces de volumes et \vec{T} les forces surfaciques. De plus, on montre que l'équation de continuité (1.3) conduit à la simplification suivante:

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \vec{V} dv = \iiint_V \rho \frac{d\vec{V}}{dt} dv$$

Un rappel de mécanique sera abordé dans le prochain chapitre. Il sera établi que les forces surfaciques sont définies par :

$$\iint_S \vec{T} ds = \iint_S \bar{\sigma} \vec{n} ds$$

avec $\bar{\sigma}$ le tenseur des contraintes, et \vec{n} la normale à la surface. La formule d'Ostrogradski permet d'intégrer sur le volume:

$$\iint_S \bar{\sigma} \vec{n} ds = \iiint_V \text{div}(\bar{\sigma}) dv$$

D'où la formulation de l'équation générale d'écoulement de Navier-Stokes:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{F} + \text{div}(\bar{\sigma}) \quad (1.7)$$

Dans le cas général le tenseur des contraintes se décompose en différents termes:

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2 \mu d_{ij} + \left(\xi - \frac{2}{3} \mu\right) \operatorname{div}(V_i) \delta_{ij}$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker, p la pression hydraulique, μ la viscosité moléculaire dynamique, ξ la viscosité moléculaire de volume (très difficile à déterminer, choisie nulle par défaut) et:

$$d_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

Dans le cas d'un fluide incompressible, on a

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

donc,

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\bar{\sigma}) &= \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial x_j} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_j} \right)}_{(=0 \text{ incompressible})} \end{aligned}$$

et l'équation de Navier-Stokes devient

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{F} - g \vec{\operatorname{grad}} p + \mu \Delta \vec{V} \quad (1.8)$$

avec $\Delta \vec{V}$ le laplacien du vecteur \vec{V} .

1.2.6 Relation de Bernoulli

La relation de Bernoulli permet d'introduire la notion de "charge" hydraulique. Pour cela, plusieurs hypothèses sont émises avant d'utiliser l'équation de Navier-Stokes.

- Écoulement en régime permanent: $\frac{\partial}{\partial t}() = 0$
 - les forces extérieures $\vec{F} = g \vec{\operatorname{grad}} U$ dérivent d'un potentiel, à savoir le champ de gravité $U = -g z$
 - Le fluide est incompressible
-

- Le fluide est parfait $\mu = 0$

En redéfinissant l'accélération d'une particule de la façon suivante:

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{V}}{dt} &= \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{grad}) \cdot \vec{V} \\ &= \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \vec{grad}\left(\frac{V^2}{2}\right) + (r\vec{ot}\vec{V} \wedge \vec{V})\end{aligned}$$

alors l'équation (1.8) s'écrit:

$$\rho \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{grad}\left(\frac{V^2}{2}\right) + \rho (r\vec{ot}\vec{V} \wedge \vec{V}) - \rho \vec{F} + \vec{grad} p - \mu \Delta\vec{V} = 0$$

En introduisant les hypothèses ci-dessus:

$$\vec{grad} \left[\rho \frac{V^2}{2} + p + \rho g z \right] + \rho (r\vec{ot}\vec{V} \wedge \vec{V}) = \vec{0}$$

en intégrant cette relation le long d'une ligne de courant L :

$$\int_L \vec{grad} \left[\rho \frac{V^2}{2} + p + \rho g z \right] \cdot d\vec{l} + \rho (r\vec{ot}\vec{V} \wedge \vec{V}) \cdot d\vec{l} = \vec{0} \cdot d\vec{l}$$

or, $(r\vec{ot}\vec{V} \wedge \vec{V}) \cdot d\vec{l} = 0$ car \vec{V} est colinéaire à $d\vec{l}$ le long d'une ligne de courant (fig.1.4). Ainsi:

$$\rho \frac{V^2}{2} + p + \rho g z = cste \quad (1.9)$$

représente l'équation de Bernoulli dans les conditions exposées précédemment. Elle permet d'introduire la notion de charge.

1.2.7 Charge hydraulique

La charge hydraulique est définie par les hydrauliciens comme étant:

$$H = \frac{V^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z \quad (1.10)$$

Elle correspond à l'équation (1.9) divisée par le terme ρg et s'exprime en mètres. En hydrostatique, le fluide est considéré comme immobile. Ainsi la vitesse est nulle. Il existe aussi d'autres situations où la vitesse de circulation des fluides est très lente. C'est le cas dans les milieux géologiques (sites géothermiques) où la vitesse des circulations en milieux confinés peut atteindre

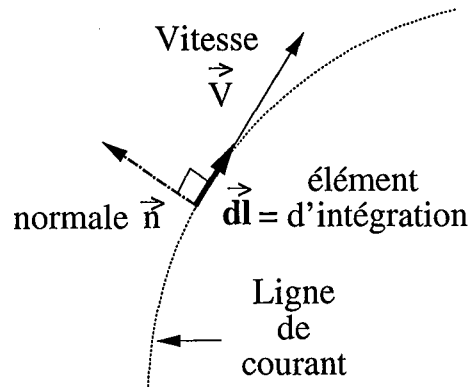


Figure 1.4: Intégration le long d'une ligne de courant.

des valeurs très faibles (quelques mètres par an). Le terme (au carré) des vitesses de (1.10) est alors considéré comme négligeable et la charge s'écrit:

$$h = \frac{p}{\rho g} + z \quad (1.11)$$

La charge hydraulique est constante le long d'une ligne de courant (cf. 1.9) lors d'un écoulement en régime permanent d'un fluide incompressible.

En écrivant un bilan énergétique de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho g H dv &= \iiint_V \rho g z dv + \iiint_V p dv + \iiint_V \frac{\rho V^2}{2} dv \\ &= E_p + E_T + E_c \end{aligned}$$

où,

$$\begin{aligned} E_p &= \text{Énergie potentielle} \\ E_T &= \text{Travail des forces de pression} \\ E_c &= \text{Énergie cinétique} \end{aligned}$$

La charge hydraulique peut s'interpréter physiquement comme la hauteur équivalente d'une colonne d'eau corrigée des effets de pression et des effets de vitesses.

1.3 Écoulement dans une fracture

1.3.1 Loi cubique

La fracture est considérée comme un plan horizontal d'épaisseur e . L'écoulement, supposé en régime permanent et unidirectionnel, par exemple selon x (fig.1.5), il s'ensuit que,

$$v = 0, w = 0; \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \frac{\partial u}{\partial t} = 0$$

les composantes de la vitesse se réduisent alors à:

$$\vec{V} = [u(z), 0, 0]^T$$

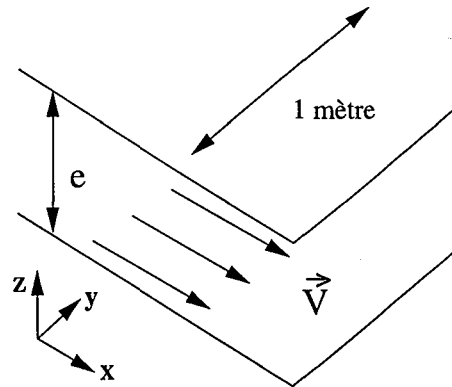


Figure 1.5: Géométrie d'une fracture à "loi cubique".

L'équation de Navier-Stokes (1.8) se résume au système suivant:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= -\rho g \end{aligned} \tag{1.12}$$

Considérant des fractures de petites épaisseurs (maximum 1 mm), l'effet de la pesanteur de l'équation (1.12) sera négligé. La vitesse est nulle sur les parois (pour $z=0$ et $z=e$), ainsi l'intégration du système précédent conduit à un profil de vitesse parabolique (fig.1.6):

$$u(z) = \frac{1}{2\mu} (z^2 - ez) \text{grad } p \cdot \vec{x}$$

Si l'on calcule maintenant le débit q s'écoulant au travers de cette fracture (d'épaisseur unitaire):

$$\begin{aligned} q &= \int_0^e u \cdot (1 \text{ mètre}) dz \\ &= \frac{e^3}{12\mu} |\text{grad } p| \end{aligned} \tag{1.13}$$

Cette relation appelée "la loi cubique" exprime le débit s'écoulant dans une fracture théoriquement plane en fonction du cube de l'épaisseur.

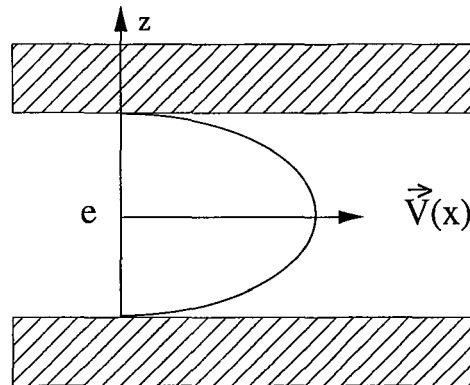


Figure 1.6: Profil parabolique dans une fracture plane.

1.3.2 Effet de la rugosité

De nombreux travaux ont été réalisés afin de comparer cette approche théorique et les observations en laboratoire ou par modélisation. Lomize [Lomize, 1951] est le premier à mettre en évidence une dépendance directe de cette loi avec la rugosité des épontes de la fracture. Il introduit un facteur correctif f dans la loi cubique:

$$q = \frac{1}{f} \frac{e^3}{12\mu} \text{grad } p$$

f caractérise la rugosité des épontes. $f = 1$ pour une surface parfaitement plane et $f > 1$ pour des épontes rugueuses. En travaillant avec des épontes de verres il détermine une limite de la loi cubique pour $f < 1.02$. Louis [Louis, 1967] poursuivra ces travaux en utilisant du béton armé et proposera une nouvelle définition du facteur f pour les cas où la rugosité induit un facteur f supérieur à la limite déterminée par Lomize. Witherspoon [Witherspoon et al., 1980] a travaillé sur des milieux rocheux (granite, basalte, marbre). Ses données confirment la validité de la loi cubique pour les granites, les basaltes mais pas sur les marbres pour de petites ouvertures (inférieures à $10 \mu\text{m}$).

Les effets de rugosité dans une fracture peuvent conduire le fluide à suivre des chemins préférentiels dans une fracture. Tsang [Tsang and Tsang, 1987], ainsi que Brown [Brown, 1987] ont mis en évidence ce phénomène de chenalisation à l'aide d'un modèle géométrique représentant le volume interne de la fracture par un assemblage de cubes à l'intérieur desquelles l'écoulement est considéré comme respectant la loi cubique. L'épaisseur de la fracture est donc autorisée à varier le long de son extension. Ainsi, par résolution numérique (différences finies), un champ de vitesse est reconstruit et permet de visualiser les circulations de fluides à l'intérieur des épontes et de mettre en évidence des chemins préférentiels directement en relation avec la forme des épontes. Glover [Glover et al., 1998b, Glover et al., 1998a] a reproduit et analysé des profils de

rugosité de fractures réelles. Il a testé ses calculs de transmissivité avec ceux mesurés sur échantillon.

1.3.3 Écoulement de Poiseuille

Pour un écoulement dans une conduite circulaire de rayon R (en régime permanent et avec un tube horizontal), le système à résoudre s'écrit alors en coordonnées cylindriques:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right)$$

La vitesse est nulle sur les parois ($u = 0$ pour $r = R$) et colinéaire à l'axe de symétrie au centre de la tubulure ($\partial u / \partial r = 0$ pour $r = 0$). En intégrant le système précédent avec ces conditions limites la vitesse devient:

$$u = \frac{1}{4\mu} (r^2 - R^2) \text{grad } p \cdot \vec{x}$$

ce qui conduit au débit dans la conduite de type écoulement de Poiseuille:

$$q = \int_0^R u(r) 2\pi r dr = \frac{\pi r^4}{8\mu} \text{grad } p \quad (1.14)$$

1.3.4 Nombre de Reynolds

En utilisant l'équation (1.8) sous la forme adimensionnée, qui définit les écoulements dans le cas de fluide incompressible soumis seulement au champ de la pesanteur, deux "*dimensions caractéristiques*" sont introduites:

- la longueur caractéristique: d
- la vitesse caractéristique: U_0

Ces grandeurs d'adimensionnement sont utilisées afin de déterminer la prépondérance de certains termes dans l'équation de Navier-Stokes qui peut devenir parfois très complexe. Ainsi, certaines parties de l'équation pourront être négligées et simplifier la résolution du problème. Les grandeurs d'adimensionnement sont choisies de façon à obtenir une normalisation des grandeurs caractéristiques, c'est à dire obtenir une vitesse, un temps et une longueur unitaires. Par exemple, en considérant la résolution de (1.8), selon une seule dimension (l'axe x), les nouvelles grandeurs adimensionnées s'écrivent:

$$u^a = \frac{u}{U_0}, \quad x^a = \frac{x}{d}, \quad t^a = \frac{U_0 t}{d} \quad \text{et} \quad p^a = \frac{p}{\rho U_0^2}$$

L'équation de (1.8) s'écrit alors:

$$\frac{\partial p^a}{\partial x^a} = -\frac{\partial u^a}{\partial t^a} + \frac{1}{Re} \Delta u^a$$

Re étant le nombre de Reynolds défini par,

$$Re = \frac{U_0 d \rho}{\mu} \quad (1.15)$$

Physiquement, le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. C'est un nombre sans dimension.

$$Re = \frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces de viscosité}}$$

Ainsi pour des petits nombres de Reynolds les forces de viscosité sont importantes et l'écoulement sera de type *laminaire* alors que pour de grands nombres de Reynolds on parlera d'écoulements *turbulents*. La limite entre le "petit" et le "grand" nombre de Reynolds est établie aux alentours de 2300 à 2800.

1.4 Loi de Darcy

1.4.1 L'expérience de Darcy

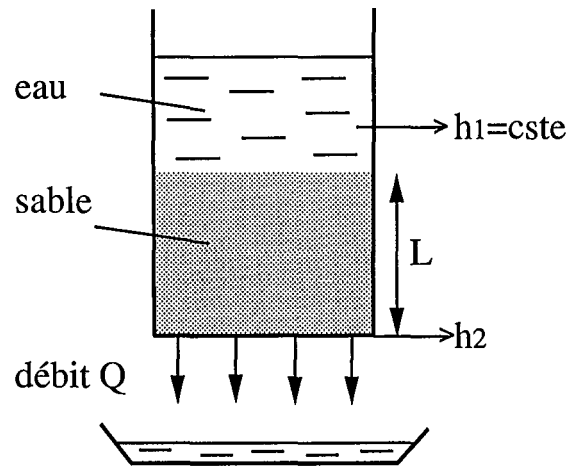
Cette loi empirique déterminée par Darcy en 1856 [Darcy, 1856] indique que le débit s'écoulant à travers une surface poreuse est proportionnel au gradient de charge imposé. Pour cela, il procéda à la célèbre expérience schématisée sur la figure (1.7), pour parvenir à la relation suivante:

$$Q = KA \frac{\Delta h}{L} \quad (1.16)$$

où A représente l'aire de la surface du milieu poreux traversée par le débit Q , $\Delta h/L = (h_2 - h_1)/L$ est le gradient de charge et K est défini comme le facteur de proportionnalité la *perméabilité* exprimée en ms^{-1} . La loi généralisée de Darcy tenant compte à la fois de la pesanteur et de l'effet de la viscosité s'écrit:

$$\vec{V} = -\frac{\rho g \bar{k}}{\mu} \vec{grad} h \quad (1.17)$$

avec \bar{k} défini comme le tenseur de "perméabilité intrinsèque" exprimé en m^2 . Il existe d'autres unités pour exprimer la perméabilité. Le *Darcy* qui représente la perméabilité pour un débit de $1 \text{ cm} \cdot s^{-1}$, un gradient de pression de 1 atmosphère par cm et une viscosité dynamique de 10^{-2} poises. $1 \text{ Darcy} = 0.987 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$. Ou encore la *Darce* = 10^{-12} m^2 . Les valeurs courantes de perméabilité de réservoirs exploités se situent entre un et plusieurs milliers de millidarcy.

Figure 1.7: *Expérience de Darcy.*

1.4.2 Domaine de validité

Le domaine de validité de la loi de Darcy est contrôlé par le nombre de Reynolds mais aussi, en ce qui concerne les milieux fracturés, la rugosité des parois des fissures. Louis [Louis, 1974] a défini cinq types d'écoulement liés au nombre de Reynolds. Il a redéfini pour chaque écoulement une nouvelle conductivité hydraulique (perméabilité de fracture) dépendante de la rugosité. Dans le cas de vitesses élevées, un terme de "perméabilité turbulente" \bar{K}_t est ajouté, différent selon les conditions d'application [Barrere, 1990, Whitaker, 1996]:

$$\vec{grad} h = \frac{\vec{V}}{\bar{K}} + \frac{\vec{V}^2}{\bar{K}_t}$$

Quelques valeurs de perméabilité

La perméabilité des sols s'étend sur une très grande échelle de valeurs. Un gravier pourra présenter des valeurs très fortes (supérieure à $10^{-10} m^2$), alors que pour des roches saines (non fracturées) les valeurs peuvent atteindre $10^{-22} m^2$. Le tableau (1.2) rassemble tout une gamme de perméabilité avec leur milieu correspondant.

1.5 Perméabilité en milieu fracturé

Il existe différentes méthodes pour modéliser la circulation dans des milieux fracturés. Certaines recherches seront axées sur une approche déterministe: évaluer la fracturation de façon précise puis appliquer un modèle de circulation dans chaque fracture du réseau. D'autres seront orientées par une approche de calcul d'homogénéisation: donner une valeur moyenne équivalente à un

Milieu	Perméabilité (m^2)
Graviers	10^{-10}
Sables sans argiles	10^{-10} à 10^{-13}
Sables fins	10^{-13} à 10^{-17}
Argiles	10^{-17} à 10^{-21}
Grès	10^{-12} à 10^{-16}
Calcaires	10^{-14} à 10^{-22}
Granites	10^{-15} à 10^{-21}
Shale	10^{-18} à 10^{-23}

Tableau 1.2: Quelques valeurs de perméabilité (d'après de Marsily (1981), Brace (1980)).

volume donné (VER). D'autres encore utiliseront des méthodes statistiques (stochastiques) pour définir un réseau et ses propriétés effectives.

1.5.1 Conductivité hydraulique

La conductivité hydraulique représente la perméabilité équivalente d'une fracture. Elle traduit en fait une perméabilité orientée par le gradient de charge établi à chaque extrémité de la fracture. Le calcul le plus fréquemment utilisé pour définir une perméabilité équivalente à un réseau de fractures consiste à appliquer la loi cubique (1.13) dans chaque fracture. En considérant que dans un plan de surface S , traversé par n fractures parallèles (fig.1.8) d'épaisseur e , le plan est traversé par un débit:

$$q = S \frac{\phi e^2}{12\mu} \text{grad } p$$

avec $\phi = ne/b$ la porosité équivalente [de Marsily, 1981].

De la même manière Louis [Louis, 1974] introduit l'influence de la rugosité ainsi que la perméabilité de matrice. On parle alors de "perméabilité duale":

$$K = \frac{e}{b} K_f + K_m$$

- b = distance moyenne entre les fissures
- K_f = conductivité hydraulique des fissures
- K_m = perméabilité de la matrice

La perméabilité K est orientée selon le gradient de pression à l'intérieur de la fracture. K_f décrira, selon le type de rugosité et la vitesse d'écoulement, la conductivité hydraulique correspondant aux différents régimes d'écoulement envisageables (laminaires, turbulents ...).

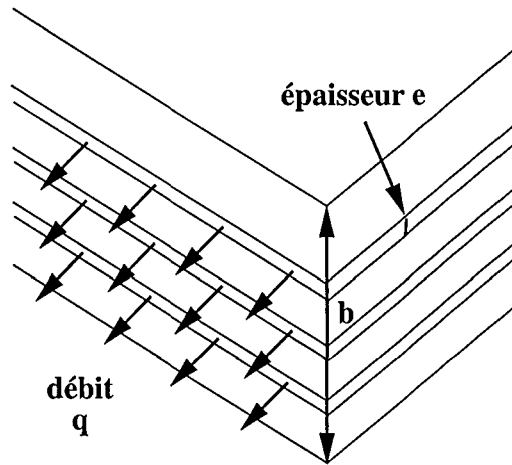


Figure 1.8: Modèles à fractures parallèles et planes.

Perméabilité duale

Cette perméabilité duale (fracture + matrice) joue un rôle essentiel dans les écoulements en régime transitoire. Sur de courtes périodes de temps, les écoulements sont principalement contrôlés par les fractures. Mais sur de longues périodes d'observation, les circulations internes à la matrice rocheuse deviennent identifiables. Le contraste entre les perméabilités de fractures et de la matrice rocheuses gouverne le profil des réponses en régime transitoire des essais de production (pompage) réalisés sur un puits [Barenblatt et al., 1960, Reiss, 1980, Bai and Roegiers, 1994, Bai, 1997].

1.5.2 Modèle de chenaux

La difficulté de modéliser la perméabilité d'un ensemble de fractures en trois dimensions réside dans la détermination à la fois des géométries de fractures mais aussi dans la connexion de ce réseau. Les modèles à chenaux [Cacas et al., 1990b, Cacas et al., 1990a] développés par l'École des Mines de Paris restent à ce jour les plus convaincants [Ezzedine, 1994, Bruel, 1998]. Ils consistent à créer un réseau de fractures de formes elliptiques. Chaque paramètre caractéristique des fractures (pendage, azimut, extension ...) est généré par un processus stochastique. L'intersection entre les fractures est représentée par des segments (AB sur la figure (1.9)) et chaque connexion est représentée par le segment joignant le milieu (I) du segment précédent et le centre de la fracture (C_2).

Chaque segment est assimilé à un tube de rayon dépendant de l'épaisseur de la fracture à laquelle il appartenait. Un écoulement de type "Poiseuille" est appliqué à l'intérieur de chaque tube (cf. eq. (1.14)). Un coefficient de pertes de charges pour chaque intersection entre les tubes est estimé. Connaissant la charge en certains points du modèle, une inversion par différences fi-

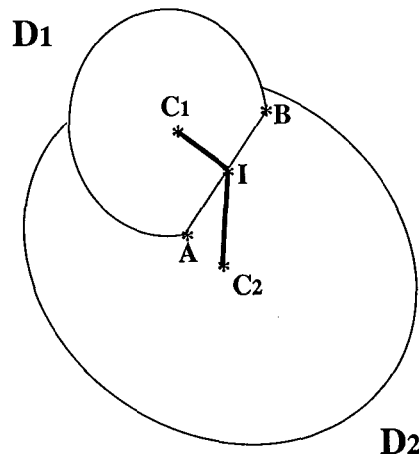


Figure 1.9: Modèles à fractures discrètes conduisant à un réseau de chenaux.

nies permet de reconstruire le champ de pression en chaque noeud et d'estimer les débits à l'intérieur de chaque fracture. Ce modèle ne prend pas en compte la perméabilité matricielle de la roche. Il possède l'avantage de réduire considérablement la complexité géométrique du problème en trois dimensions à une circulation monodimensionnelle parfaitement déterminée.

1.5.3 Milieu Poreux Équivalent

Dans les milieux fracturés, la plus grande partie du fluide circule dans les fractures. C'est pourquoi une distinction est clairement établie entre les termes "perméabilité" et "conductivité hydraulique". Le premier peut être défini sous forme tensorielle en un point d'un milieu perméable donné. Le second est *directionnel*, son orientation est liée à la fracture pour laquelle il a été défini. En contrepartie, des études sur lames minces mettent en évidence des microfissures à l'intérieur desquelles le fluide évolue. Ces circulations, à l'échelle des fractures de plus grande taille, seront considérées comme traduisant une perméabilité de matrice. Un tenseur de perméabilité équivalent pourra être défini. C'est donc l'échelle d'observation, en d'autres termes le Volume Élémentaire Représentatif [de Marsily, 1981], qui permet de calculer le tenseur équivalent en milieux poreux à un milieu fracturé.

Oda [Oda et al., 1987] et Long [Long et al., 1982]; [Long et al., 1985] utilisent les travaux de Snow [Snow, 1969] établissant un tenseur de perméabilité pour un volume cubique de roche traversé par un ensemble de fractures de longueurs infinies. La conductivité hydraulique est définie par la loi cubique et orientée selon la fracture. La somme de ces perméabilités directionnelles est inversée en terme de tenseur de perméabilité équivalent. Sur un champ de fracture à longueur finie un VER doit être défini. Il correspond à l'espace le plus petit à partir duquel le calcul de perméabilité équivalente reste constant.

L'étude est comparée avec un modèle numérique utilisant un code de calcul (UDEEC) permettant de retrouver les composantes du tenseur équivalent à l'ensemble des fractures. Les écarts entre les deux modèles augmentent inversement en fonction de la densité de fracturation. Ceci est lié au fait que la connexion entre les fractures n'apparaît pas dans la formulation du tenseur analytique. Un facteur correctif est ainsi ajouté et sa valeur tend vers l'unité pour les milieux densément fracturés. Cette notion de connexion dépendante de la densité de fracturation introduit parfaitement la notion de *percolation* présentée dans le paragraphe suivant.

1.5.4 Modèles stochastiques

Ces modèles génèrent de façon purement aléatoire toutes les caractéristiques géométriques et physiques d'une population de fractures. Guéguen [Guéguen and Dienes, 1989] présentent un modèle de perméabilité à l'aide de chenaux ou de disques (fig.1.10).

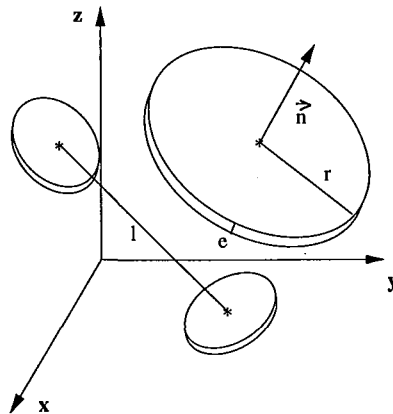


Figure 1.10: *Modèle stochastique selon Guéguen et al., (1989). Chaque paramètre est généré par une distribution donnée.*

Snow [Snow, 1969] utilise des joints illimités orthogonaux. Chaque famille de paramètres suit une loi de distribution qui peut provenir d'observation *in situ*. En effet à l'intérieur des forages des lois de distributions des pendages et azimuts, ainsi que de la densité de populations de fractures sont déterminés et utilisés dans les modèles de constructions de réseaux [Genter et al., 1997a].

Percolation

La théorie de la percolation, [Broadbent and Hammersley, 1957] ainsi que [Stauffer and Aharony, 1992], développée par Guéguen [Guéguen and Dienes, 1989]

sur les milieux fracturés, traduit un seuil de probabilité de connexion entre fractures à partir duquel l'écoulement a lieu. Ce seuil de connexion est contrôlé par tous les paramètres caractéristiques des fractures. L'exemple pratique le plus utilisé est celui d'un plan à l'intérieur duquel un champ de fractures en forme de segments est construit. Un gradient de charge est imposé le long d'une direction. Le seuil de percolation est considéré atteint lorsqu'un chemin de segments autorise une connexion entre les deux bords du plan à flux non nuls (fig.1.11). Le seuil de percolation évolue en fonction de l'extension des fractures, de leur densité, de l'épaisseur et des orientations. Bour [Bour and Davy, 1998] utilise une loi en puissance pour définir un champ de fracture et définit un seuil de percolation en fonction de la dimension fractale (exposant de la loi en puissance) du réseau. Wilke [Wilke et al., 1985] a utilisé un réseau orthogonal de connexion pour définir un seuil de percolation en trois dimensions. Guéguen [Guéguen and Palciauskas, 1992] définit un seuil de *percolation de site et de liaison* où la connexion entre les fractures est représenté par une probabilité de liaison entre deux sites, chaque site possédant lui-même une probabilité d'occupation. Le réseau de Bethe permet de définir un cas spécial où ces lois de probabilité sont facilement décrites.

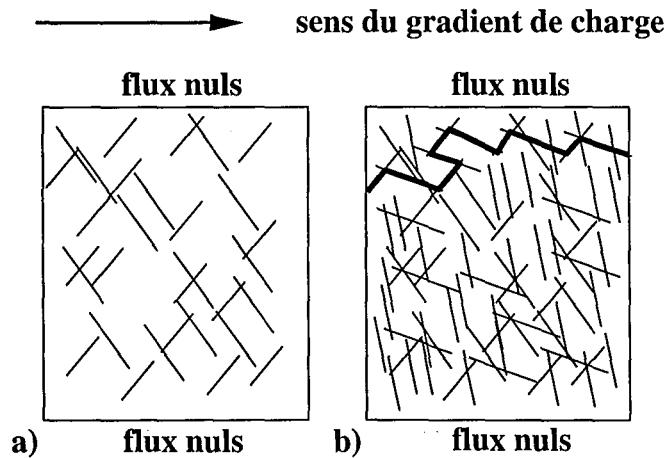


Figure 1.11: Théorie de la percolation. a) Milieu non connecté, le seuil de percolation non atteint. b) Milieu densifié, seuil de percolation atteint.

1.5.5 Autres modèles Numériques

Le code de calcul UDEC utilise la méthode des éléments distincts. Cette méthode autorise la construction d'un support maillé en blocs indépendants. Le vide entre chaque bloc constitue les fractures. Les blocs sont imperméables. L'épaisseur des fractures est donc variable. Chaque joint est lui même discrétisé. La vitesse dans chaque joint dépend du gradient de charge entre chaque noeud du maillage du joint selon une loi cubique. Il existe un couplage entre la

thermique et la mécanique permettant une évolution à chaque itération de l'épaisseur des joints en fonction de la température. L'avantage considérable de UDEC est sa précision et le respect de la géométrie des données. Le code de calcul autorise une résolution de champ de fractures assez complexe [Vuillod, 1995]. L'inconvénient est que le passage en trois dimensions devient très lourd en temps de calculs.

Une seconde approche couramment utilisée en termes de modélisations des milieux fracturés est celle des éléments finis où les joints sont réduits à des éléments à deux dimensions (dans le cas 3D). Le terme de transmissivité est alors employé pour caractériser la perméabilité de fracture. La transmissivité $T = K e$ où e est l'épaisseur de la fracture et K la conductivité hydraulique.

1.5.6 Porosité-Perméabilité

Contrairement à ce que l'on pourrait penser, les modèles de réseau de tubes ou de disques ne permettent pas de déduire une relation entre la perméabilité K et la porosité Φ du type $K = f(\Phi e^2/12)$ ou bien $K = f(\Phi r^2/8)$ [de Marsily, 1981]. Cependant, les modèles de rayon hydraulique ou de surface spécifique s'en rapprochent.

Le rayon hydraulique r_h correspond au rapport du volume des pores sur la surface des pores. Pour un tube simple, $V_p = \pi r^2 l$, $S_p = 2 \pi r l$ donc $r_h = r/2$. Pour une fracture de grande extension, le rayon hydraulique est égal à son ouverture. La surface spécifique S_0 correspond à la surface exposée au fluide par volume unitaire de milieu solide. Ainsi, le modèle de Kozeny-Carman s'écrit:

$$K = \alpha \frac{\Phi^3}{S_0^2 (1 - \Phi)^2}$$

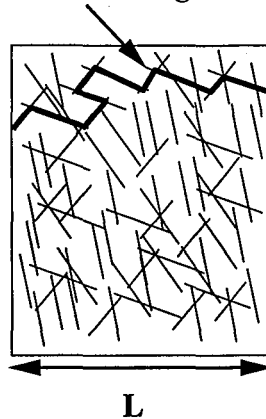
avec α un coefficient d'ajustement (en général autour de 1/5) et le modèle de Walsh [Walsh and Brace, 1984] est défini par:

$$K = \frac{r_h^2 \Phi}{b \tau^2}$$

avec b un coefficient d'ajustement dépendant de la géométrie des pores et τ la tortuosité définissant le trajet réel du fluide (fig.1.12).

Les modèles de réseau stochastique de Guéguen [Guéguen and Dienes, 1989] conduisent aux relations perméabilité-porosité présentées dans le tableau (1.3) où \bar{d} représente la moyenne des longueurs des tubes, \bar{r} la moyenne des rayons des tubes, \bar{l} la moyenne des espacements entre les tubes ou les disques, \bar{c} la moyenne des rayons des disques, \bar{w} la moyenne des épaisseurs des disques.

Scheidegger [Scheiddeger, 1974] déclare qu'aucune relation simple ne peut exister entre perméabilité et porosité du fait que seule la microstructure de la porosité gouverne la perméabilité. Bernabé [Bernabé, 1995] a produit une centaine de réalisations différentes de structures poreuses formées sur un treillis

chemin de longueur L_r Figure 1.12: La tortuosité $\tau = L_r/L$.

Modèles	Perméabilité	Porosité
Tubes	$\frac{\pi}{32} f \frac{\bar{d}^4}{l^3}$	$\pi \frac{\bar{r}^2 \bar{d}}{l^3}$
Disques	$\frac{4\pi}{15} f \frac{\bar{w}^3 \bar{c}^2}{l^3}$	$2\pi \frac{\bar{c}^2 \bar{w}}{l^3}$

Tableau 1.3: Modèles de perméabilité porosité (Guéguen et Dienes (1989)).

en deux dimensions dont les liens sont identifiés soit par des tubes soit par des cracks. Ces réalisations produisent des comportements hydrauliques différents et donc des lois de perméabilité-porosité différentes. Bosl [Bosl et al., 1998] présente des comparaisons de modèles construits avec des grains sphériques et de remplissages sédimentaires de différents types avec des mesures sur échantillons. Seules certaines micro-structures permettent d'ajuster les mesures expérimentales.

Dardis [Dardis and McCloskey, 1998] étudie l'impact de l'intégration d'une fracture dans un milieu poreux sur la perméabilité et la porosité.

1.5.7 Influence des paramètres externes

1.5.8 Équation d'état

Les équations d'état traduisent les relations entre les variables d'état: ρ la masse volumique, p la pression fluide et T la température.

$$\text{Log} \frac{\rho}{\rho_0} = \chi(p - p_0) - \beta(T - T_0) \quad (1.18)$$

avec ρ_0 la masse volumique du fluide à la pression p_0 et à la température T_0 . Et χ représente la *compressibilité isotherme*:

$$\left. \frac{d(\text{Volume})}{\text{Volume}} \right|_T = -\chi dp$$

et β la *dilatibilité isobare*:

$$\left. \frac{d(\text{Volume})}{\text{Volume}} \right|_p = -\beta dT$$

Cas de l'eau: $\chi = 5 \cdot 10^{-10} Pa^{-1}$ à la pression atmosphérique ($P_0 = 1.013 \cdot 10^5 Pa$), et $\beta = 2 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ à $T_0 = 273.16 K$. L'influence de ces paramètres n'est pas systématiquement prise en compte dans les calculs de perméabilité du fait de leur faible variation par rapport au domaine d'étude des températures et de pression.

Cas des roches: $\chi = 1.33 \cdot 10^{-9} Pa^{-1}$ et $\beta = 9 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. La perméabilité dans les fissures est très fortement dépendante de l'épaisseur des fractures. Lorsque la température varie fortement, la dilatation thermique de la roche peut entraîner une diminution de cette épaisseur qui s'écrit:

$$e(T) = e_0 - \alpha \Delta T b$$

avec $\alpha = \beta/3$ la dilatation thermique linéique, e_0 l'épaisseur initiale, $\Delta T = T - T_0$ la variation de température et b l'espacement entre les fractures. L'évolution de la viscosité dynamique du fluide μ en fonction de la température s'écrit:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} [1 + \gamma(T - T_0)]$$

avec pour l'eau $\gamma = 3.2 \cdot 10^{-2} K^{-1}$ pour $\mu_0 = 10^{-3} Pa.s$ et $T_0 = 20^\circ C$.

Ainsi la dépendance de la perméabilité (en m/s) avec la température s'écrit:

$$K(T) = \frac{\rho(T) g}{12 \mu(T)} \frac{e_0^3}{b} \left(1 - \frac{\beta b \Delta T}{e_0} \right)^3$$

Il apparaît un comportement différent selon le type de fracturation. Pour de faibles valeurs de b (milieu très fissuré) le terme $\beta b \Delta T / e_0$ devient négligeable devant 1. Le terme $\rho(T) g / 12 \mu(T)$ est prépondérant et la perméabilité augmente avec la température. Pour les milieux faiblement fracturé (b grand), le terme $\beta b \Delta T / e_0$ devient prépondérant et la perméabilité a tendance à diminuer avec la température.

Pression

L'influence d'un champ de contraintes extérieures va jouer un rôle sur la distribution des pores et l'épaisseur des fractures dans la roche. Et parfois la perméabilité pourra évoluer de façon conséquente alors que la porosité restera stable. L'aspect mécanique du comportement des fractures sera abordé dans le prochain chapitre.

L'influence de l'évolution de la perméabilité en fonction de la pression de confinement P_{conf} dépend du régime hydraulique (drainé ou non drainé) dans lequel évolue le milieu étudié. En effet, en régime drainé (pression interstitielle constante), l'augmentation de P_{conf} profite directement à l'écrasement du volume des vides (pores ou fractures), donc à une diminution de la perméabilité. Inversement, en régime non drainé, l'augmentation de P_{conf} induit un accroissement de la pression interstitielle, ce qui provoque une augmentation de la taille des pores et de la perméabilité.

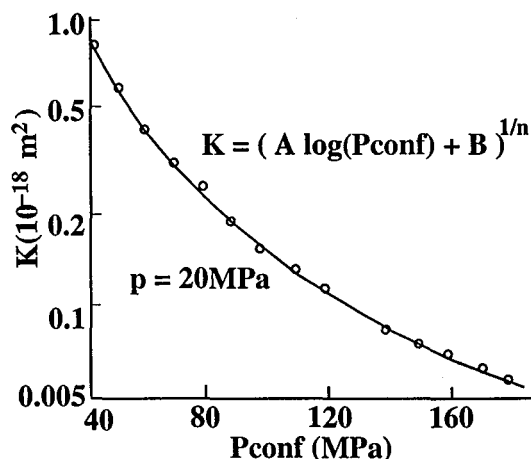


Figure 1.13: Évolution de la perméabilité K en fonction de la pression de confinement P_{conf} (Bernabé, 1986) avec p la pression interstitielle.

Walsh [Walsh and Brace, 1984] ont montré que pour une pression interstitielle p donnée, le log de la perméabilité est proportionnel à la pression de confinement, ce qui permet par exemple à Bernabé [Bernabé, 1986] de présenter des modèles issus de mesures sur des granites de Chelmsford (fig.1.13) du type:

$$K^n = (A \text{Log}(P_{conf}) + B)$$

avec $0 < n < 0.33$.

Cette conjugaison des pressions de confinement avec la pression interstitielle conduit à la notion de pression effective P_{eff} , définie comme la différence entre la pression de confinement P_{conf} et la pression interstitielle p :

$$P_{eff} = P_{conf} - p$$

Toutefois, la pression interstitielle n'équilibre pas instantanément la pression de confinement. Pour prendre en compte cet effet, Bernabé [Bernabé, 1987] propose une nouvelle définition de la pression effective du type:

$$P_{eff} = P_{conf} - \alpha p$$

Le coefficient α traduit l'effet d'hystérésis lié à l'histoire de mise en charge du milieu. α évolue en fonction du nombre de cycles de chargement et tend assez rapidement vers 1. Cette pression effective correspond à la pression de confinement qui, appliquée seule (sans pression de pores) fournirait une perméabilité identique à celle obtenue pour une pression de confinement P_{conf} et une pression de pores p [Guéguen and Palciauskas, 1992]:

$$K(P_{eff}, 0) = K(P_{conf}, p)$$

Le fait que α tende vers l'unité s'explique du fait que lors des premiers chargements la structure interne des fissures est modifiée, les épontes sont "rabotées" et ce, jusqu'à un état limite d'usure où l'épaisseur des fractures sera stabilisée. C'est un phénomène de compaction des grains et des fissures. [Bernabé, 1986] fournit, pour les premiers cycles de chargement, des valeurs de α comprises entre 0.6 et 0.7 pour les granites de Barre et Chelmsford.

1.6 Conclusion

Cette présentation de certains modèles de perméabilité met en évidence la complexité du problème de résolution de circulation de fluide en milieux fracturés. La géométrie des réseaux est difficile à déterminer car les seules données disponibles sont fournies soit grâce aux forages, donc en une seule dimension, soit au niveau des affleurements, donc en surface.

Les effets d'échelle amènent à considérer des perméabilités duales, elles aussi délicates à modéliser de par leur fortes différences de magnitude pouvant varier de plusieurs ordres de grandeur.

Les phénomènes couplés restent correctement estimés et approximés mais dans le cas d'une étude en régime transitoire, le calcul à chaque pas de temps nécessite de modifier les caractéristiques du milieu fracturé. Ceci alourdit considérablement la mémoire nécessaire et les temps de calculs, notamment dans le cas des modélisations en 3D.

La troisième partie de cette thèse est consacrée à la présentation d'un modèle de circulation 3D de fluide dans un milieu cristallin fracturé dans un doublet géothermique, c'est à dire entre un forage de production et un second forage d'injection. Le code en éléments finis a été développé pour les milieux poreux. Ainsi, une approche Milieu Poreux Équivalent sera appliquée en utilisant les microséismes développés durant les essais de fracturation hydraulique pour modéliser la perméabilité du milieu.

Chapitre 2

Comportement mécanique d'un massif rocheux fracturé

Comprendre le comportement mécanique d'un matériau consiste à déterminer la loi qui régit la relation entre les *contraintes* appliquées au massif et les *déformations* induits. Les mesures expérimentales fournissent une estimation quantitative de ces paramètres caractéristiques. Les essais sous presse triaxiale sont les plus utilisés. Dans ce chapitre seront introduites les notions de tenseur d'élasticité régissant l'évolution des déplacements d'un matériau en fonction du tenseur des contraintes. Le développement de la théorie de la poroélasticité linéaire sera abordé afin de définir le module d'incompressibilité effectif utilisé dans la modélisation des milieu rocheux fracturés. Enfin la mécanique mise en jeu pendant un essai de fracturation sera détaillée en fin de chapitre.

2.1 Le tenseur des contraintes

Une contrainte est par définition l'équivalent d'une force appliquée sur une surface. Elle s'exprime en Newton par mètre carré, le *Pascal (Pa)*. Le tenseur de contrainte $\bar{\sigma}$ permet d'exprimer le champ de contrainte appliqué sur un solide dans chaque direction. Ainsi sur la figure (2.1) sont représentées les composantes du tenseur $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} = [\vec{\sigma}_x, \vec{\sigma}_y, \vec{\sigma}_z]$$

s'appliquant sur les faces d'un élément de volume $dv = dx dy dz$ respectivement normales aux axes (O, x) , (O, y) , (O, z) avec:

$$\vec{\sigma}_x = [\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}]^T, \quad \vec{\sigma}_y = [\sigma_{yx}, \sigma_{yy}, \sigma_{yz}]^T, \quad \vec{\sigma}_z = [\sigma_{zx}, \sigma_{zy}, \sigma_{zz}]^T$$

C'est un tenseur du second ordre, soit en notation indicielle (σ_{ij}) ($i = 1$ pour x , 2 pour y , 3 pour z).

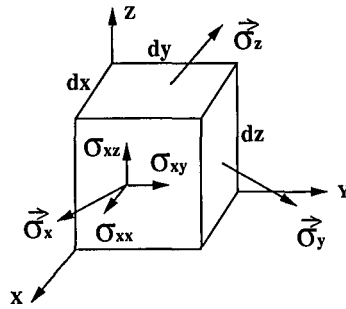


Figure 2.1: Le tenseur de contrainte sur un volume élémentaire.

En effectuant un bilan d'équilibre des forces en statique sur cet élément de volume, le bilan des moments selon les trois axes s'écrit,

$$(\sigma_{ij} - \sigma_{ji}) dx dy dz = 0$$

ce qui implique la symétrie du tenseur:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$$

Le bilan des forces (sans forces de volume), projetées sur chacun des axes, s'écrit:

$$\vec{\sigma}_i + \frac{\partial \vec{\sigma}_i}{\partial x_i} - \vec{\sigma}_i = 0 \text{ soit } \text{div}(\sigma_{ij}) = 0$$

En considérant des forces de volume F_i et en permutant ce résultat sur chacune des composantes, la relation d'équilibre statique s'écrit:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i = 0 \quad (2.1)$$

Cette écriture en dynamique (accélération non nulle) prend la forme:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i = \rho a_i \quad (2.2)$$

avec a_i le vecteur accélération. En procédant de même sur un élément de volume tétraédrique comme représenté sur la figure (2.2), le bilan des forces projeté sur (O, x) s'écrit:

$$\sigma_x dS - \sigma_{xj} dS_j = 0$$

avec dS l'élément de surface de normale sortante \vec{n} et dS_j les éléments de surface de normales sortantes respectives $-\vec{x}$, $-\vec{y}$, $-\vec{z}$. La généralisation conduit

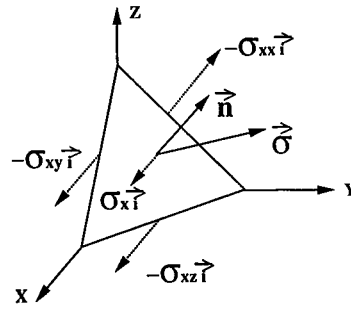


Figure 2.2: Le vecteur contrainte sur une surface de normale quelconque.

à l'écriture des composantes du vecteur des contraintes σ_i correspondant au tenseur des contraintes σ_{ij} appliqué sur une surface de normale \vec{n} :

$$\sigma_i = \sigma_{ij} n_j$$

Les contraintes en compression sont comptées négativement, et inversement celles en traction sont comptées positivement. Deux cas simples de tenseurs des contraintes rencontrés dans la nature sont les champs de contraintes hydrostatiques et lithostatiques. Ces tenseurs sont isotropes (indépendant de la direction d'observation). Ils s'écrivent sous la forme:

$$\sigma_{ij} = p \delta_{ij}$$

où p représente soit le poids de l'eau (compté négativement) soit le poids des roches (compté positivement).

2.2 Le tenseur des déformations

Le tenseur des contraintes est défini de façon à pouvoir identifier en chaque points d'un milieu, les déplacements engendrés par l'application de contraintes quelconques (ou inversement, les contraintes induites par un champ de déplacements donné).

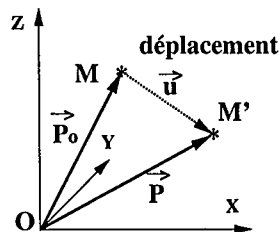


Figure 2.3: Déplacement d'un point dans l'espace.

Soit \vec{P}_o la position d'un point M dans l'espace. Considérons sa nouvelle position dans l'espace au temps t représentée par le vecteur $\vec{P}(t)$, après un déplacement \vec{u} (fig.2.3). Alors:

$$\vec{P}(t) = \vec{P}_o + \vec{u}(\vec{P}_o, t)$$

Cette transformation Lagrangienne est définie affine, donc le vecteur déplacement varie linéairement avec \vec{P}_o :

$$\vec{u}(\vec{P}_o, t) = \bar{\bar{H}} \cdot \vec{P}_o$$

ainsi on définit le tenseur du gradient des déplacements,

$$\bar{\bar{H}} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{x}}(\vec{P}_o, t)$$

soit, en notation indicielle,

$$H_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

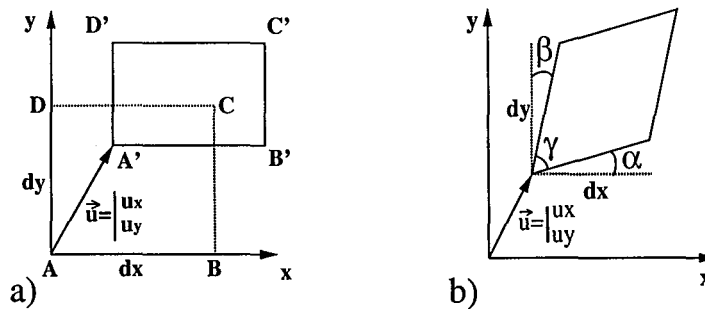


Figure 2.4: Déformation linéaire (dilatation, cas (a)) et déformation angulaire (distorsion, cas (b)).

Petites déformations

Dans le cas des petites déformations, la norme du vecteur déplacement est considérée faible devant 1. Ainsi la norme au carré du vecteur position \vec{P} s'écrit:

$$\begin{aligned} P^2 &= (\vec{P}_o + \vec{u}) \cdot (\vec{P}_o + \vec{u}) \\ &= P_o^2 + \vec{P}_o \cdot \bar{\bar{H}} \cdot \vec{P}_o + \bar{\bar{H}} \cdot \vec{P}_o \cdot \vec{P}_o + \underbrace{\bar{\bar{H}} \cdot \vec{P}_o \cdot \bar{\bar{H}} \cdot \vec{P}_o}_{\ll 1} \\ &= X_o^2 + \vec{P}_o \cdot (\bar{\bar{H}}^T + \bar{\bar{H}}) \cdot \vec{P}_o \end{aligned}$$

Le tenseur des déformations $\bar{\epsilon}$ est défini par:

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2}(\bar{H}^T + \bar{H}) \quad (2.3)$$

Ainsi $P^2 - P_o^2 = 0$ uniquement si $\bar{\epsilon} = 0$. En décomposant \bar{H} en une partie symétrique et une partie anti-symétrique:

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \frac{1}{2}(\bar{H}^T + \bar{H}) + \frac{1}{2}(\bar{H} - \bar{H}^T) \\ &= \bar{\epsilon} + \bar{\Omega} \end{aligned}$$

Le tenseur $\bar{\Omega}$ représente les déplacements en rotations alors que le tenseur $\bar{\epsilon}$ décrit les allongements. En notation indicielle:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

Sur la figure (2.4 (a)) est représenté un exemple de déformation purement longitudinale (dilatation) d'un élément rectangulaire en deux dimensions (A, B, C, D) de côté dx et dy .

Les termes diagonaux (en deux dimensions) du tenseur de déformation s'écrivent alors en calculant,

$$\begin{aligned} \frac{A'B' - AB}{AB} &= \frac{dx + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx}{dx} = \epsilon_{xx} \\ \frac{A'D' - AD}{AD} &= \frac{dy + \frac{\partial u_y}{\partial y} dy}{dy} = \epsilon_{yy} \end{aligned}$$

Sur la figure (2.4 (b)) est ajoutée une déformation angulaire (distorsion) à l'état précédent. Ceci permet de définir les termes croisés de $\bar{\epsilon}$:

$$\alpha = \frac{\partial u_y}{\partial x}; \text{ et, } \beta = \frac{\partial u_x}{\partial y} \text{ ainsi, } \epsilon_{xy} = \frac{\alpha + \beta}{2}$$

Sur la figure (2.5), une rotation autour de l'axe (O, z) permet de définir:

$$\alpha_1 = \frac{\partial u_y}{\partial x} \text{ et, } \beta_1 = -\frac{\partial u_x}{\partial y} \text{ ainsi, } \Omega_{yx} = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \beta_1) \text{ etc...}$$

2.3 Tenseur d'élasticité

La théorie de l'élasticité linéaire permet de considérer que le tenseur des contraintes possède des composantes qui, pour un point donné, sont des fonctions

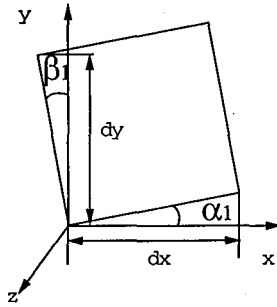


Figure 2.5: Rotation en bloc autour de (O,z) .

linéaires des composantes du tenseur des déformations en ce même point. Ceci implique la définition du tenseur d'élasticité $\overset{\equiv}{\underline{\underline{C}}}$:

$$\bar{\sigma} = \overset{\equiv}{\underline{\underline{C}}} : \bar{\epsilon} \quad (2.5)$$

où $\overset{\equiv}{\underline{\underline{C}}}$ est un tenseur du quatrième ordre contenant 81 composantes dans le cas général. Cette relation est appelée "Loi de Hooke généralisée". $\bar{\sigma}$ et $\bar{\epsilon}$ sont des tenseurs symétriques, ce qui réduit les composantes de $\overset{\equiv}{\underline{\underline{C}}}$ à 36.

De plus, l'énergie de déformation élastique par unité de volume dW s'écrit:

$$\frac{\partial W}{\partial \epsilon_{ij}} = \sigma_{ij} \text{ avec } W(0) = 0$$

alors:

$$C_{klmn} = \frac{\partial^2 W}{\partial \epsilon_{kl} \partial \epsilon_{mn}} = \frac{\partial^2 W}{\partial \epsilon_{mn} \partial \epsilon_{kl}} = C_{mnkl}$$

Cette symétrie traduit l'effet de réversibilité du comportement élastique du matériau et réduit le nombre de coefficient déterminant de C_{ijkl} à 21. De plus, en utilisant des chargements particuliers (uniaxiaux), il est facile de montrer que les symétries du problème implique l'annulation de 12 termes, réduisant le nombres de termes non nuls de la matrice à 9:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ C_{1122} & C_{2222} & C_{2233} & 0 & 0 & 0 \\ C_{1133} & C_{2233} & C_{3333} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{1212} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{1313} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{2323} \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \epsilon_{12} \\ \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} \end{bmatrix}$$

2.4 Coefficients de Lamé

Un matériau élastique est défini *isotrope élastique* si son comportement mécanique est identique dans toutes les directions de l'espace, autrement dit, si son tenseur d'élasticité est invariant dans l'espace.

Directions propres

Les *directions propres* d'un tenseur du second ordre $\bar{\sigma}$ correspondent aux directions de l'espace définies *principales* dans lequel $\bar{\sigma}$ peut s'écrire sous la forme diagonale (ou encore canonique):

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}$$

où σ_i représentent les trois *valeurs propres* du tenseur $\bar{\sigma}$.

Les repères principaux des tenseurs de contraintes et de déformations sont identiques, et l'écriture de la "loi de Hooke généralisée" dans ce référentiel particulier s'écrit:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= C_{11} \epsilon_1 + C_{12} \epsilon_2 + C_{13} \epsilon_3 \\ \sigma_2 &= C_{21} \epsilon_1 + C_{22} \epsilon_2 + C_{23} \epsilon_3 \\ \sigma_3 &= C_{31} \epsilon_1 + C_{32} \epsilon_2 + C_{33} \epsilon_3 \end{aligned} \quad (2.6)$$

La symétrie du tenseur donne $C_{ij} = C_{ji}$. De plus, l'isotropie du matériau implique que pour un chargement identique (même valeurs propres) mais décalé d'une rotation de 90° autour de l'axe (O, x) (σ_1 est toujours selon x mais σ_2 selon z et σ_3 selon y), alors la première équation de (2.6), s'écrit:

$$\sigma_1 = C_{11} \epsilon_1 + C_{12} \epsilon_3 + C_{13} \epsilon_2 \quad (2.7)$$

En identifiant (2.6) et (2.7), il vient:

$$(C_{12} - C_{13})(\epsilon_2 - \epsilon_3) = 0 \Rightarrow C_{12} = C_{13}$$

conduisant (2.6) sous la forme:

$$\sigma_1 = C_{12}(\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3) + (C_{11} - C_{12})\epsilon_1$$

Ainsi sont introduits les deux coefficients de Lamé:

$$\lambda = C_{12} \text{ et } 2\mu = C_{11} - C_{12}$$

et l'écriture du système (2.6) devient:

$$\sigma_i = \lambda \epsilon_{kk} + 2\mu \epsilon_i \quad (2.8)$$

pour i de 1 à 3 et $\epsilon_{kk} = \text{tr}(\bar{\epsilon}) = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3$, correspondant à la variation relative volumique $\Delta V/V$.

2.5 Constantes élastiques

En pratique les coefficients de Lamé sont rarement utilisés. Le module d'Young, le coefficient de Poisson et le module d'incompressibilité sont introduits pour caractériser mécaniquement les roches ou d'autres matériaux.

2.5.1 Module d'Young

Il correspond au cas d'un chargement uniaxial souvent pratiqué en laboratoire sur des carottes de roches. L'échantillon est soumis au champ de contraintes constant selon l'axe (O, z) . Le système (2.8) devient:

$$\begin{aligned} 0 &= \lambda \epsilon_{kk} + 2\mu \epsilon_{xx} \\ 0 &= \lambda \epsilon_{kk} + 2\mu \epsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda \epsilon_{kk} + 2\mu \epsilon_{zz} \end{aligned} \tag{2.9}$$

En sommant les trois équations de (2.9):

$$\sigma_{zz} = \epsilon_{kk} (3\lambda + 2\mu) \tag{2.10}$$

Le module d'Young E est défini pour un chargement uniaxial selon l'axe (O, z) par:

$$E = \frac{\sigma_{zz}}{\epsilon_{zz}}$$

Soit, en remplaçant ϵ_{kk} de (2.10) dans la première équation de (2.9):

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$$

2.5.2 Coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson ν traduit l'effet de dilatation (ou de compactance) lors d'un chargement uniaxial selon l'axe (O, z) . Ainsi:

$$\nu = -\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} = -\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}}$$

Soit d'après les deux premières équations de (2.9) et (2.10):

$$\nu = \frac{\lambda \epsilon_{kk}}{\sigma_{zz} - \lambda \epsilon_{kk}}$$

et d'après (2.10):

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

2.5.3 Loi de Hooke

Utilisant le coefficient de Poisson et le module d'Young précédemment défini, le tenseur C_{ijkl} est entièrement défini et la loi de Hooke s'écrit alors:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{(1+\nu)}\epsilon_{ij} + \frac{E\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)}\epsilon_{kk}\delta_{ij} \quad (2.11)$$

ou bien:

$$\epsilon_{ij} = \frac{(1+\nu)}{E}\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E}\sigma_{kk}\delta_{ij} \quad (2.12)$$

2.5.4 Module d'incompressibilité

Le module d'incompressibilité K est introduit en cas de compression hydrostatique. Le champ de contrainte est tel que $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = P$. K n'est autre que l'inverse du coefficient de compressibilité χ défini précédemment dans (1.18). A partir de la loi de Hooke et en sommant les trois états de compression uniaxiaux de même valeur P , K peut alors s'écrire:

$$K = \frac{\sigma_{kk}}{3\epsilon_{kk}}$$

avec $\sigma_{kk}/3$ correspondant à la pression hydrostatique moyenne P . Il est facile de montrer que:

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

Quelques valeurs

Le tableau (2.1) donne les valeurs des modules de Young et du coefficient de Poisson pour quelques roches types (à $T = 25^\circ$, $P = 1\text{atm}$).

2.6 Milieux hétérogènes

Jusqu'à présent, seule la mécanique des milieux *continus* a été abordée pour décrire les caractéristiques mécaniques des roches. Cependant, les milieux cristallins possèdent une hétérogénéité décrite par une porosité totale (pores et fractures). Dans le cas des milieux hétérogènes, les constantes élastiques vont subir les mêmes modifications que les constantes hydrauliques décrites dans le chapitre précédent. De nouveau, la notion de volume élémentaire représentatif est nécessaire pour exprimer les constantes élastiques *effectives équivalentes* au milieu fracturé.

Milieux	E (GPa)	ν
Calcaires cristallins	60	0.25
Calcaires poreux	45	0.24
Craies	2	0.10
Sels	26	0.26
Grès	18	0.15
Quartzites	62	0.18
Ardoises	40	0.22
Charbons	3	0.42
Roches ignées à grains grossier	56	0.20
Roches ignées à grains fins	62	0.22
Schistes	40	0.15

Tableau 2.1: Quelques valeurs de modules élastiques d'après Francklin et Dusseault, (1989).

2.6.1 Modèles de modules effectifs

On utilise un module effectif pour traduire le comportement d'un milieu hétérogène par un milieu homogène à comportement mécanique équivalent (homogénéisation).

Modèles biphasiques

La complexité des problèmes d'homogénéisation est liée à celle de la géométrie des hétérogénéités de milieux. Ainsi des cas "simples" tels ceux où le milieu est constitué de deux phases, permettent d'aboutir à des valeurs de modules effectifs. Les phases (1) et (2) de répartition volumique respectives v_1 et v_2 pourront être disposées en couches superposées comme sur la figure (2.6). Le problème est résolu en 1D. Les tenseurs sont isotropes et dépendent des scalaires, σ , ϵ , C . Le tenseur effectif est noté C^* .

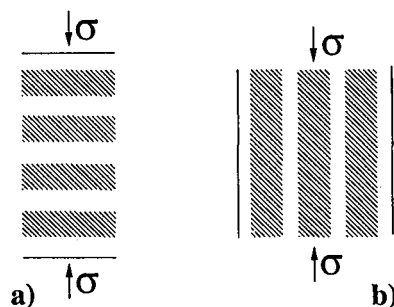


Figure 2.6: Modèles classiques en couches superposées (Guéguen et al., (1992)).

Dans le cas a), les contraintes sont identiques sur chaque couche alors que

les déformations sont différentes:

$$\sigma^* = \sigma^{(1)} = \sigma^{(2)} \text{ et } \epsilon^* = \epsilon^{(1)} v_1 + \epsilon^{(2)} v_2$$

Ainsi,

$$\frac{1}{C^*} = \frac{v_1}{C^{(1)}} + \frac{v_2}{C^{(2)}} \quad (2.13)$$

Appliqué sur un cas concret, les deux phases correspondent à la partie matricielle des grains et à la partie poreuse de la roche (saturée ou non). Les répartitions volumiques seront associées aux termes $(1 - \phi)$ pour la partie matricielle ou 'solide' (indexé par 's') et ϕ pour la partie poreuse ou fluide (indexée par 'f') avec ϕ la porosité totale.

L'écriture tensorielle de l'équation (2.13) correspond à la formulation de Voigt [Voigt, 1889] qui suppose le même type d'homogénéisation sur chacune des composantes du tenseur $(\bar{C})^{-1}$.

$$(C_{ijkl}^*)^{-1} = (1 - \phi) (C_{ijkl}^s)^{-1} + \phi (C_{ijkl}^f)^{-1}$$

Dans le cas b), le comportement mécanique est symétriquement opposé au précédent. Les contraintes sont décomposées et les déformations identiques sur chacune des phases.

$$\epsilon^* = \epsilon^{(1)} = \epsilon^{(2)} \text{ et } \sigma^* = \sigma^{(1)} v_1 + \sigma^{(2)} v_2$$

De même Reuss [Reuss, 1929] fournit une écriture tensorielle de cette formulation en effectuant les mêmes hypothèses que Voigt mais cette fois ci sur les composantes de \bar{C} .

$$C_{ijkl}^* = (1 - \phi) C_{ijkl}^s + \phi C_{ijkl}^f$$

Modèles de pores ou de fissures

Le premier modèle de pores ou de fissures a été introduit par Eshelby [Eshelby, 1957] puis par Walsh [Walsh, 1965]. Ces modèles reposent sur l'hypothèse d'un milieu constitué d'une phase matricielle continue et d'une seule inclusion d'où le nom de "la méthode de l'inclusion équivalente". Eshelby a développé une formulation dans le cas d'une inclusion à géométrie ellipsoïdale déterminée. La matrice et l'inclusion sont supposées posséder les mêmes caractéristiques mécaniques. Cependant, une déformation de type non élastique est ajoutée à l'inclusion, cette déformation est qualifiée de type *stress-free transformation* par Eshelby. Cette déformation non élastique a été déterminée pour des géométries ellipsoïdales et permet de redéfinir selon les conditions aux limites appliquées, le champ de contraintes total et donc de déterminer le module effectif du milieu.

La théorie précédente constitue une base pour le développement d'un modèle constitué d'un *ensemble* d'inclusions. Des familles de pores (sphères) ou de fissures (ellipses) sont générées aléatoirement. Aucune interaction entre les inclusions n'est tolérée. C'est pourquoi cette méthode porte le nom de "la théorie de la perturbation au premier ordre". Mais la porosité doit rester faible de manière à ce que le seuil de percolation mécanique ne soit pas atteint. Elle est contrôlée par la densité des familles de fissures générées.

La "théorie auto-cohérente" a été développée de façon à pouvoir considérer un nombre important de pores ou de fissures. Le principe général est de considérer que le champ de déplacements induit par un ensemble d'inclusions est équivalent à celui engendré par une seule hétérogénéité placée dans une matrice homogène.

Enfin, la méthode la plus élaborée est la "théorie différentielle auto-cohérente", utilisée par Le Ravalec [Le Ravalec, 1995] pour estimer les vitesses de propagation d'ondes dans un milieu hétérogène. Cette méthode procède par étapes itératives en ajoutant les hétérogénéités une par une. Le module effectif issu du calcul de l'étape précédente est utilisé pour le calcul du module effectif de l'étape courante.

2.6.2 Modèle de Biot-Gassman

Cette théorie constitue la base des théories développées en mécanique des milieux poreux. Avant de développer le modèle, quelques caractéristiques sont à définir.

Coefficient de Biot

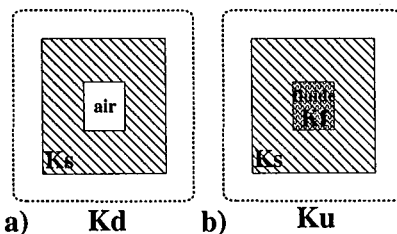


Figure 2.7: Définition des modules drainés, non drainés.

Les deux situations classiques présentées sur la figure (2.7) permettent d'introduire les différents modules définis pour expliciter la mécanique des milieux poreux. Dans le cas où les pores de la matrice de module K_s ne sont pas occupés par des fluides (cas (a) de la fig.(2.7)), le module effectif K_d est défini comme "le module du squelette" ou bien aussi "le module sec (dry)". Si la roche est saturée en fluide (cas (b)), le module effectif K_u est défini comme le "module non drainé (undrained)". En effet si les pores remplis de fluide ne sont

pas connectés vers l'extérieur la pression interstitielle ne restera pas constante et de ce fait modifiera le comportement mécanique du milieu total. Dans le cas d'un milieu drainé, la pression interstitielle est constante et contrôlée par l'extérieur de la matrice. Le module non drainé correspond en fait au module effectif du milieu poreux.

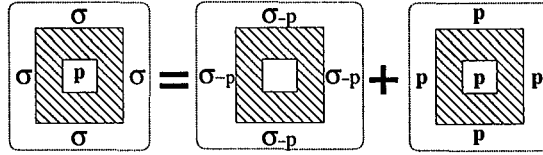


Figure 2.8: Décomposition d'un état de contrainte.

Le coefficient de Biot correspond à la décomposition classique du champ de contraintes représentées sur la figure (2.8). L'état de contrainte dans lequel la roche est soumise à une contrainte hydrostatique σ et une pression interstitielle p peut se décomposer en deux états du fait de la théorie d'élasticité supposée "linéaire". Le premier (état I) correspond à la situation où une pression hydrostatique ($\sigma - p$) est appliquée sur la matrice "sèche", c'est à dire contenant des pores sans fluide. Le deuxième état (II) définit une pression hydrostatique égale à la pression interstitielle p sur la roche saturée. Tout se passe comme si les pores n'existaient pas puisqu'ils sont à la même pression qu'à l'extérieur du domaine. Ainsi la variation de volume de roche saturée V s'écrit:

$$\frac{\Delta V}{V} = \epsilon_{kk} = \epsilon_{kk}^I + \epsilon_{kk}^{II} = -\frac{(\sigma - p)}{K_d} - \frac{p}{K_s} \quad (2.14)$$

en introduisant le coefficient de Biot α :

$$\alpha = 1 - \frac{K_d}{K_s}$$

il s'écrit:

$$\epsilon_{kk} = -\frac{\sigma^*}{K_d}$$

avec la pression effective $\sigma^* = \sigma + \alpha p$. Cette écriture correspond à la loi de Hooke dans les milieux poreux dans le cas simple d'une pression hydrostatique. Dans le cas général, elle s'écrit:

$$\epsilon_{ij} = \frac{(1 + \nu_d)}{E_d} \sigma_{ij}^* - \frac{\nu_d}{E_d} \sigma_{kk}^* \delta_{ij} \quad (2.15)$$

Équations de Gassmann

Le modèle présenté par Gassmann [Gassmann, 1951] fournit un module effectif non drainé dépendant des modules d'incompressibilité du squelette, de la matrice et du fluide, ainsi que de la porosité. Il s'écrit:

$$K_u = K_d + \frac{\alpha^2 K_f}{\phi + (\alpha - \phi) \frac{K_f}{K_s}} \quad (2.16)$$

Le développement de ce modèle (fourni en annexe A) repose sur plusieurs hypothèses.

- La roche est macroscopiquement homogène et isotrope
- Tous les pores sont interconnectés
- Le système est fermé, autrement dit le régime est non drainé
- Aucune modification des propriétés de cisaillement de la roche engendré par la présence du fluide, donc $\mu_u = \mu_d$
- Aucune réaction chimique interne entre le fluide et le solide, ni d'effets thermiques.

Cette relation reste valide pour la propagation des ondes acoustiques à basses fréquences ce qui implique les conditions suivantes.

- La pression du fluide est uniforme dans tout l'espace poreux
- Lors de la perturbation induite basses fréquences, le déplacement relatif du fluide par rapport au solide reste petit devant le déplacement de la roche saturée.

L'extension de cette méthode par Biot fournit le même type de relation pour tous les domaines de fréquences [Biot, 1956a, Biot, 1956b, Biot, 1962].

Modèle de fractures

Vuillot [Vuillot, 1995] a appliqué deux modèles de modules effectifs de milieux fracturés. Le premier, issu des relations de Singh [Itasca Consulting Group, 1992] qui permettent de définir un module d'Young et un coefficient de Poisson équivalent d'un milieu composé de deux familles de fractures orthogonales (quadrillées) en fonction de l'espacement moyen des fractures s .

$$E^* = \frac{E}{1 + \frac{E}{K_n s}} \quad \text{et} \quad \mu^* = \frac{\mu}{1 + \frac{E}{K_n s}}$$

avec K_n la raideur normale des joints en Pa/m et s en m .

Vuillot utilise aussi une méthode développée par Oda [Oda, 1986] décrivant le milieu fracturé par des familles de fractures d'orientation et d'épaisseurs déterminées. Ainsi, une raideur normale et tangentielle sont déterminées pour chaque joint et une sommation (intégration) de chacune des composantes pour chaque famille conduit à un tenseur équivalent et une formulation de la loi de Hooke du type:

$$\epsilon_{ij} = T_{ijkl}^{oda} \sigma_{kl} + B_{ij}^{oda} p$$

avec \bar{T}^{oda} et \bar{B}^{oda} les tenseurs homogénéisés reliant respectivement les déformations aux contraintes et les déformations à la pression interstitielle.

2.7 Mesures de contraintes *in situ*

2.7.1 Fracturation hydraulique

Il existe plusieurs méthodes d'estimation du champ de contraintes *in situ*. Les plus fréquemment employées restent à ce jour "la méthode du vérin plat", "la méthode du surcarottage" et "la fracturation hydraulique". Il y a fracturation hydraulique à partir du moment où une augmentation de la pression de fluide provoque une rupture dans la roche. La fracturation hydraulique appliquée sur des sites géothermiques (cf. deuxième partie) correspond elle aussi à une rupture induite par la présence de fluide mais elle représente une mesure à une échelle beaucoup plus importante que pour la méthode des mesures de contraintes. En effet, alors que la stimulation hydraulique est réalisée au niveau d'une seule fracture pour la mesure des contraintes, celle utilisée pour déterminer la perméabilité dans la prochaine partie est appliquée à l'échelle d'un réservoir.

2.7.2 Matériel

Pour stimuler une seule fracture à l'intérieur d'un forage, un double obturateur est utilisé comme illustré sur la figure (2.9). Ce double obturateur permet d'isoler une zone du forage appelée "chambre de fracturation" d'une longueur pouvant aller de 0.80 m jusqu'à 10 m . Des observations antérieures sur la fracturation permettent de localiser la zone à stimuler. Le gonflage des obturateurs est réalisé à l'aide d'un surpresseur à faible débit. Les manomètres fournissent les pressions dans la chambre ainsi que dans les packers (obturateurs).

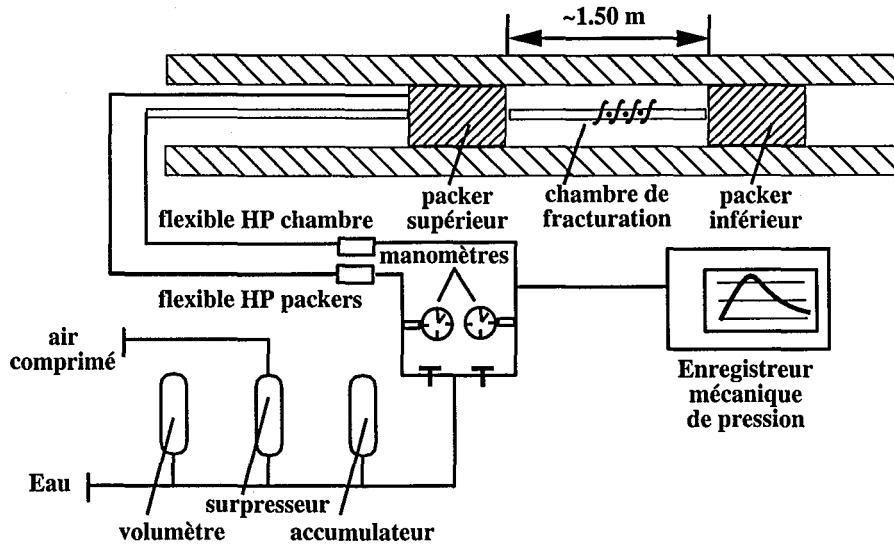


Figure 2.9: Description schématique d'un double obturateur (d'après Homand (1998)).

2.7.3 Réponse type

La réponse type d'une fracture soumise à un essai de fracturation hydraulique est représentée sur la figure (2.10). Elle permet d'introduire différentes pressions caractéristiques de l'essai: P_{fr} la pression de fracturation, P_r la pression de réouverture, P_e la pression d'extension et P_f la pression de fermeture.

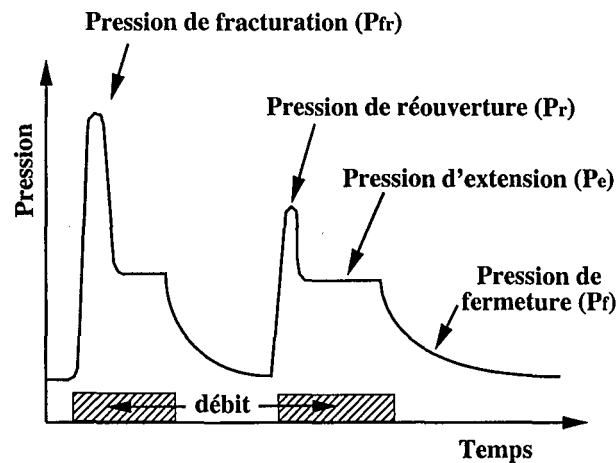


Figure 2.10: Représentation schématique d'un type de comportement d'une fracture lors d'un essai de fracturation hydraulique d'après (Bertrand, 1983).

Haimson [Haimson, 1968] a formulé une solution théorique de la réponse d'une fracture verticale sollicitée par fracturation hydraulique pour des roches à très faible perméabilité.

$$P_{fr} = 3\sigma_h - \sigma_H + R_T$$

avec σ_h la contrainte horizontale minimum, σ_H la contrainte horizontale maximum et R_T la résistance à la traction en fracturation hydraulique. Dans ce modèle, la fracturation hydraulique se produit lorsque la pression à l'intérieur de la fracture p atteint la pression limite de fracturation P_{fr} conduisant à une contrainte extensive (à l'extrémité de la fracture) supérieure à la résistance en traction R_T de la roche (fig. 2.11).

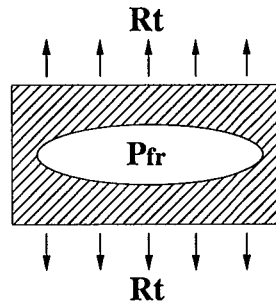


Figure 2.11: Rupture en traction d'une roche par fracturation hydraulique.

Ainsi en utilisant les paramètres déterminés lors de l'essai, le champ de contraintes est calculé à nouveau.

$$\sigma_h = P_f, \quad \sigma_H = P_r - P_f$$

La contrainte lithostatique représente la composante verticale du champ de contraintes. Cornet [Cornet and Valette, 1984] a développé cette méthode pour des fractures d'orientation quelconques permettant d'aboutir à la définition d'un tenseur de contraintes orienté de façon quelconque.

2.8 Conclusion

Un certain nombre de notions directement liées à l'aspect mécanique des roches fracturées ont été introduites. La définition des modules d'incompressibilité et ses modélisations pour des milieux hétérogènes (poreux, fissurés ou fracturés) sera utilisé dans la prochaine partie. En effet le modèle de base de Gassmann sera directement intégré comme paramètre effectif du milieux poreux afin de décrire la diffusion hydraulique induite pendant les essais de fracturation hydraulique à grande échelle.

Une description des méthodes de mesures de champ de contraintes à l'aide de la "petite" fracturation hydraulique" (stimulation d'un nombre limité de fractures) apporte quelques informations sur l'évolution des contraintes lors de la stimulation d'une partie d'un forage.

Cette méthode a été développée sur des sites pétrolifères, salins ou bien géothermiques comme le site de Soultz-sous-Forêts en Alsace qui fera l'objet d'une description plus détaillée dans la dernière partie de cette thèse.

Chapitre 3

Comportement sismique d'un massif rocheux fracturé

La sismique est un outil géophysique couramment utilisé en géologie pour reconnaître les structures géologiques profondes. Lors des essais de fracturation hydraulique, des mécaniques de ruptures et de cisaillements résultant de l'injection de fluide dans les fractures engendrent une multitude d'événements sismiques. La magnitude de ces événements sismiques restant faible (inférieure à $3 M_D$), le terme de *microsismicité* est alors employé pour décrire ce type de phénomène acoustique. Un rappel des notions de base et de l'utilisation de celle-ci pour identifier des failles est développé dans ce chapitre.

3.1 Vitesse d'ondes sismiques

Une source acoustique peut être provoquée par différents phénomènes (séismes, mouvement tectonique, injection de fluides ...). L'énergie libérée lors de ces mécanismes se dissipe sous forme d'une vibration se propageant dans le milieu géologique (fluide ou solide). De cette onde, la vitesse dépend du milieu à l'intérieur duquel elle se propage. Ces vitesses sont couramment divisées en deux catégories: les ondes *compressives* et les ondes de *cisaillement*. Dans la première catégorie, les particules se déplacent dans le sens de la propagation, en terme de mécanique vibratoire, ce sont des ondes *longitudinales*. A l'opposé, dans la seconde catégorie, les particules se déplacent perpendiculairement au "front d'onde". Ce sont des ondes *transversales*.

Ainsi, la vibration des particules lors d'une propagation d'onde de type compressive le long d'une direction (O, x) peut se traduire par un déplacement oscillatoire des particules dans le temps t de la forme $u_x = U_{mx} e^{i(kx - \omega t)}$ avec ω la pulsation du signal ($\omega = 2\pi/T$ avec T la période), k le nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda$ avec λ la longueur d'onde) et U_{mx} la norme maximale du déplacement. La vitesse de cette onde s'exprime alors par sa célérité $v = \omega/k$ encore appelée

“vitesse de phase”.

Pour des ondes compressives, les déplacements traduisent une déformation du milieu uniquement selon (O, x) . Ainsi, la seule composante non nulle du tenseur de déformation et du vecteur accélération sont respectivement, $\epsilon_{xx} = \partial u_x / \partial x$ et $a_x = \partial^2 u_x / \partial t^2$. L'équation de la dynamique (2.2) s'écrit alors:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

La loi de Hooke en contraintes (2.11) permet d'obtenir la composante σ_{xx} :

$$\sigma_{xx} = \epsilon_{xx} \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

La loi de la dynamique (3.1) s'écrit alors sous la forme d'équation d'ondes $\omega^2 \partial^2 u_x / \partial x^2 = k^2 \partial^2 u_x / \partial t^2$:

$$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}$$

D'où l'écriture de la vitesse des ondes compressives V_p :

$$\begin{aligned} V_p &= \frac{\omega}{k} \\ &= \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho}} \\ &= \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

Pour les ondes de cisaillement, de façon similaire, $u_y = U_{my} e^{i(kx - \omega t)}$ et le seul terme non nul du tenseur des contraintes est $\epsilon_{xy} = \partial u_y / (2 \partial x)$. L'équation de la dynamique s'écrit:

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2}$$

et d'après la loi de Hooke généralisée (2.2):

$$\sigma_{xy} = \frac{E}{(1+\nu)} \epsilon_{xy}$$

Donc:

$$\frac{E}{2(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2}$$

Ce qui conduit à la formulation de la vitesse des ondes de cisaillement V_s :

$$\begin{aligned} V_s &= \frac{\omega}{k} \\ &= \sqrt{\frac{E}{2(1+\nu)\rho}} \\ &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{aligned}$$

Les ondes compressives sont appelées *ondes P* avec P pour *primaire*, et les ondes de cisaillement *ondes S* avec S pour *secondaire*. Les ondes compressives se propagent plus rapidement que les ondes de cisaillement. La vitesse des ondes P peut varier de 4000 à 9000 $m s^{-1}$, alors que les ondes S se propagent à des vitesses V_s plutôt de l'ordre de 2000 à 5000 $m s^{-1}$.

3.2 Milieu poreux

La propagation des ondes dans les milieux poreux met en oeuvre un mécanisme de diffusion dans un milieu hétérogène: la matrice rocheuse et les pores de la matrice. La matrice sera considérée saturée donc les pores toujours remplis de fluide. La masse volumique ρ de la roche poreuse saturée peut s'écrire:

$$\rho = (1 - \phi) \rho_s + \phi \rho_f$$

avec ϕ la porosité totale, ρ_s la masse volumique de la matrice rocheuse et ρ_f la masse volumique du fluide.

Coussy [Coussy, 1991] divise en deux catégories l'étude de la propagation des ondes acoustiques en milieux poreux (à température constante). Dans le cas d'un milieu hétérogène de porosité non connectée (perméabilité nulle), aucun mouvement inertiel du fluide par rapport au solide n'est considéré. Les vitesses s'expriment alors à partir des caractéristiques d'un milieu équivalent de la roche saturée en régime non drainé:

$$V_p = \sqrt{\frac{K_u + \frac{4}{3}\mu_u}{(1 - \phi) \rho_s + \phi \rho_f}} \quad \text{et} \quad V_s = \sqrt{\frac{\mu_u}{(1 - \phi) \rho_s + \phi \rho_f}}$$

Pour des milieux à perméabilité non nulle, Coussy [Coussy, 1991] résout l'équation de la dynamique en régime drainé. Les ondes transversales possèdent alors une vitesse modifiée par le facteur de tortuosité τ (fig. 1.12):

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu_u}{(1 - \phi) \rho_s + \left(\frac{\tau-1}{\tau}\right)\phi \rho_f}}$$

Pour les ondes longitudinales le système d'équations acceptent deux vitesses possibles V_{p1} et V_{p2} . Ces vitesses s'interprètent physiquement comme étant représentatives du mouvement des particules fluides par rapport à celui des particules solides. La première vitesse (choisie la plus rapide) correspond au cas où les particules fluides et solides sont en phases, elle est appelée *onde de première espèce*. La seconde correspond à un mouvement de particules solide-fluide en opposition de phase. Elle porte plusieurs noms: *onde de seconde espèce*, *onde lente* ou encore *onde de Biot*. C'est en effet Biot [Biot, 1956a], [Biot, 1956b], [Biot, 1962] qui fut le premier à mettre en évidence cette seconde onde de type compressif dans le cas de propagation acoustique en milieu poreux. Elle se propage plus lentement que celle de première espèce.

La théorie de Biot constitue la base des phénomènes de propagation en milieu poreux. Elle démontre que la vitesse de propagation des ondes augmente avec la fréquence. Le comportement des vitesses dans la zone *basses fréquences* est différent de celui des *hautes fréquences*. Pour différencier ces deux domaines, une fréquence caractéristique f_c est définie par,

$$f_c = \frac{\eta \phi}{2\pi k \rho_f}$$

où η correspond à la viscosité du fluide. L'*onde de Biot* traduit le mouvement relatif des particules fluide et solide durant les phénomènes de propagation d'onde en milieu poreux. Dans le domaine des basses fréquences, la vitesse de l'*onde de Biot* est de type diffusive, elle traduit alors les mécanismes de *diffusion de la pression interstitielle* [Chandler and Johnson, 1981]. Les fréquences caractéristiques présentent des valeurs variant de l'ordre du kHz jusqu'au GHz (3.1).

Roche	ϕ (%)	k (mdarcy)	f_c
Grès de Fontainebleau	5	0.1	80 MHz
Grès de Fontainebleau	20	1000	30 kHz
Grès compact	8	0.02	1 GHz
Calcaire	24.5	9	4.5 MHz
Verre fritté	28.3	1000	42 kHz
Granite de Soutz	0.003	0.025	362 MHz

Tableau 3.1: Quelques valeurs des fréquences caractéristiques de Biot [Le Ravalec, 1996].

Dans le cas d'une déformation uniaxiale, Dvorkin [Dvorkin and Nur, 1993] fournit une solution du système des équations de la dynamique poroélastique,

qui s'écrit alors:

$$\begin{aligned}\rho_{11} u_{tt} + \rho_{12} w_{tt} + b(u_t - w_t) &= \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \\ \rho_{22} w_{tt} + \rho_{12} u_{tt} + b(u_t - w_t) &= -\phi p_x\end{aligned}\quad (3.4)$$

avec u et w représentent respectivement le mouvement des particules solides et fluides selon l'axe x ($x_t = \partial x / \partial t$ et $x_{tt} = \partial^2 x / \partial t^2$). σ_x et P_x sont respectivement le champ de contrainte et la pression interstitielle régnant dans le milieu. b est le coefficient de dissipation, $b = \eta \phi^2 / k$. $\rho_{11} = (1 - \phi)\rho_s + \rho_a$, $\rho_{12} = -\rho_a$ et $\rho_{22} = \phi \rho_f + \rho_a$. La théorie de Biot définit le coefficient ρ_{12} comme un paramètre de couplage des masses entre le fluide et le solide lors du passage de la vibration des particules. Ce mécanisme se traduit par un couplage inertiel entre les particules fluide/solide.

Dvorkin [Dvorkin and Nur, 1993] montre que le système (3.4) se ramène à la résolution d'une équation du second degré du type:

$$AY^2 + BY + C = 0$$

possédant deux solutions $Y_{1,2}$. Les vitesses P sont doubles:

$$V_{P1,2} = (Re(X_{1,2}))^{-1} \quad (3.5)$$

avec

$$X_{1,2} = \sqrt{Y_{1,2}}, \quad Y_{1,2} = -\frac{B}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}}$$

$$A = \frac{\phi F M}{\rho_2^2}$$

$$B = [F(2\alpha - \phi - \phi \frac{\rho_1}{\rho_2}) - (M + F \frac{\alpha^2}{\phi})(1 + \frac{\rho_a}{\rho_2} + i \frac{\omega_c}{\omega})] / \rho_2$$

$$C = \frac{\rho_1}{\rho_2} + (1 + \frac{\rho_1}{\rho_2})(\frac{\rho_a}{\rho_2} + i \frac{\omega_c}{\omega})$$

$$M = 2\mu \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu}$$

$$\alpha = 1 - \frac{K}{K_s}$$

$$F = \left(\frac{1}{\rho_f c_o^2} + \frac{1}{\phi Q}\right)^{-1}$$

$$Q^{-1} = \frac{1}{K_s} \left(1 - \phi - \frac{K}{K_s}\right)$$

et

$$\rho_1 = (1 - \phi)\rho_s, \quad \rho_2 = \phi\rho_f, \quad \omega_c = \frac{\mu_f\phi}{k\rho_f}$$

μ_f est la viscosité dynamique du fluide, $\omega \ll \omega_c$ avec $\omega_c = 2\pi f_c$ la pulsation critique de Biot et c_o la vitesse du son dans l'eau.

La vitesse V_{p2} décrit la vitesse de l'onde de Biot. Pour les hautes fréquences, la vitesse V_{p2} est constante et égale à $\sqrt{\phi^2 F/\rho_f}$, avec ϕF , le module de Biot [Coussy, 1991], généralement d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse V_{p1} . Dans le domaine des basses pulsations ($\omega \ll \omega_c$), cette vitesse traduit un processus de diffusion lent, de la pression interstitielle. Les ordres de grandeurs dans le cas de Soultz prédisent des vitesses lentes de l'ordre de 60 m/s (fig. 3.1). Les essais d'injection de fluide sont réalisés pendant plusieurs jours, les fréquences du signal à la source d'émission peuvent être évaluées à des valeurs de l'ordre de $1/(3600 \times 24) \simeq 10^{-5}$ Hz, ce qui correspond véritablement à des phénomènes très basses fréquences.

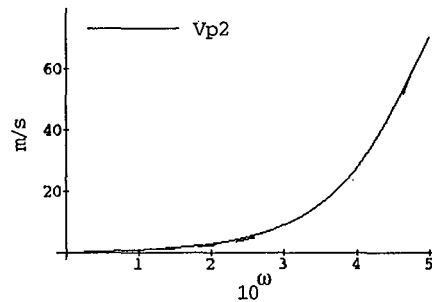


Figure 3.1: Exemple d'évolution de la vitesse de Biot en fonction de la pulsation ω pour une perméabilité de 10^{-17} m^2 . Cette vitesse lente (60 m/s) est associée aux phénomènes de diffusion de pression interstitielle dans le domaine des basses fréquences (pulsations).

Nous verrons dans la prochaine partie comment utiliser cette onde lente pour décrire les mécanismes de diffusion de pression interstitielle lors d'essais de fracturation hydraulique dans les forages. Pour quantifier ce mécanisme de diffusion, une mesure de la vitesse de propagation de la microsismicité induite sera employée. Cette diffusion peut être un moyen d'estimer une perméabilité équivalente du réservoir stimulé.

3.3 Microsismicité

Un événement sismique se caractérise par l'énergie qu'il libère au cours de son apparition. Pendant la fracturation hydraulique cette énergie libérée correspond mécaniquement à la réouverture de fractures par augmentation de la pression interstitielle ainsi que les déplacements en cisaillement engendrée

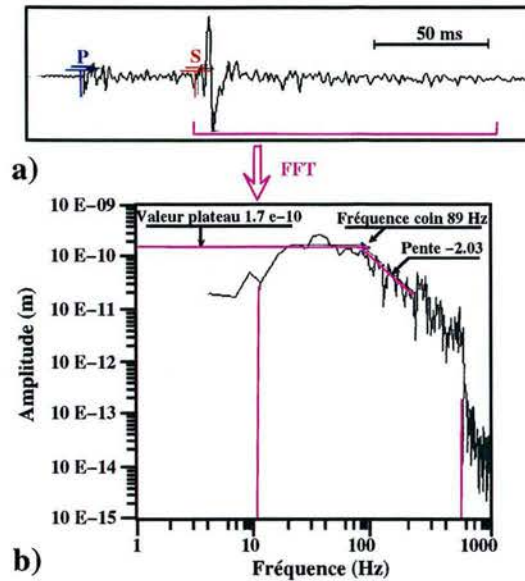


Figure 3.2: Exemple d'une analyse spectrale d'un sismogramme de vitesse au spectre de déplacement. Présentation des trois valeurs caractéristiques d'un spectre: valeur plateau, fréquence coin et chute du spectre (Fortier, 1997).

dans la roche. Une modification brutale du champ de contraintes ainsi qu'un déplacement de type "cisaillement" apparaissent alors le long de la fracture. Toutes ces "perturbations" du milieu constituent *les mécanismes au foyer* caractérisant chaque événement microsismique.

Ces déplacements dans le milieu rocheux se propagent sous formes d'ondes dont les vitesses ont été précédemment décrites. Les géophones sont des appareils servant à contrôler les oscillations du sol. Ils permettent de caractériser une activité sismique sous forme de "sismogrammes" (fig.3.2 a) représentant cette oscillation au cours du temps. La courbe caractéristique d'un sismogramme fournit les temps d'arrivée des ondes *P* et *S* (l'onde *S*, plus lente, arrive après). Ainsi, à l'aide d'au moins trois géophones ou bien d'un seul géophone multicomposantes, il est possible d'inverser les temps d'arrivée des ondes observés sur chacune des stations dont les coordonnées sont connues en terme de relocalisation des sources sismiques. Senfaute [Senfaute, 1995] fournit une description de ces méthodes dans son travail sur la microsismicité induite par les coups de terrains dans les mines de charbon aux Houillères de Provence.

3.3.1 Mécanismes au foyer

Les mécanismes au foyer quantifient la mécanique de rupture en cisaillement qui provoque l'émission acoustique. Les trois paramètres principaux de la source sont:

- Le rayon de la source R_o , servant à dimensionner la taille de la source
- La chute de contraintes $\Delta\sigma$ apparaissant juste après la rupture en cisaillement de la roche
- Le moment sismique M_o quantifiant le couple du moment mécanique mis en jeu pendant la rupture

Ces trois paramètres dépendent directement de la *fréquences coins* F_c et de la *valeur plateau* Ω_o déterminée à partir de la transformée de Fourier du sismogramme mesuré (fig.3.2 b). La définition détaillée de ces paramètres ainsi que des exemples de données pour le site de Soultz-sous-Forêts sont donnés en annexes.

3.3.2 Magnitude

La notion de *magnitude* a été introduite par Richter en 1935 afin de quantifier l'énergie dissipée au cours d'un séisme. La magnitude est déterminée à partir des sismogrammes. C'est une quantité sans dimension (logarithmique). Il existe différentes manières de la mesurer [Senfaute, 1995].

A partir de l'amplitude d'un signal enregistrée par un sismographe:

- *Magnitude locale* M_L (pour les courtes distances)

$$M_L = \log A(\Delta) - \log A_o(\Delta)$$

A et A_o sont respectivement les amplitudes en mm maximales à la distance Δ du séisme de magnitude M_L et du séisme de magnitude zéro enregistrées sur un sismographe de type Wood-Anderson (W-A).

- *Magnitudes des ondes de surface* M_S (Formule de "Prague")

$$M_S = \log \left(\frac{A}{T} \right) + 1.66 \log \Delta + 3.3$$

avec Δ la distance à l'épicentre (projection verticale du foyer, c'est à dire la localisation exacte de la source du séisme, sur la surface topographique) et A l'amplitude du déplacement du sol en micron associée à la période T (20sec).

A partir de la durée sur le sismogramme:

- *Magnitudes de durée* M_D (pour les petits séismes de magnitude inférieure à 4) La magnitude est alors une relation linéaire avec le logarithme de la durée t du signal.

$$M_D = a \log(t) + b$$

A partir du *moment sismique* M_o :

$$M_D = \frac{\log(M_o) - 1.6}{1.5}$$

C'est la méthode empirique la plus employée [Lee and Stewart, 1981], notamment pour le site de Soultz-sous-Forêts (fig. 3.3).

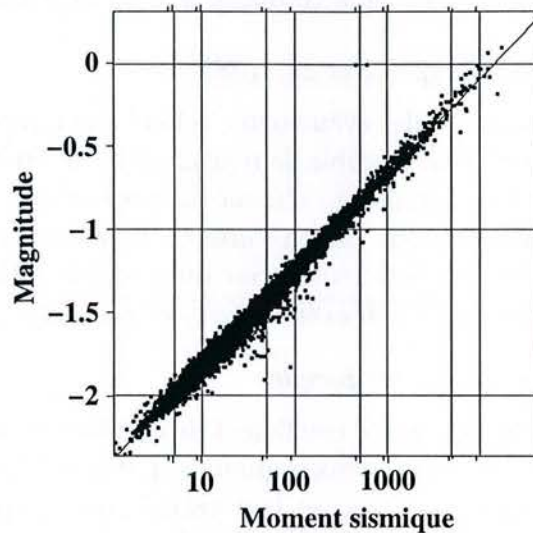


Figure 3.3: Relation de Lee (1981) entre Magnitude et Moment sismique (Soultz, GPK1, 1993). (Valeur à l'origine=-2.4, pente de la regression=0.57 pour un coefficient de corrélation de 0.993).

La loi classique de Gutenberg et Richter [Gutenberg and Richter, 1956] fournit une relation entre l'énergie sismique et la magnitude.

$$\log E = 1.5M_S + 4.8$$

Cette loi utilise les magnitudes des ondes de surfaces. Elle est mal adaptée aux petits séismes (magnitudes inférieures à 5 ou 6). Les magnitudes des microséismes enregistrés pendant la fracturation hydraulique sont de faibles amplitudes (inférieur à 3). Cette faible émission d'énergie entraîne une baisse de précision de qualité des résultats. Il est donc difficile d'interpréter toutes les données microsismiques en termes de mécanismes au foyers. Les paramètres aux sources des micro-événements du site géothermique de Soultz-sous-Forêts présentent des distributions très aléatoires, peu homogènes.

3.4 Fractures associées aux micro-séismes

3.4.1 Reconnaissance de multiplets

Les recherches sur l'inversion des données microsismiques afin de reconstruire un réseau de fractures se divisent en deux écoles. La première, qualifiée de

“classique”, repose sur une étude précise des signaux acoustiques émis. Il s’agit de définir des *multiplets*, c’est à dire des ensembles de microséismes présentant le “même accélérogramme” [Fréchet, 1985]. Cette similitude peut constituer un paramètre d’identification de microséismes induit par le même mécanisme de cisaillement, donc appartenant peut être à la même fracture. Pour cela il existe différentes méthodes de reconnaissance de multiplets.

- *Critère visuel [Poupinet et al., 1985]*

Après classification des événements selon leurs temps d’arrivée des phases d’ondes P et S, il est possible de regrouper les microcracks en “essaims” et de les classer en visualisant chaque sismogramme d’une famille. Si deux signaux possèdent une même “*allure*” ils constituent alors un *doublet*. Cette entreprise est fastidieuse pour un grand nombre de données comme à Soultz (plus de 10 000 événements) et en partie subjective.

- *La cross corrélation temporelle*

Il s’agit de déterminer un coefficient de corrélation qui caractérise le degré de ressemblance entre deux signaux à l’aide de transformée de Fourier. Soit deux signaux s_1 et s_2 et leur transformée respective S_1 S_2 , alors la cohérence peut s’écrire [Lanchy, 1997]:

$$C(f) = \frac{S_1(f)S_2(f)^*}{\sqrt{S_1(f)S_1(f)^*} \sqrt{S_2(f)S_2(f)^*}},$$

(où * signifie la conjugaison complexe). Les signaux sont traités deux à deux jusqu’à l’obtention des multiplets selon un degré de confiance estimé à l’aide du coefficient de corrélation. Cette méthode est une fois de plus très fastidieuse en cas de présence d’un grand nombre d’événements. Elle fait souvent appel à une méthode présélective de classification utilisant les temps d’arrivée des phases d’ondes.

- *D’autres méthodes ...*

Il existe des classifications automatiques plus singulières basées sur des principes totalement différents. La méthode utilisée par Gaucher [Gaucher, 1997] sur le site de Soultz repose sur la détermination de la “distance de Levenstein” de chaque signal. Les “modèles cachés de Markov” sont basés sur des principes purement statistiques ...

3.4.2 Relocalisation relative

La localisation des points basée sur les temps d’arrivée des ondes P et S présente une très forte incertitude de précision (jusqu’à 60%) ce qui représente des erreurs de localisation de 20 à 60 m selon les directions pour Soultz

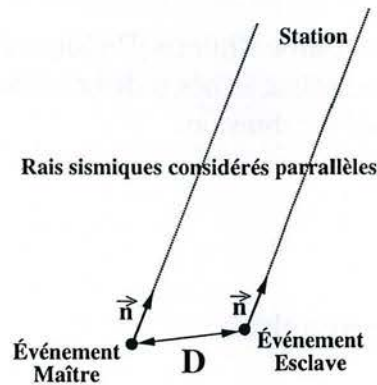


Figure 3.4: La technique de relocalisation relative permet de définir la longueur D séparant un événement "esclave" du "maître".

[Gaucher, 1997]. Le principe de relocalisation repose sur l'hypothèse de préalablement connaître la position d'un événement de façon précise (*événement maître*) et de relocaliser tous les multiplets associés à ce dernier. Pour ce faire, deux hypothèses sont émises (fig.3.4).

- Les événements "esclave" et "maître" possèdent des rais sismiques parallèles. La distance D séparant les événements étant petite par rapport à celle séparant chaque événement de la station, la déviation entre les deux rayons peut être considérée comme nulle.
- Au cours du temps qui sépare les deux séismes, les propriétés du milieu de propagation sont constantes.

Ainsi, il est possible de décrire le temps d'arrivée de l'onde de phase (P ou S) du maître en fonction de l'esclave :

$$\text{temps phase maître} = \text{temps phase esclave} + \frac{\vec{D} \vec{n}}{V_p},$$

avec \vec{D} , le vecteur construit et orienté du point maître au point esclave. L'opération est identique pour les ondes S.

Appliqué sur tous les points d'un multiplet, un système d'équations est inversé de façon à déduire la distance D pour chaque "esclave".

De nouveau ce type de méthode est "lourd" à gérer pour un nombre important de microséismes. Gaucher (1997) a développé une étude sur les données d'un forage de Soultz-sous-Forêts. La région étudiée dans son travail s'étend de 120 m autour d'un point d'injection localisé sur le puits et correspondant à une fracture de taille importante observée. Il reconstruit un réseau d'une dizaine de fractures et compare les orientations et profondeurs obtenues avec

les données observées au puits. Phillips [Phillips, 1998] fournit des résultats de relocalisation sur deux essaïms situés à deux profondeurs différentes, et sur le même ordre de grandeur d'extension.

3.4.3 Autres approches ...

Il existe d'autres types d'approches reposant sur différentes hypothèses toutes aussi différentes les unes des autres.

Jones [Jones and Stewart, 1997] suggèrent d'utiliser l'incertitude de mesure comme un paramètre d'ajustement de relocalisation. Cette information se traduit par une liberté de déplacement d'un point à l'intérieur d'un ellipsoïde. A chaque itération le point considéré est relocalisé au centre de gravité de l'ellipsoïde déterminé en utilisant tous les points se trouvant dans cet ellipsoïde. Le processus est réitéré jusqu'à une pseudo-immobilité des points pour un seuil limite donné. Testé sur des données synthétiques, cette méthode est appliquée sur le site de Rabaul en Nouvelle Guinée.

Fehler [Fehler et al., 1987] ont mis au point une méthode de reconstruction de plans à partir de trois points choisis au hasard dans le nuage. Cette approche engendre $P(P-1)(P-2)/6$ solutions, avec P le nombre d'événements sismiques! Après analyse statistique des orientations des plans obtenus, un plan le plus probable, d'extension limitée et joignant un certain nombre de points microsismiques est déduit. Supprimant les points impliqués, le processus est réitéré. Après avoir testé cette méthode sur des données synthétiques, une application sur le site de Fenton Hill propose un champ de fractures associées. Cette méthode ne tient pas compte des caractéristiques acoustiques des signaux émis. Elle utilise uniquement l'information géométrique.

Roff [Roff et al., 1996] ont entrepris une approche combinant à la fois les informations acoustiques et géométriques des nuages. Pour cela ils utilisent le rapport des amplitudes d'ondes S sur les ondes P comme critère de familles de points et construisent des fractures à partir des essaïms obtenus dans chaque famille. Cette méthode a été testée sur le site de Fenton Hill.

Phillips [Phillips et al., 1997] ont réalisé un travail sur Fenton Hill basé sur le principe des multiplets. Ils réalisent une comparaison entre les trois méthodes appliquées sur le site. Il s'avère que les structures retrouvées diffèrent d'une méthode à l'autre. Phillips (1997) accorde une plus grande validité à la méthode de Roff (1996) car elle fait appel aux mécanismes au foyers des événements alors que la méthode des trois points est basée sur un concept purement géométrique.

3.4.4 Exemple de Soultz-sous-Forêts

Description des données

Deux essais de fracturation hydraulique ont été réalisés sur un même forage (GPK1) à des profondeurs différentes sur le site géothermique de Soultz. GPK1 était à l'époque d'une profondeur d'environ 3600 m (5000 m en 1999). La section ouverte du forage débute à 2850 m jusqu'en fond de puits. Le premier essai conduit du 1^{er} au 22 septembre 1993 stimulait la partie ouverte du forage de 2850 à 3400 mètres. Cet essai a fourni environ 13445 microséismes. Le second essai réalisé en fond de puits (en dessous de 3400 m) a déclenché l'apparition de 1954 micro-événements [Dyer et al., 1994].

Les deux nuages de points sont représentés sur la figure (3.5). La densité du nuage (nombre de points par m^3) est représentée par le code couleur. Elle permet d'améliorer la visualisation en deux dimensions d'ensemble de points appelés "essaims". Ces essaims ne sont pas nécessairement parfaitement alignés. Ils représentent simplement des ellipsoïdes par lesquelles peut passer un plan qui approximerait une position moyenne des points du essaims (au sens des moindres carrés). Ces plans associés aux microséismes sont représentatifs de l'hétérogénéité de la géométrie. Ils représentent une orientation moyenne des zones de forte densité de points microsismiques. Dans le cas d'un ensemble de points microsismiques distribué de façon homogène dans l'espace, la distinction des pôles de densité est moins évidente.

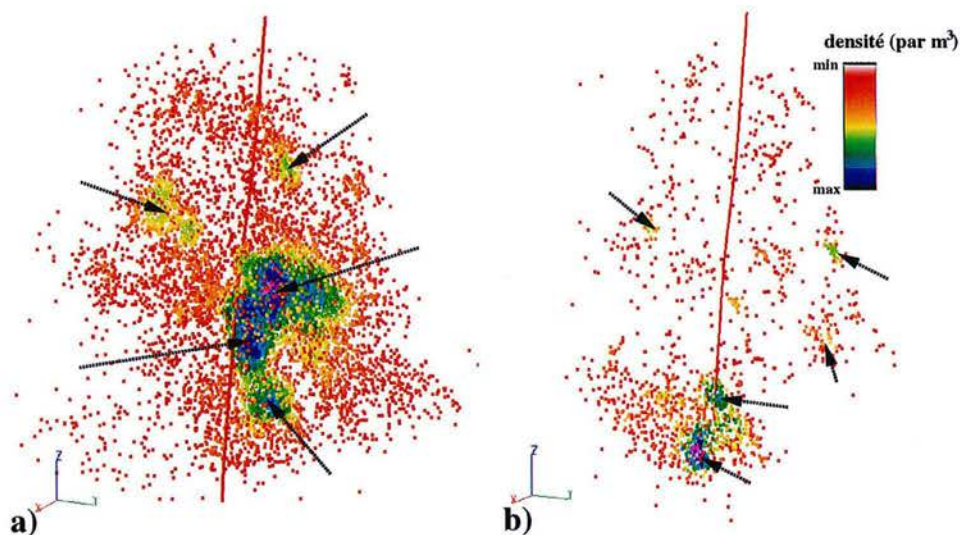


Figure 3.5: Représentation de la microsismicité induite par deux essais de fracturation hydraulique à Soultz-sous-Forêts. (a) essai de septembre 1993, (b) essai d'octobre 1993. La densité des points du nuage fait apparaître des "essaims" signalés par les flèches.

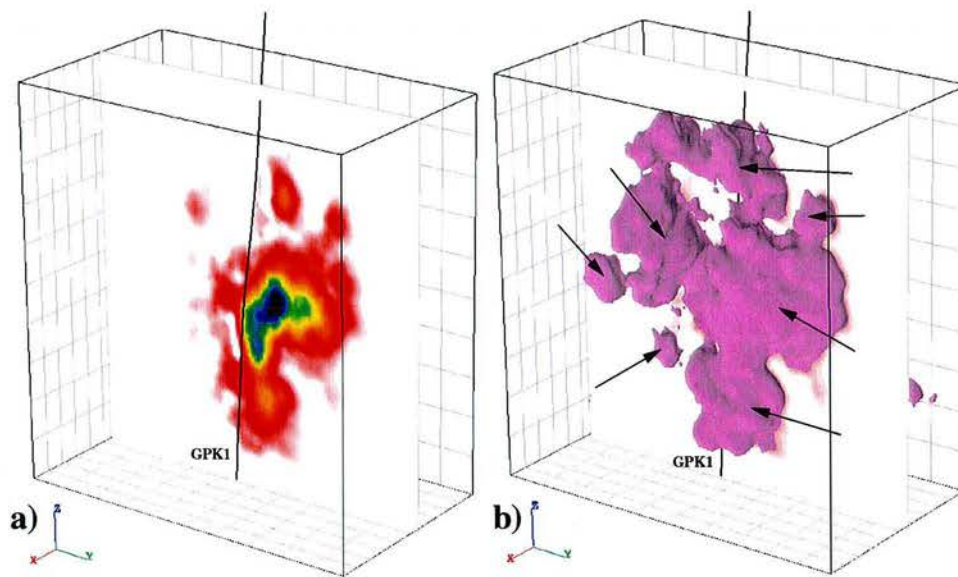


Figure 3.6: (a) La densité volumique d'un nuage de points microsismiques projetée puis interpolée sur une grille 3D de $80 \times 100 \times 100$ m (Forage GPK1, Soultz-sous-Forêts, France). (b) Une surface isovaleur de cette densité de points. Elle permet de mieux distinguer les "essaims" de points.

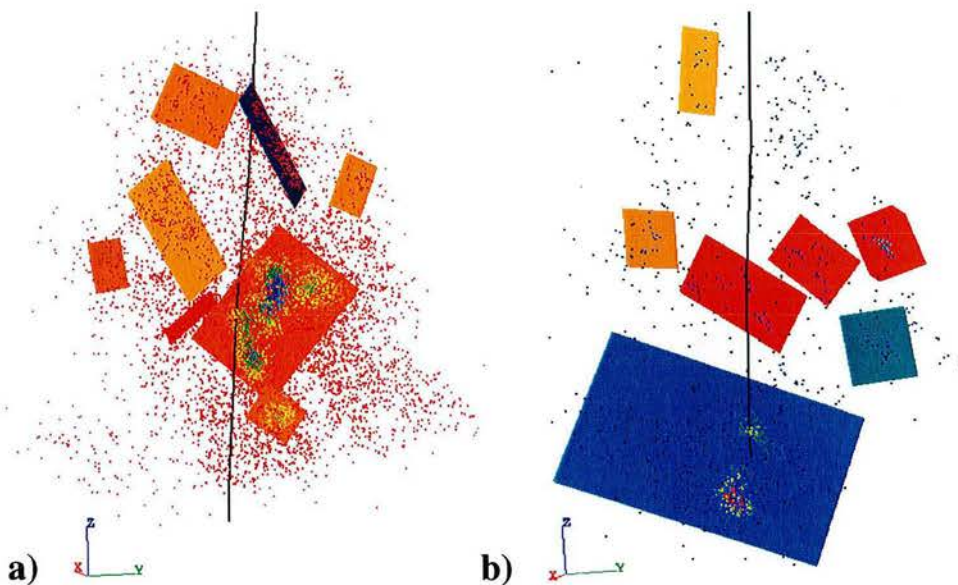


Figure 3.7: Ensemble de plans construits à partir des pôles de densité d'un nuage de microsismicité induite par fracturation hydraulique à Soultz. (a) essai de septembre 1993. (b) essai d'octobre 1993.

Construction de plan à l'aide de GOCAD

En utilisant les outils disponibles sur le modèleur GOCAD, il est possible de projeter une information ponctuelle donc discontinue (la densité), obtenue à partir des points microsismiques, sur une grille en trois dimensions. En utilisant l'interpolateur D.S.I. [Mallet, 1992], cette information discontinue est transformée en une propriété répartie continûment à l'intérieur de la grille (fig. 3.6 a).

Un exemple d'une surface représentative d'une isovaleur de la densité de points choisie empiriquement permet de mieux distinguer et d'isoler chaque ensemble de points (fig. 3.6 b). Un plan moyen (au sens des moindres carrés) est alors construit pour chacun des essaïms. L'essai de septembre produit un ensemble de huit plans et celui d'octobre de sept plans (fig. 3.7).

De nombreuses analyses de la fracturation ont été entreprises sur le forage GPK1 à différentes échelles à partir des observations [Genter et al., 1997b], [Ledésert et al., 1993], [Dezayes et al., 1995], [Elsass et al., 1995], [Benderitter and Elsass, 1995]. Genter [Genter, 1997] a réalisé un travail de synthèse de la fracturation sur le forage réduisant le nombre de fractures en 39 ensembles de zones fracturées à pendage et azimuth moyenné. C'est à partir de cette base de données que les 15 plans obtenus ont été comparés.

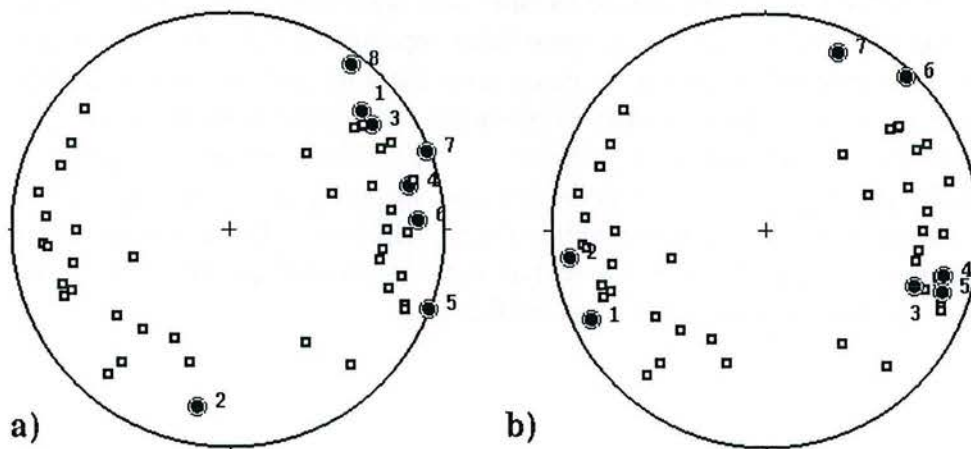


Figure 3.8: Projection des normales aux plans issus des deux nuages de septembre (a) et octobre (b) 1993, comparés avec les mesures de fracturation établie par Genter (1993) à partir du sondage GPK1 (Soultz-sous-Forêts, France).

Sur la figure (3.8), les carrés blancs correspondent aux trente neuf zones reconnus par Genter sur GPK1. Cette synthèse de la fracturation laisse apparaître la même tendance d'orientation générale, à savoir un azimuth $N170^\circ \pm 20^\circ$ et un pendage moyen de $70^\circ \pm 20^\circ$ *E* ou *W*. Les 15 plans obtenus montrent une tendance à un pendage fort fidèle à l'allure subverticale générale du nuage ainsi qu'à la tectonique du milieu. L'ensemble des azimuths restent étalé

dans l'étendue des 39 familles, excepté pour le crack n°2 de septembre qui correspond à la partie la plus élevée du réservoir.

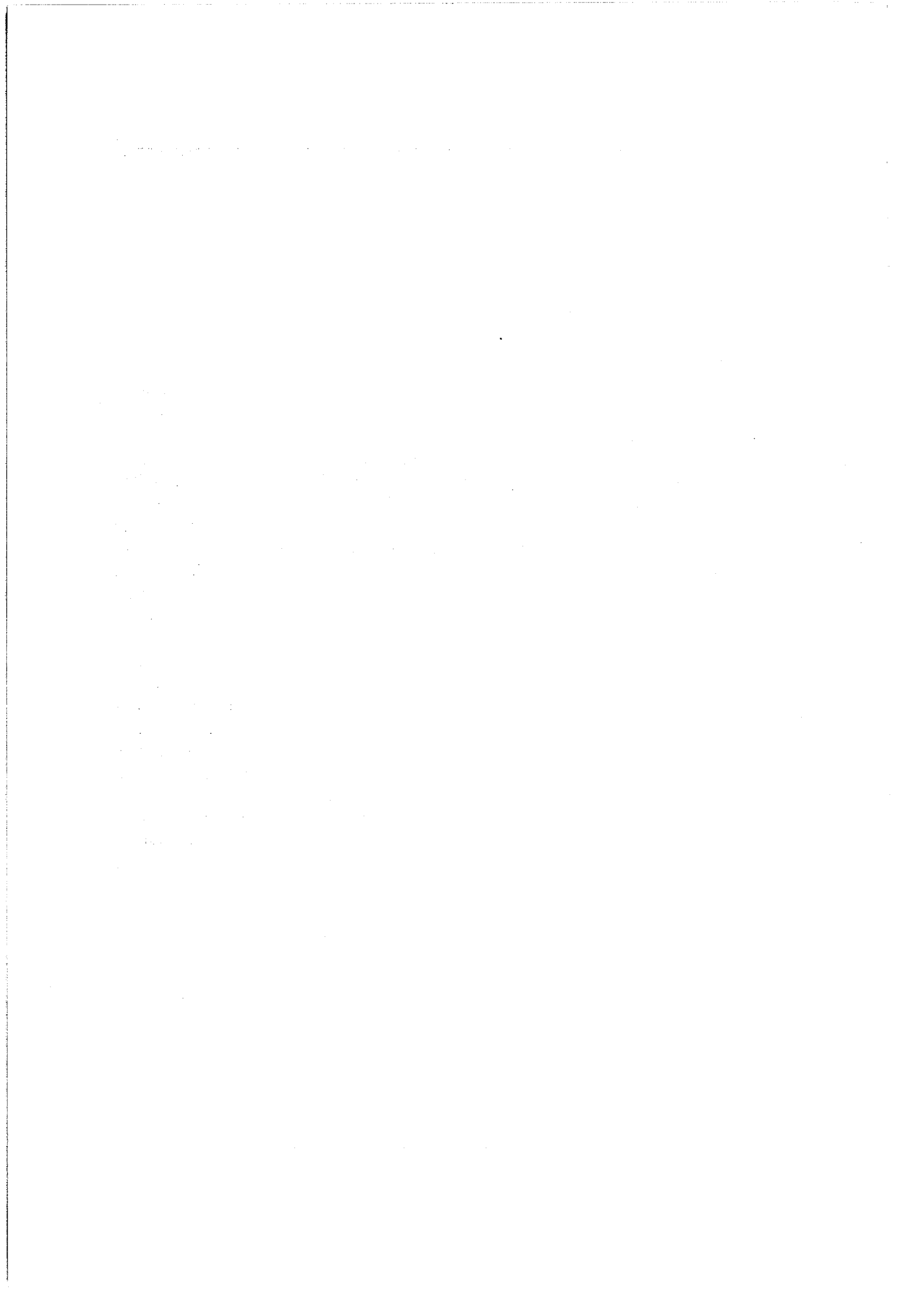
3.5 Conclusion

Ce dernier chapitre était consacré à la description de l'information sismique développée pendant des essais de fracturation hydraulique. Elle sera utilisée par la suite dans les deux autres parties. Ces ondes sismiques permettent de localiser les sources de propagation et de quantifier leurs paramètres caractéristiques, c'est à dire les mécanismes aux foyers. La magnitude des événements étant faible les sources sismiques sont appelés "événements microsismiques". Les théories de propagations d'ondes en milieux poreux mettent en évidence trois types d'ondes, deux ondes compressives et une onde de cisaillement. L'onde compressive de seconde espèce est aussi appelée *onde de Biot*. Elle caractérise les mouvements oscillatoires des particules fluides par rapport aux particules solides lors des propagations d'ondes. Elle est considérée comme représentative de la diffusion de la pression interstitielle lors de l'activité sismique et sera utilisée dans la prochaine partie pour caractériser la perméabilité d'une roche fracturée.

L'activité microsismique sera employée également dans la caractérisation de la perméabilité de la roche comme étant représentatif de la diffusion de la pression interstitielle évoluant au cours d'un essai de fracturation hydraulique. La position spatiotemporelle des événements sera utilisé comme critère principale à défaut des mécanismes aux foyers. La microsismicité servira également dans la dernière partie de cette thèse comme support géométrique de définition en trois dimensions de la perméabilité de la roche lors de l'élaboration d'un modèle de circulation de fluide. Cette distribution hétérogène pourra être couplée à des jeux de fractures observés dans les forages.

Partie II

**Diffusivité hydraulique des
roches**



Introduction

La seconde partie de cette thèse est consacrée au développement d'une méthode d'inversion de données microsismiques induites par de la fracturation hydraulique en terme de perméabilité de réservoir stimulé. Cette méthode préalablement établie par Shapiro [Shapiro et al., 1997] a été appliquée sur le site du KTB en Allemagne. Elle permet de donner une estimation d'une perméabilité effective du milieu granitique très fracturé, considéré alors comme un milieu poreux équivalent. Cette estimation est fournie sous forme d'un scalaire. Le développement de cette méthode consiste à extraire de l'information microsismique une valeur de perméabilité de type tensorielle. Cette méthode sera appliquée sur plusieurs essais de fracturation hydraulique réalisés sur des sites géothermiques du monde entier (Fenton Hill, USA, Ogachi au Japon, Soultz-sous-Forêts, France).

Pour ce faire la diffusivité hydraulique est déterminée par la résolution de l'équation de diffusion de la pression interstitielle au cours de l'essai de stimulation hydraulique. D'après les équations de la poroélasticité, ce terme de diffusivité hydraulique est directement proportionnel à la perméabilité du milieu [Biot, 1962]. En résolvant cette équation de diffusion pour un milieu homogène anisotrope un tenseur de diffusivité hydraulique conduit alors directement à la formulation d'un tenseur de perméabilité effective du réservoir stimulé par la fracturation hydraulique. Des axes prépondérants de perméabilité de plus fortes valeurs peuvent alors être mis en évidence et comparés avec d'autres observations mesurées sur site. Cette étude a été menée plus particulièrement en détail sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts en Alsace.

Chapitre 4

Diffusivité hydraulique en milieu isotrope

L'injection de fluide dans un milieu géologique provoque des perturbations mécaniques qui peuvent être décrites par la poroélasticité. Ces perturbations pourront être à l'origine de déplacements en cisaillement de par la modification de la pression interstitielle et de la contrainte effective à l'intérieur de la roche. Les mécanismes de ruptures en cisaillement constituent les sources de vibrations des particules de la roche et du fluide qui conduisent à l'obtention d'une émission acoustique. Cette relation directe entre modification de la pression interstitielle et apparition d'un événement sismique a été identifiée et quantifiée dans différents cas et à différentes échelles [Johnson and McEvilly, 1995]; [Fletcher and Sykes, 1977]; [Talwani and Acree, 1985].

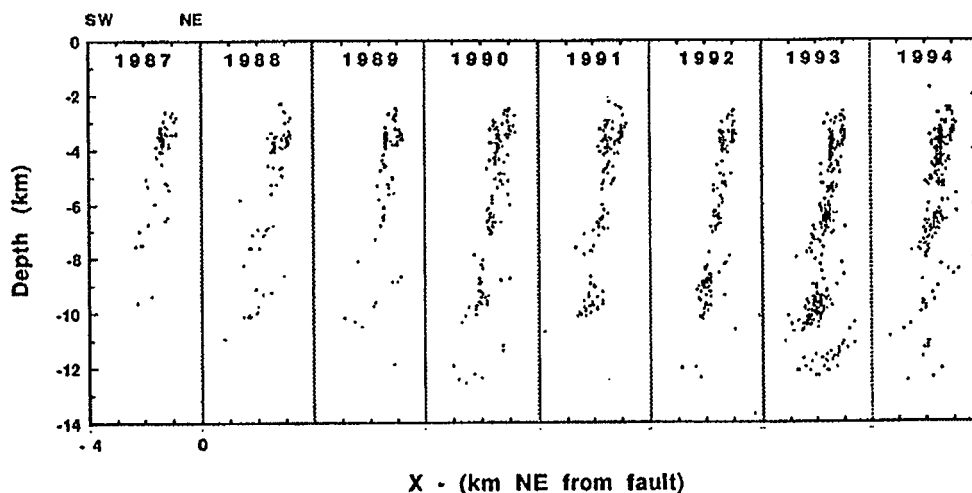


Figure 4.1: Coupe SW-NE de la faille de San Andreas sur laquelle est projetée une partie de l'activité sismique développée durant huit ans (d'après Johnson et al (1995)).

L'analyse de la sismicité dans les structures faillées peut conduire à une

étude sur la présence de fluide dans des zones profondes comme l'ont suggéré Johnson et Mc Evilly [Johnson and McEvilly, 1995] pour la faille de San Andreas. La distribution spatiale et temporelle de cette sismicité est analysée de façon à comprendre et donner une explication des comportements observés. Pour cela, Johnson suppose que pour un événement de forte magnitude, un mécanisme de diffusion de la sismicité se propagera alors le long de la faille de part et d'autre du point initial. La figure 4.1 représente une coupe de cette faille sur laquelle les événements les plus proches ont été projetés. La zone d'activité sismique possède une épaisseur d'environ 4 km. Les vitesses de propagation de la sismicité peuvent alors être interprétées soit comme une diffusion de la rupture en cisaillement sans fluides, soit par la diffusion de la pression interstitielle des fluides qui engendrent alors des mécanismes de fracturation hydraulique provoquant cette émission acoustique.

L'histoire de la tectonique de la faille de San Andreas est très complexe et importante, l'interprétation de ces données est délicate. Fletcher [Fletcher and Sykes, 1977] effectua une étude similaire sur la faille de Clarendon-Linden, USA. La proximité d'une mine de sel où plusieurs essais de fracturation hydraulique ont été réalisés sur des puits de production, constitue une source parfaitement identifiée comme précurseur d'une soudaine augmentation de la sismicité à l'intérieur de la faille.

4.1 Définition

Le mécanisme de diffusion précédemment introduit laisse supposer que la présence de fluide dans le milieu autorise ce dernier à subir des modifications pouvant entraîner l'apparition d'événements sismiques. L'estimation des vitesses de propagation de cette activité sismique est de l'ordre du mètre par seconde. Scholz [Scholz, 1990] suggère des valeurs variant de 1 à 3.3 ms^{-1} . Ces valeurs sont bien trop élevées pour correspondre à des estimations de vitesse de filtration de Darcy. Elles seraient équivalentes à des valeurs de perméabilité de l'ordre de 10^{-8} m^2 !

Cette diffusion est en fait interprétée comme étant représentative non pas de la propre *migration* du fluide à l'intérieur du milieu mais d'une *propagation d'une onde de pression* de fluide dans le milieu. Cette propagation, sous certaines conditions, peut être décrite par l'équation de diffusion déduite des équations de Navier-Stockes et de Darcy:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \Delta p \quad (4.1)$$

où D est un scalaire permettant de quantifier la vitesse de diffusion. Il s'exprime en m^2s^{-1} . L'idée d'utiliser la sismicité comme "traceur" de cette diffusion de

pression de pore permet de donner une quantification de la diffusivité hydraulique du milieu. Talwani [Talwani and Acree, 1985] propose une estimation de cette diffusivité en considérant une géométrie monodimensionnelle de propagation. Elle s'exprime par:

$$D = \frac{L^2}{t} \quad (4.2)$$

où L et t représente respectivement la distance et le temps séparant deux événements sismiques successifs. Johnson [Johnson and McEvelly, 1995] obtient des valeurs de diffusivité comprises entre 1 et 20 m^2s^{-1} pour la faille de San Andreas. Talwani [Talwani and Acree, 1985] fournit des valeurs de la croûte terrestre s'étendant de 0.5 à 50 m^2s^{-1} , Scholz [Scholz, 1990] de 1 à 10 m^2s^{-1} , et Fletcher [Fletcher and Sykes, 1977] autour de 0.1 m^2s^{-1} .

4.2 Méthode SBRC: source ponctuelle

La formulation (4.2) fournit des valeurs qui ont tendance à surestimer la diffusivité hydraulique. La méthode SBRC (**S**eismicity **B**ased **R**eservoir **C**haracterization) a été récemment développée par Shapiro [Shapiro et al., 1997]. Elle repose sur l'hypothèse que la vitesse de propagation des ondes de pression est décrite par l'onde de Biot précédemment introduite. Cette vitesse d'onde correspond à des phénomènes basses fréquences. Une nouvelle définition de la diffusivité hydraulique alors dépendante de la fréquence du signal à l'origine de l'émission de l'onde est introduite. Le problème est résolu en utilisant la mécanique vibratoire.

4.2.1 Petit rappel sur les ondes

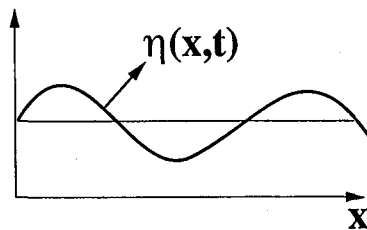


Figure 4.2: Représentation d'une onde de type sinusoidal en deux dimensions.

L'onde représentée sur la figure 4.2 peut s'écrire sous forme complexe:

$$\tilde{\eta}(x, t) = A e^{i(kx - \omega t)} \quad (4.3)$$

où $\eta(x, t)$ correspond à la partie réelle du complexe $\tilde{\eta}(x, t)$. A représente l'amplitude de l'onde. L'onde se propage longitudinalement selon x , η correspond à la

description d'une onde de type de cisaillement (les particules oscillent perpendiculairement au front d'onde). Les paramètres caractéristiques classiques de cette onde sont décrits par le nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$ et la pulsation (ou fréquence angulaire) de cette onde $\omega = 2\pi f$ avec λ et f respectivement les longueurs d'ondes et fréquences de l'onde. La célérité c de cette onde le long de x s'écrit:

$$c = \frac{\lambda}{T}$$

avec $T = 1/f$ la période de l'onde.

4.2.2 Perturbations harmoniques

Dans le cas d'une géométrie monodimensionnelle (x), une perturbation $P(x, t)$ de type harmonique peut s'écrire sous la forme:

$$\tilde{P}(a, t) = P_0 e^{i\omega t} \quad (4.4)$$

où a représente la position de la perturbation et P_0 l'amplitude maximale de cette perturbation à cette position. En séparant les variables, la solution de l'équation (4.1) peut s'écrire sous une forme harmonique:

$$\tilde{P}(x, t) = X(x)T(t) = X(x)e^{i\omega t}$$

Ainsi en considérant la condition limite (4.4) et que la solution réelle tend vers une valeur finie en l'infini, la solution de l'équation (4.1) s'écrit alors:

$$\tilde{P}(x, t) = P_0 e^{i\omega t} \exp \left[\sqrt{\frac{\omega}{2D}} (1+i) (a-x) \right] \quad (4.5)$$

Cette solution est décrite comme une onde de type exponentielle atténuée. Le coefficient d'atténuation (nombre d'onde) est $\sqrt{\omega/2D}$ et la célérité $c = \lambda/T$ de l'onde s'écrit alors $\sqrt{2D\omega}$, soit:

$$D = \frac{\lambda^2}{2\omega T^2} \quad (4.6)$$

Cette estimation introduit la notion de fréquence caractéristique d'émission de la source origine de la perturbation dans la définition de la diffusivité hydraulique. Elle s'applique pour des phénomènes basses fréquences (inférieures à la fréquence caractéristique de Biot) qui correspondent aux phénomènes de propagation de l'onde de pression interstitielle dans un milieu poreux.

4.3 Application à la fracturation hydraulique

4.3.1 Fréquences caractéristiques

Pendant les essais de fracturation hydraulique réalisés sur des forages profonds, une microsismicité se développe pendant (et même après) l'injection de fluide dans le forage. Le signal émis à la source est de type "palier". En d'autres termes, l'injection de fluide est supposée réalisée à pression constante. Ainsi, pour un événement sismique localisé à un temps t_0 , seul le signal de type:

$$\begin{cases} P(t) = P_0 & \text{pour } 0 \leq t < t_0 \\ = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.7)$$

contribue à son apparition. Tout ce qui a lieu après le temps t_0 n'est en rien liée à cet événement. En déterminant le spectre en fréquence $A(\omega)$ d'un signal de type *palier* (constant avec le temps, encore appelé fonction Heaviside notée $H(t)$) comme défini en (4.7), il vient:

$$A(\omega) = |\mathcal{F}\{H(t)\}|^2 = \left(4 P_0 \frac{\sin(\omega t_0/2)}{\omega}\right)^2 \quad (4.8)$$

avec $|\mathcal{F}\{H(t)\}|$ la norme de la transformée de Fourier de la fonction de Heaviside. La représentation de ce spectre (normalisé) sur la figure (4.3) définit le domaine des fréquences pour lesquelles le spectre possède la plus grande amplitude et donc où la probabilité d'apparition de l'événement est la plus forte. Ce domaine correspond aux fréquences angulaires ω comprises entre 0 et $2\pi/t_0$.

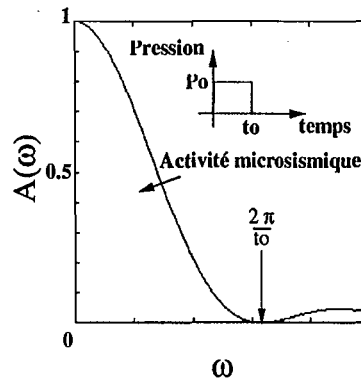


Figure 4.3: Spectre (normalisé) en fréquence d'une fonction palier ("Heaviside").

En choisissant la valeur limite de ce domaine de fréquence $\omega = 2\pi/t_0$, Shapiro et al. [Shapiro et al., 1997] définit une distance à la source limite au delà de laquelle il n'apparaît plus d'événement sismique pour un temps donné:

$$r = \sqrt{4\pi D t} \quad (4.9)$$

Roeloffs [Roeloffs, 1988] a défini un front similaire en utilisant les fluctuations du niveau de remplissage d'un lac comme initiateur de la perturbation de la pression interstitielle.

4.3.2 Hypothèses

L'application de la méthode SBRC à l'échelle d'un réservoir géothermique nécessite quelques hypothèses quand à la géométrie du problème ainsi que l'hétérogénéité du milieu. Les données actuellement disponibles sont issues de sites géothermiques de type Roche-Chaudes-Sèches (Hot Dry Rock, cf. troisième partie) correspondant à la fracturation hydraulique de milieux cristallins à des profondeurs pouvant atteindre 4000 mètres. Le site de Soultz-sous-Forêts présente une fracturation naturelle qui, associée à la stimulation artificielle conduit à un état actuel de fracturation très important dans le massif. La définition de la diffusivité hydraulique précédemment citée correspond à un milieu poreux équivalent à la roche fracturée. L'activité microsismique développée à Soultz fournit parfois plusieurs milliers d'événements selon les essais. Cette forte activité contribue à une forte fracturation du milieu et donc consolide l'approche milieu poreux équivalent. La valeur de diffusivité hydraulique estimée est une valeur effective "moyenne" du milieu rocheux où la sismicité s'est développée. Ainsi dans l'équation (4.1) la valeur de D est considérée constante et donc indépendante de la pression interstitielle au cours du temps. Cette hypothèse est une première approximation afin d'estimer D par une méthode d'inversion.

La géométrie linéaire d'un puits laisserait supposer une résolution de l'équation de Laplace dans une configuration cylindrique. Cependant, les puits ne sont jamais "ouverts" sur toute leur longueur. Seule une section, en fond de forage, reste non tubée. De plus, notamment dans le cas du forage GPK1 de Soultz-sous-Forêts, il a été constaté en observant la distribution des débits le long de la section ouverte d'une longueur de plus de 500 m, qu'une zone de faible épaisseur (50 m) contribuait jusqu'à 60% de l'évacuation du fluide. L'approche par une configuration géométrique sphérique a donc été adoptée pour résoudre l'équation de diffusion. La solution P_{sph} s'écrit:

$$P_{sph} = \frac{1}{r} P_{mono} \quad (4.10)$$

où r représente la distance à la source d'émission localisée sur le forage et P_{mono} correspond à la solution (4.5) dans l'espace unidimensionnel. La vitesse de l'onde est donc identique et le front défini par (4.9) est appliqué dans le cas sphérique.

4.4 Étude de cas

4.4.1 Soultz-sous-Forêts

Essai de septembre 1993

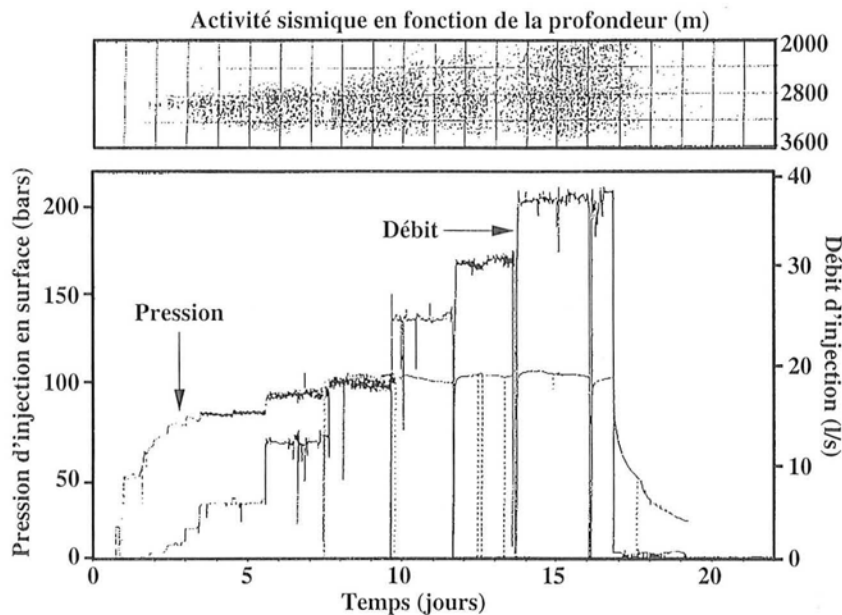


Figure 4.4: Description hydraulique mécanique et sismique de l'essai de fracturation hydraulique réalisé à Soultz-sous-Forêts en septembre 1993, (d'après Dyer et al., 1994).

Le principal objectif de cet essai était de pouvoir stimuler toute une partie ouverte du forage (de 2850 à 3600 m environ), exceptée en fond de puits (en dessous de 3400 m), correspondant à une zone très fracturée [Dyer et al., 1994]. Cette zone a donc été au préalable remplie de sable pour cet essai. Elle fut de nouveau libérée dans l'essai suivant en octobre 1993. Le test a été réalisé en 12 paliers de débit de 48 heures démarrant à 0.15 l/s jusqu'à 36 l/s (fig. 4.4). La réponse en pression est croissante jusqu'à ce que le débit atteigne les 24 l/s. À ce stade, la pression en tête de puits reste constante à un peu plus de 100 bars environ. Cette valeur semble donc être représentative de la contrainte minimale locale. Au total, 25300 m³ de fluide ont été injecté.

L'activité sismique commence à apparaître pour une pression de 60 bars. Elle semble initialement se développer autour d'un point d'injection localisé aux environs de 2920 m, pour ensuite s'étendre dans l'espace autour de ce point d'injection. Ainsi l'approximation d'une configuration sphérique de la géométrie de diffusion de la sismicité est cohérente. Plus de 18000 événements ont été enregistrés et seulement 13500 localisés. Ne sont conservés dans le calcul que les événements apparaissant durant l'injection du fluide, au total finale-

ment 9300 environ. Alors que la sismicité présente une tendance à croître plutôt vers le bas du réservoir, à partir du 7^{ème} jour l'évolution est beaucoup plus vaste et l'ensemble des points s'étend entre 2000 et 3500 m de profondeur. Une fois la source d'injection localisée sur le forage, il est alors possible de tracer une distribution spatio-temporelle de tous les événements impliqués (fig. 4.6). La définition (4.9) permet d'obtenir une estimation de la diffusivité hydraulique de $0.04 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ pour un front d'onde de pression considéré comme majorant le mieux toute l'activité sismique. Cette valeur s'intègre parfaitement dans les grandeurs d'estimation antérieurement calculées pour une croûte granitique [Johnson and McEvilly, 1995]; [Talwani and Acree, 1985]; [Scholz, 1990]; [Fletcher and Sykes, 1977].

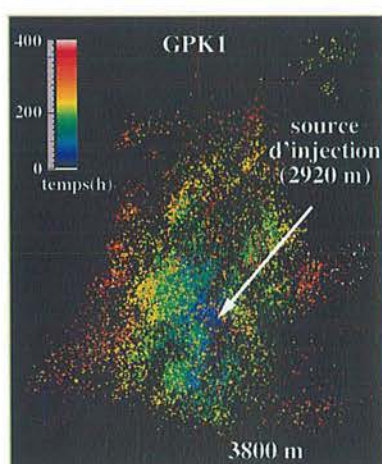


Figure 4.5: Temps d'apparition des événements microsismiques de Soultz (France) durant la fracturation hydraulique de septembre 1993 (en heures après le début de l'injection de fluide). Localisation de la source d'injection sur le forage.

Essai d'octobre 1993

Le second test de fracturation hydraulique de Soultz ayant fourni un nombre assez conséquent d'événements sismiques (plusieurs centaines) a été réalisé durant le mois d'octobre 1993 (du 11 au 21 octobre). Lors de l'essai précédent en septembre, le fond du forage avait été comblé de sable à partir de 3480 m de profondeur. Pour cet essai, le sable fut retiré et l'opération consistait à stimuler au mieux une fracture observée vers 3485 m de profondeur. Bien que la partie supérieure de la section ouverte du forage restait accessible au fluide, au vu des résultats de la microsismicité développée durant l'essai, la fracture située en profondeur a été la zone la plus stimulée par la fracturation hydraulique (fig. 4.7).

L'injection de fluide a démarré le 11 octobre 1993 avec un débit constant de 41 l.s^{-1} . Après quatre jours le débit est passé à 50 l.s^{-1} pour les dernières 24

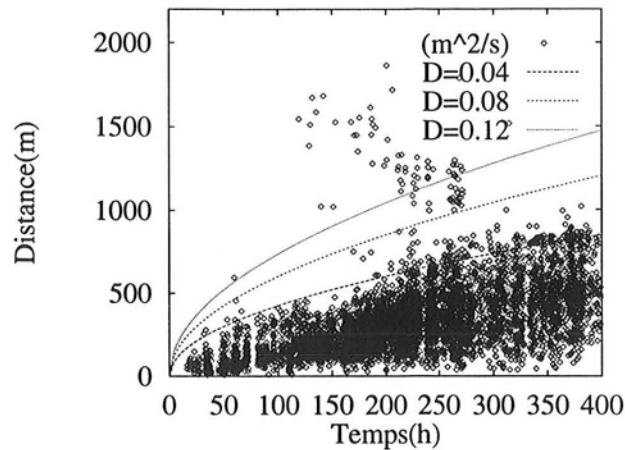


Figure 4.6: *Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Soultz (France) dans le cas d'une approximation sphérique de la géométrie du problème de diffusion. La distance correspond à celle séparant chaque événement sismique du point d'injection et le temps correspond à celui écoulé après le début de l'injection de fluide dans le forage (essai sept. 1993).*

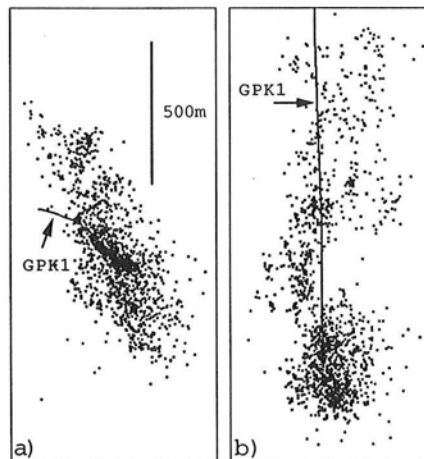


Figure 4.7: *a) Vue de dessus et b) Vue vers le Nord de l'émission acoustique développée durant la fracturation hydraulique réalisée sur le site géothermique de Soultz (France) du 11 au 21 octobre 1993.*

heures. 19300 m³ d'eau ont été injectés et 1900 événements microsismiques ont été localisés. L'apparition de cette microsismicité a débuté pour une pression d'injection de surface de 7 à 8 MPa.

La source d'injection a été choisie à la profondeur correspondant à celle de la fracture stimulée. Les résultats de l'estimation de la diffusivité fournissent des valeurs supérieures à celles issues du premier test. Les valeurs varient entre 0.04 et 0.5 m² s⁻¹ (fig. 4.8). Cependant, la répartition dans l'espace des événements microsismiques présente deux comportements. Un premier en-

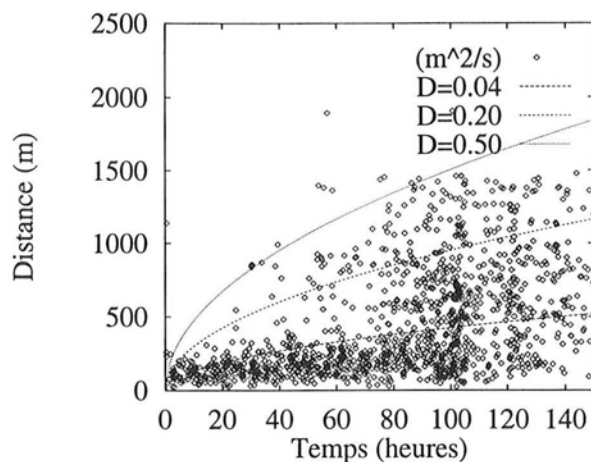


Figure 4.8: *Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Soultz-sous-Forêts (France), développés durant l'essai de fracturation hydraulique du 11 au 21 octobre 1993.*

semble de points est localisé à proximité (moins de 500 mètres) de la source d'injection et correspond à la valeur de diffusivité précédemment obtenue ($0.04 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Cette estimation correspond à la stimulation hydraulique de la fracture observée en fond de puits. Cette zone du réservoir avait été comblée de sable dans l'essai précédent. L'état de la roche est donc le même que durant l'essai de septembre et fournit donc une diffusivité analogue. Le second ensemble de points microsismiques est beaucoup plus réparti dans l'espace. Il s'étend sur un volume identique à celui de l'activité développé en septembre. L'estimation correspondrait plutôt à une *nouvelle* stimulation du réservoir et présente donc des diffusivités plus importantes, correspondant aux diffusivités du réservoir fracturé.

4.4.2 Cas de Fenton Hill

Le site de Fenton Hill est analogue à celui de Soultz-sous-Forêts. Ce forage, situé au Nouveau Mexique (USA), appartient à un prototype américain de site géothermique Hot Dry Rock. La fracturation hydraulique a été développée dans une roche cristalline à 3400 m de profondeur. Quatre sismomètres ont été utilisés pour enregistrer les secousses durant le test. L'essai a duré 61 heures et l'injection de 21600 m^3 a été réalisée avec un débit moyen de $0.1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ et une pression moyenne à la surface de 48 MPa. 11366 événements microsismiques ont été enregistrés et localisés à l'aide des repérages de temps d'arrivée des ondes P et S (fig. 4.9)[House, 1987]. Fehler [Fehler et al., 1998] fournit une étude de l'évolution du volume de matière rocheuse contenant des événements sismiques par rapport au volume de fluide injecté durant l'essai de stimulation. Une vitesse de propagation d'activité sismique très analogue à celle introduite

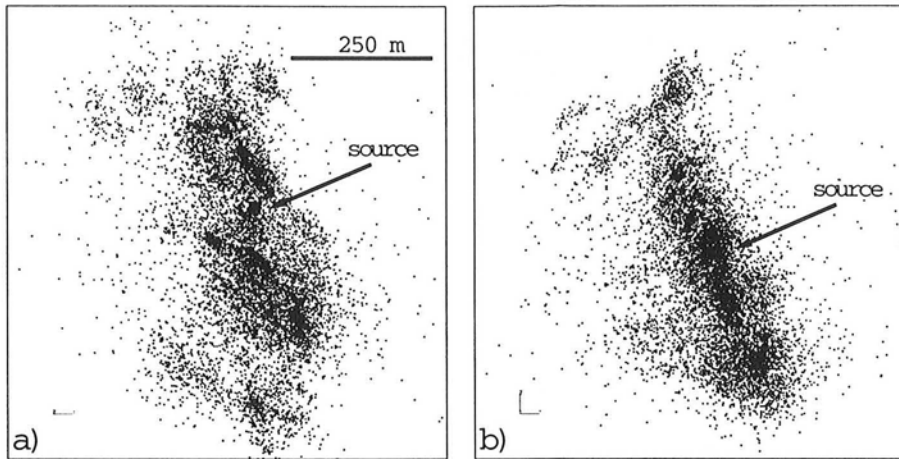


Figure 4.9: a) Vue de dessus et b) Vue vers le Nord de l'émission acoustique développée durant la fracturation hydraulique réalisée sur le site géothermique de Fenton Hill (USA) en 1983.

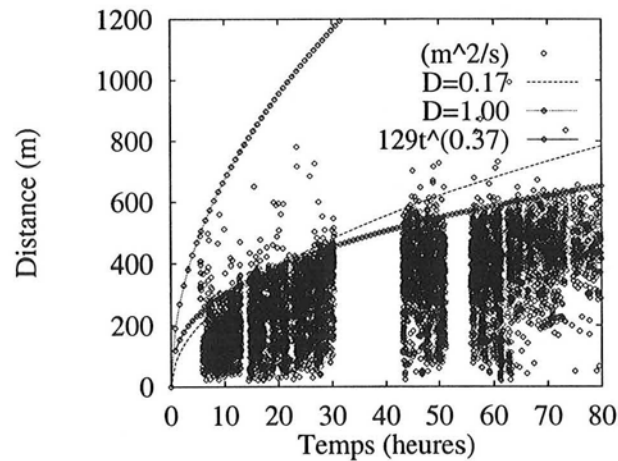


Figure 4.10: Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de Fenton Hill (USA). La distance représente celle liant chaque micro-événement au point d'injection sur le forage. Le temps correspond à celui écoulé après le début de l'injection.

par Shapiro a été calculée par Fehler [Fehler et al., 1998]. Une configuration de type sphérique est utilisée de par le fait que la section ouverte du forage est de longueur réduite (20 m) par rapport à la hauteur du nuage d'activité microsismique (1000 m). Le volume d'activité sismique est approximé par une sphère de rayon R évoluant avec le temps selon l'équation:

$$R = 129 t^{0.37}$$

Cette vitesse de propagation du volume de roche "sismiquement actif" calculé par Fehler est comparé à celle calculée par la méthode SBRC (fig. 4.10). La méthode SBRC fournit une valeur de diffusivité aux alentours de $0.17 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

. Cette valeur peut s'étendre jusqu'à $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ selon les points considérés. Ces valeurs restent toujours en accord avec les ordres de grandeurs des diffusivités introduites précédemment.

4.4.3 Cas de Ogachi

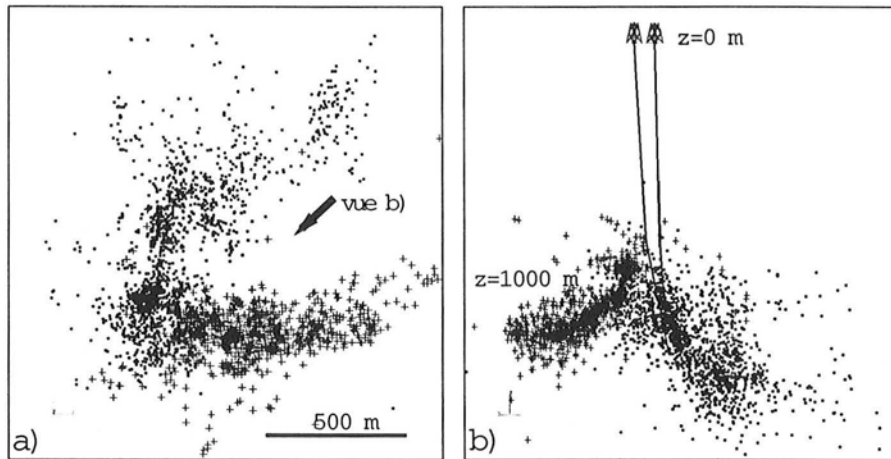


Figure 4.11: a) Vue de dessus et b) vue azimut 45° de l'émission acoustique de Ogachi (Japon) développée durant les essais de fracturation hydraulique du réservoir inférieur en 1991 à 1000 m de profondeur (cubes) et le réservoir supérieur à 700 m en 1992 (croix).

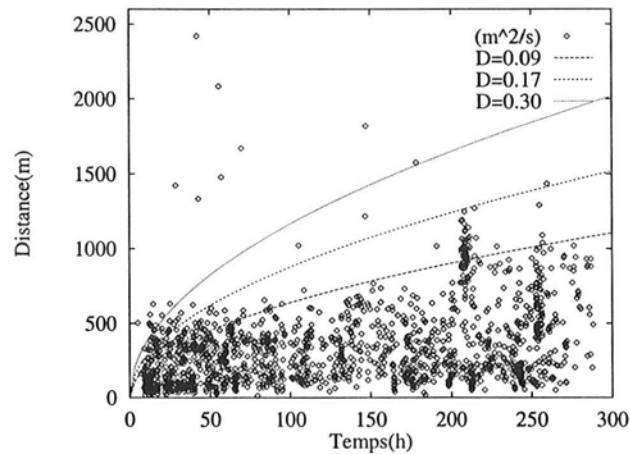


Figure 4.12: Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de 1991 à Ogachi (Japon).

Le site géothermique d'Ogachi est localisé dans le Nord-Est du Japon, pays marqué par une forte activité volcanique. Les gradients géothermiques moyens du sol ($0.2^\circ\text{C}/\text{m}$), essentiellement constitué de roches volcaniques et de granites, sont plus forts que ceux observés à Soultz et à Fenton Hill, respectivement

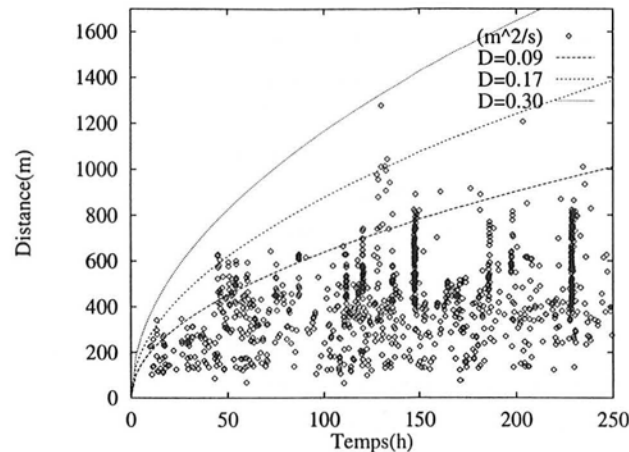


Figure 4.13: *Distribution spatio-temporelle des événements microsismiques de 1992 à Oga-chi (Japon).*

de $0.05^{\circ}\text{C}/\text{m}$ et $0.07^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Les deux réservoirs constitutifs du site géothermique sont géologiquement représentés par deux grandes failles, localisées dans les forages à des profondeurs de 700 et 1000 m où la température atteint 228°C . En 1991, 10000 m^3 d'eau ont été injectés dans la section ouverte de 10 m en fond de puits. L'activité sismique dessine une zone fracturée de 200 m d'épaisseur, 500 m de large et s'étendant sur 1000 m vers le Nord (représentée par des cubes sur la figure 4.11). En 1992, une seconde campagne de fracturation hydraulique fut menée sur ce même forage. La section ouverte en fond de puits fut remplie avec du sable. Une autre section, située à une profondeur comprise entre 711 et 719 m, fut stimulée créant une seconde zone fracturée possédant des dimensions analogues à la précédente, mais avec une extension orientée vers l'Est, en partant du forage (représentée par des croix sur la figure 4.11) plutôt que vers le Nord comme le présentait la zone précédente. Les résultats des calculs de diffusivité hydraulique sur les deux zones fracturées montrent des tendances tout à fait similaires. Une valeur de $0.09\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$ semble appropriée pour fournir une tendance générale de diffusivité pour les deux nuages. Cependant, parmi les événements apparaissant en début d'essai, certains correspondent à des valeurs plus fortes de diffusivité pouvant atteindre $0.3\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$. Ce phénomène est d'autant plus marqué sur l'essai de 1991.

4.5 Cas d'une source cylindrique

Les champs étudiés précédemment correspondent au cas où l'approximation de la configuration géométrique du problème a été choisie de type sphérique. Autrement dit, il est admis que la source d'injection sur le forage peut être représentée par un point. Cette hypothèse est confirmée par l'observation des

débits à l'intérieur du forage ainsi que par l'identification de la fracturation le long de la section ouverte du puits (pour le cas de Soultz, [Dyer et al., 1994], [Genter et al, 1997]). Il existe cependant des situations où ce type de vérification ne permet pas de justifier une position ponctuelle précise de la source d'injection. Par exemple, le second forage GPK2 du doublet géothermique du site de Soultz-sous-Forêts présente une fracturation et des fuites d'eau réparties en plusieurs zones le long de la section ouverte du forage et non pas localisées comme sur GPK1. La réponse à la fracturation hydraulique du massif ne présente alors pas forcément un comportement identique à celui prédit précédemment. Il apparaît donc utile de fournir de nouveaux éléments dans le cas où la zone d'injection sur le forage serait de géométrie cylindrique.

4.5.1 Notion de sources mixtes

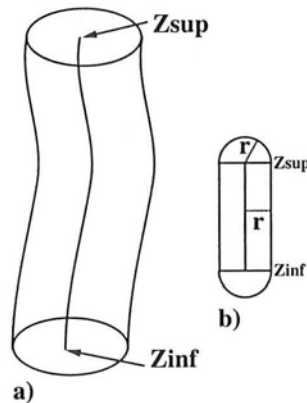


Figure 4.14: Les profondeurs limites Z_{sup} et Z_{inf} a) définissent les frontières entre les domaines à configuration géométrique sphérique et cylindrique b).

Cette approche consiste à diviser l'espace en deux systèmes de coordonnées géométriques différents. La zone d'injection est considérée comme une portion de puits, donc un cylindre d'axe de longueur finie et de trajectoire quelconque. La profondeur minimum et maximum de cette zone d'injection définissent deux frontières respectivement appelée Z_{sup} et Z_{inf} de valeurs positives. Le problème pourra être résolu en utilisant les hypothèses suivantes.

Pour tous points dont la profondeur est comprise entre Z_{sup} et Z_{inf} , le repère géométrique sera de type cylindrique. Autrement dit, chaque point pourra être défini par une longueur r , un angle ϕ et une profondeur z . z correspond à la profondeur du point, r à la distance au puits (la distance entre le point considéré et le points sur le puits à la même profondeur) et ϕ à l'angle formé par rapport à un angle de référence (par exemple l'azimut). La zone d'injection sera considérée comme un cylindre infini d'axe linéaire, de forme quelconque et de rayon égal à celui du puits.

Pour tous points dont la profondeur est soit inférieur à Z_{sup} soit supérieur à Z_{inf} , le repère sera de type sphérique comme présenté dans la méthode SBRC. La source d'injection correspondra alors respectivement au point du forage de profondeur Z_{sup} et Z_{inf} . Chaque point est défini par une seule distance r correspondant cette fois ci à la distance séparant le point considéré au point d'injection.

Dans le cas d'une géométrie cylindrique les symétries de révolution impliquent que la solution soit indépendante de l'angle ϕ et de la profondeur z . Ainsi, à partir d'un puits de forme quelconque, la solution dépendra uniquement d'une distance r définie différemment selon la profondeur du point considéré (fig. 4.14).

Cependant, les conditions aux limites sont délibérément choisies comme ne correspondant pas exactement à la réalité physique du phénomène étudié. Autrement dit, pour la partie de l'espace où la géométrie est choisie cylindrique, le problème de diffusion sera résolu pour une zone d'injection de type cylindrique *infini* et non pas fini. Ceci implique que les solutions pour les profondeurs Z_{sup} et Z_{inf} seront différentes selon la géométrie choisie.

4.5.2 Équation de la diffusion en cylindrique

La diffusion de la pression interstitielle dans le massif consiste à résoudre l'équation (4.1) en coordonnées cylindriques. Pour ce faire, la source d'injection est considérée comme un tube d'axe de forme quelconque et possédant une section circulaire de rayon a . Le signal de pression émis à la source est considéré de type harmonique. Sous forme complexe, il peut donc s'écrire :

$$\tilde{P}(a, t) = P_0 e^{i\omega t} \quad (4.11)$$

avec P_0 la valeur du palier de pression émis à la source.

La solution en pression est une fonction du temps et de la distance r , ainsi l'équation (4.1) s'écrit en coordonnées cylindriques:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{1}{D} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4.12)$$

En supposant que la solution soit de type harmonique en temps, la méthode de la séparation des variables conduit à la formulation de la solution suivante:

$$\tilde{P}(r, t) = f(r) e^{i\omega t}$$

avec $f(r)$ la partie complexe de la pression dépendante uniquement de la distance r . L'équation (4.12) devient:

$$r^2 \frac{d^2 f}{dr^2} + r \frac{df}{dr} - r^2 \frac{i\omega}{D} f = 0 \quad (4.13)$$

avec $i = \sqrt{-1}$ le nombre imaginaire.

L'équation (4.13) est une équation de Bessel du type:

$$x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} - (i(\tau x)^2 + n^2) y = 0 \quad (4.14)$$

possédant pour solution:

$$y = c_1 J_n \left(i^{\frac{3}{2}} \tau x \right) + c_2 K_n \left(i^{\frac{1}{2}} \tau x \right) \quad (4.15)$$

où c_1 et c_2 sont des constantes, et J_n et K_n sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce et les fonctions modifiées de Bessel d'ordre n . La solution de l'équation (4.13) s'écrit alors:

$$f(r) = c_1 J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\omega}{D}} x \right) + c_2 K_0 \left(i^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{\omega}{D}} x \right) \quad (4.16)$$

Les deux conditions limites permettent de déterminer les constantes. D'une part le signal émis à la source est décrit par l'équation (4.11). D'autre part, le module $|f|$ doit tendre vers 0 à l'infini pour que la solution reste bornée.

La fonction de Bessel $J_0(i^{\frac{3}{2}} x)$ se décompose en un terme réel et une partie imaginaire de la façon suivante,

$$J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} x \right) = Ber(x) + i Bei(x)$$

où Ber et Bei sont deux séries s'exprimant par:

$$\begin{aligned} Ber(x) &= 1 - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^2}{2!^2} + \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^8}{4!^2} - \dots \\ Bei(x) &= \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^6}{3!^2} + \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{10}}{5!^2} - \dots \end{aligned}$$

Ces deux séries divergent à l'infini ce qui implique:

$$c_1 = 0$$

La fonction modifiée de Bessel $K_0(i^{\frac{1}{2}} x)$ peut elle aussi se décomposer en une partie réelle et une partie imaginaire:

$$K_0 \left(i^{\frac{1}{2}} x \right) = Ker(x) + i Kei(x)$$

Les fonctions Ber , Bei , Ker et Kei sont aussi appelées les *fonctions de Kelvin*. Ker et Kei s'expriment par:

$$\begin{aligned} Ker(x) &= - \left(\ln \left(\frac{x}{2} \right) + \gamma \right) Ber(x) + \frac{\pi}{4} Bei(x) \\ &\quad + 1 - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^4}{2!^2} \left(1 + \frac{1}{2} \right) + \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^8}{4!^2} \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{4} \right) - \dots \\ Kei(x) &= - \left(\ln \left(\frac{x}{2} \right) + \gamma \right) Bei(x) - \frac{\pi}{4} Ber(x) \\ &\quad + \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^6}{3!^2} \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \right) + \dots \end{aligned}$$

avec γ la constante d'Euler:

$$\begin{aligned}\gamma &= \lim_{p \rightarrow +\infty} \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{p} - \ln(p) \right) \\ &= 0.5772156 \dots\end{aligned}$$

Les séries Ker et Kei convergent à l'infini et permettent d'obtenir la formulation suivante de la solution (4.16):

$$f(r) = P_0 \frac{K_0 \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} r \right)}{K_0 \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} a \right)} \quad (4.17)$$

D'où l'écriture complexe de la solution générale du signal de pression:

$$\tilde{P}_{\text{cyl}}(r, t) = P_0 e^{i\omega t} \frac{K_0 \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} r \right)}{K_0 \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} a \right)} \quad (4.18)$$

En écrivant la solution issue de la méthode SBRC défini par (4.10) sous la forme:

$$\tilde{P}_{\text{sph}}(r, t) = P_0 e^{i\omega t} \frac{\chi \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} r \right)}{\chi \left(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} a \right)} \quad (4.19)$$

avec

$$\chi(\tau x) = \frac{e^{-\tau x}}{\tau x}$$

une analogie apparaît entre les solutions de l'équation de diffusion calculées dans deux configurations géométriques différentes.

4.5.3 Relaxation spatio-temporelle de la pression

La limite définie en (4.6) représente la vitesse d'un front évoluant dans l'espace et dans le temps traduisant l'arrivée d'une première "vague de pression interstitielle" se propageant dans un milieu poreux saturé. L'état mécanique du massif rocheux est supposé être proche de la rupture de manière à ce que la moindre variation substantielle de la pression interstitielle mène à la fracturation hydraulique de la roche et conduise à l'apparition de l'événement microsismique [Shapiro et al., 1997]. Ceci est confirmé par le fait que durant les essais de fracturation hydraulique, la microsismicité apparaît toujours de façon significative pour une valeur de pression d'injection donnée correspondant à la pression de

fracturation. Ainsi, pour un signal d'injection de fréquence ω , il est possible de déterminer une distance à la source où la pression hydraulique dans le massif devient supérieure à une valeur ϵ significative d'une variation substantielle.

En utilisant la formulation complexe de la pression interstitielle $\tilde{P}(r, t)$, il convient alors de chercher la distance r à la source où le module de pression sera inférieur à une valeur seuil ϵ , soit:

$$\left| \frac{\tilde{P}(r, t)}{P_0} \right| < \epsilon$$

Cette écriture correspond au module normé de l'expression complexe de la solution en pression. La formulation de ce module normé pour les solutions monodimensionnelles (4.5) s'écrit:

$$\left| \frac{\tilde{P}_{1D}(r, t)}{P_0} \right| = \exp \left((a - r) \sqrt{\frac{\omega}{2D}} \right)$$

Ainsi, en traçant l'expression de ce module en fonction de $(r - a) \sqrt{\omega/2D}$, l'atténuation de la pression est raisonnablement atteinte (fig.4.15) pour:

$$(r - a) \sqrt{\omega/2D} < 2\pi$$

Cette relation est équivalente à un ϵ égal à $\exp(-2\pi) = 1.910^{-3}$. Cette relation a été développée dans les travaux de Roeloffs [Roeloffs, 1988] dans le cas d'un chargement harmonique en temps appliqué sur un sol. En utilisant le principe de la méthode SBRC qui permet de définir les fréquences caractéristiques ω en fonction du temps d'apparition des événements microsismiques t par $\omega = 2\pi/t$, il vient alors l'expression du front limite suivant:

$$(r - a) = \sqrt{4\pi D t}$$

qui, pour des tailles de source a très petites devant les distances r correspond au front défini en (4.9).

Cette distance limite représente la zone autour de la source d'injection où la pression n'est pas nulle et donc où l'activité sismique a statistiquement le plus de chance d'apparaître.

Ainsi, pour une fréquence ω donnée et une même roche (même diffusivité hydraulique), les modules de la solution complexe $|\tilde{P}(r, t)/P_0|$, pour chaque géométrie (monodimensionnelle, sphérique et cylindrique), s'écrivent:

$$\begin{aligned} \text{mod}_{1D} &= \exp(-\tau(x - a)) \\ \text{mod}_{sph} &= \exp(-\tau(x - a)) a/x \\ \text{mod}_{cyl} &= \exp(-\tau(x - a)) \sqrt{a/x} \end{aligned}$$

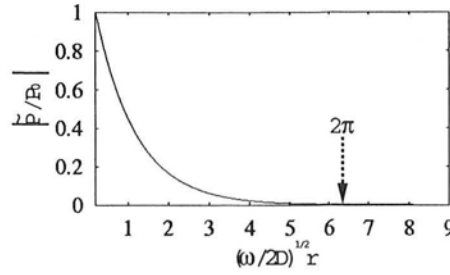


Figure 4.15: Expression de l'atténuation de la pression durant un essai de fracturation hydraulique exprimé dans un repère monodimensionnel.

avec $\tau = \sqrt{\frac{\omega}{2D}}$ et a représente la taille de la source. La formulation fournie en cylindrique est une approximation de son module pour les grandes distances, soit:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\tilde{P}_{cyl}(r, t)}{P_0} \right| &= \frac{|K_0(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} r)|}{|K_0(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} a)|} \\ &= \frac{N_0(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} r)}{N_0(\sqrt{\frac{i\omega}{D}} a)} \\ &= \sqrt{\frac{a}{r}} \exp(-\tau(r - a)) \end{aligned}$$

avec:

$$N_0(x) = \sqrt{Ker(x)^2 + Kei(x)^2}$$

et:

$$N_0(x) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{2}}\right)$$

pour x grand [Abramowitz and Stegun, 1972].

En comparant ces trois modules, il apparaît que celui correspondant à la géométrie cylindrique décroît plus rapidement que celui en monodimensionnel et moins rapidement que celui en sphérique (fig. 4.16).

4.6 Applications

L'exemple des essais de fracturation hydraulique du forage GPK2 à Soultz-sous-Forêts correspond à la situation où la source d'injection reste difficile à

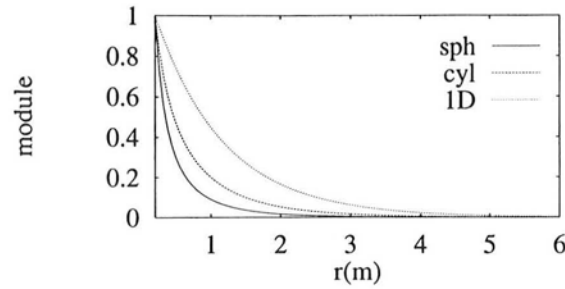


Figure 4.16: Comparaison des modules des solutions complexes des pressions interstitielles correspondant à trois géométries différentes (sphérique, cylindrique et monodimensionnelle). Le terme $\tau = \sqrt{\frac{\omega}{2D}}$ est pris égal à 1, et le rayon de la source a est choisi égal à 20 centimètres.

déterminer en tant que point-source. La comparaison des débits observés en fonction de la profondeur montre clairement qu'il existe plusieurs zones de fuites de fluides le long de la section ouverte du forage GPK2 à l'opposé de GPK1 où la majeure partie du fluide s'évacue dans les cinquante premiers mètres. Deux essais majeurs (produisant un nombre importants d'événements microsismiques) ont été réalisés sur GPK2, le premier en 1995 et le second en 1996 [Wilson et al., 1996],[Jones and Juppe, 1997]. Une représentation des activités microsismiques est fournie dans la troisième partie. Les deux nuages ont produit plus de 5000 événements. Une comparaison entre la solution en sphérique et celle en cylindrique avec les hypothèses décrites précédemment a été réalisée sur les deux essais (fig. 4.17, 4.18).

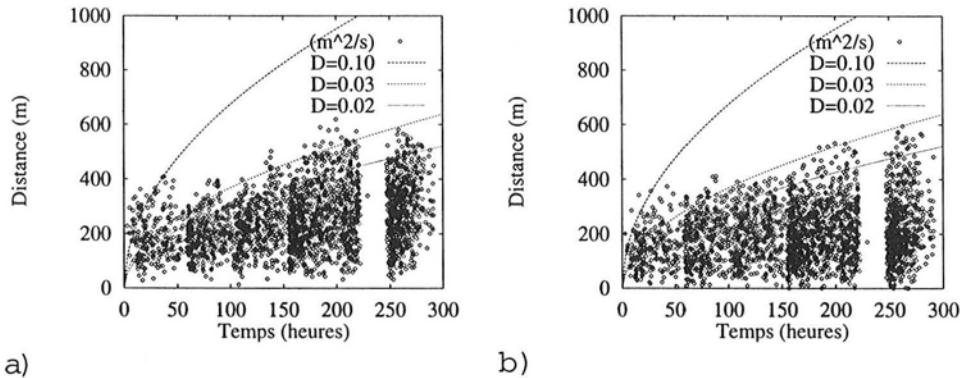


Figure 4.17: Comparaison des solutions a) sphérique et b) cylindrique du calcul de diffusivité à partir de la microsismicité développée durant l'essai de fracturation hydraulique de 1995 réalisé sur le site de Soultz-sous-Forêts en Alsace, (France).

La correction apporté par l'étude en coordonnées cylindriques de l'équation de diffusivité ne modifie pas de façon drastique les valeurs de diffusivité estimées par le calcul en sphérique. Cependant, elles permettent de confirmer une estimation plutôt qu'une autre en déplaçant tous les points "vers le bas"

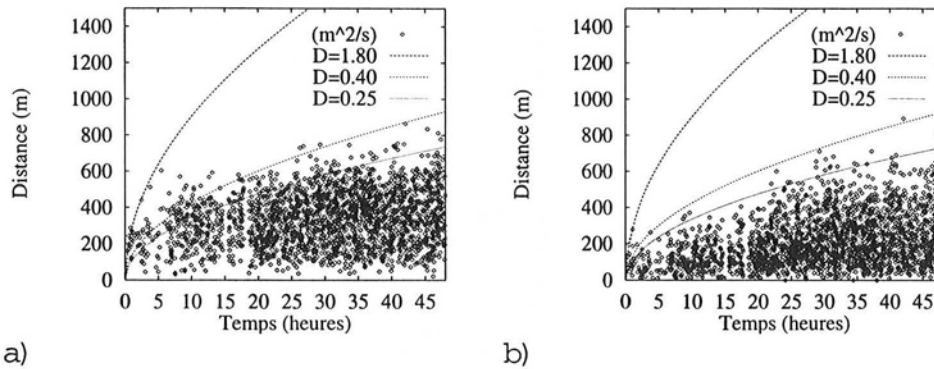


Figure 4.18: Comparaison des solutions a) sphérique et b) cylindrique du calcul de diffusivité à partir de la microsismicité développée durant l'essai de fracturation hydraulique de 1996 réalisé sur le site de Soultz-sous-Forêts en Alsace, (France).

sur le tracé spatio-temporel des points microsismiques.

4.7 Discussion

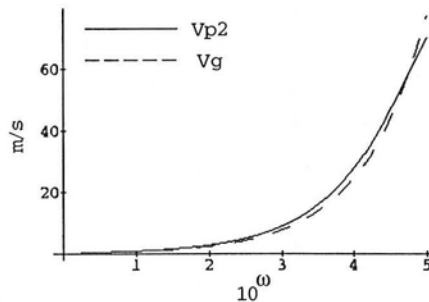


Figure 4.19: Comparaison entre la vitesse de Biot V_{p2} (lente) et la vitesse de groupe V_g définie par Shapiro [Shapiro et al., 1997] en fonction de la pulsation ω pour une perméabilité de $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ conduisant à une diffusivité hydraulique de $0.02 \text{ m}^2/\text{s}$.

Dans cette approche, l'information sismique est utilisée comme traceur de la diffusion de la pression dans l'espace et dans le temps. Nous avons vu que ce mécanisme de diffusion s'explique par l'existence d'une seconde vitesse d'onde V_{p2} , de type compressif, révélée par la théorie de Biot [Biot, 1956a]. La vitesse de l'onde de Biot, dans le domaine des basses fréquences, est représentative de la vitesse de diffusion de la pression interstitielle. Dans le cas de Soultz, les fréquences dominantes peuvent être calculées à partir de la durée des essais de fracturation hydraulique. Ces durées sont de l'ordre de plusieurs jours, ce qui donne des ordres de grandeurs de fréquences de $1/(3600 \times 24) \simeq 10^{-5}$. Dans le cas de perturbation harmonique, nous avons constaté que la vitesse de groupe V_g de diffusion de l'onde résultante ("vitesse de groupe") s'écrit $V_g =$

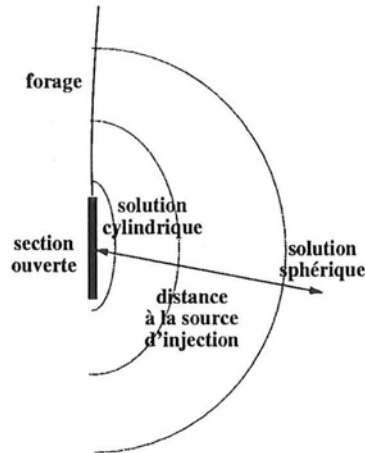


Figure 4.20: La géométrie bornée de la condition limite à la source d'injection conduit à une solution du champ de pression comprise entre le calcul en cylindrique pour les points proches du puits et le calcul en sphérique pour les points loin de la source.

$\sqrt{2D\omega}$, (voir l'expression (4.6) et dépend de la diffusivité. Ainsi, en utilisant l'expression (3.5) fournie par Dvorkin [Dvorkin and Nur, 1993], il est possible de trouver une diffusivité hydraulique associée à une perméabilité donnée. Dans le cas de Soultz, les estimations sont cohérentes avec la comparaison entre les vitesses de diffusion de pression et d'onde lente. Ainsi, pour une perméabilité de $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ et une diffusivité hydraulique d'environ $0.02 \text{ m}^2/\text{s}$, les deux ondes dans le domaine des basses fréquences sont identiques (fig. 4.19). Cette valeur est donc en accord avec les estimations isotropes précédemment données.

Dans cette approche, tous les points ne sont pas pris en compte. Seuls ceux correspondant à l'évolution la plus "rapide" dans l'espace du nuage serviront à l'estimation de la diffusivité. Ainsi, pour un point placé à une distance r_0 de la source d'injection, la méthode fournit une valeur du coefficient de diffusion D d'une onde de pression en estimant le premier temps d'arrivée de cette onde t_0 à l'aide des points microsismiques possédant le temps le plus petit pour cette distance r_0 (fig. 4.10). Mais d'autres événements peuvent apparaître pour cette même distance à un temps ultérieur. Ils correspondent à une nouvelle vague basse fréquence issue de l'émission du signal de pression à la source de type palier. La valeur de la diffusivité hydraulique correspondant à ces points est différente (supérieure) de l'estimation précédente car ces points correspondent à une nouvelle fracturation hydraulique réalisée après le passage du premier front d'onde. Cependant il est impossible de la déterminer sans connaître le décalage à l'origine des temps de la nouvelle vague de pression émise par la source. La valeur fournie par la méthode SBRC correspond à la vague issue du signal émis au départ de l'injection. Elle représente donc une moyenne globale correspondant à l'état de la roche perturbé après le premier passage de l'onde de pression.

La résolution de l'équation de diffusion fournit une solution qui ne répond pas exactement à la réalité du problème. La géométrie de la source est bornée et la solution correspondant à ce cas reste plus délicate à déterminer. Cependant, cette formulation et la solution en sphérique sont complémentaires et fournissent deux bornes limites. En effet, pour les points situés à une distance proche de la source (dans le sens de "petite devant la hauteur de la partie ouverte du puits"), la solution en cylindrique devient une bonne approximation. Elle correspond au cas limite où la distance à la source des points tend vers zéro. Inversement pour les points situés à une grande distance de la source, la géométrie de cette dernière tend vers un point et la solution en sphérique correspondra à la situation limite où la distance tend vers l'infini (fig. 4.20).

Chapitre 5

Diffusivité hydraulique en milieu anisotrope

Les roches cristallines étudiées sont fracturées à la fois naturellement et artificiellement par l'injection de fluide dans le forage. Cette fracturation naturelle contribue à l'existence d'une anisotropie des contraintes mise en évidence lors des mesures du tenseur par des tests de petite fracturation hydraulique. À l'échelle du réservoir, cette anisotropie du champ des contraintes contrôle une partie de l'ouverture d'un réseau de fractures, lui-même support de la circulation de fluide. Le sens d'injection du fluide est aussi prépondérant dans la construction des fractures artificielles. Il y a donc un comportement hydromécanique liant à la fois les orientations du réseau de fractures naturelles,

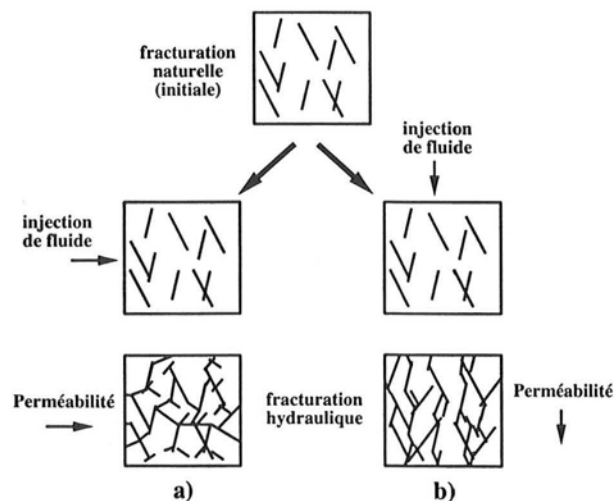


Figure 5.1: Schématisation du couplage hydromécanique mis en jeu pendant la fracturation hydraulique. La direction des chemins perméables (capable de traverser l'élément cubique) dépend à la fois du champ de fractures naturelles et du sens de l'injection de fluide. La perméabilité sera plus importante pour les chemins b) que a).

l'anisotropie du champ de contraintes et celle de la perméabilité (fig. 5.1).

Les nuages de points microsismiques sont souvent constitués d'un nombre important d'événements. Ainsi, ils possèdent une anisotropie géométrique pouvant être interprétée physiquement comme représentative du phénomène hydromécanique précédemment décrit. Elle sera considérée comme significative de l'anisotropie de la diffusivité de la pression interstitielle durant la fracturation hydraulique.

5.1 Décomposition spatiale

Il apparaît donc possible de tester la sensibilité de la méthode SBRC selon différentes directions d'observation. Pour ce faire, la diffusivité hydraulique sera définie isotrope dans une direction de l'espace. Chaque secteur devra contenir un nombre de points suffisamment important pour être à la fois représentatif d'une orientation dans l'espace mais aussi significatif d'une estimation de la diffusivité dans cette direction. Cette dernière est définie par un vecteur centré au point d'injection et s'éloignant à l'infini de la source. Ainsi, pour un point microsismique P situé dans l'espace et une source d'injection représentée par un point O sur le forage, la direction sera alors représentée par le vecteur \overrightarrow{OP} . Dans le cas cylindrique, il faudrait alors projeter perpendiculairement P sur la zone cylindrique d'injection en un point O' et la direction représentative serait alors $\overrightarrow{O'P}$.

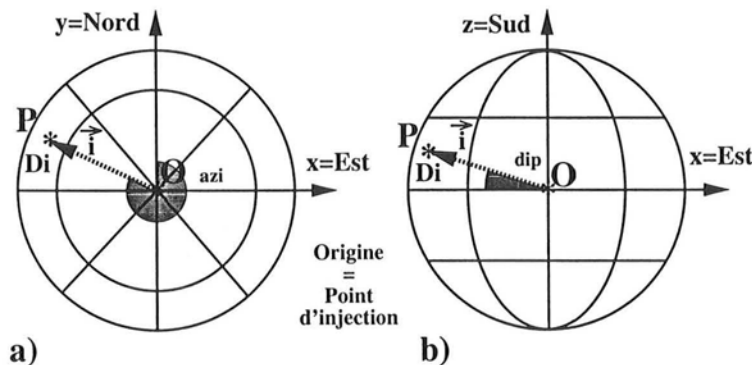


Figure 5.2: Vue du dessus a) et vue du Sud b) de la décomposition de l'espace en 32 secteurs. Le cadran trigonométrique a été divisé en 8 selon les azimuts (*azi*) et selon les pendages (*dip*).

L'espace est ensuite décomposé en M secteurs de la façon suivante. L'azimut est défini comme l'angle par rapport au Nord (c'est à dire l'axe (O, y)) du vecteur directionnel \overrightarrow{OP} , et le pendage est défini comme l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale (l'axe (O, x) orienté vers l'Est) de \overrightarrow{OP} . Les échelles des angles d'orientation s'étendent de 0 à 360° pour les azimuts et de -90° à

+90° pour les pentages (comptés positifs pour les points d'altitude supérieure à celle de la source). Ces deux échelles ont été divisées en huit *quartiers* d'angle 45° fournissant une décomposition spatiale en $M = 32$ secteurs (fig. 5.2).

Une valeur moyenne de diffusivité hydraulique est alors déterminée pour chaque quartier d'espace en utilisant les points compris à l'intérieur. Le résultat représente donc un ensemble de 32 valeurs de "*diffusivités directionnelles*". À chacune de ces valeurs moyennes (valeur D_i) est associée une orientation moyenne définie par un vecteur passant par le centre d'injection et possédant l'azimut et le pendance moyen de chaque quartier (le vecteur \vec{i}).

Sur le nuage d'activité microsismique développé durant la stimulation du forage GPK1 à Soultz, il est possible de noter une sensible variation des valeurs de diffusivité selon les secteurs. Un exemple est illustré pour deux d'entre eux (fig. 5.3). Pour le "*secteur1*" et le "*secteur2*" les azimuts sont compris entre 315° et 270° et 225° et 180° respectivement. Les pentages sont compris entre -90° et -45° pour les deux secteurs. Ces deux portions de volumes contiennent deux ensembles de points permettant d'obtenir une estimation de la diffusivité hydraulique respectivement de 0.01 et 0.035 m² s⁻¹.

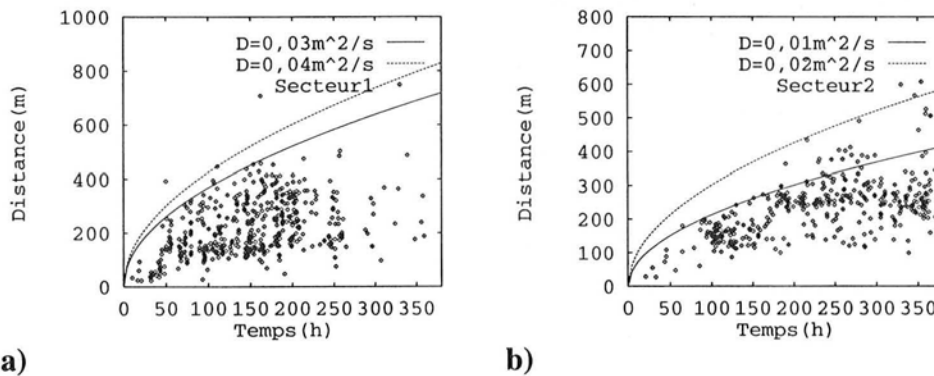


Figure 5.3: Illustration de la variation directionnelle de la diffusivité hydraulique dans l'espace pour deux secteurs de l'espace. a) azimut = $292.5^\circ \pm 22.5^\circ$, pendance = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$, b) azimut = $202.5^\circ \pm 22.5^\circ$, pendance = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$ (hypothèse d'une source ponctuelle).

5.2 Anisotropie de diffusion

Accorder une variation directionnelle de la diffusivité hydraulique dans l'espace, implique une modification de l'équation de diffusion. La diffusivité hydraulique est alors mathématiquement définie comme tensorielle et l'équation (4.1) s'écrit:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \cdot (\bar{\bar{D}} \nabla p) \quad (5.1)$$

avec $\bar{\bar{D}}$ le tenseur de diffusivité et ∇x le signe "nabla de x", soit le vecteur gradient de la variable x .

Le tenseur de diffusivité est du second ordre, il peut donc être représenté par la matrice D_{ij} . Il existe un repère principal dans lequel la matrice D_{ij} est diagonale et où l'équation (5.1) prend alors la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= D_{xx} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + D_{yy} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + D_{zz} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \\ &= \frac{tr(\bar{\bar{D}})}{3} \left(\varepsilon_x \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

où D_{ii} sont les valeurs propres de la matrice D_{ij} exprimée dans son repère principal (O, x, y, z) , (l'indice i correspond à la variable x pour 1, y pour 2, z pour 3), $tr(\bar{\bar{D}}) = D_{xx} + D_{yy} + D_{zz}$, et:

$$\varepsilon_x = \frac{3D_{xx}}{tr(\bar{\bar{D}})} \quad \varepsilon_y = \frac{3D_{yy}}{tr(\bar{\bar{D}})} \quad \varepsilon_z = \frac{3D_{zz}}{tr(\bar{\bar{D}})}$$

En se plaçant dans le repère suivant:

$$X = \frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} \quad Y = \frac{y}{\sqrt{\varepsilon_y}} \quad Z = \frac{z}{\sqrt{\varepsilon_z}} \quad (5.3)$$

(5.2) s'écrit à présent:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{tr(\bar{\bar{D}})}{3} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial Z^2} \right) \quad (5.4)$$

Cette dernière formulation est analogue à l'équation (4.1). Il apparaît donc que pour un espace transformé par l'expression (5.3), la diffusion de la pression interstitielle puisse être de nouveau décrite comme isotrope avec un coefficient de diffusivité de type scalaire et égale à:

$$\frac{tr(\bar{\bar{D}})}{3}$$

Ainsi, le front d'arrivée de la première vague de pression peut s'écrire sous une forme:

$$r^{aniso} = \sqrt{4\pi D^{aniso} t} \quad (5.5)$$

où l'indice x^{aniso} signifie que la variable x est exprimée dans le repère transformé décrit par l'expression (5.3). Soit,

$$\begin{aligned} r^{aniso} &= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \\ &= \sqrt{\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z}} \end{aligned}$$

et,

$$D^{aniso} = \frac{tr(\bar{\bar{D}})}{3}$$

Le front d'onde décrit en (5.5) prend alors la formulation suivante:

$$4 \pi t = \frac{1}{D^{aniso}} \left(\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} \right) \quad (5.6)$$

Dans le repère principal:

$$\bar{\bar{D}} = D^{aniso} \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \Rightarrow \bar{\bar{D}}^{-1} = \frac{1}{D^{aniso}} \begin{pmatrix} 1/\varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & 1/\varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & 1/\varepsilon_z \end{pmatrix}$$

avec $\bar{\bar{D}}^{-1}$ l'inverse de $\bar{\bar{D}}$. Il apparaît ainsi une écriture de (5.6) sous forme quadratique:

$$4 \pi t = \vec{u}^t D^{-1} \vec{u} \quad \text{avec} \quad \vec{u} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

conduisant à la formulation valide pour tout repère:

$$4 \pi t = r^2 \vec{n}^t D^{-1} \vec{n}$$

avec \vec{n} le vecteur directeur normé permettant de définir une orientation dans l'espace partant de la source et allant vers l'infini.

Il vient ainsi, l'écriture de la formulation générale, dans le cas d'une diffusion anisotrope de la pression interstitielle, de l'évolution spatio-temporelle du premier front d'onde de pression émis durant un essai de fracturation hydraulique:

$$r = \sqrt{\frac{4 \pi t}{\vec{n}^t \bar{\bar{D}}^{-1} \vec{n}}} \quad (5.7)$$

Exprimé dans son référentiel principal, ce front présente une forme géométrique de type ellipsoïdal.

5.3 Implémentation numérique

L'étude précédente a permis de définir un nouveau front spatio-temporel dépendant du tenseur de diffusivité moyen équivalent au milieu poreux saturé que constitue le réservoir fracturé. La décomposition spatiale permet d'obtenir

une estimation de ce tenseur de diffusivité pour M directions différentes. Il apparaît donc envisageable d'utiliser cette information de type *discrète*, pour fournir une approximation du tenseur fournissant une information *continue* de la diffusion directionnelle. La diffusivité hydraulique dans la direction \vec{n} , D_n peut s'exprimer en fonction du tenseur de diffusivité par la relation:

$$\vec{n}^t \bar{D}^- \vec{n} = \frac{1}{D_n} \quad (5.8)$$

En écrivant (5.8) pour les 32 directions, il s'en déduit un système de M équations à 6 inconnues: les 6 composantes du tenseur de diffusivité défini symétrique positif. Soit,

$$\begin{aligned} \vec{n}^t \bar{D}^- \vec{n} &= (n_x, n_y, n_z) \begin{pmatrix} D_{xx}^- & D_{xy}^- & D_{xz}^- \\ D_{xy}^- & D_{yy}^- & D_{yz}^- \\ D_{xz}^- & D_{yz}^- & D_{zz}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} \\ &= n_x^2 D_{xx}^- + n_y^2 D_{yy}^- + n_z^2 D_{zz}^- \\ &\quad + 2n_x n_y D_{xy}^- + 2n_x n_z D_{xz}^- + 2n_y n_z D_{yz}^- \\ &= \frac{1}{D_n} \end{aligned}$$

qui pour les M directions peut s'écrire sous la forme du système,

$$\begin{bmatrix} n_{x1}^2 & n_{y1}^2 & n_{z1}^2 & 2n_{x1}n_{y1} & 2n_{x1}n_{z1} & 2n_{y1}n_{z1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ n_{xM}^2 & n_{yM}^2 & n_{zM}^2 & 2n_{xM}n_{yM} & 2n_{xM}n_{zM} & 2n_{yM}n_{zM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_{xx}^- \\ D_{yy}^- \\ D_{zz}^- \\ D_{xy}^- \\ D_{xz}^- \\ D_{yz}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{D_1} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \frac{1}{D_M} \end{bmatrix}$$

avec le vecteur \vec{n}_i correspondant aux M directions différentes,

$$\vec{n}_i = \begin{vmatrix} n_{xi} \\ n_{yi} \\ n_{zi} \end{vmatrix}$$

pour $i = 1 \dots M$.

Sous forme matricielle, le système devient,

$$\bar{A} \vec{X} = \vec{B} \quad (5.9)$$

avec \bar{A} une matrice de dimension $6 \times M$ dont chaque ligne s'écrit,

$$n_{xi}^2, n_{yi}^2, n_{zi}^2, 2n_{xi}n_{yi}, 2n_{xi}n_{zi}, 2n_{yi}n_{zi}$$

et,

$$\begin{aligned}\vec{X} &= (D_{xx}^-, D_{yy}^-, D_{zz}^-, D_{xy}^-, D_{xz}^-, D_{yz}^-)^t \\ \vec{B} &= \left(\frac{1}{D_1}, \dots, \frac{1}{D_M}\right)^t\end{aligned}$$

Le système (5.9) est surdimensionné. En utilisant la méthode des moindres carrés il est possible d'obtenir une approximation de la matrice \bar{D}^- par:

$$\vec{X}^* = (\bar{A}^t \bar{A})^{-1} \bar{A}^t \vec{B}$$

où \vec{X}^* est le vecteur approché du vecteur \vec{X} issu d'une estimation par les moindres carrés.

L'estimation des erreurs de calculs sur les termes de \bar{D}^- sont fournis par la matrice 6×6 de covariance:

$$\sigma_{\bar{D}^-}^2 = \sigma_R^2 (\bar{A}^t \bar{A})^{-1}$$

où,

$$\sigma_R^2 = \frac{\|\vec{B} - \bar{A}\vec{X}^*\|}{M - 6}$$

La racine carré des 6 termes de la diagonale de $\sigma_{\bar{D}^-}^2$ fournissent les termes de la matrice 3×3 symétrique \bar{e} des erreurs commises sur les termes de \bar{D}^- . En calculant l'inverse de $(\bar{D}^- + \bar{e})$ et de $(\bar{D}^- - \bar{e})$, il est alors possible d'obtenir un encadrement de \bar{D} .

5.4 Application sur Soultz

5.4.1 Diffusivité

L'activité microsismique développée à Soultz-sous-Forêts durant l'essai de 1993 permet d'obtenir des résultats sur la caractérisation d'un tenseur de diffusivité hydraulique équivalent du réservoir stimulé. Soit, en considérant le volume de roche très fracturé comme un milieu poreux équivalent saturé de fluide, il devient alors possible d'obtenir une écriture de la matrice \bar{D} :

$$\bar{D} = \begin{pmatrix} 0.6 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.7 \pm 0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 4.6 \pm 2.4 \end{pmatrix} \times 10^{-2} m^2 s^{-1} \quad (5.10)$$

Dans un repère (x, y, z) orienté selon (Est, Nord, Haut) respectivement.

5.4.2 Inertie

Le tenseur de diffusivité obtenue possède des directions principales et des coefficients d'anisotropie. Ces paramètres sont comparés avec ceux du nuage *avant* déformation, soit l'inertie du nuage d'activité microsismique observé à la fin de l'essai. La matrice d'inertie $\bar{\bar{I}}$ centrée à l'origine d'un objet de masse m et de volume V est définie par la matrice 3×3 symétrique positive:

$$\bar{\bar{I}} = \begin{pmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{xy} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{xz} & -I_{yz} & I_{zz} \end{pmatrix}$$

avec,

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \iiint_V (y^2 + z^2) dm, & I_{yy} &= \iiint_V (x^2 + z^2) dm, & I_{zz} &= \iiint_V (y^2 + x^2) dm, \\ I_{xy} &= \iiint_V xy dm, & I_{xz} &= \iiint_V xz dm, & I_{yz} &= \iiint_V yz dm, \end{aligned}$$

Il est facile de montrer que cette matrice est identique à la matrice de covariance $\bar{\bar{C}}$. Centré au point d'injection de coordonnées m_i , $\bar{\bar{C}}$ est définie par la matrice C_{ij} pour un ensemble de n points de coordonnées $x_i(k)$ (pour le $k^{\text{ième}}$) par:

$$C_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_i(k) - m_i) (x_j(k) - m_j)$$

Soit la matrice $\bar{\bar{I}}_v$ définie par:

$$\bar{\bar{I}}_v = \begin{pmatrix} \frac{\text{tr}(\bar{\bar{I}})}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\text{tr}(\bar{\bar{I}})}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\text{tr}(\bar{\bar{I}})}{2} \end{pmatrix}$$

la relation entre la matrice d'inertie et celle de covariance est alors:

$$\bar{\bar{C}} = -\bar{\bar{I}}_v + \bar{\bar{I}}$$

La comparaison de l'orientation de ces deux tenseurs est représentée à l'aide d'un diagramme de Schmidt (fig.5.4). Les notations intitulées D_i correspondent à la projection, dans le diagramme, du vecteur propre lié à la valeur propre D_i (avec $D_1 < D_2 < D_3$) du tenseur de diffusivité (la taille des rectangles est proportionnelle à la valeur des D_i). Les valeurs propres et directions propres de la matrice de covariance sont affectées de la lettre C et sont représentées par les cercles. Le signe positif correspond à une projection dans l'hémisphère supérieure et inversement. Ainsi, les deux ensembles de carrés et de cercles constituent chacun une base directe représentant le repère principal du tenseur de diffusivité et d'inertie, respectivement. Les orientations des deux bases semblent assez différentes pour les deux tenseurs. Cependant, la valeur propre

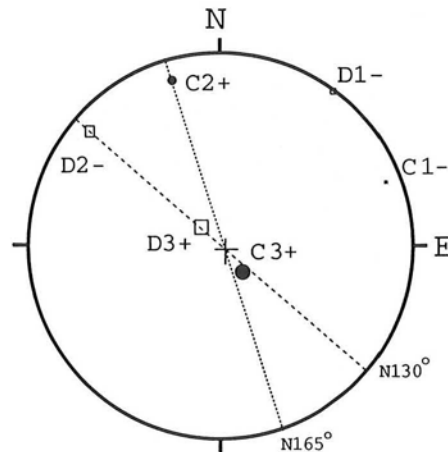


Figure 5.4: Projection dans un diagramme de Schmidt de la base propre du tenseur de diffusivité hydraulique du granite fracturé de Soultz-sous-Forêts France) estimé à l'aide de la microsismicité (Valeur $D_1 < D_2 < D_3$) et de la base propre du tenseur d'inertie du nuage d'événement microsismiques développés durant l'essai de fracturation hydraulique de 1993 (Valeurs $C_1 < C_2 < C_3$). Le signe positif signifie que la projection est réalisé dans l'hémisphère supérieure et le signe négatif dans l'hémisphère inférieure.

maximum possède la même orientation subverticale dans les deux cas avec un pendage proche de $E75^\circ$ pour la matrice \bar{C} et $W80^\circ$ pour la matrice de diffusivité. La seconde composante principale des tenseurs est quasi horizontale et possède un azimuth proche de $N130^\circ$ pour le tenseur de diffusivité alors que l'orientation du nuage semble être autour de $N165^\circ$. Néanmoins, les incertitudes sur l'orientation des vecteurs propres sont considérablement élevées. En effet, chaque secteur fournit une valeur de diffusivité qui, dans le cas d'une décomposition spatiale en 32 secteurs, correspond à une orientation donnée à $\pm 22.5^\circ$! En conclusion, il apparaît que les deux tenseurs présentent la même tendance: une orientation subverticale pour la composante principale majeure et une orientation NW/SE à N/S pour la seconde composante principale.

5.5 Généralisation

5.5.1 Inversion directe

La méthode de décomposition spatiale est très sensible à la disposition des M secteurs. Plus le nombre de secteurs M est important, meilleure est l'inversion par les moindres carrés. Cependant, chaque secteur contient alors moins de points et l'estimation de la diffusivité directionnelle est moins précise. Cette méthode demande donc une étude de sensibilité assez fastidieuse pour obtenir une estimation réelle des marges d'erreurs commises à la fois sur le calcul des composantes principales du tenseur ainsi que sur les orientations des vecteurs

propres. De plus, elle nécessite la présence d'une forte activité microsismique, ce qui n'est pas systématique sur les essais de fracturation hydraulique (le KTB ne présente que quelques centaines de points [Zoback and Harjes, 1997]).

Aussi, une seconde approche basée sur un principe d'inversion directe a été développée. En reprenant la définition du front d'onde de pression pour un tenseur de diffusivité donnée en (5.7) à l'étape fournie par l'équation (5.6), il vient:

$$\frac{x^2}{D_{xx}} + \frac{y^2}{D_{yy}} + \frac{z^2}{D_{zz}} = 4\pi t \quad (5.11)$$

où le repère (O, x, y, z) représente un référentiel centré au point d'injection. Ainsi, exprimée dans le référentiel suivant:

$$x_s = \frac{x}{\sqrt{4\pi t}} \quad y_s = \frac{y}{\sqrt{4\pi t}} \quad z_s = \frac{z}{\sqrt{4\pi t}} \quad (5.12)$$

l'équation (5.11) devient:

$$\frac{x_s^2}{D_{xx}} + \frac{y_s^2}{D_{yy}} + \frac{z_s^2}{D_{zz}} = 1 \quad (5.13)$$

Cette équation définit la géométrie d'un ellipsoïde possédant comme longueur des demi-axes la racine carré des valeurs propres du tenseur de diffusivité hydraulique. L'orientation des axes de l'ellipse définit chaque direction des vecteurs propres associées aux racines carrés des valeurs propres du tenseur de diffusivité. Ainsi, l'enveloppe de section elliptique qui englobe l'ensemble de ces points *dans l'espace déformé* défini par (5.12) sera représentative du premier front d'onde de pression en trois dimensions capable de fournir une estimation des composantes du tenseur de diffusivité de la roche.

5.5.2 Utilisation de gOcad

L'utilisation des outils géostatistiques fournis par le logiciel "gOcad" [Mallet, 1992] est tout à fait appropriée à la recherche de l'ellipsoïde défini par

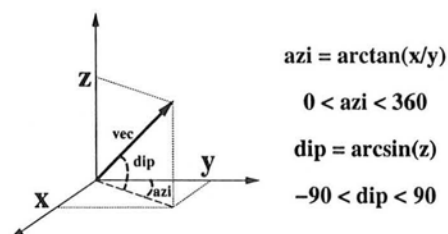


Figure 5.5: Définition des pendages (*dip*) et azimuts (*azi*) donnés pour chacune des directions principales du tenseur de diffusivité.

l'équation (5.13). Un de ces outils permet d'obtenir un calcul d'Analyse par Composantes principales d'un ensemble de points dans l'espace. Le résultat est représenté par l'ellipsoïde possédant comme orientation les directions principales de la matrice de covariance, et comme longueur de chaque demi-axe, deux fois l'écart-type de chacune des composantes des coordonnées des points ($2\sigma_x, 2\sigma_y, 2\sigma_z$, avec $\sigma_x = \sqrt{C_{xx}}$ etc...). Ainsi, en utilisant le nuage des points

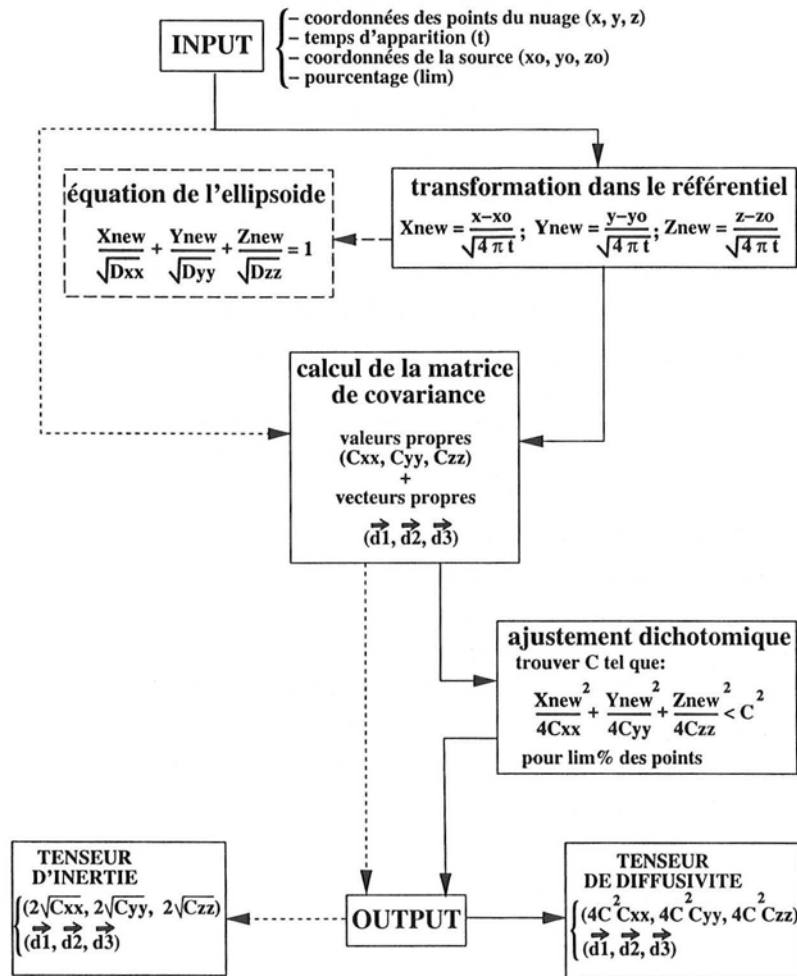


Figure 5.6: Algorithme utilisé pour le calcul des tenseurs d'inertie et de diffusivité sous gOcad.

dont les coordonnées ont été modifiées par le changement de variable (5.12), et en déterminant l'ellipsoïde possédant les directions propres et les composantes propres de la matrice de covariance (fig. 5.7), il est alors possible de retrouver les (racines carrées des) composantes du tenseur de diffusivité. Cependant, pour retrouver un *front en trois dimensions* équivalent à celui déterminé pour un calcul isotrope, il est nécessaire d'obtenir l'ellipsoïde qui *majore* en moyenne l'ensemble de ces points dans l'espace déformé. Pour cela, un calcul d'ajuste-

ment par dichotomie a été réalisé de manière à conserver le même ellipsoïde, issu des calculs de variance (mêmes directions et mêmes coefficient d'anisotropie entre les composantes principales), mais calibré par homothétie pour englober un pourcentage donné de l'ensemble des points.

A l'aide de quelques classes gOcad C++, un algorithme a été développé de façon à automatiser la méthode (fig. 5.6). En choisissant un pourcentage évoluant entre 75% et 90% une variabilité des valeurs des composantes est obtenue. Cette échelle de pourcentage a été choisie de manière à conserver une variabilité cohérente, c'est à dire pertinente par rapport aux premières estimations isotropes données à partir d'une évaluation empirique.

5.5.3 Étude de cas

Dans le tableau 5.1 sont rassemblés les résultats de ces calculs. Les valeurs des composantes de la diffusivité sont fournies pour chacun des différents sites géothermiques. La première ligne correspond à 75% et la seconde à 90% de l'ensemble des points majorés par l'ellipsoïde obtenu.

Les directions propres sont données en terme d'azimut et de pendage comme défini sur la figure 5.5. Seules les deux directions ($vec1$ et $vec2$) correspondant aux deux premières valeurs propres (D_1 et D_2) sont données. La troisième peut être déduite des deux autres puisque la base donnée est orthonormée directe. Enfin, l'aspect mécanique est très important durant le phénomène de fracturation hydraulique. Le champ de contrainte naturel dans lequel le milieu est confiné explique la différence des pressions d'injection nécessaire pour fournir une microsismicité pendant l'essai entre les différents sites. Il apparaît qu'à Soultz-sous-Forêts les pressions d'injection sont moins importantes que pour les sites d'Ogachi et de Fenton Hill. Ceci s'explique de par le fait que le horst de Soultz est situé dans le graben du Rhin, constituant ainsi un milieu déjà naturellement fracturé, donc non confiné, et où le champ de contrainte est plus faible en profondeur que pour un secteur confiné [Hosni, 1997].

5.6 Estimation des perméabilités

Il apparaît donc que la migration de l'activité sismique induite par de la fracturation hydraulique (industrielle ou naturelle) puisse être interprétée comme représentative de la diffusion de la pression interstitielle dans le milieu poreux saturé. L'application de cette approche pour les essais de fracturation hydraulique menés sur forage fournit des ordres de grandeurs des valeurs de diffusivité cohérentes avec les estimations antérieures réalisées sur des sites à plus grandes échelles (failles).

Bien que la vitesse d'évolution de cette sismicité ne soit pas directement représentative de la circulation des fluides mais plutôt de la *propagation de la*

SITES	D_{iso}	D_1	D_2	D_3	dir1		dir2		Press. Inj. MPa
	m^2/s	m^2/s	m^2/s	m^2/s	azi °	dip °	azi °	dip °	
FENTON	9.3	16.1	6.8	2.1	340	36	195	47	50
(sph)	12.4	22.1	9.4	3.0	-	-	-	-	
OGACHI91	4.9	8.0	2.9	2.2	12	-28	69	45	20
(sph)	9.6	14.9	5.4	4.1	16	-23	78	-	
OGACHI92	5.5	8.0	2.1	0.8	97	-31	28	30	20
(sph)	8.2	12.0	3.1	1.1	92	-26	25	37	
SOULTZsept93	1.5	3.4	1.5	0.2	131	73	345	14	6
(sph)	2.4	4.8	2.1	0.3	-	-	-	-	
SOULTZoct93	8.5	18.9	5.6	0.7	339	61	336	-28	8
(sph)	20.6	33.6	10.0	1.4	344	71	-	-18	
SOULTZ95									5
(sph)	2.2	1.2	0.7	0.1	4	-28	295	33	
	3.5	1.8	1.1	0.1	351	-19	280	42	
(cyl)	1.7	2.3	0.1	0	343	0	73	0	
	3.5	4.9	0.3	-	337	-	67	-	
SOULTZ96									15
(sph)	14.6	18.4	5.1	0.8	316	15	202	51	
	22.3	28.8	7.9	1.2	-	-	207	54	
(cyl)	6.2	9.0	1.4	0	330	0	60	0	
	11.3	15.1	2.3	-	-	-	-	-	

Tableau 5.1: Résultat des calculs de tenseurs de diffusivité hydraulique sur différents sites géothermiques. Le milieu stimulé par fracturation hydraulique est de type granitique. Les diffusivités sont données en $10^{-2} m^2 s^{-1}$. $D_1 \geq D_2 \geq D_3$ représentent les composantes principales du tenseur exprimé dans son repère propre. La variabilité des valeurs correspond à deux calculs de la géométrie de l'ellipsoïde entourant 75% (première ligne) et 90% (deuxième ligne) des points dans le repère déformé. La pression d'injection pour laquelle la microsismicité apparaît est indiquée en MPa. (sph: hypothèse d'une source ponctuelle, cyl: hypothèse d'une source cylindrique).

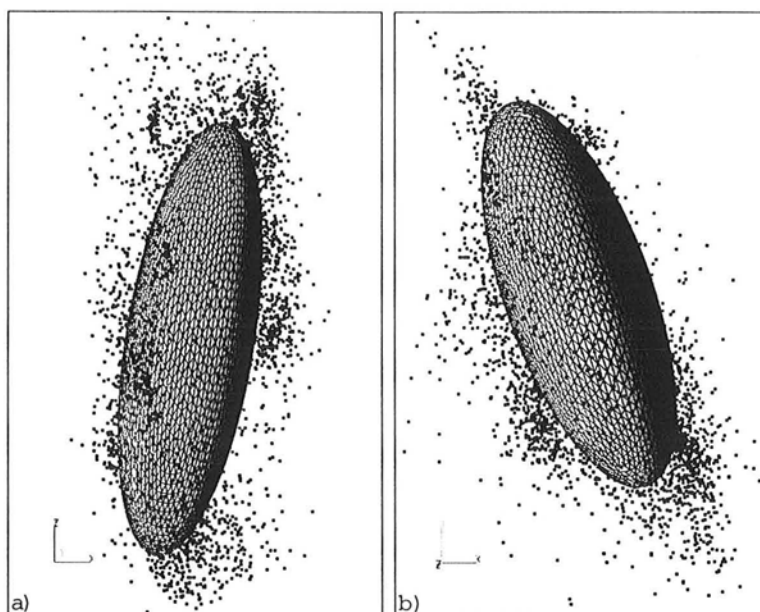


Figure 5.7: *Vue vers le Nord a) et vue de dessus b) de l'ellipsoïde représentant le tenseur de diffusivité du réservoir à partir du nuage d'activité microsismique "transformé" issu de la fracturation hydraulique de 1993 à Soultz-sous-Forêts (France).*

pression du fluide, intuitivement, elle n'en reste pas moins dépendante d'une perméabilité *équivalente* du milieu stimulé. Il existe une dépendance de la vitesse de propagation de l'onde de pression avec la structure géométrique des vides du milieu poreux. En d'autres termes, il est possible de trouver une valeur moyenne de perméabilité du réservoir d'un volume équivalent à celui représenté par les événements microsismiques. Pour obtenir une relation liant les tenseurs de perméabilité \bar{k} *effective* et de diffusivité \bar{D} il faut de nouveau faire appel à la poroélasticité déjà introduite dans la partie précédente.

5.6.1 Poroélasticité

Les relations constitutives pour un milieu poreux élastique saturé en fluide sont au nombre de deux [Rice and Cleary, 1976]. La première fournit la relation entre le tenseur de déformation et de contrainte. Elle est décrite par l'équation (2.15) qui s'écrit aussi généralement sous la forme:

$$2G_d \epsilon_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{\nu_d}{1 + \nu_d} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \frac{3(\nu_u - \nu_d)}{B(1 + \nu_d)(1 + \nu_u)} p \delta_{ij} \quad (5.14)$$

où $G_d = \mu_d$ le coefficient de Lamé, ν_d et ν_u sont les coefficient de poisson du milieu "sec" et "non drainé" respectivement et B le coefficient de Skempton introduit en ANNEXE A. B traduit le comportement de la pression interstitielle en fonction de la contrainte isotrope σ_{kk} imposée, en régime non drainé.

La seconde équation constitutive exprime la variation de masse de fluide contenue dans une unité de volume du milieu poreux saturé en fonction des contraintes effectives. Elle est introduite en ANNEXE A par l'équation (A.2). Elle peut s'écrire aussi sous la forme:

$$\Delta m = \frac{3\rho(\nu_u - \nu_d)}{2GB(1 + \nu_d)(1 + \nu_u)} \left[\sigma_{kk} + \frac{3}{B}p \right] \quad (5.15)$$

Les équations de compatibilité

Les équations de compatibilité traduisent le fait que le champ de déformation doit être continu (c'est à dire dérivable deux fois) à l'intérieur du milieu. En dérivant chaque terme du tenseur de déformation décrit par l'équation (2.4):

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

il vient le système de six équations de compatibilité:

$$\epsilon_{ij,kl} + \epsilon_{kl,ij} - \epsilon_{ik,jl} - \epsilon_{jl,ik} = 0 \quad (5.16)$$

La signification physique de ces équations est d'établir que l'état de déformation en un point doit être compatible avec la déformation des points voisins. Elles caractérisent la continuité de la matière.

Équation de consolidation isothermale

Ainsi, en utilisant les équations d'équilibre en statique fournies par (2.1), l'équation de continuité (1.3), la relation de Darcy (1.17), les équations de compatibilité (5.16) et celles de la poroélasticité (5.14) et (5.15), il vient, après un fastidieux calcul, l'écriture de l'équation de consolidation isothermale:

$$D \nabla^2 \left[\sigma_{kk} + \frac{3}{B}p \right] = \frac{\partial}{\partial t} \left[\sigma_{kk} + \frac{3}{B}p \right] \quad (5.17)$$

Cette relation, déjà développée par plusieurs auteurs ([Rice and Cleary, 1976], [Kümpel, 1991], [Charlez, 1991]), représente une équation de diffusion pour le terme $\sigma_{kk} + \frac{3}{B}p$. D est la diffusivité hydraulique isotrope, elle s'exprime sous la forme:

$$D = \frac{k}{\eta} \left[\frac{2G(1 - \nu_d)}{1 - 2\nu_d} \right] \left[\frac{B^2(1 + \nu_u)^2(1 - 2\nu_d)}{9(1 - \nu_u)(\nu_u - \nu_d)} \right]$$

avec k la perméabilité isotrope exprimée en m^2 et η la viscosité du fluide en $Pa.s$. Il vient ainsi une écriture permettant de relier la diffusivité hydraulique

avec la perméabilité du milieu. Cette écriture nécessite cependant l'utilisation d'un modèle de module de compressibilité effectif comme ceux décrits dans la partie précédente. En utilisant celui de Gassmann (cf. eq. 2.16) et en écrivant l'expression précédente à l'aide des modules de compressibilité, il vient alors la formulation donnée par Shapiro [Shapiro et al., 1997]:

$$D = \frac{N}{\eta} k \quad (5.18)$$

avec:

$$\begin{aligned} N &= \frac{M}{H} P_d \\ M &= \left(\frac{\phi}{K_f} + \frac{\alpha - \phi}{K_s} \right)^{-1} \\ H &= P_d + \alpha^2 M \\ P_d &= K_d + \frac{4}{3} \mu_d \end{aligned}$$

Roeloffs [Roeloffs, 1988] emploie trois types de simplifications pour utiliser l'équation (5.17). La première, qualifiée "*Uncoupled*", consiste à découpler totalement les comportements hydraulique et mécanique. Ainsi, les contraintes obéissent aux équations de l'élasticité, et la pression interstitielle aux équations de la diffusion. Autrement dit, l'équation (5.17) se scinde en deux équations:

$$\nabla^2 \sigma_{kk} = 0 \quad \text{et} \quad D \nabla^2 p = \frac{\partial}{\partial t} p$$

La seconde, appelée "*Incompressible constituents*", suppose que les constituants sont incompressibles. Les coefficients de poisson et de Skempton deviennent alors $\nu_u = 0.5$ et $B = 1$. La déformation volumique ϵ_{kk} suit une loi de diffusion et le mécanisme du milieu poreux s'assimile à celui de la "consolidation".

La troisième, définie "*Decoupled*", suppose que les contraintes suivent un comportement *Uncoupled* ($\nabla^2 \sigma_{kk} = 0$), conduisant la relation (5.17) à une écriture simplifiée:

$$D \nabla^2 \left[\frac{3}{B} p \right] = \frac{\partial}{\partial t} \left[\sigma_{kk} + \frac{3}{B} p \right]$$

La comparaison de ces trois approches a été menée dans le cas d'un problème 1D (tassement de terrain provoqué par une charge posée en surface de sol), de

manière à obtenir une solution analytique exacte s'écrivant en terme de contraintes effectives en fonction de la profondeur z :

$$\frac{\tilde{P}(z, t)}{P_0} = (1 - \alpha_1) e^{i\omega t} \exp \left[\sqrt{\frac{\omega}{2D}} (1 + i) (a - z) \right] + \alpha_1 \quad (5.19)$$

avec:

$$\alpha_1 = \frac{B(1 + \nu_u)}{3(1 - \nu_u)}$$

Le terme α_1 est alors qualifié comme la réponse *non drainée* du milieu. Elle devient nulle dans le cas du découplage totale (*Uncoupled*), et l'équation (5.19) devient analogue à (4.5).

5.7 Applications

L'équation reliant la diffusivité hydraulique en fonction de la perméabilité peut être mis à profit pour estimer les *perméabilités effectives* des réservoirs granitiques stimulés par fracturation hydraulique. En supposant que l'équation (5.18) reste la même pour une diffusion anisotrope, les directions principales du tenseur de perméabilité et de diffusivité sont alors supposées être identiques. Les composantes principales des tenseurs de diffusivité et perméabilité seront proportionnelles. Les résultats en terme de perméabilité sont donnés avec une certaine variabilité issue des calculs réalisés pour la diffusivité (Tab. 5.3). Pour définir les différents modules de compressibilité, il suffit de connaître les vitesses d'ondes P et S et d'utiliser les définitions (3.3) et (3.4). Les milieux cristallins fracturés sont de type granitiques pour Soultz et granodioritique pour les sites d'Ogachi et de Fenton Hill. Les vitesses sismiques, pour un milieu constitué uniquement des grains (de porosité nulle), sont supposées identiques pour tous les sites. $V_{pg} = 6650 \text{ ms}^{-1}$, $V_{sg} = 3840 \text{ ms}^{-1}$. Le fluide injecté est supposé suivre le comportement mécanique de l'eau. Pour le calcul des perméabilités de Soultz une approximation valable pour les faibles porosités (de l'ordre du pour mille) a été utilisée [Shapiro et al., 1997]:

$$N \approx \left[\frac{\phi}{K_f} + \frac{\alpha}{K_g} \right]^{-1}$$

Les résultats du tableau 5.3 ont été établis à partir des paramètres rassemblés dans le tableau 5.2. Les températures sont données approximativement pour une profondeur correspondante sachant que la microsismicité se développe sur une envergure de plusieurs centaines de mètres dans toutes les directions. Les valeurs de viscosité correspondent donc à une valeur moyenne.

SITES	V_p (ms^{-1})	V_s (ms^{-1})	ϕ (%)	Temp. ($^{\circ}\text{C}$)	η (10^{-4} Pa.s)	Prof. (m)
FENTON	5920	3900	0.30	240	1.2	3500
OGACHI91	5000	2889	2.84	240	1.2	1100
OGACHI92	5000	2889	1.56	180	1.8	800
SOULTZ	5800	3400	0.30	170	1.9	3500

Tableau 5.2: *Compilations des vitesses sismiques utilisées dans les calculs de perméabilité, ainsi que les porosités et viscosités du fluide d'injection.*

5.8 Discussion

5.8.1 Résultats

L'ensemble des valeurs de perméabilités obtenues a été comparé avec des estimations précédemment établies sur les sites. La perméabilité des granites sains est naturellement très faible (environ 10^{-20} m^2). Mais la fracturation naturelle du milieu cristallin peut permettre des connections dans le milieu et joue un rôle fondamentale dans le comportement hydraulique du massif.

À partir de test de pompage, une valeur de $2.5 \cdot 10^{-17}$ m^2 a été estimée sur le forage GPK1 de Soultz-sous-Forêts [Jung et al., 1996] en accord avec les estimations précédemment établies à partir des tests de 1993 et 1995. Les essais de 1993oct et 1996 mettent en évidence un facteur d'amélioration de la perméabilité par une nouvelle stimulation hydraulique appliquée sur un même réservoir. Il apparaît une augmentation d'environ un ordre de grandeur entre les deux essais.

Les estimations fournies par le site d'Ogachi (communication personnelle avec Dr. Eguchi) fournissent des valeurs de perméabilité d'environ 10^{-16} m^2 pour le réservoir supérieur correspondant à l'essai de 1992 et $3 \cdot 10^{-15}$ m^2 pour la partie inférieure correspondant à l'essai de 1991. Alors que les valeurs de diffusivité obtenues par la méthode SBRC sont du même ordre de grandeurs pour les deux réservoirs au vu des résultats automatisés. La seule différence entre les deux réservoirs calculée en terme de perméabilité réside dans la variation de température très rapide en fonction de la profondeur pour le site d'Ogachi. Cependant, en comparant les deux figures (4.12) et (4.13) pour les temps inférieurs à 50 heures, il existe une différence notable entre les deux ensembles de points. Cette zone temporelle constitue la partie des nuages correspondant aux valeurs de diffusivité les plus importantes. Le contraste est d'autant plus

SITES	k_{iso}	k_1	k_2	k_3
FENTON	10.5	18.3	7.7	2.3
(sph)	14.1	25.1	10.7	3.4
OGACHI91	13.5	22.0	8.0	6.1
(sph)	26.4	41.0	15.1	11.3
OGACHI92	17.1	24.9	6.5	2.5
(sph)	25.5	37.4	9.7	3.4
SOULTZsept93	1.7	3.9	1.7	0.2
(sph)	2.7	5.5	2.4	0.3
SOULTZoct93	9.6	21.5	6.4	0.8
(sph)	23.4	38.2	11.4	1.6
SOULTZ95				
(sph)	2.5	1.4	0.8	0.1
	4.0	2.0	1.3	0.1
(cyl)	1.9	2.6	0.1	0
	4.0	5.6	0.3	0
SOULTZ96				
(sph)	16.6	20.9	5.8	0.9
	25.4	32.8	9.0	1.4
(cyl)	7.1	10.2	1.6	0
	12.9	17.2	2.6	0

Tableau 5.3: Résultat des calculs de tenseurs de perméabilités sur différents granites fracturés issus de sites géothermiques. Les valeurs correspondent à des perméabilités à $10^{-17} m^2$. $k_1 \geq k_2 \geq k_3$ représentent les composantes principales du tenseur exprimé dans son repère propre. La variabilité des valeurs correspond à deux calculs de la géométrie de l'ellipsoïde entourant 75% (première ligne) et 90% (deuxième ligne) des points dans le repère déformé. (sph=hypothèse d'une source sphérique, cyl=hypothèse d'une source cylindrique).

fort pour le nuage de Ogachi91 où la diffusivité présente des valeurs de plus de $0.35 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond alors à des perméabilités d'environ 10^{-15} m^2 . Les valeurs de diffusion sont choisies de façon à être les plus représentatives du comportement global de la sismicité induite durant la période totale de l'injection de fluide. Les mesures de perméabilités correspondent plutôt à des zones proches du forage où la perméabilité est plus élevée. La méthode SBRC considère que la diffusivité et donc la perméabilité sont indépendantes du temps et de la pression. L'objectif de cette méthode est de fournir une valeur effective équivalente au comportement du volume de réservoir stimulé occupé par l'activité microsismique.

Le site de Fenton Hill a été sujet à plusieurs tests de fracturation hydraulique pour différentes profondeurs. Plusieurs valeurs de perméabilité, correspondant à chacune de ces étapes, ont été estimées. La perméabilité du granodiorite sain est estimée aux alentours de 10^{-19} m^2 [Potter, 1978], les essais de pompage fournissent des valeurs de $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ pour une distance très proche du puits; pour les mêmes essais de pompage, une perméabilité de $2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ a été estimée en extrapolant sur une zone plus étendue autour du puits, où un changement de pression avait été constaté (communication personnelle avec M. Fehler).

5.8.2 Méthode

La microsismicité développée pendant la fracturation hydraulique a été jusqu'à présent interprétée essentiellement comme une information de l'état de fracturation de la roche ainsi que de l'état du champ de contraintes du milieu. Elle est supposée apparaître lors de la rupture en cisaillement de fractures initialement présentes ou nouvellement créées. C'est donc essentiellement par sa position dans l'espace et sa magnitude sismique que cette information a été exploitée. L'interprétation de la microsismicité en terme de chemin de circulation de fluide reste contestée. Certains auteurs ont mis en évidence, à l'aide de la tomographie ou bien en observant les fuites de fluide dans le forage, des zones de circulation de fluide non reflétées par la sismique [House et al., 1997]; [Cornet and Morin, 1997]. Ces zones qualifiées parfois "*asismiques*" peuvent expliquer les sous estimations obtenues par les calculs précédents, notamment pour le site d'Ogachi.

La diffusivité-perméabilité obtenue correspond à une valeur moyenne du réservoir. Mais il est parfaitement reconnu que le milieu présente une hétérogénéité de par la nature même du milieu. Un granite fracturé est divisé en blocs possédant chacun des perméabilités très faibles et séparés par des joints de conductivité hydraulique très variable selon leur épaisseur ainsi que leur rugosité. L'objectif de cette méthode vise à fournir un moyen de contourner la complexité naturelle d'un tel milieu par une approche milieu poreux

équivalent, tel le changement d'échelle (upscaling) employé dans le secteur industriel pétrolier.

L'orientation des tenseurs d'inertie n'a pas été mentionnée dans le cas de l'inversion directe. Il s'avère que cette dernière est, à quelques degrés près, identique à l'orientation du tenseur de diffusivité, excepté pour les nuages d'Ogachi. L'écart de plusieurs dizaines de degré entre les deux tenseurs peut s'expliquer du fait que la géométrie initiale des nuages est très antisymétrique par rapport à la source d'injection.

Excepté le cas de Ogachi, il semble donc difficile de distinguer la différence des orientations principales entre l'inertie du nuage initiale et celles de la diffusion. Shapiro et al. [Shapiro et al., 1999] explique cette similitude d'orientation, dans le cas de Soultz, de par la nature de la fracturation hydraulique: pour des réservoirs fracturés, la microsismicité est représentative du réseau de fractures, et donc la symétrie du nuage coïncide avec la symétrie des chemins de circulation.

La comparaison des calculs de diffusion entre les trois géométries (monodimensionnelle, sphérique, cylindrique) conduit à la définition d'un même front de pression où la distance r est à redéfinir selon la géométrie employée. Le facteur 4π est défini de manière purement heuristique. Certains auteurs préconisent une valeur plus proche de π tendant donc à augmenter la valeur de diffusivité. Shapiro et al. [Shapiro et al., 1999] suggère une calibration de ce paramètre avec des données de perméabilité issus de tests hydrauliques. Il souligne le fait que la méthode, dans le cas de Soultz, fournit sans le moindre ajustement une valeur tout à fait en accord avec les estimations antérieures.

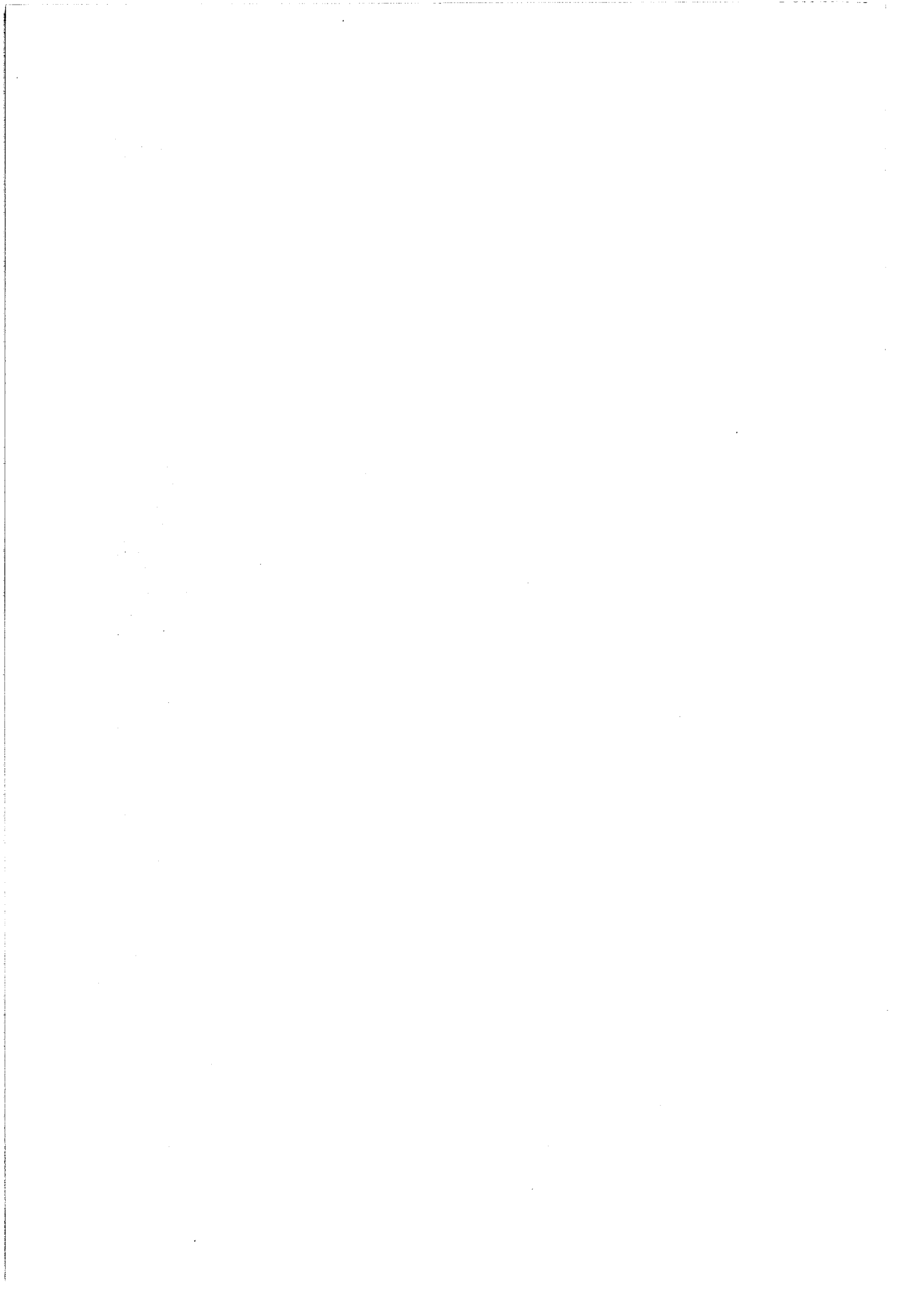
5.9 Conclusion

Une méthode a été développée à partir des travaux de Shapiro [Shapiro et al., 1999] sur l'interprétation de la sismicité induite pendant la fracturation hydraulique d'un réservoir granitique. Les résultats sont fournis en terme de perméabilité effective à grande échelle. Ces recherches ont trouvé, pour l'instant, leur domaine d'application dans la caractérisation des réservoirs granitiques fracturés issus de sites géothermiques. La vitesse d'évolution de la microsismicité est traduite à l'aide de la théorie de la poroélasticité ainsi que des mécanismes de Biot en terme de diffusivité, directement proportionnelle à la perméabilité du réservoir. Cette vitesse de propagation est interprétée comme une diffusion de la pression interstitielle durant l'essai. En étudiant la variation des diffusivités dans l'espace, il a été possible d'obtenir une estimation de l'anisotropie de diffusion. Le développement des calculs dans une nouvelle configuration géométrique fournit un facteur correctif utile pour la diffusion cylindrique. Les résultats en terme de perméabilité fournissent des valeurs en accord avec les estimations antérieures réalisées par essai de pompage.

Les estimations de perméabilité du granite fracturé de Soultz réalisées dans cette partie constituent une première étape vers les objectifs de la troisième et dernière partie de cette thèse. En effet, l'utilisation de la microsismicité sera de nouveau mise à contribution afin de fournir un modèle en trois dimensions du site Hot Dry Rock de Soultz-sous-Forêts. Pour ce faire, les estimations des directions et des facteurs d'anisotropie des tenseurs de perméabilité seront utiles comme paramètres d'ajustement du modèle.

Partie III

**Modélisation
thermo-hydraulique de
Soulz-sous-Forêts**



Introduction

La troisième partie de cette thèse présente les résultats numériques de simulations thermo-hydrauliques du site géothermique de Soultz-sous-Forêts (Alsace, France). Cette étude s'intègre dans le cadre des recherches menées par l'ADEME (l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie) sur le développement des énergies nouvelles. A ce jour, la durée d'exploitation des réservoirs pétrolifères est estimée à une centaine d'années. De plus, la politique actuelle des sociétés industrialisées est de réduire les taux de pollutions engendrés par la consommation des hydrocarbures, notamment le rejet de CO₂ dans l'atmosphère. Ces mesures dynamisent les activités de recherche sur les énergies nouvelles, notamment la géothermie qui présente toutes les conditions théoriques d'une énergie "*propre*" et exploitable sur plusieurs dizaines d'années. Le site de Soultz-sous-Forêts est actuellement le prototype le plus prometteur développé depuis ces dernières années. Il existe plusieurs autres sites géothermiques expérimentaux dans le monde présentés dans la partie précédente pour l'étude de leurs données microsismiques obtenues lors de la fracturation hydraulique: les États-Unis, le Japon, mais aussi l'Angleterre (Rosmanowes), la Suède ...

Le code de calcul Thermass, développé au Centre de Recherche Pétrographique et Géochimique (CNRS, Nancy) [Gérard, 1997], permet de résoudre les équations aux dérivées partielles régissant les mécanismes de transferts de masse et de chaleur en milieux poreux. Ce logiciel a été conçu de manière à pouvoir utiliser comme support géométrique maillé, les objets géologiques numériques construits par le modéleur 3D gOcad [Mallet, 1992]. Ainsi, grâce à la combinaison de ces deux outils, une estimation des circulations de fluides et des transferts de chaleur engendrés par lessais de circulation à Soultz sera établie. Elle pourra apporter quelques éléments de réponses aux nombreuses questions que se posent les concepteurs et dirigeants des sites géothermiques sur les mécanismes régissant la connexion hydraulique entre les forages et l'évolution du champ de température du réservoir granitique lors de sa future exploitation. Grâce aux multiples capteurs placés sur le site, ainsi qu'aux nombreuses études géologiques, géophysiques et géochimiques antérieures menées depuis le début du projet, un maximum de données sera collecté et intégré au mieux dans le modèle.

Chapitre 6

La géothermie

6.1 Principes

Le fonctionnement d'une exploitation géothermique Roches Chaudes Sèches est basé sur un concept assez simple. Il pourrait être assimilé à celui d'un immense radiateur naturel. Le sous-sol présente un gradient géothermique naturel d'environ $30\text{ C}^\circ\text{ km}^{-1}$. Cependant, pour différentes raisons, ce dernier peut atteindre des valeurs nettement supérieures (\geq à $100\text{ C}^\circ\text{ km}^{-1}$). Cette anomalie géothermique présente un capital énergétique, sous forme thermique, important et envisageable pour le développement de nouvelles énergies. Par définition, le

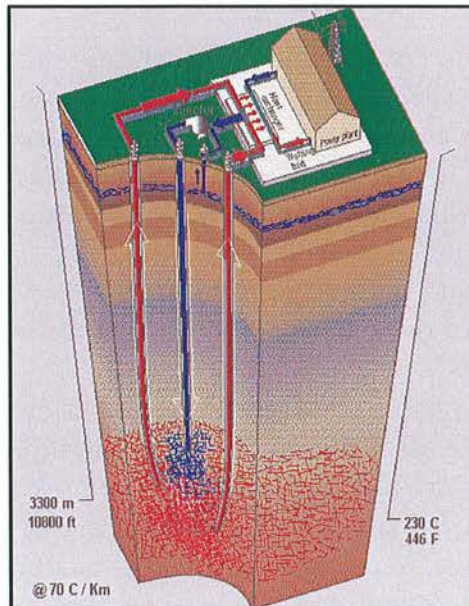


Figure 6.1: Représentation schématique d'une exploitation géothermique. Celle-ci est constituée d'un triplet: un forage d'injection et deux forages de production.

cas des sites géothermiques HDR (*Hot Dry Rock*) concerne uniquement les milieux cristallins. L'idée est donc d'utiliser une roche, située en profondeur et naturellement chaude, comme un *réservoir thermique* en récupérant l'énergie, sous forme d'eau chaude, à l'aide d'un puits de pompage. Cette roche, initialement sèche, sera alors soumise à une circulation de fluide en réinjectant le liquide produit (et refroidi par une centrale) dans le réservoir.

A l'origine, le granite est peu perméable, il est donc nécessaire de procéder à des essais de fracturation hydraulique. Ces essais serviront à stimuler le réseau de fractures existant, porteur de la circulation de fluide entre les forages d'injection et de production (fig. 6.1). Ils permettent d'augmenter la perméabilité du réservoir autour des puits, ainsi que d'améliorer la connexion entre les forages. Les risques majeurs d'une telle entreprise sont doubles. Soit la connexion entre les forages est mauvaise, voire inexistante, et aucun fluide (chaud) n'est récupéré en surface, soit les deux puits sont trop bien connectés et le fluide passe au travers du réservoir sans même se réchauffer (court-circuit). Dans les deux cas, la production devient peu rentable. C'est pour mieux comprendre et maîtriser tous les paramètres régissant la stabilité productive d'une exploitation géothermique que plusieurs prototypes ont été créés et testés à travers le monde.

6.2 La géothermie HDR dans le monde

Fenton Hill, Los Alamos, USA

Le site précurseur dans l'exploitation géothermique est celui de Fenton Hill (1974-1980). Ce projet a évolué en deux étapes. La phase I constitue la première tentative mondiale de circulation de fluide entre deux forages. Le gradient géothermique est de $65\text{ C}^\circ\text{ km}^{-1}$. Les forages, situés à des profondeurs d'environ 3 km, ont révélé une température de fond de puits d'environ 200 C° . Plusieurs stimulations hydrauliques et ajustements techniques ont été nécessaires pour obtenir un doublet (deux forages) opérationnel. Une période de 286 jours de circulation fut conduite durant laquelle la température du fluide en sortie a diminué de 156 à 149 C° .

Durant la seconde phase, un nouveau doublet a été construit sur un site voisin présentant les mêmes caractéristiques géophysiques et géologiques. Une nouvelle conception de doublet géothermique a été testée. Cette idée reposait sur l'hypothèse que la fracturation hydraulique induit un ensemble de fractures subverticales. Ainsi, le premier puits a été volontairement approfondi de façon à être localisé au dessus du fond du second puits. Cette hypothèse s'est avérée inexacte au vu des résultats produits par les stimulations hydrauliques qui, dans le cas de Los Alamos, réactivèrent d'anciennes fractures colmatées. Plusieurs périodes de circulation en boucle ont été menées pour une pression

d'injection de 27 MPa, une température d'environ 180 C° et une faible perte de fluide estimée à 7% [Duchane, 1995].

Rosmanowes, UK

A ce jour, le site de Rosmanowes (1980-1989) n'est plus opérationnel, mais il a énormément contribué à la compréhension des mécanismes régissant le fonctionnement d'un site HDR [Parker, 1989]. Composé d'un triplet, l'exploitation fut construite à une profondeur de 2.6 km pour une température de 100 °C. La trajectoire de chacun des forages a été modifiée en fond de puits de manière à s'aligner avec le champ de contraintes pré-existant. Cette technique visait à profiter de la tectonique du milieu lors de la stimulation des puits pour construire le réservoir géothermique. Le site de Rosmanowes possède le record de longévité en essai de circulation de fluide en boucle (presque trois ans). Ce test en longévité a permis d'optimiser l'ajustement des paramètres contrôlant l'exploitation: 24 l/s pour une pression d'injection de 10 MPa et une perte de fluide de 20%. Malheureusement, en souhaitant diminuer la pression d'injection à l'aide d'une pompe placée en fond de puits un court circuit fut établi entre les forages. Cette "trop bonne" connexion entre les forages a été confirmée par des essais de traçage géochimique et observée par une perte du contrôle de stabilité de la température du fluide en sortie durant les essais de circulation.

Hijori, Ogachi, Japon

Actuellement, il existe deux sites HDR en cours de développement au Japon: Hijori et Ogachi. C'est lors de la remise en état d'un forage situé dans le cratère d'Hijori que le programme géothermique japonais a débuté en 1985. La taille du réservoir est plutôt réduite de par les faibles distances séparant les forages (de 40 à 70 m). Le gradient géothermique est fort dans ces zones volcaniques et permet d'obtenir une température de 250 C° pour une profondeur de 1.8 km [Yamaguchi et al., 1992]. La mise en place d'un triplet géothermique a permis d'obtenir un test de circulation de fluide entre les forages d'une durée de trois mois. A ce jour, le projet est en cours de développement afin d'obtenir une augmentation du volume de l'échangeur géothermique.

Le projet d'Ogachi a débuté plus tardivement après une première tentative menée par l'équipe du CRIEPI (Central Research Institute of Electric Power Industry) à Akinomoya [Kaieda and Hibino, 1989]. Durant cette étude préliminaire, une méthode permettant de localiser une partie du forage soumise à la fracturation hydraulique a été mise au point (la méthode CRSP, "Casing Reamer and Sand Plug"). A l'aide de cette méthode, un ensemble de deux réservoirs distincts fut construit par stimulation d'un même forage à 700 et 1000 m de profondeur. La microsismité développée pendant la fracturation hydraulique (cf. partie précédente), met en évidence la géométrie plane



Figure 6.2: Localisation du site géothermique de Soultz-sous-Forêts, Alsace, France: au nord du Graben du Rhin.

des deux fractures majeures. Après avoir foré un second puits de production à 80 m de distance du premier, des essais de circulation ont été entrepris [Kitano, 1997]. Bien que la température du fluide en sortie atteigne les 160 C° pour des réservoirs peu profonds (700 et 1000 m), la perte de fluide a toujours été très importante durant les essais de circulation (90% pour les premiers essais, 70% aujourd'hui). L'un des objectifs premiers des dirigeants de l'exploitation de ce site est donc de trouver une solution pour augmenter le taux de récupération de fluide entre les forages ainsi que de réduire la pression d'injection nécessaire au bon fonctionnement des essais de circulation.

6.3 La géothermie HDR à Soultz

6.3.1 Géologie

Le site géothermique de Soultz est situé dans le nord du fossé Rhénan sur un horst d'une surface d'environ 10 km² (fig.6.2). Les grabens sont décomposés en blocs séparés par des ensembles de failles normales. La formation du graben du Rhin est due, entre autres événements, à une remontée du manteau au tertiaire. Ce diapirisme, associé à une fracturation naturelle assez intensive, autorise des circulations de type convectif au sein du graben [Flores Marquez, 1992]. Ces circulations, impliquant des échanges de fluide socle-sédiments, seraient à l'origine des anomalies géothermiques rencontrées dans tout le graben, et notamment à Soultz où le gradient géothermique atteint les 100 C° km⁻¹ pendant les premiers 1200 m de profondeur pour ensuite revenir progressivement à un gradient normal de 30 C° km⁻¹ (fig. 6.3).

La lithologie à Soultz est constituée d'un socle granitique situé à 1400 m de profondeur environ, surmonté des subdivisions classiques du Trias Germanique: une couche de 400 m de grès de Buntsandstein, un calcaire du Muschelkalk

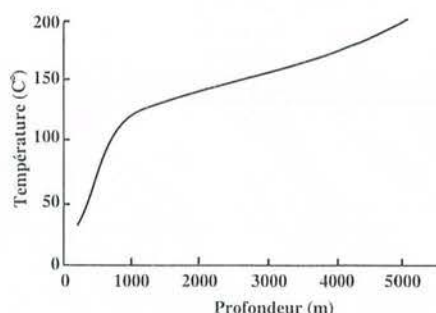


Figure 6.3: *Évolution du champ de température relevé dans le forage GPK1 (Soulz, France). Il apparaît les deux gradients géothermiques représentés par la pente de la droite. Des circulations convectives de fluides dans le socle et le trias inférieur ont été évoquées pour expliquer le gradient plus élevé que la normale.*

d'environ 100 mètres d'épaisseur, surmonté d'une épaisse pile de formation sédimentaire (Keuper, Jurassique, Oligocène) [Elsass et al., 1995]. Les failles majeures (faille de Hermeswiller à l'Est et les failles de Kutzenhausen et Soultz à l'Ouest) sont orientées *NS* de part l'orientation *NNE* du Graben (fig. 6.4).

Le forage GPK2 atteint à ce jour la profondeur de 5000 m pour une température de 200 C°. Au moment des essais de stimulation et de circulation, les profondeurs maximales des forages GPK1 et GPK2 étaient de 3600 et 3800 m, respectivement. Le granite de Soultz présente une fracturation naturelle très intense. Des études sur carottes récupérées dans le forage EPS1, ainsi que des observations d'images des parois des deux forages à l'aide de caméra ont fournis des statistiques sur les familles de fractures présentes dans la roche [Genter et al., 1997a]. Les fractures sont subverticales et les azimuts présentent une tendance *NS* à *NNE*, alignée avec l'orientation générale du graben.

6.3.2 Comparaison avec les autres sites

Il n'existe pas un seul critère pour définir le "meilleur" site HDR ou HWR (Hot-Wet-Rock) géothermique au monde. Un ensemble de facteurs sont nécessaires, mais pas toujours suffisants, pour que l'exploitation fonctionne efficacement. La perméabilité du milieu contrôle la connexion entre les forages. Son efficacité (du point de vue de l'exploitation géothermique) dépend de la distance séparant les zones de production et d'injection des forages. La perméabilité ne devra pas être nécessairement la plus élevée possible pour éviter la malencontreuse étape terminale du site de Rosmanowes. Cependant, elle est initialement faible dans le type de roches rencontrées dans cette étude (magmatiques) et des essais de stimulation hydraulique sont nécessaires pour l'augmenter. Durant ces essais, un volume de roche fracturée est créé. Il correspond à l'*échangeur géothermique*. Il possède une certaine température dépendant du gradient géothermique, donc de la profondeur. Cet échangeur définit le volume de roche dans lequel le fluide

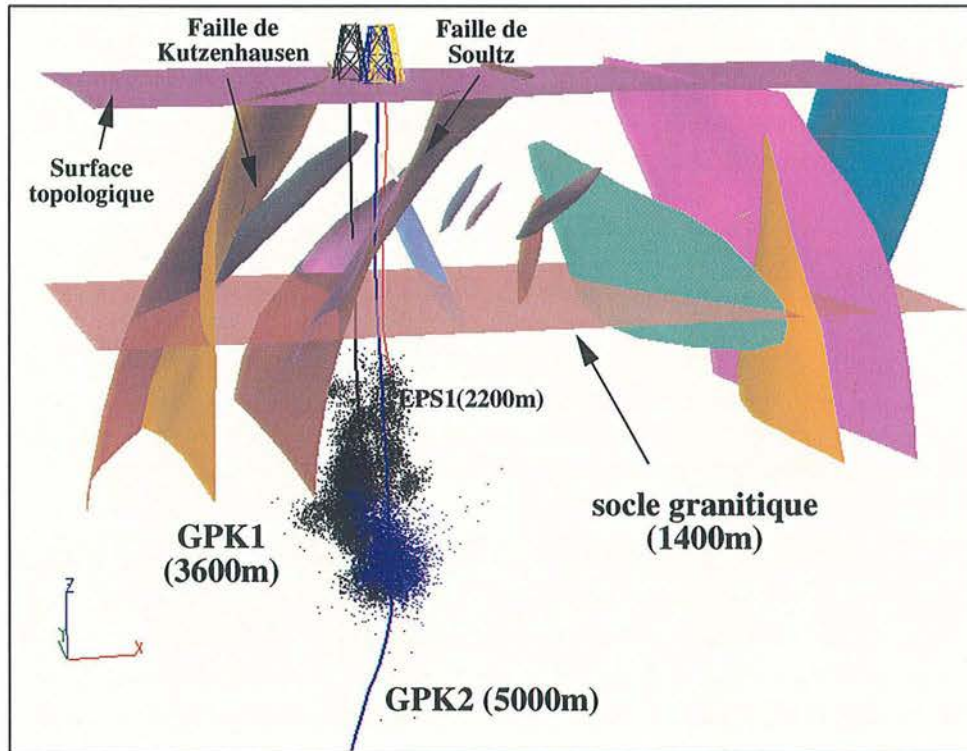


Figure 6.4: *Modèle géométrique (gOcad) des failles situées dans le horst de Soultz [Renard and Courrioux, 1994]. Représentation du doublet géothermique: le volume de l'activité microsismique développé durant la fracturation hydraulique donne une représentation de la taille de l'échangeur géothermique (x =Est, Y =Nord).*

circule. Ce volume et la surface d'échange associée sont des paramètres caractéristiques de l'efficacité thermique de l'échangeur (tab. 6.1).

Le champ de contraintes régnant au sein du massif joue aussi un rôle prédominant pour tous les paramètres d'exploitation du site. Il gouverne la pression d'injection nécessaire à la fois pour la fracturation hydraulique, mais aussi pour la production de fluide pendant les tests de circulation. Le débit de production sera optimisé en fonction de ce champ de contraintes. Cependant, même si la perméabilité est satisfaisante, si la connexion entre les forages est correctement établie et si le champ de contraintes n'est pas défavorable, le réseau de fractures peut, de par sa géométrie, être connecté vers l'extérieur de l'échangeur et réduire ainsi le taux de récupération du fluide produit.

C'est donc cet ensemble de paramètres et le couplage thermique, hydraulique et mécanique qui permettent de définir l'efficacité d'un site et les conditions favorables pour son exploitation. A l'heure actuelle, le site de Soultz présente les résultats les plus encourageants en terme de production à long terme (circulation en boucle entre le forage de production et celui d'injection). Il possède un réservoir de très grand volume (la distance séparant les puits

Sites	Perm.	Prof. (km)	Temp. C°	Vol. Reservoir m ³ × 10 ⁶
Fenton Hill 1	basse	2.9	180	0.6
Rosmanowes	basse	2.6	90	3.5
Fenton Hill 2	très basse	3.5	240	6.5
Hijori	forte	1.8	240	0.7
Ogachi	forte	1.0	200	1.3
Soultz	moyenne	3.5	170	240

Tableau 6.1: Comparaison des paramètres physiques déterminants dans une exploitation géothermique: perméabilités, profondeur, températures, volume du réservoir, d'après [Duchane, 1998].

SITES	Press. Inj. (MPa)	Débit (l/s)	Taux Rec. (%)
Fenton Hill 1	8	6	90
Rosmanowes	10	25	80
Fenton Hill 2	27	6	93
Hijori	5	13	79
Ogachi	7	8	25
Soultz	2	24	100

Tableau 6.2: Comparaison des résultats hydrauliques de circulation de plusieurs sites géothermiques: pression d'injection, débit de production, taux de recouvrement du fluide, d'après [Duchane, 1998].

est de 500 m). Le gradient thermique n'est pas le plus élevé (à l'époque la température du fluide produit était de 140 C°), mais son taux de perte de fluide est estimé comme quasiment nul (tab. 6.1). La pression d'injection requise est la plus faible pour un débit de production parmi les plus élevés (tab. 6.2). C'est pourquoi ce site est considéré à ce jour, comme l'un des prototypes les plus encourageants pour le futur de la géothermie [Duchane, 1998].

Le projet européen HDR a nécessité un investissement considérable pour mener à bien son évolution. Ce prix élevé a encouragé la mise en place d'une collaboration entre les différents gouvernements nationaux ainsi que la Commission Européenne. La France, l'Allemagne et l'Angleterre sont à l'origine du projet en 1987. Ils seront rejoints par l'Italie, la Suisse ainsi que la Suède pour développer le prototype HDR. Le site de Soultz a été sélectionné, avec le

consentement des autres partenaires, parmi deux autres projets ("Bad Urach" en Allemagne et "Rosmanowes" en Angleterre). La société *Socomine* (Société de Coopération Minière et Industrielle, SA) représenté sur le site par un français (A. Gérard), un allemand (J. Baumgärtner) et un anglais (R. Baria) régit les différentes phases d'évolution du site de Soultz-sous-Forêts depuis le début du projet. La collaboration des différents partenaires apporte un élan à la fois technique et scientifique au projet. La géologie, la géophysique, la géochimie, les modélisations mathématiques et numériques ainsi que l'ingénierie des réservoirs sont mises à contribution, donnant lieu à de nombreuses publications scientifiques.

6.4 L'essai de circulation de 1997

Les objectifs de la modélisation sont d'obtenir une meilleure connaissance des exploitations géothermiques. Les modèles essayent d'apporter "un point de vue" sur l'évolution du site selon différents scénarios d'exploitation. Pour ce faire, il est d'abord nécessaire de construire un modèle qui vérifie au mieux un cas déjà testé. L'essai de circulation, réalisé durant l'été 1997, fournira les paramètres de calages nécessaires à l'ajustement du modèle.

6.4.1 Principes

L'expérimentation de 1997 visait à effectuer un essai de circulation en boucle entre les deux forages GPK1 et GPK2 sur une durée prolongée (quatre mois). Le fluide produit est pompé par le forage GPK2 (fig. 6.5) à une température d'environ 140 degrés. Une fois en surface, il est refroidi par un échangeur thermique connecté à un lac. Le lac alimente en eau froide l'échangeur placé en sur-

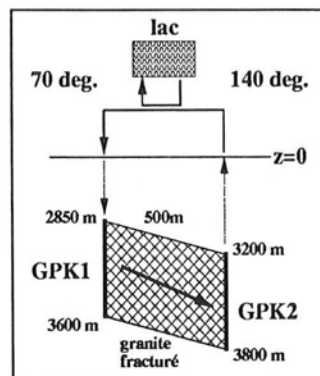


Figure 6.5: Représentation du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts (France). L'eau circule dans le socle granitique fracturé du puits GPK1 vers le second forage GPK2 séparés d'environ 500m, (les distances ne sont pas respectées).

face et servant à refroidir l'eau produite. La température de l'eau est ramenée à environ 70 degrés et réinjectée dans le forage GPK1. Le système fonctionne en boucle fermé, c'est à dire, sans contact avec l'extérieur et à une pression de 10 bars de manière à éviter tout problème de corrosion et de précipitation occasionnés par des réactions chimiques avec l'oxygène de l'air.

6.4.2 Observations hydrauliques

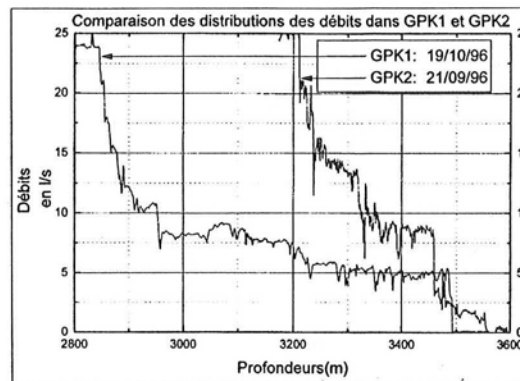


Figure 6.6: *Distribution des débits le long des sections ouvertes de GPK1 et GPK2 durant les phases de stimulations hydrauliques de 1996 [Gérard, 1998].*

La circulation dans le socle granitique fracturé s'effectue entre la zone d'injection de GPK1, comprise entre des profondeurs de 2850 et 3600 m et la zone de production de GPK2 située entre 3200 et 3800 m. Ces deux sections ouvertes des forages ont été sollicitées hydrauliquement par fracturation (cf. partie précédente) et des mesures de distribution de débits le long des forages ont fourni des informations sur la localisation des zones d'évacuation de fluide dans les sections ouvertes (fig. 6.6). Ces zones de fuite de fluide sont localisées à des profondeurs où le flux diminue sensiblement. Pour GPK1, les zones hydrauliquement actives sont localisées vers 2860-2910 m, 3100-3220 m et 3490 m avec des proportions respectives de l'ordre de 60%, 15% et 25%. Pour GPK2, la distribution des débits est moins contrastée. Trois zones sont tout de même identifiables, une localisée vers 3245 m (15%) une seconde vers 3340 m (25%) et une dernière à 3470 m (35%) [Gérard et al., 1998].

6.4.3 Observations thermiques

La répartition des températures le long du forage GPK2 a évolué au cours des années. La situation juste après le forage du puits présentait une température en fond de puits aux environs de 157 °C (fig. 6.7). Après deux essais de fracturations hydrauliques en 1995 et en 1996, la température chute à moins de 135

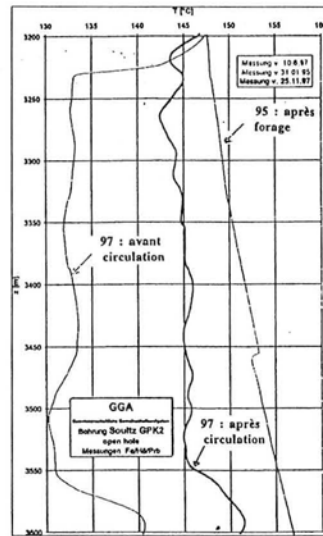


Figure 6.7: Répartition des températures le long du forage GPK2 [Gérard, 1998].

°C car l'injection était réalisée avec de l'eau à 50 °C (c'est le cas "97: avant circulation" sur la fig. 6.7). Puis, un premier essai de circulation, conduit sur une courte période de trois semaines, remonte la température à la situation initiale de l'essai de circulation de plus longue durée (c'est le cas "97: après circulation" sur la fig. 6.7).

6.4.4 Équipements

Après les nombreux tests de pompage et de fracturation hydraulique réalisés sur le site, des ordres de grandeurs de pressions et débits nécessaires à un bon fonctionnement de la boucle ont pu être définis. Afin d'obtenir des débits de circulation compris entre 20 et 30 l/s, un écart de pression de maximum d'une centaine de bars est nécessaire entre le puits d'injection et le puits de production. La pression en tête de puits de production est alors conservée autour de 10 bars et la surpression de réinjection est de l'ordre de 50 bars.

Afin d'éviter des problèmes de colmatage du puits de réinjection rencontré lors de précédents essais, la boucle de circulation de fluide extérieure est maintenue à une pression de 10 bars et le fluide subit une série de filtration avant d'être réinjecté.

L'ensemble des pompes de réinjection et de production est automatisé de façon à ce que le système se stabilise autour de la pression de surface. Autrement dit la pompe de production (immergée à 400 m de profondeur dans GPK2) est exploitée à 75% de son maximum et la vitesse de réinjection est ajustée de manière à ce que la pression en surface reste constante.

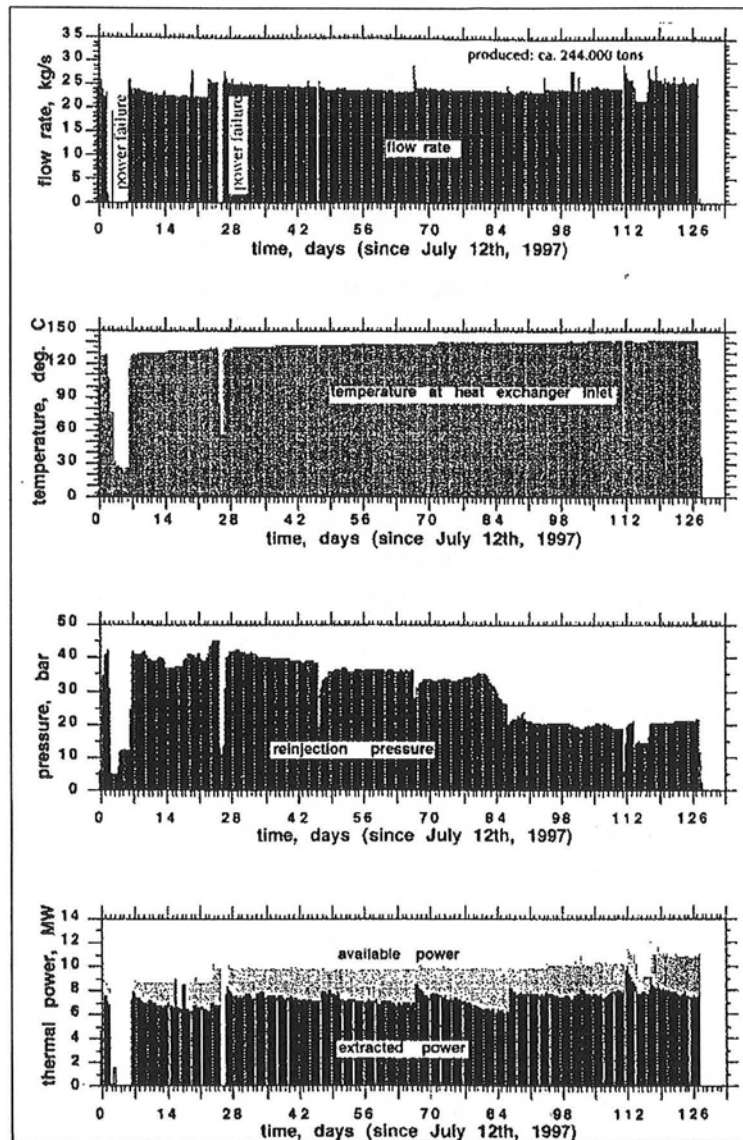


Figure 6.8: Évolution des paramètres principaux des essais de circulation de Soultz-sous-Forêts [Baumgärtner, 1998].

6.4.5 Résultats

Hormis deux incidents rencontrés en début d'essai (des orages signalés par les termes “*power failure*” sur la figure 6.8), la suite des opérations de circulation s'est déroulée sans encombre. Le système semble donc assez résistant face aux éléments perturbateurs extérieurs [Baumgärtner et al., 1998].

Le débit, globalement constant, a été augmenté de 21 à 25 kg/s (pour une densité d'environ 1040 kg/m³). La quantité de fluide pompée est égale à la quantité de fluide injecté conduisant à un volume total de fluide circulé de

244000 m³.

La température de production en tête de puits n'a cessé d'augmenter tout le long de l'essai caractérisant un très bon comportement thermique de l'échangeur. Au premier jour, elle était de 128 °C. Elle atteint 142 °C à la fin de l'essai (120 jours). La perte de température au cours de la remontée est relativement faible. En effet, comparant la température en fond de puits avec celle observée à la surface, la différence est estimée autour de 3 °C seulement.

Un gain de la productivité du site a été obtenu lors de la diminution de la pression de réinjection passant de 4 MPa à 2.5 MPa. Cette diminution semble être associée à une modification du traitement chimique du fluide. En effet, afin d'éviter des problèmes de dépôts de carbonate antérieurement rencontrés, un produit dispersant a été employé en début d'essai. Cependant, le pH du fluide, mesuré en permanence, présentait une valeur plutôt faible (autour de 4.8) permettant d'éviter tout risque de dépôts. Il fut donc décidé de supprimer le produit anti-corrosif, ce qui contribua de façon positive à la production globale du site. La réduction de la pression d'injection a été associée à une réorganisation des débits le long de la section ouverte (la zone d'évacuation proche du casing-shoe est plus connectée, ainsi qu'une zone située à une profondeur de 3250 m).

Afin de confirmer une connexion entre les deux forages GPK1 et GPK2, une campagne de traçage géochimique a été réalisée pendant l'essai de circulation. Pour ce faire, plusieurs traceurs ont été choisis: de l'acide benzoïque (290 kg), du deuterium D₂O (43 kg placé à 3450 m), du SF₆ (500 g dissous dans 15 m³ d'eau), de la fluorescéine (150 kg), de la rhodamine (23 kg) et de l'amino-G (pur à 60%, 48 kg). Les résultats du test confirment une connexion entre les forages avec des temps de première arrivée différents selon les traceurs [Aquilina et al., 1998]: 44 h pour le deuterium, 70-75 h pour la fluorescéine, 72 h pour l'acide benzoïque, 84 h pour la rhodamine et 120 h pour l'amino-G. Au vu des résultats précédents et des seuils analytiques limitant la détection des traceurs, une estimation du temps de première arrivée de 72 ± 10 h [Aquilina et al., 1998] semble convenable comme estimateur de temps de transit minimum entre les deux forages (fig. 6.9).

6.4.6 Discussion

Les résultats de ces essais de circulation sont très encourageants en ce qui concerne le comportement du prototype de Soultz. Le doublet géothermique a été opérationnel durant tout le test. Seul des difficultés extérieures au système ont contribué à des arrêts momentanés. Des améliorations sur la production ont pu être menées en cours d'opération. Le système a fonctionné en perte nulle: le fluide produit a été réinjecté. Le fluide de circulation contenait de l'eau douce provenant des essais de stimulations hydrauliques réalisées

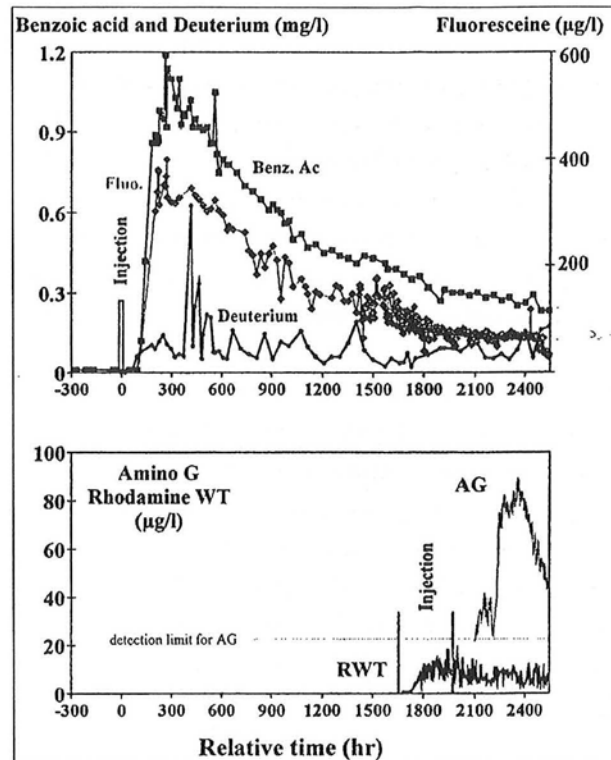


Figure 6.9: Résultats des tests de traçage réalisés durant les essais de circulation de Soultz-sous-Forêts (France) [Aquilina, 1998].

antérieurement (85000 m^3 injectés en 1995 et 1996). Ceci confirme le fait que le réservoir semble plutôt confiné dans un système non connecté vers l'extérieur [Gérard et al., 1998].

Les traceurs géochimiques (notamment l'acide benzoïque et la fluorescéine) présentent des réponses en concentration typiques de transfert en milieu hétérogène avec une croissance rapide vers un pic suivi d'une diminution plus progressive vers une valeur palier ou vers une pente (fig. 6.9). L'allure différente du deuterium est attribuée au fait que l'injection de ce dernier a été réalisée en profondeur [Aquilina et al., 1998]. Le temps d'apparition du pic a été estimé par l'ensemble des traceurs aux alentours de 200 heures. D'après les calculs du BRGM, les taux de récupération sont de 35%, 21%, 8% et 2% pour l'acide benzoïque, la fluorescéine, l'amino-G et la rhodamine, respectivement (dans l'hypothèse d'une conservation parfaite des traceurs, ce qui fournit la vue la plus pessimiste possible des résultats). Ces pourcentages sont interprétés de façon positive par Socomine par rapport à la rentabilité du prototype. En effet, la version finale du site de Soultz se présentera sous la forme d'un triplet (un puits d'injection + deux puits de production). Le taux de recouvrement issu des deux forages de production sera alors certainement double.

Un calcul du volume du réservoir (eau+matrice) est réalisable grâce à

l'asymptote de la courbe réponse des traceurs, en admettant que les circulations sont réalisées en système fermé. Cette asymptote, projetée sur l'axe des ordonnées, définit une valeur de concentration correspondant à celle du mélange, considéré homogène chimiquement, de la quantité du fluide en circulation dans le réservoir. Connaissant la quantité de traceur injectée au départ de l'essai, cette valeur conduit à une estimation d'un volume du réservoir matrice+fluide. Les calculs de ce volume sont, pour le moment, estimés de l'ordre du millions de mètres cubes. Le résultat varie selon les traceurs, la variabilité des estimations est importante.

Baumgärtner [Baumgärtner et al., 1998] fournit des estimations de la puissance thermique exploitable et exploitée en cours d'essai (fig. 6.8). Cette puissance dépend de l'écart de température ΔT entre celle du fluide produit et celle du fluide injectée ici estimée à 60 °C environ. Ainsi, en considérant un débit moyen Q de 25 kg/s pour une densité ρ de 1040 kg/m³ et une capacité calorifique C choisie comme celle de l'eau égale à 4.18 10⁶ J/m³ °C, le site de Soultz peut fournir actuellement une puissance exploitée P_e de

$$P_e = \frac{Q C \Delta T}{\rho} = 8 \text{ MW environ}$$

en supposant un rendement de 100%.

Une puissance exploitable, calculée pour une température de production minimum de 40 °C, peut atteindre une valeur de 10 MW (cf. fig. 6.8), équivalente à celles fournies aux installations de chauffage industrielle en région Parisienne [Gérard et al., 1998], mais à température (et donc enthalpie) nettement plus élevée.

6.4.7 Les objectifs du modèle

Le test de circulation de 1997 est donc une réussite du point de vue du comportement du site sur une durée de quatre mois. La question reste de savoir comment le prototype de Soultz va évoluer sur une plus longue période. Les objectifs de la modélisation de cette thèse sont donc de proposer un comportement hydraulique et thermique du doublet géothermique en mode de fonctionnement (circulation), dans l'état de 1997, à long terme. Ce travail répond à une demande des dirigeants des sites prototypes qui, ayant récolté un maximum de données durant ce test prometteur, souhaiteraient avoir une estimation de la longévité de l'échangeur géothermique.

La microsismicité développée sur les deux forages donne une estimation du volume de roche stimulé par la fracturation hydraulique. Elle reste à ce jour la seule information volumique permettant d'établir un modèle en trois dimensions. Ce volume sismique peut être associé à celui du réservoir géothermique. Cependant, certains auteurs ont montré qu'une activité hydraulique, voire

mécanique, dans un réservoir n'est pas systématiquement accompagnée d'un phénomène sismique [Cornet et al., 1997], [Evans, 1998]. La sismicité traduit avant tout un effet mécanique de rupture de la roche. Donc, si cette rupture est provoquée par une surpression de fluide, elle peut être aussi une trace de circulation mais l'inverse n'est pas systématique. En effet, durant les tests de circulation réalisés à Soultz, aucune activité microsismique n'a été enregistrée alors que le fluide circule bien concrètement entre les forages. Néanmoins, la zone stimulée peut être raisonnablement approximée par l'espace occupé par l'activité sismique [Jones and Stewart, 1997]. Un modèle hydraulique, construit en utilisant les points microsismiques "communs" aux deux puits selon un critère empirique, a déjà été proposé [Jupe et al., 1998]. Les attentes de Socomine en ce qui concerne les modèles à venir (cf. fig. 6.10) sont d'obtenir un bilan hydraulique fournissant un débit de circulation de 25 kg/s et ce, avec ou sans fuites de fluide vers l'extérieur du réservoir. Le volume du réservoir peut être approximé raisonnablement en utilisant l'activité microsismique comme pour délimiter la zone stimulée. La perméabilité du milieu est double. Elle est composée à la fois d'un réseau de fractures connectant les deux forages, mais elle est aussi constituée d'un milieu très fracturé approximé par un milieu poreux équivalent. Les surpressions nécessaires à l'écoulement sont de quelques MPa. Le puits EPS1 situé juste au dessus du réservoir fournit un paramètre de calage en terme de pression. Enfin, l'essai de 1997 correspond à une température d'injection de 60 °C pour une température de production de 140 °C.

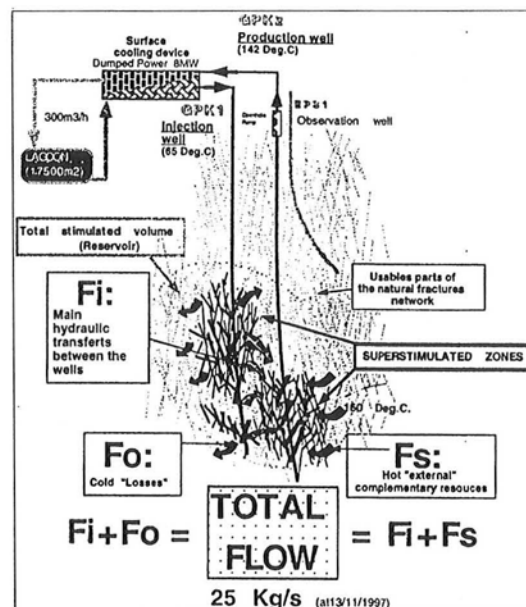


Figure 6.10: Vue simplifiée du système HDR développé à Soultz-sous-Forêts [Gérard, 1998].

Il est donc nécessaire de posséder des outils capables de représenter en trois dimensions tous les paramètres sismiques, hydrauliques et thermiques du

ystème géothermique de Soultz, mais aussi d'utiliser un code de calcul pouvant résoudre les équations de transferts de masse et de chaleur en trois dimensions. Dans le prochain chapitre, une description du modèleur *gOcad* ainsi que du logiciel d'éléments finis *Thermass* sera donnée de façon à expliciter la démarche appliquée pour la résolution de ce problème. Ces deux outils fournissent une méthode pour déterminer une solution en régime permanent de la circulation de fluide entre les forages (lignes de courant, débit et charge dans le massif). A partir de ce premier résultat, il sera alors possible d'envisager un calcul à long terme du comportement thermique d'un tel modèle dans des conditions de circulation à long terme.

Chapitre 7

La modélisation

Avant d'entamer une description des outils employés dans ce travail de modélisation des écoulements de fluide et des échanges de chaleur associés, un rappel des équations de transferts régissant la physique du problème est nécessaire. Ces équations à dérivées partielles seront résolues dans le milieu en trois dimensions par la méthode des éléments finis. Le code de calcul a été conçu et programmé de manière à être directement interfacé avec les objets 3D construits par le modeleur gOcad [Gérard, 1997].

7.1 Les équations de transferts

7.1.1 Transfert hydraulique

La conservation de la matière au cours d'un écoulement dans un milieu poreux est décrite, en l'absence de terme source, par l'équation (1.3):

$$\operatorname{div}(\rho \vec{V}) + \frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} = 0$$

avec \vec{V} la vitesse d'écoulement et ρ la densité volumique. De plus, il a été montré que la loi de Darcy pouvait, sous une forme plus généralisée (tenant compte des effets de la gravité et de la viscosité du fluide), être décrite par l'équation (1.17):

$$\vec{V} = -\frac{\rho g \bar{k}}{\mu} \operatorname{grad} h$$

avec g la gravité, μ la viscosité dynamique du fluide, \bar{k} le tenseur de perméabilité et h la charge reliée à la pression p à une profondeur z dans le massif par la relation (1.11):

$$h = \frac{p}{\rho g} + z$$

La définition précédente de la vitesse correspond à un écoulement de type potentiel. En effet, la vitesse est définie en fonction d'un gradient de pression (ou de charge). Elle peut donc s'écrire sous la forme donnée par la relation (1.4), décrivant un écoulement dérivant d'un potentiel.

L'objectif du modèle hydraulique est de traduire au mieux les écoulements de circulation effectués en boucle dans le doublet géothermique. Ainsi, en utilisant l'équation de continuité et la loi généralisée de Darcy, l'équation de transfert de masse dans le massif, en régime permanent et avec une densité ρ constante, est régie par l'équation de Laplace:

$$\nabla \cdot \left(\frac{\rho g \bar{k}}{\mu} \nabla h \right) = 0 \quad (7.1)$$

Le transfert de masse dans le cas du site géothermique de Soultz-sous-Forêts sera résolu en terme de charge. La charge est choisie nulle lorsque la pression interstitielle du milieu est égale à la pression hydrostatique, c'est à dire le poids de l'eau. Ainsi, la différence de pression nécessaire à la mise en circulation du fluide est caractérisée par une surpression (charge non nulle positive) dans la zone d'injection du forage GPK1, et une zone de sous-pression (charge non nulle et négative) dans la zone de pompage de GPK2 (fig. 7.1). Une fois le champ de charge évalué pour un régime de circulation établi constant dans le temps, il est alors possible, en utilisant la loi généralisée de Darcy de reconstruire le champ de vitesse de filtration du fluide. Ce dernier est totalement dépendant du tenseur de perméabilité défini dans le milieu granitique.

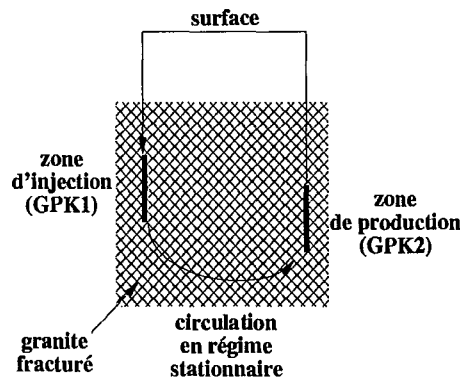


Figure 7.1: Représentation schématique de la circulation de fluide en boucle fermée et en régime stationnaire établie dans un doublet géothermique.

7.1.2 Transfert thermique

Le transfert de chaleur en milieux poreux présente une analogie directe avec les mécanismes de transport de masse. Cependant, quelques rappels sur la

définition des paramètres caractéristiques des transferts thermiques sont nécessaires à une meilleure compréhension de la problématique de Soultz.

Définition

Telle la charge en hydraulique, la *température* T est le paramètre caractéristique principal des transferts thermiques. La quantité de *chaleur* Q est la forme d'énergie obéissant aux lois de conservation telle l'équation de continuité en hydraulique. Exprimée en *Joules*, elle dépend de la masse m et de la température du milieu dans laquelle elle est confinée,

$$dQ = m C dT$$

avec C la capacité calorifique du milieu (en J/Kg K). Cette quantité de chaleur peut se déplacer dans un milieu. On appelle *densité de flux de chaleur* \vec{j} , la quantité de chaleur qui traverse l'unité de surface par unité de temps. Il existe trois modes de transfert thermique: la *conduction*, la *convection* et la *radiation*.

La conduction

Elle correspond au déplacement de la chaleur au travers une matière *immobile*. La loi de Fourier, tout à fait analogue à la formulation généralisée de Darcy en hydraulique, permet d'introduire la notion de conductivité hydraulique. Elle traduit la relation proportionnelle entre la densité de flux de chaleur \vec{j} et le gradient de température,

$$\vec{j} = -\bar{\lambda} \text{grad} T \quad (7.2)$$

\vec{j} s'exprime en J/s m², ou bien en W/m², le *Watt* valant un Joule par seconde. Le tenseur $\bar{\lambda}$ est appelé tenseur de *conductivité thermique*. Son unité est donc le W/m K.

Pour obtenir le *flux de chaleur* Φ (ou chaleur écoulee par seconde) à travers une surface S il suffit alors d'écrire,

$$\Phi = \vec{j} \vec{n} S$$

avec \vec{n} le vecteur normal à la surface S .

La convection

La convection traduit les transferts de chaleur engendrés dans un milieu avec déplacement de la matière. Ce phénomène correspond exactement au cas de Soultz-sous-Forêts. En effet, lors de l'essai de circulation en boucle fermée, c'est essentiellement le mouvement du fluide qui gouverne le transfert de la chaleur. Autrement dit, lors de la réinjection de l'eau (une fois refroidie) dans le milieu,

le granite voit sa température diminuer progressivement de la zone d'injection (GPK1) vers la zone de production (GPK2) (fig. 7.2). Le phénomène conductif intervient mais sur une échelle des temps plus importante. Le transport purement conductif de la chaleur est plus lent que le transport convectif dans le cas de Soultz car la circulation de fluide est forcée. Cet écart serait moins prononcé pour des circulations naturelles.

La quantité de chaleur par seconde traversant une surface S lorsque le milieu qui la contient se déplace à une vitesse \vec{V} s'écrit alors,

$$dQ = \rho C_f T \vec{V} \vec{n} dS$$

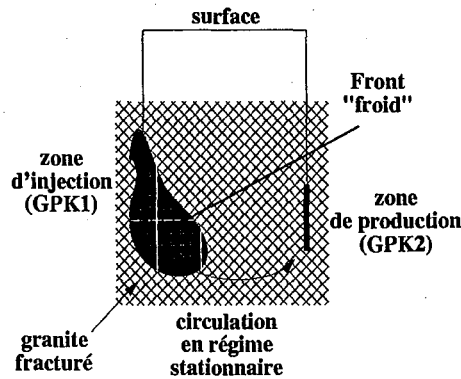


Figure 7.2: Représentation schématique de l'évolution du front de refroidissement dans le granite. Le transfert de chaleur est convectif, la température est "portée" par la circulation du régime établi.

La radiation

Le phénomène de radiation correspond au transport de chaleur dans le vide (rayonnement). Il ne sera pas abordé dans cette thèse.

7.1.3 L'équation de la chaleur

En effectuant un bilan thermique sur un volume élémentaire, il est facile de montrer que l'équation de transfert de chaleur s'écrit:

$$\nabla \cdot (\bar{\lambda}^* \nabla T) - \nabla \cdot [(\rho c)_f \vec{V} T] = \frac{\partial}{\partial t} [(\rho c)^* T] \quad (7.3)$$

Cette relation traduit les phénomènes de transfert par conduction et convection forcée dans un milieu poreux. L'exposant * correspond au milieu équivalent thermiquement à celui représenté par une partie fluide et une partie solide. Le

milieu effectif pourra être approximé raisonnablement par la roche elle-même au vu des porosités faibles rencontrées dans les granites (de l'ordre de 0.003).

Contrairement aux calculs réalisés en hydraulique, les transferts thermiques sont résolus en régime transitoire (dépendant du temps), de façon à quantifier la vitesse d'évolution du front thermique froid qui se développe au sein du granite pendant la circulation des fluides.

7.2 Méthodes et moyens

7.2.1 Thermass

Le code de calcul *Thermass* a été développé au Centre de Recherche Pétrographique et Géochimique de Nancy, au cours d'un travail de thèse [Gérard, 1997]). Ce programme utilise la méthode des éléments finis (parmi d'autres), pour résoudre l'équation aux dérivées partielles régissant les phénomènes de transfert de masse et de chaleur en milieu poreux. Cette équation se divise en différents termes,

$$\underbrace{\nabla \cdot (\bar{B} \nabla u)}_{\text{terme diffusif}} - \underbrace{\nabla [\alpha \vec{V} u]}_{\text{terme convectif}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} [\beta u]}_{\text{terme transitoire}} + \underbrace{A}_{\text{terme source}} \quad (7.4)$$

Selon l'emploi ou non de certains des termes définis ci dessus, nous retrouvons dans cette formulation générale, l'écriture des deux équations (7.1) et (7.3). L'objet de cette thèse n'est pas de présenter à nouveau la méthode des éléments finis, mais simplement de décrire les principes de la formulation adoptée dans *Thermass*.

7.2.2 Les éléments finis

Position du problème

Pour qu'un problème soit posé correctement, il faut définir un domaine Ω à l'intérieur duquel une variable u (température, charge) varie selon une équation du type (7.4). Des conditions limites doivent être définies sur les frontières du domaine $\partial\Omega$ de façon à ce que le système d'équations à résoudre possède une solution unique. Ces conditions limites définissent les échanges entre le domaine Ω et l'extérieur. Ces conditions limites peuvent être de deux types:

Dirichlet,

$$u = u_0 \quad \text{sur une partie } \Gamma_1 \text{ de } \partial\Omega,$$

ou *Neumann*,

$$(\bar{B} \vec{\nabla} u) \cdot \vec{n} = \text{cst sur une partie } \Gamma_2 \text{ de } \partial\Omega$$

Physiquement, une condition limite de type Dirichlet pourra correspondre à une donnée de pression ou de température observée dans un forage ou à sur la surface par exemple. La valeur imposée est une constante. Une condition de type Neumann correspond à un flux normal imposée sur un domaine particulier: un débit de fluide (proportionnel au gradient de la pression), un flux de chaleur ...

Principes

Les transferts de masse ou de chaleur dans un milieu à trois dimensions peuvent rapidement devenir complexes à résoudre analytiquement, notamment dans des milieux très hétérogènes et anisotropes. C'est pourquoi des formulations mathématiques permettent de "diviser" un unique problème complexe en un ensemble de problèmes simples.

Pour ce faire, l'écriture de 7.4 est dérivée sous la forme:

$$L(u) = 0 \quad (7.5)$$

où L correspond à l'opérateur constitué des différents termes de l'équation (7.4). $L(u)$ est appelé le résidu, il est nul pour la solution exacte du problème.

Afin de diviser la complexité du problème analytique, la solution réelle de la variable u est alors approximée par la variable \hat{u} . L'espace des \hat{u} est défini par un ensemble de n points, appelés noeuds x_i ($i = 1 \dots n$), où la valeur de u est u_i . Une des approches employée pour exprimer \hat{u} à partir des u_i est l'interpolation entre les noeuds à l'aide de fonctions de formes $N_i(x)$:

$$u \simeq \hat{u} = \sum_i N_i(x) u_i$$

x représente la position dans l'espace local de l'élément. $N_i = 1$ pour x correspondant au noeud et $N_i = 0$ en dehors de l'élément. Ainsi la variable approchée \hat{u} est totalement déterminée si tous les u_i sont connus.

Pour palier le fait que le résidu n'est pas nul pour la variable approchée, l'équation (7.5) est écrite sous la forme des *résidus pondérés*, soit:

$$\int_{\Omega} L(u) \phi \, d\Omega = 0 \quad (7.6)$$

où ϕ représente la *fonction poids*. La variable u solution de (7.6) est aussi solution de (7.5). L'écriture sous la forme des résidus pondérés peut alors être utilisée sur chacun des n noeuds en utilisant n fonctions de poids ϕ_n .

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} L(\hat{u}) \phi_1 \, d\Omega &= 0 \\ &\vdots \\ \int_{\Omega} L(\hat{u}) \phi_n \, d\Omega &= 0 \end{aligned} \quad (7.7)$$

Cette formulation est dite *de forme faible* car le résidu n'est pas nul sur chacun des noeuds. La solution de ce système donne les $u_1 \dots u_n$, donc \hat{u} . Le choix des fonctions de formes et des fonctions de poids est fondamental. Il conduit à différentes formulations de résidus pondérés. Plusieurs types de formulations sont disponibles dans le logiciel Thermass (Galerkine, Petrov-Galerkine ...). La formulation dite de *Galerkine*, employée dans cette étude, correspond au cas où les fonctions de formes et de poids sont les mêmes.

La formulation conduit alors à l'écriture d'un système linéaire sous la forme $[K] \cdot \vec{u} = \vec{f}$, où \vec{u} représente le vecteur inconnu (de dimension n), $[K]$ est appelée la matrice de rigidité et \vec{f} le second membre. Lorsque la complexité du problème augmente, il devient nécessaire d'augmenter le nombre de noeuds. L'espace Ω est alors décomposé en sous espaces Ω_j représentant une partie de matière. Cette décomposition, appelée la *discrétisation du domaine*, est basé sur la position des noeuds x_i . Sur chacun de ces éléments l'approche des résidus pondérés est utilisée pour obtenir les *matrices et vecteurs élémentaires* décrivant le comportement d'une partie de matière liée à cet élément. La matrice de rigidité globale ainsi que le vecteur second membre global sont construits en assemblant les matrices élémentaires et les vecteurs élémentaires calculés sur chaque Ω_j . Le vecteur \vec{u} est alors déterminé par la résolution du système linéaire obtenu.

Interfaces

Lors de la modélisation, il est nécessaire de définir de façon précise:

- le discrétisation de l'équation différentielle partielle:
schéma et formulation
- la définition géométrique du domaine discrétisé:
maillage
- la description du milieu dans le domaine discrétisé:
propriétés
- la définition des conditions limites aux interfaces du domaine discrétisé:
conditions limites

La difficulté majeure du problème réside dans le fait que toutes ces définitions sont liées les unes aux autres. Pour accéder à l'un de ces objets, il est nécessaire d'avoir aussi accès aux autres. Un système d'*interface* entre ces différents objets a donc été conçu pour répondre à cette difficulté. Cette interface fournit un moyen de reconnaissance et de dialogue pour chaque entité (fig. 7.3).

Le choix du schéma de résolution est une étape fondamentale dans le processus de la modélisation. Il a une influence sur toutes les structures et notamment

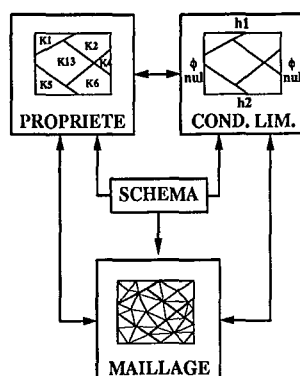


Figure 7.3: Représentation schématique des liens existants entre les différents objets utiles à la modélisation.

sur le maillage. Il intervient donc lors de la discrétisation de la PDE (Partial Differential Equation), les conditions limites et éventuellement les propriétés.

Lors de sa création, le maillage doit respecter un certain nombre de conditions: *la peau* du domaine (le volume du réservoir, les couches géologiques ...), les frontières internes au domaine (interfaces entre les couches, les fractures ...). Un lien doit être créé entre la *peau* et le maillage (positionnement des noeuds sur les frontières du domaine).

Les propriétés physiques du domaine peuvent être décrites par sous-domaines. Elles doivent être définies sur chacun des éléments. Elle peuvent être liées à d'autres propriétés (la perméabilité fonction de la température par exemple).

Les conditions limites relient le domaine créé à l'extérieur. Si le problème est bien posé, elles en assurent l'unicité de la solution. Elles peuvent être liées à des propriétés, à d'autres conditions limites.

7.2.3 gOcad

gOcad [Mallet, 1992] est un modéleur conçu pour la représentation en trois dimensions d'objets géologiques: réservoirs, couche sédimentaire, failles ... Pour ce faire plusieurs types d'objets sont à disposition.

Les objets *Vset* servent à représenter des ensembles de points. C'est grâce à ce type d'objet qu'une représentation de la microsismicité a été donnée dans le chapitre précédent. Les objets *Tsurf* servent à la construction de surfaces ou surfaces fermées (failles). Enfin, les *TSolid* représentent de véritables objets en trois dimensions comme des couches lithologiques par exemple.

Il existe aussi des objets de type *grilles*, les *Voxets* formant des grilles régulières ou bien les *SGrid* permettant la construction de grilles déformables.

gOcad offre aussi la possibilité d'obtenir un maillage de chacun de ces objets. Actuellement, plusieurs types d'éléments géométriques élémentaires sont

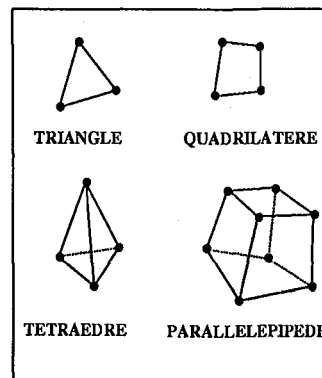


Figure 7.4: Différents types d'éléments.

proposés par gOcad (fig. 7.4).

- **triangle**: objet *Tsurf*, pour les problèmes 2D ou bien la définition des conditions limites dans les problèmes 3D
- **quadrilatère**: objet *voxet*, pour les problèmes 2D ou bien la définition des conditions limites dans les problèmes 3D
- **tétraèdre**: objet *TSolid*, pour les problèmes 3D
- **parallélépipède**: objet *Voxet et SGrid*, pour les problèmes 3D

Afin de pouvoir représenter au mieux la construction de l'objet 3D gOcad présente la particularité de pouvoir créer un ensemble de propriétés sur ces objets. Ces propriétés pourront être de types scalaire, vectoriel ou tensoriel. Elles sont définies sur les nœuds constitutifs de l'objet.

7.2.4 Conclusion

La résolution des équations à différentielles partielles régissant les transferts de masse et de chaleur dans les milieux poreux fait appel à une méthodologie complexe nécessitant l'emploi d'outil de différentes natures. Tout d'abord, des outils mathématiques sont nécessaires pour décrire les lois physiques, mais aussi la résolution de ces équations (éléments finis). Il faut ensuite donner une description géométrique (3D dans notre cas) du milieu à l'intérieur duquel la résolution des équations aux dérivées partielles sera effectuée. À cette description géométrique, est associée une description géophysique du milieu par la donnée des propriétés à l'intérieur du domaine. Enfin, les conditions limites connectant le milieu vers l'extérieur sont nécessaires pour assurer l'unicité de la solution du système d'équations à résoudre.

7.3 Modèle hydraulique

Dans cette partie, un exemple de construction d'un modèle dit "hydraulique" est présentée. L'objectif de cette simulation est de qualifier et de quantifier au mieux la circulation de fluide dans un milieu granitique fracturé entre un forage d'injection et un forage de production. Cette circulation en boucle fermée représente la mise en fonctionnement d'un doublet géothermique, les données utilisées proviennent du site géothermique de Soultz-sous-Forêts.

Les modèles géométriques et géophysiques sont construits avec le modèleur gOcad. La *perméabilité* est la propriété principale de ce modèle. C'est elle qui est à l'origine des différents scénarii proposés, et donc des différents résultats des modèles hydrauliques présentés. Sa construction repose sur l'utilisation des deux informations principales disponibles sur le site: la *microsismicité*, utilisée comme support de répartition de la perméabilité dans le granite fracturé (elle reste à ce jour la seule information en trois dimensions disponible pour la caractérisation des réservoirs), et l'identification des fractures réalisée dans les forages (information fournie en une seule dimension et d'extension latérale inconnue).

7.3.1 Modèle géophysique

Deux méthodes différentes ont été appliquées pour déterminer le tenseur de perméabilité du milieu poreux équivalent. La première méthode est basée sur la répartition dans l'espace de la microsismicité induite, et la seconde utilise les informations fournies par les observations réalisées dans les forages sur l'état de fracturation du granite.

Perméabilité-Sismicité induite

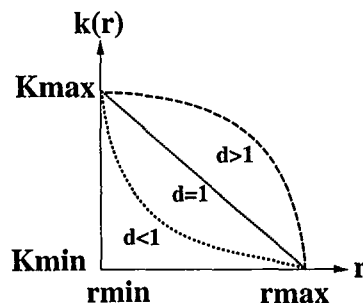


Figure 7.5: Le modèle de perméabilité est choisi en fonction de la distance r à la source d'injection des points microsismiques. Elle décroît d'une valeur maximum k_{max} jusqu'à la perméabilité de matrice k_{min} .

Les estimations de perméabilité établies dans la partie précédente constituent une première approche dans la recherche d'une relation entre la microsismicité induite et une perméabilité équivalente. Ces résultats correspondent à des essais d'injection de fluide, et non à des essais de circulation durant lesquels aucune microsismicité n'a été observée. Il n'y a donc pas eu de fracturation hydraulique pendant les tests de circulation. Ceci est confirmé par les faibles valeurs de pressions nécessaires à la mise en circulation du fluide (20 à 40 bars pour la circulation contre plus de 100 bars pour certains essais de fracturation hydraulique). La fracturation hydraulique a construit un nouveau réseau de circulation en créant de nouvelles fractures ou bien en réactivant d'anciennes fractures colmatées. La microsismicité illustre cette construction dans l'espace. Dans cette étude, la sismicité induite est employée comme un support de la distribution spatiale de la perméabilité du réservoir. Autrement dit, la sismicité est considérée comme représentative des zones perméables du milieu.

L'utilisation de la sismicité induite comme *support* de la perméabilité a déjà été réalisée sur le site de Soultz [Jupe et al., 1998], ainsi que le site d'Ogachi [Eguchi et al., 1998]. Dans le cas du site de Ogachi, la perméabilité est choisie proportionnelle à l'intensité de la magnitude de l'événement sismique. Dans le cas de Soultz, seuls les événements "communs" aux forages d'injection et de production ont été conservés. Le terme "commun" définit des événements issus de la fracturation du premier forage suffisamment proches d'autres événements issus de la fracturation du second forage. A partir de cet ensemble de points, un réseau de tubes connectant les événements est construit. Une conductivité hydraulique est associée à chacune des connexions pour réaliser la simulation hydraulique.

Méthode de construction:

Dans cette étude, la perméabilité est choisie plus forte près des forages. Ce comportement est considéré cohérent avec les stimulations hydraulique car la roche est fracturée principalement près du puits. La méthode consiste à estimer une perméabilité k sur chacun des événements en fonction de la distance r de cet événement à la source d'injection (fig. 7.5). Ainsi, la loi $k(r)$ s'exprime de la façon suivante:

$$k(r) = a \times r^d + b \quad (7.8)$$

avec $k(r_{max}) = k_{min}$ et $k(r_{min}) = k_{max}$.

La distance de fracturation r_{max} correspond à un volume de roche considéré comme hydrauliquement actif. La perméabilité k_{min} est choisie comme étant égale à celle du granite avant fracturation à $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$. Cette valeur correspond aux estimations établies dans la partie précédente. Des estimations de perméabilité ont été réalisées à la fois in-situ et en laboratoire sur le granite de

Soultz, [Hettkamp et al., 1998]. Les mesures in-situ réalisés par des tests d'oscillation en pression fournissent des valeurs de perméabilité variant de 10^{-15} à 10^{-16} m^2 . Ces estimations correspondent à la roche après fracturation hydraulique. Les mesures sur carottes en laboratoire fournissent des estimations beaucoup plus faibles, de 10^{-21} à 10^{-18} m^2 , correspondant à une perméabilité de matrice, sans fractures. La valeur de $2.5 \cdot 10^{-17}$ m^2 , située entre les deux limites, a été choisie pour caractériser la perméabilité de la roche fracturée naturellement.

La valeur des coefficients a et b dépend de la valeur des distances de fracturation r_{max} et r_{min} choisies. Le comportement du modèle pourra être modifié en fonction de la *dimension fractale* d introduite en (7.8) (fig. 7.5).

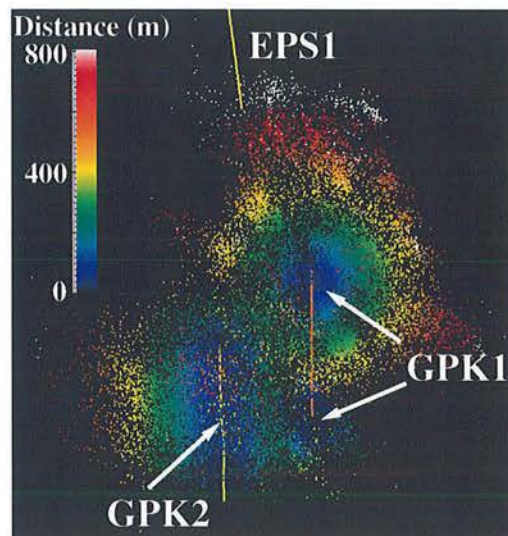


Figure 7.6: Distance à la source d'injection pour chaque point microsismique mesurés durant les tests de fracturation hydrauliques à Soultz (France). Cette propriété sert de support pour le modèle de perméabilité.

Le modèle de perméabilité est divisé en trois régions. La première correspond à l'activité microsismique développée durant l'essai de septembre 1993, soit la partie supérieure du forage GPK1. La seconde région est associée à la microsismicité issue de l'essai d'octobre 1993, soit la partie profonde du forage GPK1 (en dessous de 3400 m). La troisième région représente l'espace occupé par la microsismicité induite durant les deux essais conduits sur le forage GPK2 en 1995 et en 1996. À chacune de ces régions est associée une *distance à la source* (fig. 7.6), ainsi qu'une perméabilité maximum k_{max} . Les sources d'injection sont considérées comme ponctuelles pour les tests de fracturation hydraulique réalisés sur le forage GPK1. Elles sont donc au nombre de deux, la première est située à une profondeur d'environ 2890 m et la seconde 3500 m. Sur le forage GPK2, la source d'injection est un cylindre de longueur finie représentant la section ouverte du forage (3200 – 3800 m). La distance corres-

pond alors à la distance à ce segment de droite, de la même manière que la distance a été définie dans la partie précédente (fig. 4.14).

Interpolation 3D de la perméabilité:

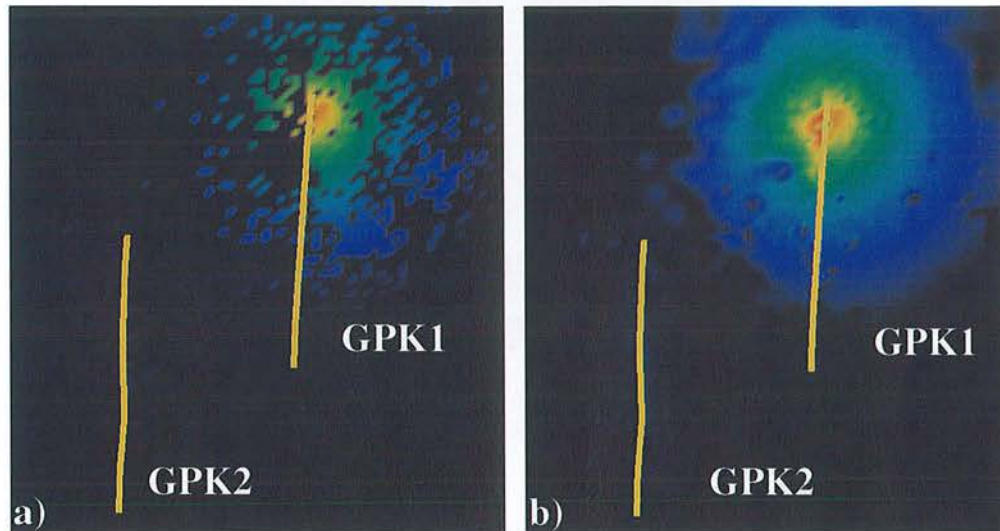


Figure 7.7: La propriété "perméabilité" calculée à partir des points microsismiques est peinte sur la grille 3D (a). A l'aide de D.S.I., cette propriété est interpolée dans le milieu (b).

Les outils de gOcad fournissent un moyen de propager une information de type *discrète* dans un milieu de type continu. Ainsi, après avoir calculé une perméabilité sur chacun des points microsismiques, il est possible de "peindre" cette information sur le support géométrique précédemment construit. Cependant, le champ de perméabilité obtenu se présente sous une forme très discontinue, et aucune connexion ne semble apparaître, en terme de perméabilité, entre les deux zones d'injection et de production (fig. 7.7 a). A l'aide de D.S.I. (*Discret Smooth Interpolator*) [Mallet, 1992], il est alors possible d'interpoler cette information de manière continue et lisse. L'interpolation 3D de la perméabilité est réalisée de manière à ce que les valeurs de perméabilités établies précédemment aux points microsismiques soient conservées (fig. 7.7 b).

Perméabilité-Fracturation

La seconde approche dans l'élaboration d'un modèle hydraulique du site de Soultz consiste à utiliser la fracturation observée à l'échelle des forages comme support de la perméabilité dans les réservoirs.

L'étude menée par Tenzer [Tenzer et al., 1998], conjuguée à la fois les observations réalisées par les caméras placées dans les forages [Genter et al., 1997a],

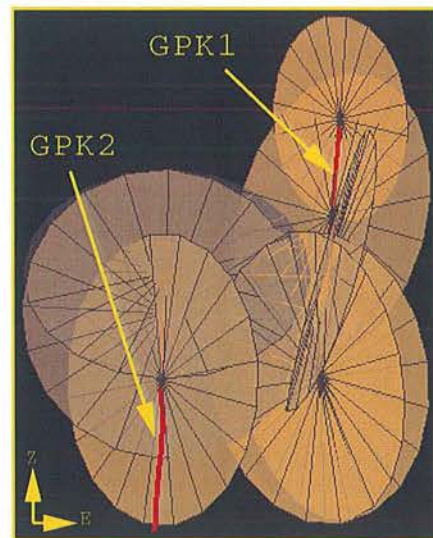


Figure 7.8: Représentation sous formes de disque des fractures observées dans le forage aux profondeurs de fortes évacuations de fluide [Tenzer et al, 1998].

ainsi que les mesures de débits le long de la section ouverte. Cette dernière permet alors de définir les zones de fortes évacuations de fluide caractérisées par une chute de débit (fig. 6.6).

À partir de cette étude, un ensemble de neuf fractures a été retenu. Il correspond aux fractures identifiées aux profondeurs de plus fortes pertes de débit. Pour le forage GPK1, 4 zones se distinguent plus particulièrement aux profondeurs de 2900, 3100, 3200 et 3400 m. Pour GPK2, 3 zones sont choisies à des profondeurs de 3200, 3300 et 3500 m. Ces zones et les pendages et azimuths associées ont été comparées de façon à pouvoir mettre en évidence une éventuelle connexion directe entre les deux forages [Pribnow and Clauser, 1998]. Cette étude met en évidence le fait qu'aucune connexion directe par un plan n'est envisageable pour relier des zones de fortes évacuation de fluides constatées sur les deux forages. Il est donc nécessaire d'envisager la construction d'un réseau de plusieurs fractures qui, une fois connectées entre elles, permettront une connexion cohérente avec les débits observés.

Pour ce faire, les fractures sont représentées par des disques dont le centre passe par le forage à la profondeur observée et dont l'extension (rayon) est adapté selon les scénarii. Sur chacun des disques la perméabilité décroît en fonction de la distance au forage. La perméabilité de fracture \bar{k} est tensorielle, elle peut s'écrire dans le repère lié à la fracture (axe 1 et 2 dans le plan de la fracture, axe 3 égal à la normale à la fracture):

$$K = \begin{pmatrix} k(r) & 0 & 0 \\ 0 & k(r) & 0 \\ 0 & 0 & kmatrice \end{pmatrix}$$

où $k(r) = a \times r + b$ représente la variation de la perméabilité le long de la fracture de rayon r_{max} et $k(r_{max}) = k_{matrice}$ et $k(r_{min}) = k_{max}$. Le rayon r_{min} représente le rayon du forage (10 cm). Ainsi sur chaque fracture un k_{max} et un r_{max} est modifiable et ajusté selon les scénarii envisagés. La perméabilité a été modélisée comme décroissante en fonction de la distance au puits et orientée dans le plan de la fracture selon une loi linéaire. Cette loi a été choisie par sa simplicité de mise en oeuvre, car il n'existe pas de comportement unique pour décrire la variation de la conductivité hydraulique le long d'une fracture. Cette variation dépend très fortement de la nature de la fracture (rugosité des épontes, épaisseur) impossible à déterminer loin des puits.

7.3.2 Modèle géométrique, conditions limites

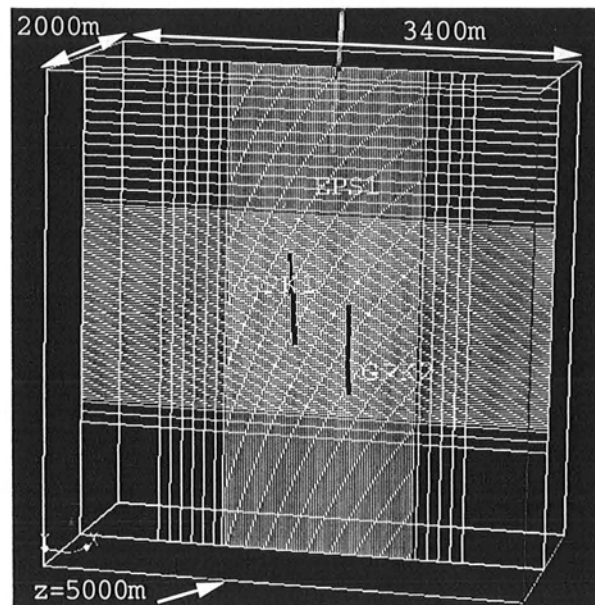


Figure 7.9: Représentation du modèle géométrique construit pour la simulation numérique du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts. Le maillage est de type écossais, il est raffiné au niveau de la zone stimulée par fracturation hydraulique.

De nouveau, la microsismicité développée sur les deux forages sert à définir le volume considéré comme *hydrauliquement actif* dans le massif. Ainsi, la grille se présente sous la forme d'un bloc de dimensions $2 \times 3.4 \times 3.45$ km, allongée N163°, centré sur le doublet de forage. Le fond est à une profondeur de 5000 m. A la frontière de ce domaine la surpression (la charge) dans le granite est considérée comme nulle. L'objet choisi est de type Sgrid, il possède des éléments parallélépipédiques. Le maillage de la grille a été raffiné au niveau de la zone la plus sollicitée par la microsismicité.

Au niveau des zones de production (GPK2) et d'injection (GPK1), les surpressions nécessaires sont respectivement de -3.2 MPa et 2 MPa. Ces valeurs correspondent à l'état des pressions d'injection et de production observé en fin d'essai, soit environ trois mois après le départ de la mise en circulation.

7.3.3 Paramètres de calages

Débit-Pression

Le modèle hydraulique se présente sous la forme d'une grille sur laquelle un champ de pression est calculé à partir d'un champ de perméabilité simulé. En utilisant le champ de pression et la perméabilité, un champ de vitesse de Darcy est obtenu. Ces vitesses de filtration permettent d'obtenir les débits sortant et entrant des zones d'injection et de production. Ainsi, le modèle de perméabilité est ajusté de façon à simuler un débit de production de 24 l/s. Pour le débit de réinjection dans GPK1, l'observation des fuites de fluides dans le forage révèle une évacuation plus importante dans la partie supérieure du forage (6.6). La section du forage comprise entre 2850 et 3000 m fournit 60% du débit, soit environ 14 l/s (les pertes de fluide sont supposées nulles) et la partie inférieure située à 3000 m produit un débit d'environ 10 l/s dans le réservoir. C'est donc à partir de la vérification de ces conditions que les valeurs des k_{max} des différents modèles, construits à partir de la sismique et des fractures, sont ajustées.

Le forage EPS1

Au cours des nombreux essais de différentes natures (pompage, fracturation hydraulique et circulation), les trois puits GPK1, GPK2 et EPS1, ainsi que deux autres puits d'observation (4601, 4550), moins profonds (1500 m), ont été utilisés pour observer le débit et la pression régnant au sein du granite. Durant l'essai de circulation une très faible augmentation avec le temps de la surpression mesurée dans EPS1 a été observée. Elle est estimée autour de 0.12 bars environ à la fin de l'essai, ce qui correspond à une charge de 1 mètre. Cette estimation de la pression en un point du réservoir permet de caler la distance de fracturation r_{max} précédemment définie. Elle correspond à une distance de fracturation hydraulique efficace dans le cas de l'utilisation de l'activité sismique comme support de la perméabilité, ou bien au rayon des disques représentant les fractures dans le milieu.

7.4 Simulations hydrauliques

Pour étudier le comportement hydraulique du réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêts, trois modèles, dont la perméabilité est générée par une méthode différente, ont été réalisés. Ces modèles serviront, ensuite, comme support de

travail pour les simulations thermiques réalisées à la fin de cette partie. La perméabilité est construite soit à partir de la microsismicité induite, soit des fractures identifiées dans les puits ou par un mélange des deux procédés.

7.4.1 A partir de la sismicité induite

Perméabilité constante

Le premier modèle hydraulique présente un champ de perméabilité dans l'espace établi de façon "simple". Dans le cas d'un modèle de perméabilité construit à partir de la microsismicité induite, trois régions i ($i = 1, 2, 3$) ont été définies en fonction des zones stimulées par fracturation hydraulique. Sur chacune de ces régions i , une valeur constante de perméabilité isotrope $K_i = kmax$ a été attribuée. Cette valeur s'étend autour des sources d'injection d'une distance $rmax$ identique pour les trois nuages (tab. 7.1, cas 1 à 4). Pour différentes valeurs de $rmax$, les perméabilités $kmax_i$ ont été ajustées de manière à obtenir les débits souhaités (à 1 l/s près): 18 l/s dans la partie supérieure de GPK1 ($i = 1$), 6 l/s dans la partie inférieure de GPK1 ($i = 2$), et 24 l/s sur GPK2 ($i = 3$).

Cas	K1	K2 (10^{-15} m^2)	K3	h ($< 10\text{m}$)	rmax1 (m)	rmax2 (m)
1	8.0	3.1	2.7	87	500	500
2	15	3.5	3.0	76	400	400
3	40	3.1	3.5	49	300	300
4	687	3.2	15.6	24	200	200
5	60	3.1	3.5	40	280	500
6	257.4	3.9	6.1	27	280	500
7	188.3	2.3	4.0	26	280	500

Tableau 7.1: Comportement du modèle hydraulique en fonction de la distance de fracturation $rmax$. $rmax1$ correspond à la zone d'extension autour de GPK1, $rmax2$ autour de GPK2. La surpression dans EPS1 (h) dépend de la distance de fracturation donnée autour de la zone supérieure de GPK1. Les valeurs de perméabilité $K1$, $K2$, $K3$ ont été ajustées de manière à retrouver les débits respectifs de 18, 6 et 24 l/s.

Les résultats de ces calculs fournissent un domaine de variabilité pour la distance $rmax$. A 200 m, il paraît impossible d'ajuster les débits pour des perméabilités cohérentes avec un granite fracturé. Cette valeur minimale est en accord avec la géométrie du site puisque les deux forages sont séparés d'une distance pouvant varier de 400 à 600 m environ. A l'opposé, en autorisant une grande extension de perméabilité autour de la partie supérieure de GPK1, les

surpressions engendrées dans EPS1 (h) deviennent rapidement importantes (en réalité, elles ne dépassent pas la dizaine de mètres en terme de charge). C'est donc la distance de fracturation issue du test de fracturation hydraulique de septembre 1993 sur GPK1 qui contrôle les surpressions observées dans EPS1. En conclusion, la distance minimale autorisant une connexion entre les deux puits est estimée à $r_{max} = 280$ m.

La sismicité développée autour de GPK2 occupe moins l'espace que celle obtenue dans la partie supérieure de GPK1. En effet, la majeure partie des points se situe à l'intérieur d'un cylindre centré sur GPK2 possédant un rayon de 500 m, alors que la sismicité de l'essai de septembre 1993 s'étend jusqu'à 1500 m autour de la source d'injection. De plus, la région située entre la partie supérieure de GPK1 et GPK2 présente peu d'événements sismiques. Au final, le modèle hydraulique, pour une perméabilité choisie constante et des surpressions minimisées dans EPS1, est obtenu dans le cas d'une distance de fracturation de 270 m sur GPK1 et 500 m sur GPK2 (cas 5 tab. 7.1).

Perméabilité hétérogène

Par la suite, une perméabilité *hétérogène* est intégré dans le modèle. Elle évolue en fonction de la distance au forage. Pour ce faire, la relation 7.8 a été utilisée dans trois cas particuliers: $d = 1$, $d > 1$, $d < 1$. Le support géométrique possède un maillage dont chaque cellule présente la dimension d'un cube de 17 m de côté (pour la zone située entre les deux forages). Ainsi, pour constater une véritable variation de la perméabilité (éviter le tout ou rien en passant d'un noeud à l'autre), la valeur de l'exposant d la plus appropriée s'avère être la plus "simple", soit: $d = 1$. En effet les modèles testés pour $d > 1$ tendent vers un modèle de type perméabilité constante sur la région considérée, alors que les modèles pour $d < 1$ atténuent rapidement les valeurs de perméabilité selon l'extension et reviennent finalement à une diminution de la distance de fracturation r_{max} . Le modèle autorisant une variation linéaire de la perméabilité avec la distance permet de diminuer de nouveau les surpressions du forage EPS1 (cas 6 tab. 7.1).

Anisotropie

Dans la seconde partie de cette thèse les résultats de la méthode de calcul de tenseur de diffusivité-perméabilité traduisent un comportement plus perméable pour une direction subverticale par rapport aux deux autres directions principales (tab. 5.3). Cette tendance peut s'expliquer du fait que le forage lui même induit, de façon locale, une anisotropie verticale, mais aussi d'autre part, que la fracturation observée dans les forages présente des pendages subverticaux [Genter et al., 1997a]. Cette tendance va à l'encontre d'une éventuelle diminution des surpressions calculées dans EPS1. Un calcul anisotrope a tout de

même été réalisé de la façon suivante: les axes propres des tenseurs de diffusivité-perméabilité déduits dans la partie précédente ont été conservés (tab. 5.1), l'anisotropie est appliquée uniquement le long de la direction principale qui connecte les deux forages (l'azimut). Les résultats (cas 6 tab. 7.1 facteur d'anisotropie égal à 2) révèlent une augmentation de la connexion au niveau inférieur de GPK1, et peu de changement significatifs au niveau des surpressions dans EPS1. Ceci s'explique de nouveau du fait que la zone supérieure de GPK1 et de GPK2 est sismiquement peu active.

7.4.2 A partir du réseau de fractures

Puits	Prof. (m)	Azi. (deg.)	Pend. (deg.)	Kmax (10^{-15} m^2)	rmax (m)
GPK1	2867	20	78	78.3	500
GPK1	3102	17	-87	30	700
GPK1	3234	45	-78	30	700
GPK1	3236	60	-75	30	700
GPK1	3490	27	74	7.8	700
GPK1	3496	12	76	7.8	700
GPK2	3248	150	57	78.3	700
GPK2	3347	141	-87	78.3	700
GPK2	3508	198	-82	78.3	700

Tableau 7.2: Réseau de fractures utilisé dans la simulation des écoulements du doublet géothermique de Soultz-sous-Forêts. Les caractéristiques des fractures sont issues de la conjugaison des observations des forage [Genter et al., 1997a], et des observations de débits [Tenzer et al., 1998]. L'azimut varie de 0 à 360 °C, le pendage de -90 à +90 °C.

Les observations de fonds de puits [Genter et al., 1997a], [Tenzer et al., 1998] ont permis la construction du réseau de fractures décrit en détail dans le tableau (7.2). Les profondeurs de chaque fracture correspondent aux zones de forte évacuation de fluide. Les orientations des fractures présentent un réseau à pendage subvertical orienté en azimut selon trois familles distinctes: *N-S* pour la partie supérieure et inférieure de GPK1, *N-NE* pour la partie médiane de GPK1 et *N-NO* pour GPK2 [Genter et al., 1997a]. Les extensions des fractures (rayon du disque) ne peuvent être inférieures à 250 m, sans quoi la connexion n'est pas établie entre les forages. Cependant, afin de diminuer les surpressions dans GPK1 l'extension de la fracture située le plus proche d'EPS1 est réduite à 250 m.

Les perméabilités de chaque fracture ont été classées en trois familles: *forte*, *moyenne* et *faible* [Tenzer et al., 1998]. Cette qualification est issue des estimations des épaisseurs des fractures mesurées dans le puits. La perméabilité décroît linéairement à partir d'une valeur maximum au niveau du puits pour atteindre la perméabilité de matrice à l'extrémité du disque, choisie à $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ [Shapiro et al., 1999]. Les trois valeurs maximales pour les fractures qualifiées de forte, moyenne et faible perméabilité sont respectivement de $7.83 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$, $3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ et $7.83 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$. Ces tenseurs de perméabilités, définis sur chacun des disques, sont ensuite projetés dans la grille (fig. 7.9). Tous les noeuds de chaque cellules de la grille traversé par un disque possèdent la valeur du tensorielle de perméabilité définie sur le disque.

Ce type de réseau permet d'obtenir un contrôle sur l'extension des surpression autour du doublet géothermique. En modifiant la taille des disques, il est possible d'atténuer les surpressions dans l'espace tout en conservant une connexion entre les forages. Cet approche apporte un exemple de modèle hydraulique correctement ajusté en terme de débit-pression.

7.4.3 A partir du réseau de fracture et de la sismicité induite

Le premier modèle, construit uniquement à partir de l'information sismique, est plus difficile à ajuster aux paramètres de calages choisis. Le second modèle propose un milieu purement fracturé. Il est possible de conjuguer les deux afin d'obtenir le comportement d'un réservoir constitué à la fois d'un milieu poreux représenté par le volume de roche occupé par l'activité microsismique (limité par la distance de fracturation précédemment estimée), mais aussi constitué d'un ensemble de fractures comme défini dans le tableau 7.2.

Le volume considéré comme hydrauliquement actif est plus important que celui occupé par les deux modèles précédents. Ainsi, les perméabilités, appliquées à la fois sur la zone sismique et sur les fractures, sont plus réparties dans l'espace et sont atténuées dans leur intensité d'un facteur égal à 2.25.

7.4.4 Synthèse des résultats

L'ensemble des modélisations réalisées conduisent à la définition de trois modèles. Le premier type de modèle définit le volume du réservoir en fonction de la zone microsismiquement active lors des essais de fracturation hydraulique. Il sera appelé par la suite le modèle *Sismique*. La simulation par une méthode "milieux poreux équivalent" impose la définition d'une zone hydrauliquement active plus réduite que celle occupée par l'activité microsismique afin de réduire le champ de surpression associé (fig. 7.11 a). Cette région correspond à la zone où la fracturation hydraulique a été plus importante (près du puits) et où la

Perméabilité	Modele "Sismique"	Modele "Fracturé"	Modele "Mixte"	Conditions Limites
Domaine	Perméabilité définie sur le volume sismiquement actif après interpolation (DSI)	Perméabilité définie sur des disques centrés sur les forages d'extension r_{max}		
Type	Perméabilité scalaire (isotrope)	Perméabilité tensorielle (anisotrope) Pour chaque fracture, le tenseur est orienté le long du plan du disque. La composante normale au plan = $k_{matrice}$	Modèle "Sismique" cas 6 dans tab 7.1 avec $r_{max1} = 200$ m + Modèle "Fracturé" en divisant chaque k_{max} du tab. 7.2 par 2.25	Dirichlet en charge: -313 m sur GPK2 (-3.2 MPa) 196 m sur GPK1 (+2 MPa) 0 m sur les bords de la grille fig. 7.8
Modèle	Perméabilité décroissante linéairement de k_{max1} à $k_{matrice}$ sur une extension r_{max1} autour de la source associée à la région i	Perméabilité décroissante linéairement de k_{max} (au puits) à $k_{matrice}$ (extrémité du disque de rayon r_{max}), tab. 7.2		

Figure 7.10: Définition des caractéristiques principales des trois modèles "Sismique", "fracturé" et "Mixte" retenus pour la modélisation hydraulique.

perméabilité est sensiblement augmentée par rapport à l'état initial de la roche.

Le second type de modèle utilise uniquement l'information fournie par la fracturation du granite observée dans les forages. Il sera appelé par la suite le modèle *Fracturé*. Cette approche permet de contrôler le volume des surpressions engendrées. Le volume de ce réservoir uniquement constitué de fractures est différent de celui occupé par la microsismicité (fig. 7.11 b).

Le dernier type de modèle est une superposition des deux précédents (fig. 7.11 c). Il sera appelé par la suite le modèle *Mixte*. Il combine à la fois la connexion entre les forages nécessaire à la circulation du fluide et l'occupation d'un volume de roche plus important que celui établi avec les fractures seules. Ce volume joue un rôle important dans les phénomènes d'échange de chaleur et donc dans le temps de refroidissement du granite engendré par la circulation du fluide.

Les essais de stimulation du puits GPK1 de 1993 ont été effectués alors que le second forage n'existait pas encore. Ceci explique le fait que les connexions entre les réservoirs construites avec les fractures ne soient pas systématiquement mises en évidence par la microsismicité. Il est donc nécessaire d'ajouter à cette information sismique un réseau de fractures afin de permettre aux différents réservoirs de communiquer hydrauliquement entre eux. Un tableau récapitulatif présente les caractéristiques permettant de différencier les trois modèles précédemment définis (fig. 7.10), accompagnées des conditions aux limites imposées sur le support géométrique.

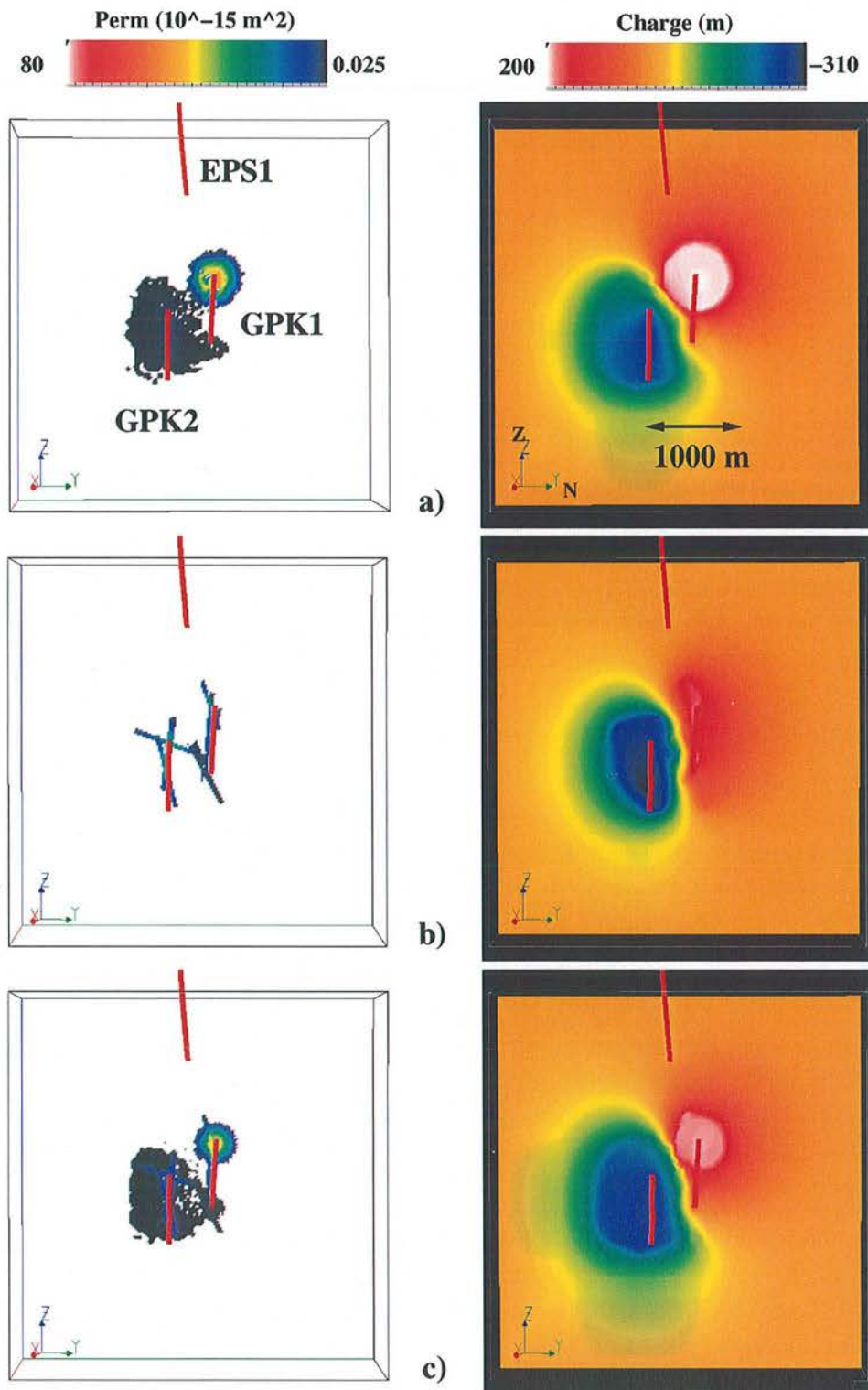


Figure 7.11: La perméabilité du modèle géophysique est construite de trois manières différentes en utilisant: a) la microsismicité seule, modèle "Sismique", b) la fracturation, modèle "Fracturé", c) la microsismicité + la fracturation, modèle "Mixte". L'extension des surpressions est plus faible pour le modèle fracturé.

7.5 Les tests de traçage géochimique

7.5.1 Description

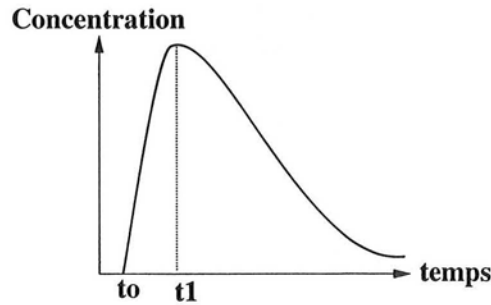


Figure 7.12: Réponse type de concentration de traceur géochimique mesuré dans le puits de production au cours du temps après son injection.

Afin d'étudier le comportement hydraulique du réservoir, des essais de traçage géochimique ont été utilisés. Le principe est d'injecter une quantité connue d'un produit dans le fluide, puis de mesurer en sortie la concentration de ce produit au cours du temps après son injection. La courbe réponse type en concentration présente l'allure d'une courbe non symétrique (fig. 7.12).

Deux temps caractéristiques sont utilisés pour décrire ce type d'essai. A Soultz, le premier front d'arrivée présente un temps de transfert de 72 heures (t_0), il correspond à l'arrivée des particules par le chemin le plus rapide (pas forcément le plus court) [Aquilina et al., 1998]. Il caractérise la "meilleure" connexion dans le réservoir entre les deux forages. Le second pic d'arrivée (t_1) correspond au maximum de la courbe de traçage. Il est estimé autour de 10 jours, soit 240 heures (fig. 6.9). Ce dernier représente le temps à partir duquel la majorité des particules du traceur injecté a atteint le forage de production. Il caractérise l'ensemble des connexions établies dans le réservoir.

La courbe de retour de traceur représente donc la distribution des temps d'arrivée de chaque particule de fluide après leur injection. Le réservoir est alors considéré comme une "boîte noire" qui transforme un signal de type *Dirac* (l'injection est réalisé en un temps très petit (quelques minutes) en comparaison avec le temps nécessaire pour récupérer la majeure partie du traceur), en une courbe de réponse (ou fonction de transfert).

7.5.2 Vitesse de filtration

Les vitesses de filtration V_f obtenues dans les modèles correspondent aux vitesses de Darcy. La vitesse réelle V_r du fluide est proportionnelle à la vitesse de

Darcy en fonction de la tortuosité τ ainsi que de la porosité ϕ_c par la relation:

$$V_r = \frac{V_f}{\phi_c \tau} \quad (7.9)$$

la porosité ϕ_c correspond à une porosité *cinématique* représentative de la quantité de fluide liée à la circulation. Dans un granite, ces porosités sont plus faibles que la porosité totale (de un à deux ordres de grandeurs). La tortuosité est le rapport de la distance réelle parcourue par une particule sur la distance euclidienne entre deux points.

7.5.3 Lignes de courant

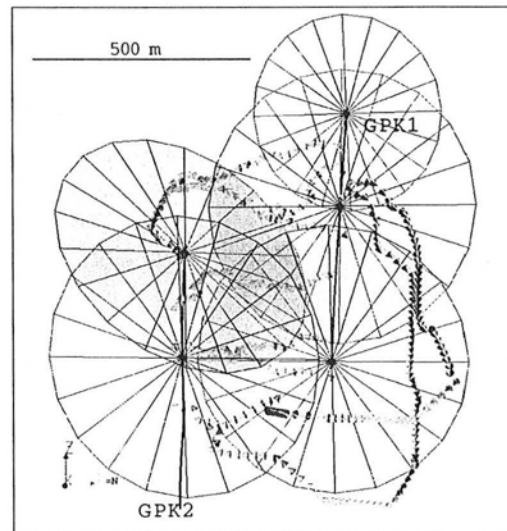


Figure 7.13: Un exemple de quelques lignes de courant calculées lors d'un écoulement entre les forages GPK1 et GPK2 à Soultz-sous-Forêts.

Le champ de vitesse de filtration calculé permet d'obtenir le réseau des lignes de courant joignant les deux forages (fig. 7.13). Ces lignes de courant décrivent le "chemin" parcouru par les particules de fluides pendant la circulation. Elles sont perpendiculaires aux surfaces d'iso-charge. Ainsi, elles traduisent le gradient de charge en trois dimensions. Les vecteurs de vitesse de Darcy sont tangents à ces lignes de courant. Dans cette étude, un programme a été développé afin de reconstruire l'ensemble des lignes de courant associé aux circulations de fluide simulées. L'algorithme employé ne calcule pas exactement les véritables lignes de courant, puisqu'il utilise uniquement l'information aux noeuds de la grille, mais il s'en approche considérablement. Pour ce faire, seule l'information donnée au noeud de la grille, soit le champ de vitesse de filtration de Darcy, a été utilisée (aucune interpolation entre les noeuds). En se plaçant sur un noeud

quelconque de la grille, il est alors possible de “rebondir” à un noeud suivant en utilisant l’orientation du vecteur vitesse du noeud de départ. Le noeud d’arrivée sera le voisin parmi les 27 entourant celui de départ, qui sera le plus proche de la direction donnée par le vecteur vitesse. Ce processus permet alors de relier les forages d’injection et de production par des lignes qui s’approchent correctement des lignes de courant. L’algorithme n’est pas suffisamment robuste dans le cas d’écoulement fortement hétérogène (forte courbure).

7.5.4 Simulation des tests de traceurs géochimiques

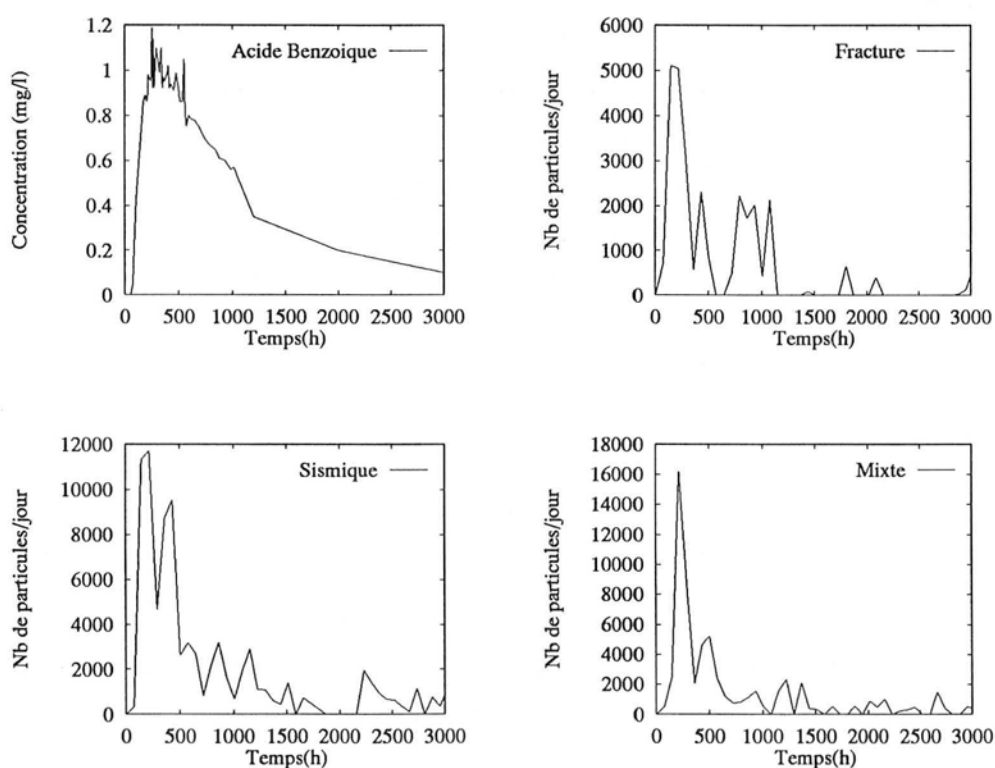


Figure 7.14: Une simulation de test de traçage pour 10^5 particules injectées à partir des trois modèles “Sismique”, “Fracturé” et “Mixte” présente des allures différentes de celle du traçage effectué avec de l’acide benzoïque.

Dans cette étude, à partir des trois modèles hydrauliques “Sismique”, “Fracturé” et “Mixte”, trois groupes de lignes de courant associées ont été utilisées pour simuler des tests de traçage géochimiques. Pour ce faire, la simulation est réalisée en supposant qu’à un temps donné, un nombre N ($N = 10^5$) de particules est injecté dans le forage. Ces particules “s’échappent” du puits d’injection par l’un des chemins défini par les N_i lignes de courant. Chacune d’entre

elles contiennent un nombre n_i de particules ($i = 1, \dots, N_l$), pondéré en fonction du débit q_i associé à la ligne de courant i ,

$$n_i = \frac{q_i}{\sum_{N_l} q_i} N$$

Pour déterminer le temps t_i d'arrivée de la quantité n_i au forage de production, il est nécessaire de connaître la vitesse réelle d'écoulement de fluide, différente de la vitesse de filtration (ou de Darcy), sur chacune des lignes de courant.

Pour ce faire, le chemin le plus "rapide", en terme de vitesse de Darcy, est recherché. En effet, connaissant la vitesse de Darcy le long de la ligne de courant, il est possible de calculer le temps minimum t_m correspondant aux vitesses de filtration par la relation:

$$t_m = \frac{L}{V_f} \quad (7.10)$$

où L est la longueur de la ligne de courant, V_f la vitesse de filtration de Darcy.

Toutefois, il faut noter que le premier temps d'arrivée, ou temps de transfert t_t d'une particule sera déterminé par la vitesse réelle V_r du fluide,

$$t_t = \frac{L}{V_r} \quad (7.11)$$

Des relations (7.9), (7.10) et (7.11), on en déduit une porosité cinématique et globale au volume de roche soumis à une circulation de fluide Φ_g : $\Phi_g = t_t/t_m$. Une fois cette porosité *globale* déterminée, il est possible de déduire tous les autres temps de transferts calculés à l'aide de l'ensemble des lignes de courant. En utilisant un temps de transfert t_t estimé à 72 h à l'issue des tests de traçage, une valeur de Φ_g a pu être estimée de environ $1.5 \cdot 10^{-4}$ pour le modèle "sismique", et $4 \cdot 10^{-4}$ pour les modèles à fractures et mixte.

Les courbes de retour de traceur déduites des trois modèles ont été tracées en calculant le nombre de particules arrivées au puits de production en 24 heures (fig. 7.14). Les trois courbes de simulation présentent une même allure asymétrique en accord avec la théorie. Néanmoins, chaque pic de courbe est différent selon le modèle hydraulique utilisé et chaque fin de courbe (après le pic) est décroissante de manière plus "rapide" comparé à l'allure du traceur *acide benzoïque*. En effet, 50% du pic de l'acide (0.6 mg/l) est mesuré environ 1000 heures après le retour du traceur, alors que le temps équivalent (50% de la valeur du pic le plus fort) est estimé autour de 500 heures pour les trois simulations. De plus, les courbes simulées contiennent des "trous", autrement dit des espaces de temps où aucune particule n'est comptabilisée.

Deux éléments caractéristiques sont principalement à l'origine de ces faiblesses dans la qualité des résultats: la *porosité* et le *nombre de lignes de courant* utilisées (les phénomènes d'adsorption ne sont pas considérés dans cette

étude). La porosité contrôle l'estimation de la vitesse réelle du fluide calculée à partir de la vitesse de Darcy. L'approche "Milieu Poreux Équivalent" ne permet pas de connaître de façon précise la porosité associée à chacune des lignes de courant. Dans cette étude, le calcul de cette porosité, à l'origine hétérogène, a été réalisé à partir d'un seul paramètre, le temps de première arrivée du traceur estimé à 72 heures, pour fournir une valeur de porosité homogène. Ainsi, une erreur du simple au double sur cette porosité implique une erreur d'estimation du simple au double sur le temps d'arrivée d'une quantité n_i sur une ligne de courant i . Dans ces conditions, l'approche "Milieu Poreux Équivalent" atteint ici ses limites d'application en ce qui concerne la modélisation des tests de traceurs géochimiques. Il est à noter cependant que ce problème n'en est plus un pour les simulations en thermique où seule la vitesse de Darcy est nécessaire à l'obtention des résultats de simulations.

D'autre part, le nombre de ligne de courant joue aussi un rôle dans la qualité des résultats. Plus il est important, plus il y a de points représentatifs sur la courbe de traçage associée et donc meilleure est la simulation. En effet, à l'extrême, si une seule ligne de courant est choisie pour calculer la simulation de test de traçage, le résultat se présentera alors sous la forme d'un seul temps d'arrivée dont le pic aura pour valeur les N particules. Lorsque l'écoulement est hétérogène, les valeurs des pics sont diminuées en fonction du nombre de lignes de courant utilisées et certains temps d'arrivée peuvent être espacés les uns des autres et provoquer l'apparition de "trous" dans les résultats.

L'algorithme utilisé pour la construction des lignes de courant calcule un ensemble de lignes dont le point de "départ" est situé sur l'un des deux forages. Les conditions aux limites du modèle autorisent le fluide à sortir de la grille. Ainsi, le point "d'arrivée" de la ligne de courant peut être de différentes natures: soit la ligne de courant joint les deux forages; soit la ligne de courant atteint les bords de la grille, soit le chemin se rejoint lui-même et forme alors une *boucle* qui stoppe directement l'algorithme (fortes courbures). Ce problème est observé dans le cas d'un réservoir, construit uniquement avec des fractures. La perméabilité présente alors des contrastes très importants de valeurs de perméabilité d'un noeud à l'autre de la grille. Ceci engendre des contrastes de vitesses de Darcy provoquant de fortes courbures sur les lignes de courants. Lors de la phase de discrétisation du maillage, ces "virages" très prononcés entraînent des phénomènes de *boucles* dans la construction des lignes de courant. Sur les 360 points de départs possibles dans le modèle, 143 n'aboutissent pas dans le cas d'un milieu purement fracturé, contre 3 seulement pour le milieu construit uniquement avec la microsismicité et 50 pour le modèle mixte. Ces chemins non aboutis entraînent une erreur dans le calcul des distributions des temps d'arrivée. Le manque de robustesse de l'algorithme de calcul des lignes de courant empêche d'obtenir un résultat précis des distributions de temps d'arrivée des lignes de courant, donc des courbes de traceur simulées.

En conclusion, les deux paramètres, *porosité* et *nombre de lignes de courant* ont une influence sur le résultat des simulations de traçage selon chacun des axes de la courbe. La porosité peut modifier les temps d'arrivée. Le nombre de ligne de courant modifie la hauteur et le nombre de pics des temps d'arrivée. Néanmoins, l'aspect qualitatif des trois courbes de simulations de test de traçage est une courbe asymétrique en accord avec la théorie et la réalité des mesures réalisées avec l'acide benzoïque. Une étude de simulation de la porosité associée à chacune des lignes de courant permettrait d'obtenir un modèle de porosité capable de reproduire le résultat de test de traçage à l'acide benzoïque. Ce travail n'est pas réalisé dans cette étude, l'objectif de la thèse étant de simuler le refroidissement du granite par les circulations de fluides. Ce refroidissement est contrôlé par la vitesse de Darcy et ne nécessite pas une connaissance précise de la porosité du milieu.

7.6 Résultats thermiques

7.6.1 Les éléments finis

Après avoir choisi un modèle de perméabilité selon un scénario défini, le champ de vitesses obtenu sur le calcul du modèle hydraulique devient alors l'un des paramètres géophysiques du modèle thermique, au même titre que la conductivité thermique.

Le modèle thermique est régi par l'équation de la chaleur (7.3):

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot [(\rho c)_f \vec{V} T] = \frac{\partial}{\partial t} [(\rho c)^* T]$$

pour une conductivité λ isotrope. L'importance relative du flux convectif par rapport au flux diffusif est quantifiée par le nombre de Peclet Pe valant ici:

$$Pe = \frac{\frac{(\rho c)_f}{(\rho c)^*} V H}{2 \frac{\lambda}{(\rho c)^*}} = \frac{(\rho c)_f V H}{2 \lambda}$$

avec H la dimension du domaine étudié. Le régime convectif est dominant pour un $Pe > 1$ et inversement le régime diffusif est dominant pour un $Pe < 1$. L'utilisation de domaine discrétisé (maillage) permet d'introduire pour chaque élément un nombre de Peclet élémentaire Pe_m ("Mesh Peclet"):

$$Pe_m = \frac{(\rho c)_f V h}{2 \lambda}$$

où cette fois ci h représente la taille de l'élément.

Compte tenu des résultats des modèles hydrauliques, c'est évidemment près des puits que les vitesses de filtration sont les plus fortes, atteignant des valeurs

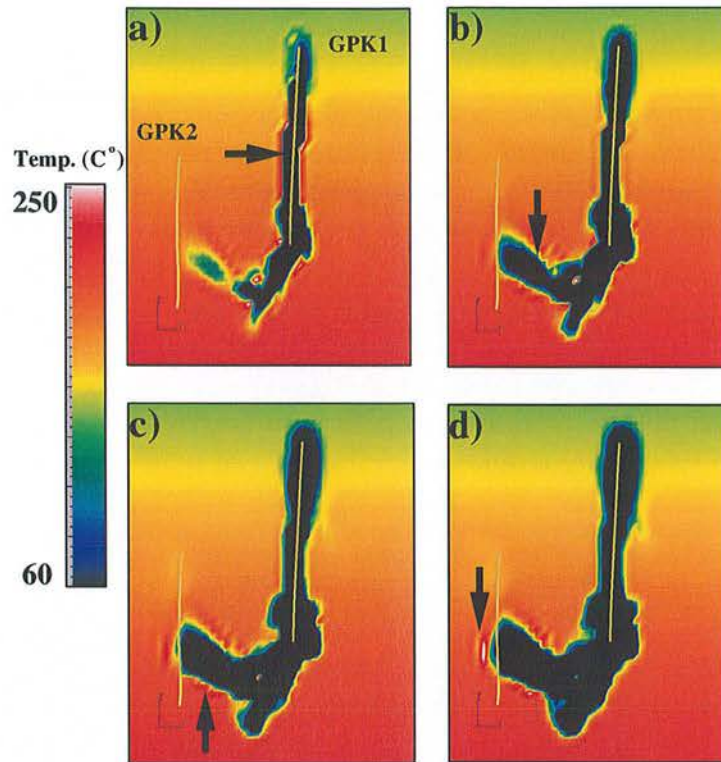


Figure 7.15: Un exemple de résultat de champ thermique à partir du calcul en éléments finis. a) 2, b) 4, c) 6, d) 8 années après injection de fluide. Les flèches indiquent une des zones du modèle touchée par des oscillations en température provoquant des résultats quantitativement aberrants.

de l'ordre de 10^{-5} m/s contre environ 10^{-7} m/s loin des puits. Il en résulte un P_{em} de l'ordre de 50 près des puits et de l'ordre de 1 loin des puits. Près des puits le régime est donc nettement convectif dominant.

Il n'existe qu'un seul scénario pour le calcul des modèles thermiques transitoires. Le champ de température initial correspond à celui observé dans les forages, et le fluide d'injection est à une température de 60 °C. La température en fond de forage est observée entre 140 et 160 °C, ce qui induit un contraste important (plus du double), entre la température initiale et celle après la première itération en temps pour un noeud placé sur le forage d'injection. Ce type de "perturbation" est parfois mal contrôlé par la méthode des éléments finis.

Pour pallier ces inconvénients, la solution classique est de jouer sur les paramètres de discrétisation de temps ou d'espace. Le terme transitoire de l'équation (7.3) est approché par un schéma "Single step", dont le paramètre $\theta \in]0.5, 1]$ assure une convergence inconditionnelle pour une équation aux dérivées partielles du type transitoire et diffusive [Zienkiewicz and Taylor, 1991]. Cependant, ceci n'exclue pas une oscillation des résultats sur les premiers pas

de calculs provenant (même si le calcul ne diverge pas) de problème sur les termes transitoires et diffusifs [Zienkiewicz and Taylor, 1991]. Le terme convectif, dominant près des puits, ne fait qu'amplifier et propager ces phénomènes, rendant le résultat inutilisable. C'est pourquoi les résultats présentent des valeurs erronées sur les zones à fort contraste thermique, et particulièrement sur le front thermique évoluant à chaque pas de temps (cf. fig. 7.15). Ces oscillations étant apparues même pour $\theta = 1$, c'est principalement sur le pas de temps Δt et la taille de la maille h que l'on peut agir.

En considérant la partie diffusif + transitoire, une solution suggérée pour lisser cette oscillation transitoire est d'augmenter le pas de temps. Une estimation du pas de temps nécessaire pour résorber cette oscillation peut être donnée par le temps Δt_{diff} mis par un flux diffusif pour traverser l'élément en cause, soit:

$$\Delta t_{diff} = \frac{h^2 (\rho c)^*}{2 \lambda} \simeq \frac{h^2}{2 \cdot 10^{-6}}$$

Mais à contrario, l'introduction du terme convectif dans un schéma discrétisé peut lui même poser d'autres problèmes de stabilité [Zienkiewicz and Taylor, 1999]. Il est conseillé alors d'avoir un nombre de Courant C_r :

$$C_r = \frac{V \Delta t_{cour}}{h} < 1$$

Ceci introduit deux contraintes contradictoires quant au choix de Δt illustrées par le tableau (7.3).

h (m)	Δt_{diff} (mini)	Δt_{cour} (maxi)
0.2	5 heures	4 heures
1	140 heures	20 heures
5	146 jours	100 heures
10	19 mois	200 heures
15	43 mois	300 heures
30	173 mois	600 heures

Tableau 7.3: Calcul des pas de temps liés aux termes diffusifs et convectifs d'une EDP résolues par la méthode des éléments finis, nécessaires pour limiter les oscillations du calcul.

On voit que pour concilier les deux impératifs, il faudrait des éléments de taille < 20 cm près des puits, associé à un pas de temps allant de 4 à 5 heures, ce qui sous entendrait un volume de calcul et une taille de grilles énormes,

chose ingérable par rapport à la quantité de mémoire disponible actuellement sur machine ("Octane" Silicon Graphics, 300 MHz).

Pour pallier ce problème, il est alors nécessaire de faire appel à une autre méthode permettant la résolution des phénomènes diffusifs et convectifs transitoires. Cette méthode fait appel aux *lignes de courant* issues du champ de pression hydraulique.

7.6.2 La méthode des lignes de courant

Le principe de cette méthode consiste à résoudre l'équation de la chaleur (7.3) dans un repère unidimensionnel placé sur une ligne de courant. Cette approche simplifie la résolution d'un calcul en trois dimensions, en plusieurs calculs à une seule dimension. Elle est couramment employée dans la simulation des écoulements polyphasiques dans les réservoirs pétrolifères [Thiele, 1996]; [Batycky et al., 1997].

Pour obtenir une résolution de l'équation de la chaleur sur une ligne de courant, il est nécessaire de définir le nouveau repère géométrique unidimensionnel associé à cette ligne de courant. Ce dernier est défini de façon à ce qu'il se déplace à la vitesse de filtration de Darcy déterminée à partir du calcul hydraulique précédent.

Lorsque le calcul est réalisé sur l'ensemble des lignes de courant, le principe de conservation de la matière doit être respecté. Pour cela, à chaque ligne de courant i , sera associé un débit q_i supposé constant le long de cette ligne. En supposant que la circulation a lieu à perte nulle, la somme des q_i le long du forage d'injection est égale à la somme des q_i le long du forage de production, et cette somme est elle-même égale au débit de production.

La température en sortie de production T_s sera alors une moyenne pondérée par les débits apportés par chaque ligne de courant. Soit,

$$T_s = \frac{\sum_i^N q_i T_i}{Q_p} \quad (7.12)$$

avec T_i la température au forage de production sur chaque ligne de courant, N le nombre totale de ligne de courant, et Q_p le débit de production.

Ainsi, sur chaque ligne de courant, il est classique de définir une abscisse curviligne x_{ad} adimensionnelle comprise entre 0 à l'origine (forage d'injection), et 1 (forage de production):

$$x_{ad} = \frac{q_i}{Vol_i} \int_0^s \frac{d\xi}{v(\xi)} \quad (7.13)$$

avec Vol_i le volume des pores associé à la ligne de courant i , s l'abscisse curviligne du point considéré sur la ligne de courant, et $v(\xi)$ la vitesse de Darcy en ce point. Cette écriture correspond à la définition d'un *tube de courant*, c'est à

dire, une ligne de courant à laquelle un volume Vol_p est associé. Ce volume est égal à la longueur totale L_i multiplié par la section $A_i(\xi)$ variable en chaque point de la ligne de courant. Ainsi, (7.13) peut s'écrire aussi:

$$x_{ad} = \frac{v_i^*}{L_i} \int_0^s \frac{d\xi}{v(\xi)} \quad (7.14)$$

où v_i^* correspond à la moyenne harmonique des normes de la vitesse sur la ligne de courant.

L'adimensionnement est aussi réalisé sur l'échelle des temps t_{ad} en utilisant le même procédé que (7.14), selon:

$$t_{ad} = \frac{v_i^*}{L_i} t \quad (7.15)$$

avec t le temps réel.

En une seule dimension, l'équation de la chaleur s'écrit alors:

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial s^2} - (\rho c)_f V(s) \frac{\partial T}{\partial s} = (\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7.16)$$

où λ représente la conductivité thermique isotrope de la roche, et $V(s)$ la norme de la vitesse sur la ligne de courant. En utilisant les adimensionnements exprimés par les relations (7.14) et (7.15), il est facile de montrer que l'équation (7.16) devient dans le nouveau référentiel, et pour une ligne de courant donnée:

$$\frac{\lambda v^*}{(\rho c)_f L V^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x_{ad}^2} - \left[1 + \frac{\lambda v^* V'}{(\rho c)_f L V^3} \right] \frac{\partial T}{\partial x_{ad}} = \frac{(\rho c)^*}{(\rho c)_f} \frac{\partial T}{\partial t_{ad}} \quad (7.17)$$

où $V'(s) = \partial V(s)/\partial s$, et $V(s) = V(x_{ad}) = V$.

Pour obtenir une écriture de (7.17) avec une solution analytique simple, le champ de vitesse sur la ligne de courant est supposé suffisamment homogène pour que sa dérivée soit nulle. Nous verrons que cette hypothèse n'est pas systématiquement vérifiée près des puits. Cependant, entre les forages, l'écoulement pourra être supposé comme un fluide percolant au sein du granite avec une vitesse de filtration sensiblement constante.

Ainsi, pour $V = v^*$, l'écriture de l'équation de la chaleur devient alors:

$$Ke \frac{\partial^2 T}{\partial x_{ad}^2} - \frac{\partial T}{\partial x_{ad}} = \frac{\partial T}{\partial \tau_{ad}} \quad (7.18)$$

avec $\tau_{ad} = t(\rho c)_f/(\rho c)^*$ et $Ke = L.v^*(\rho c)_f/\lambda$ l'inverse du nombre de Peclet du système, traduisant le rapport entre les termes diffusifs et les termes convectifs. Les conditions aux limites sont choisies comme:

$$\begin{aligned} T(x_{ad}, 0) &= T_i & x_{ad} &\geq 0 \\ T(0, t) &= T_0 & t &\geq 0 \\ T(\infty, t) &= 0 & t &\geq 0 \end{aligned} \quad (7.19)$$

où T_i et T_0 représentent respectivement la température initiale du granite et la température du fluide d'injection sur une ligne de courant. Elles sont choisies toutes deux constantes sur une ligne de courant. Les lignes de courant ne variant pas de plus de 100 mètres en profondeur pour joindre les deux forages, une erreur de 3°C seulement est commise au maximum sur l'ensemble des chemins.

Alors la solution de l'équation (7.18) avec les conditions aux limites données par (7.19) s'écrit [de Marsily, 1981]:

$$T(x_{ad}, \tau_{ad}) = T_i + (T_0 - T_i) T_{ad}(x_{ad}, \tau_{ad}) \quad (7.20)$$

avec,

$$T_{ad}(x, t) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{x-t}{2\sqrt{tKe}} \right) + \exp \left(\frac{x}{Ke} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{x+t}{2\sqrt{tKe}} \right) \right] \quad (7.21)$$

Cette solution appliquée à l'ensemble des lignes de courant reconstruites à partir du champ de vitesse permet de trouver une évolution de température avec le temps liée à la convection hydraulique du doublet géothermique.

7.6.3 Résolution numérique des équations de la chaleur

La solution analytique (7.21) suppose que les vitesses de filtration restent constantes le long d'une ligne de courant. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée notamment à proximité des puits. Dans ces conditions, l'équation (7.17) est résolue par une méthode numérique afin de quantifier l'influence de l'hétérogénéité des vitesses sur le résultat de la solution analytique. Pour ce faire, une méthode par différences finies a été utilisée et implémentée dans le logiciel *Thermass*. La maille, le long de la ligne de courant est raffinée en fonction de la précision souhaitée et compte tenu des contrastes de vitesses. L'équation est résolue par rapport aux coordonnées curvilignes.

Les propriétés telles que la conductivité thermique, la vitesse ou les densités sont interpolées par une méthode de Lagrange sur un voisinage de 4 points afin d'assurer une continuité C^1 . Du point de vue temps de calcul, cette méthode de résolution, peu élaborée, est suffisamment robuste pour donner de bons résultats en 1D. La convergence est relativement rapide. Cette technique a été utilisée pour calculer le champ de température dans le cas du modèle "Sismique" et comparer avec la solution analytique (fig. 7.16). La méthode par différence finies fournit des résultats pratiquement identiques à la solution analytique (7.21). La variation de la vitesse près des puits, pourtant élevée (deux ordres de grandeurs), ne semble pas modifier de façon importante le résultat final de la température en sortie. Ceci s'explique du fait que la solution analytique utilise la moyenne harmonique (somme des inverses) de la vitesse pour résoudre l'équation de la chaleur. Ce sont donc les vitesses les plus faibles qui

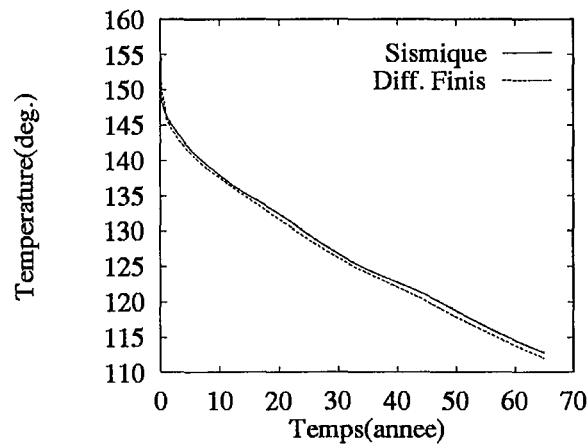


Figure 7.16: Comparaison entre la méthode par différence finies et la méthode analytique de la résolution de l'équation de la chaleur, à l'aide des lignes de courant obtenues par le modèle hydraulique "Sismique".

contrôlent le résultat de cette moyenne. Sur une ligne de courant maillée, contenant en moyenne 25 noeuds, seuls 4 noeuds possèdent une norme plus forte que les autres points. Le comportement moyen des vitesses est donc représenté de façon convenable en utilisant le champ de vitesse contrasté localement près des puits. Les résultats présentés dans la suite de cette étude sont calculés à partir de la solution analytique (7.21).

7.6.4 Application sur les trois modèles hydrauliques

Trois modèles hydrauliques ont été retenus comme représentatifs du comportement hydrauliques du réservoir fracturé de Soultz-sous-Forêts. Le modèle dit "Sismique" possède une perméabilité construite à partir de la microsismicité développée pendant les essais de fracturation hydraulique, le modèle dit "Fracturé" où cette fois-ci, seule l'information concernant des fractures observées dans les forages, a été employée, et enfin, le modèle dit "Mixte" qui possède une perméabilité construite à la fois avec un réseau de fracture et la microsismicité. A ces trois modèles sont associés un champ de vitesse de Darcy et donc un ensemble de lignes de courant permettant de calculer l'évolution en température du granite en fonction du temps à l'aide des deux méthodes décrites précédemment.

Le refroidissement du fluide, produit dans le temps, évolue de trois manières distinctes (fig. 7.17). Le milieu purement fracturé permet le refroidissement le plus rapide. Pour obtenir une diminution de la température initiale de 150 °C à une température limite, économiquement parlant, de refroidissement de

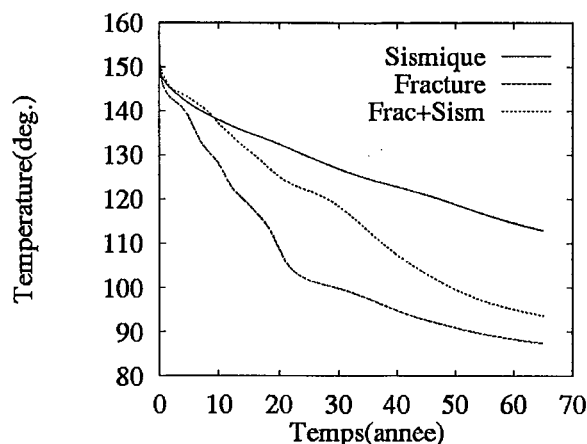


Figure 7.17: Simulation de l'évolution de la température du fluide produit au cours du temps dans l'échangeur de Soultz-sous-Forêts selon trois modèles hydrauliques différents.

110 °C les modèles "Fracturé", "Sismique" et "Mixte" présente des temps de refroidissement de 20, 60 et 40 ans, respectivement.

Le modèle "mixte" présente un comportement similaire au modèle "Sismique" pour les dix premières années avant de finalement tendre vers celui dit "Fracturé" au delà de 60 ans. Il est à noter que le modèle mixte n'est pas égal à la somme des deux autres modèles en terme de perméabilité. Il autorise celle-ci à être plus importante à la fois dans la zone sismiquement active ainsi que dans les fractures créées. Cependant, un réajustement des perméabilités est nécessaire pour permettre au modèle de retrouver des débits cohérents au niveau des puits. De plus, il a été aussi nécessaire de diminuer la distance r_{max} servant de limite de zone hydrauliquement active à une valeur de 200 mètres pour éviter de trop fortes surpressions dans EPS1.

7.7 Étude théorique sur un cas simplifié

7.7.1 Hydraulique

Un modèle analytique simplifié du doublet géothermique est présenté sous la forme d'une zone d'injection et d'une zone de production géométriquement identiques (section ouverte de même dimension $e = 500$ m et même profondeur), séparées d'une distance de $L = 500$ m (fig. 7.18 a). Une valeur de 3 MPa de surpression ou de dépression est imposée sur chacun des forages. La perméabilité K est choisie constante et isotrope.

La vitesse de Darcy \vec{U} dérive alors d'un potentiel $\Phi = Kh$ où h représente

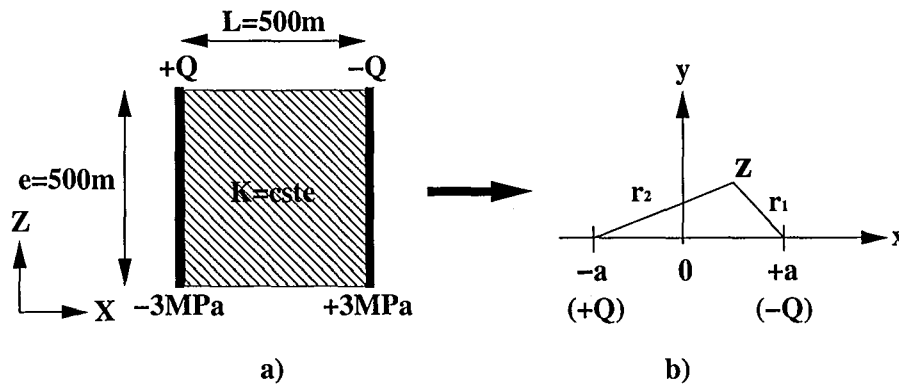


Figure 7.18: Représentation schématique d'un doublet géothermique dont les caractéristiques géométriques et géophysiques ont été simplifiées pour un calcul analytique.

la charge. La loi de Darcy et l'équation de diffusion s'écrivent:

$$\vec{U} = \text{grad}\Phi \text{ et } \Delta\Phi = 0$$

Le problème traité ici consiste à déterminer le champ de vitesses sur la ligne de courant la plus directe joignant les deux forages, c'est à dire, le segment de droite joignant les deux puits. L'espace est à deux dimensions. La troisième dimension est représentée par la constante e , équivalente à une épaisseur de couche. Le repère est centré au milieu du segment horizontal joignant les deux puits. L'axe des abscisses joint les deux forages. Le problème est considéré à géométrie cylindrique donc indépendant de l'axe des z (fig. 7.18 b).

La théorie de la mécanique des fluides définit un *potentiel complexe* $\Gamma(z)$ exprimé dans l'espace des complexes $z = x + iy$ en deux dimensions, avec $i = \sqrt{-1}$ le nombre imaginaire [Spiegel, 1981]. Ce potentiel complexe introduit une *fonction harmonique conjuguée* Ψ telle que:

$$\Gamma(z) = \Phi + i\Psi$$

Ainsi, par dérivation:

$$\frac{d\Gamma(z)}{dz} = \frac{d\Phi}{dx} + i\frac{d\Psi}{dx} = \frac{d\Phi}{dx} - i\frac{d\Psi}{dy} = U_x - iU_y$$

avec $\vec{U} = (U_x, U_y)$.

Pour un puits placé en $x = -a$, le potentiel $\Gamma(z)$ s'écrit:

$$\Gamma(z) = \frac{Q}{2\pi e} \ln(z + a)$$

où Q représente le débit (positif pour un puits, négatif pour une source). Ainsi, dans le cas d'une source placée en a et d'un puits placé en $-a$ (fig. 7.18 b), le

potentiel complexe s'écrit:

$$\Gamma(z) = \frac{Q}{2\pi e} \ln \left(\frac{z+a}{z-a} \right) \quad (7.22)$$

En écrivant sous la forme eulérienne les complexes $z+a = r_1 e^{i\theta_1}$ et $z-a = r_2 e^{i\theta_2}$, (7.22) devient:

$$\begin{aligned} \Gamma(z) &= \frac{Q}{2\pi e} \ln \left(\frac{r_1}{r_2} \right) + i \frac{Q}{2\pi} (\theta_1 - \theta_2) \\ &= \Phi(r) + i\Psi(\theta) \end{aligned} \quad (7.23)$$

Le système (7.23) conduit directement à l'écriture du champ de charge h dans l'espace 2D:

$$h = \frac{\Phi(r)}{K} = \frac{Q}{2\pi K e} \ln \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \quad (7.24)$$

La norme U de la vitesse de Darcy s'exprime alors par:

$$\begin{aligned} U &= \left| \frac{d\Gamma(z)}{dz} \right| \\ &= \frac{Q}{2\pi e} \left| \frac{1}{z+a} - \frac{1}{z-a} \right| \\ &= \frac{Q a}{\pi e} \frac{1}{\sqrt{a^4 - 2a^2 r^2 \cos\theta + r^4}} \end{aligned}$$

En se plaçant sur l'axe des abscisses, l'angle $\theta = 0$. La norme de la vitesse $U(x)$ varie en fonction de l'abscisse de la façon suivante:

$$U(x) = \frac{Q a}{\pi e} \left(\frac{1}{a^2 - x^2} \right) \quad (7.25)$$

L'application numérique de la relation (7.25) permet d'obtenir quantitativement la variation de la norme de la vitesse le long de l'axe des abscisses joignant les deux forages (fig. 7.19). Les valeurs de cette norme sont très fortes près du forage. Le maillage de la grille engendre des noeuds séparés d'une distance de 17 m environ. L'erreur commise par la simulation est donc maximum par rapport à la réalité sur les bords du forage. Ce problème d'échelle se traduit par une difficulté à gérer une précision identique à la fois sur l'ensemble du réservoir et sur la zone située près des forages. Pour pallier à ce défaut, il serait nécessaire de raffiner le maillage près du forage, opération coûteuse en gestion d'espace mémoire.

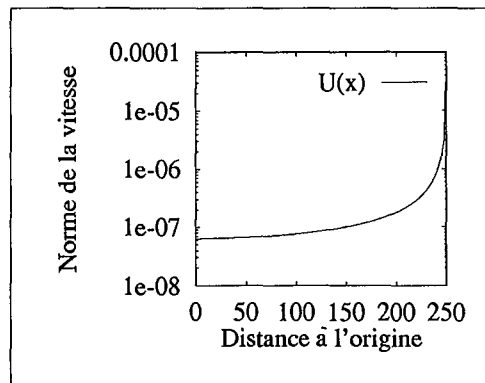


Figure 7.19: Évolution de la norme de la vitesse le long de la ligne de courant la plus directe joignant les deux forages d'un doublet.

7.7.2 Application numérique

L'expression de la charge (7.24) permet d'obtenir une estimation de la perméabilité équivalente isotrope et constante dans le milieu pour que le doublet fonctionne à un débit Q donné et une surpression H donnée (ici $H = 300$ m environ pour 3 MPa) imposée aux puits. En se plaçant sur l'un des deux forages de rayon r_0 , les distances r_1 et r_2 s'écrivent sous la forme:

$$r_1 = 2a - r_0 \text{ et } r_2 = r_0$$

d'où une perméabilité égale à:

$$K = \frac{Q}{2\pi H e} \ln\left(\frac{2a}{r_0}\right) = 2.26 \cdot 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$$

ou bien $k = 4.2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$. Cette valeur est tout à fait en accord avec les ordres de grandeurs déduits des différents modèles obtenus (tab. 7.1).

En terme de vitesse, il est facile de calculer le temps t nécessaire au fluide pour parcourir le chemin de longueur $2a$ joignant les deux puits à la vitesse de Darcy $U(x)$:

$$\begin{aligned} t &= 2 \int_0^{a-r_0} \frac{dx}{U(x)} \\ &= \frac{2\pi e}{Qa} \left[a^2(a-r_0) - \frac{(a-r_0)^3}{3} \right] \\ &= 5.236 \cdot 10^9 \text{ s} \end{aligned}$$

En comparant ce temps t au temps de transfert t_r réel mesuré par les essais de traçage (72 h) la porosité équivalente Φ peut être estimée:

$$\Phi = \frac{t_r}{t} = 5 \cdot 10^{-5}$$

Modèle	$\Phi_{max.}$ (10^{-5})	$\Phi_{moy.}$ (10^{-5})
Sismique	14.95	3.95
Fracture	38.56	8.72
Mixte	36.65	7.15

Tableau 7.4: Calcul de porosités maximum et moyenne sur l'ensemble des lignes de courant obtenu sur les trois modèles hydrauliques.

Cette valeur de porosité est en accord avec celles estimées à partir des trois modèles fracturé, sismique et mixte. En effet, les porosités employées pour les simulations de traçage géochimique correspondent à des porosités maximums. Les porosités moyennes calculées sur la base d'un temps de transfert de 72 heures comme ici, donnent un ensemble de porosités pour chaque ligne de courant calculées. Les moyennes de ces porosités sont en accord avec la valeur trouvées précédemment (tab. 7.4). Elles correspondent à des valeurs de porosité cinématique et elles sont donc très inférieures aux valeurs de porosité totale situées plus couramment aux alentours de 0.01 [de Marsily, 1981].

7.7.3 Thermique

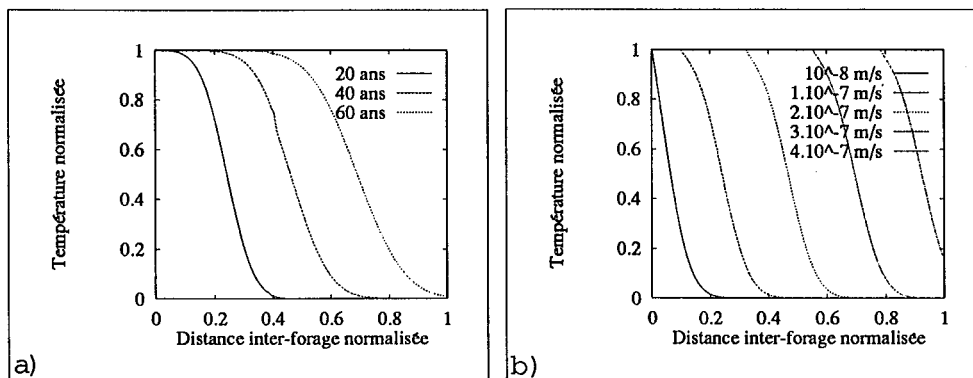


Figure 7.20: Solution 1D de l'équation de diffusion-convection de la chaleur en régime transitoire dans un doublet géothermique. a) en fonction du temps pour une vitesse donnée constante à 10^{-7} m s^{-1} . b) en fonction de la vitesse pour un temps donné de 20 ans après le début de l'injection du fluide froid. Distance entre les puits de 500 m.

La solution fournie par la relation (7.21) a été tracée dans le cas d'une seule ligne de courant joignant deux forages séparés d'une distance de 500 m par

une ligne droite. La conductivité thermique est choisie isotrope, homogène et pour une valeur de $2.58 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Les chaleurs volumiques de la roche et du fluide ont été respectivement choisies à des valeurs de 2.394 et $4.368 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Les résultats sont tracés en fonction du temps écoulés après l'injection du fluide à vitesse constante (fig. 7.20 a) et en fonction de la vitesse à une date constante après le début de la mise en circulation (fig. 7.20 b). Les températures et distance ont été renormalisées. La distance vaut 0 au forage d'injection et 1 au forage de production. La température normalisée vaut 1 pour la température initiale du fluide (chaud) et 0 pour la température du fluide d'injection (froid).

Ce type de calcul permet de caler les ordres de grandeurs attendus pour le modèle de Soultz. Il apparaît que les vitesses de filtration ne sont pas constantes sur les lignes de courant. La valeur de la norme de ces vitesses varie considérablement au niveau des forages (de 10^{-5} à 10^{-7} m s^{-1}) pour ensuite rester dans le même ordre de grandeur au delà de 50 mètres du puits (10^{-8} m s^{-1}). A partir de ces vitesses, les temps de refroidissement sont donc situés dans des ordres de grandeurs situés autour de la dizaine d'année, voire jusqu'à une centaine d'années en accord avec les trois modèles thermiques obtenus.

7.8 Perspectives: 5000 m de profondeur

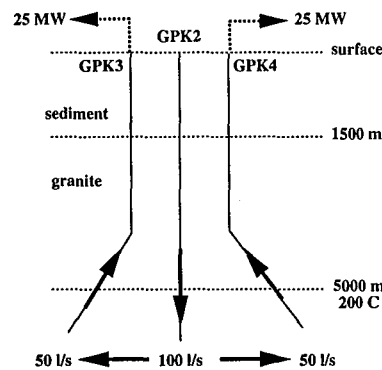


Figure 7.21: "Ce que pourrait être le pilote géothermique de Soultz-sous-Forêts", d'après [Gérard et al., 1998].

Le projet de Soultz-sous-Forêts évolue en collaboration avec des partenaires industriels (GEIE, "Exploitation Minière de la chaleur") en attente d'un rendement maximum. Les études montrent qu'un site géothermique, tel que celui de Soultz, fonctionne de façon économiquement rentable pour des débits plus élevés (minimum 80 l/s) que ceux employés durant le test de circulation de 1997 (25 l/s), et pour des températures plus élevées (200 °C) [Gérard et al., 1998]. Pour ce faire, le dispositif actuel doit subir un certain nombre de modifications.

D'une part, la circulation de fluide doit avoir lieu à des profondeurs plus importantes. Le forage GPK2 a été récemment foré jusqu'à 5000 m (juin 1999). La température du fluide en fonds de puits a été mesurée à 200 °C (octobre 1999). D'autre part, la technologie des pompes employées pour les essais de circulation de 1997 a montré ses limites d'utilisation pour des débits inférieurs aux 80 l/s attendus par les industries. Le site géothermique doit donc évoluer vers un système *multipuits* (triplet, fig. 7.21), permettant une production de fluide à forts débits.

Un modèle prévisionnel de refroidissement à 5000 m a été calculé en utilisant les lignes de courant déduite des modèles hydraulique de 3800 m (fig. 7.22). Ce modèle thermique correspond à un doublet géothermique fonctionnant à des débit de 24 l/s et possédant les mêmes caractéristiques hydrauliques que les modèles "Fracturé", "Sismique" et "Mixte".

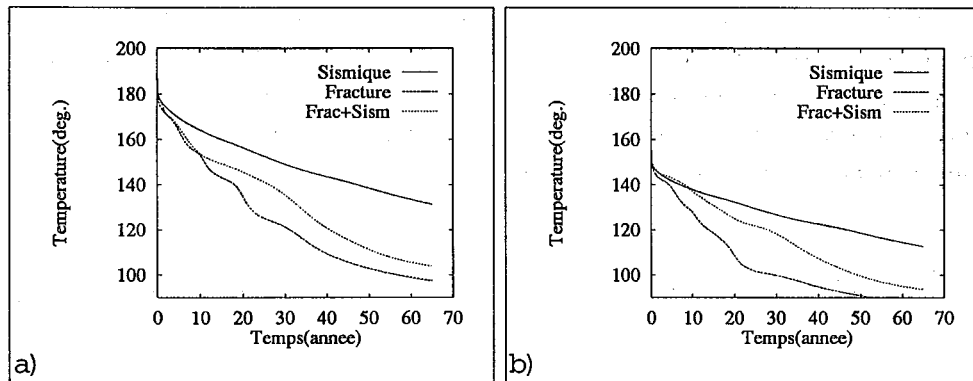


Figure 7.22: a) Modèle thermique à 5000 m. b) Modèle thermique à 3800 m.

En considérant une température de production de 40 °C et un débit de production de 50 l/s, une courbe de la puissance exploitable par le système géothermique de Soultz-sous-Forêts est estimée en fonction du temps (fig. 7.23). Les puissances simulées sont de l'ordre de la dizaine de MégaWatt.

7.9 Conclusions

Le site géothermique de Soultz-sous-Forêts existe depuis plus de 10 ans. Il a suivi plusieurs stades d'évolution avant de se présenter sous la forme d'un doublet opérationnel. Il continuera à subir de nouvelles modifications dans le futur avant de se présenter comme un prototype de référence pour l'élaboration d'une centrale géothermique. Cette étude, longue et minutieuse dirigée par la société *Socomine*, a permis d'obtenir un nombre de données très importantes sur le comportement hydraulique, thermique, mécanique et sismique du site. Grâce à ce riche potentiel de données, les modélisations hydrauliques et thermiques, présentées dans cette dernière partie, ont été menées, en premier lieu,

sous la forme d'un travail de vérification cherchant à retrouver au mieux les paramètres de calage, mais aussi comme un moyen prédictif du comportement thermique transitoire du site.

Les pressions et débits observés dans les trois forages GPK1, GPK2 et EPS1 d'une profondeur respective d'environ 3600, 3800 et 2200 m ont servi de paramètres de calage pour les simulations hydrauliques. La microsismicité et la caractérisation de la fracturation établie dans les forages ont été employés pour construire le champ de perméabilité hétérogène et anisotrope en trois dimensions dans le réservoir.

Les résultats des calculs hydrauliques ont été présentés sous la forme de trois modèles. Le premier, appelé "Sismique", et construit uniquement à l'aide de la microsismicité mesurée durant des tests de fracturation hydraulique, permet de définir une *distance de fracturation* caractérisant un volume de roche, situé autour du forage, et ayant subi, après fracturation hydraulique, une augmentation de perméabilité importante. Cette distance de fracturation est estimée à 280 m environ en minimisant les surpressions engendrées dans le forage EPS1. Ce volume de réservoir hydrauliquement actif présente des perméabilités supérieures d'un ou deux ordres de grandeurs à celle de la matrice, naturellement fracturée. La méthode, présentée dans la deuxième partie de cette thèse, fournit des estimations de la perméabilité de matrice du granite de Soultz, correspondant à celle de la roche *avant* fracturation hydraulique, aux environs de $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$. Un modèle mathématique, basé sur une géométrie simplifiée, préconise une perméabilité moyenne efficace de l'ordre de $4 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ pour obtenir les ordres de grandeurs de débit et pressions observés dans les puits durant les essais de circulations. Ce modèle met aussi en évidence un très forte variation des vitesses de Darcy au voisinage des forages qui, étant donné les dimensions des cellules de la grille employée (17 m environ), ne peut être pris en compte dans le modèle.

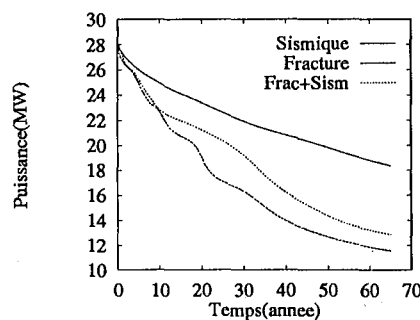


Figure 7.23: Puissance exploitable estimée sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts sous la forme d'un doublet situé à 5000 m de profondeur et pour un débit de production de 50 l/s.

Le modèle dits "Fracturé" correspond aux résultats hydrauliques d'un modèle à perméabilité construite uniquement à partir des observations établies dans les forages sur l'état de la fracturation dans le granite. Aucune connexion directe n'a pu être logiquement établie, il a donc fallu établir un lien indirect entre les deux forages à partir d'un réseau simplifié de 7 fractures construites sous formes de disques, centrés au puits et d'extension variable (200 à 400 m), possédant une perméabilité tensorielle orientée le long de la fracture et décroissante avec la distance au forage. Ce modèle permet à la fois de connecter les forages mais aussi d'éviter de trop fortes surpressions engendrées dans le forage EPS1. Néanmoins, il présente des circulations de fluide très sinueuses dans l'espace et difficilement détectables par un constructeur de ligne de courant comme celui utilisé dans cette étude.

Le troisième modèle, dit "Mixte", est un "mélange" des deux précédents, autorisant la perméabilité à être plus importante dans des volumes occupés à la fois par la microsismicité et par le réseau de fracture. Le comportement hydraulique et thermique de ce modèle navigue entre les deux limites établies par les deux modèles précédents. Il permet de définir le milieu le plus réaliste possible car fidèle à l'historique des tests de fracturation hydraulique soumis au massif granitique et fidèle aussi aux observations de l'état de fracturation de la roche.

Les résultats prédictifs sur la longévité du site géothermique de Soultz jouent un rôle important dans les décisions prises par les partenaires industriels sur les investissements d'un tel projet. Ce type d'étude apporte un avis scientifique, construit à partir d'un certain nombre d'hypothèses et de simplifications de la réalité. Les résultats présentés dans cette thèse prédisent un temps de refroidissement de l'ordre de la dizaine d'années.

Plusieurs modèles ont déjà été développés pour estimer la chaleur extraite des réservoirs géothermiques par circulation forcée de fluide dans un aquifère fracturé à l'aide d'un doublet. Dans ce domaine, le modèle analytique précurseur a été établi par Gringarten [Gringarten and Sauty, 1975]. A l'aide de la transformée de Laplace, une solution générale de la chaleur extraite par un flux créé dans un dipôle à l'intérieur d'un milieu stratifié d'extension infini a été établie. Ce modèle a été ensuite développé dans le cas d'un milieu de dimension fini autorisant en plus du flux créé par le doublet une circulation naturelle des fluides. Rodemann [Rodemann, 1979] a développé un modèle avec des fractures circulaires. Heuer [Heuer et al., 1991] a étendu le modèle de Rodemann pour un ensemble de fractures parallèles.

Par la suite, les modèles numériques ont permis de traiter des cas plus complexes introduisant des hétérogénéités en trois dimensions dans la nature des milieux simulés, ainsi que des phénomènes de couplages hydro-thermo-mécaniques [Bruehl and Cacas, 1998], [Kohl, 1992], [Kolditz and Diersh, 1993].

Kolditz [Kolditz, 1995] a développé un modèle numérique par la méthode

des éléments finis dans un milieu 3D contenant des séries de fractures 2D alignées selon le champ de contraintes régnant au sein du massif. Ce modèle numérique a été testé en comparant les résultats de simulation avec les solutions analytiques proposées par [Gringarten and Sauty, 1975], [Rodemann, 1979], [Heuer et al., 1991]. Le puits GPK2 n'étant pas encore foré en 1995, ce modèle présente des résultats pour un doublet dont les puits sont hypothétiquement séparés d'une distance de 400 m. Pour un débit de 15 l/s, les résultats de durée de vie de l'échangeur géothermique sont estimés à plusieurs dizaines d'années selon le nombre de fractures employées dans le modèle (20 ans pour 1 fracture, 60 ans pour 5 fractures ...). Le modèle déterministe de l'École des Mines de Paris [Bruel, 1998], construisant un réseau de fractures connectés hydrauliquement entre elles par des tubes, présentent des résultats plus optimiste encore (environ 400 ans) pour la longévité du site de Soultz [Gérard et al., 1998]. Cette différence dans l'estimation de la durée de vie de l'échangeur est principalement due au fait que le modèle de Bruel est connecté avec l'encaissant et puise de l'énergie thermique fournie par l'extérieur.

Conclusions et perspectives

Durant ce travail de thèse, deux thématiques de recherche ont été développées: une nouvelle méthode de caractérisation géophysique des roches fracturées, une contribution aux recherches et développements de nouvelles énergies.

Par sa disponibilité, le site de géothermique de Soultz-sous-Forêts a apporté un nombre important de données, précieuses pour un travail de modélisation numérique et analytique. Encore à l'état de prototype, le doublet géothermique a été sujet à de nombreux tests de différentes natures (géophysique, sismique, géochimique). Dans cette étude, les essais de fracturation hydraulique et les essais de circulation dans le doublet ont été utilisés pour le développement d'une méthode d'inversion de données sismiques en terme de perméabilité de réservoir stimulés et pour un travail de modélisation 3D d'un site géothermique en fonctionnement.

L'activité microsismique induite pendant les essais de fracturation hydraulique a constitué l'élément d'étude principal de ce travail. Cette sismicité a pu être employée comme un traceur spatio-temporel de la diffusion de la pression interstitielle durant les tests d'injection de fluide. Elle est aussi révélatrice de l'état de fracturation dans le milieu et elle peut aussi, dans le cas d'événement de magnitude suffisamment élevée (supérieure à 3), être un moyen de qualifier et quantifier les mécanismes de rupture en cisaillement mis en jeu pendant l'essai.

En utilisant la théorie de la poroélasticité, la propagation d'une perturbation de la pression interstitielle appliquée dans le granite fracturé, assimilé à un milieu poreux équivalent, pendant un essai de fracturation hydraulique, a pu être qualifiée et quantifiée. Une estimation de la perméabilité équivalente à l'état de la roche avant fracturation a été calculée et comparée avec des essais de pompage. Cette méthode a pu être testée sur d'autres jeux de données microsismiques issues de sites géothermiques aux États-Unis et au Japon.

L'originalité de cette approche réside dans une utilisation différente de la microsismicité pour interpréter le comportement hydraulique de la roche. Cependant, il apparaît que cette information ne traduit pas nécessairement

tous les chemins parcourus par le fluide. Elle reste donc un moyen de caractériser le comportement hydraulique du massif rocheux, mais les simulations numériques entreprises dans la dernière partie de cette thèse laisseront supposer l'existence de nouvelles connexions entre les réservoirs non identifiés par la sismicité.

Cette méthode fournit une estimation de la diffusivité ou de la perméabilité équivalente à tout le réservoir. L'application d'une approche 'milieu poreux équivalent' pour les réservoirs granitiques fracturés ne traduit pas l'hétérogénéité du massif fracturé. Elle reste une méthode d'approximation et devrait faire l'objet de nouvelles recherches de manière à pouvoir identifier en trois dimensions le caractère hétérogène de la nature de la roche.

L'information microsismique est aussi un moyen de mieux dimensionner la géométrie dans l'espace du réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêts. Ce volume de roche est constitué de sous ensembles, résultats des essais de fracturation hydraulique et dont la microsismicité fournit une illustration en trois dimensions. Ces sous ensembles sont connectés entre eux par un réseau de fractures. L'approche 'milieu poreux équivalent's permet d'obtenir des modèles numériques, en trois dimensions, capable de contenir un comportement hydraulique très hétérogène en couplant à la fois l'information microsismique et les observations de l'état de fracturation du granite réalisées dans les puits.

Le principal objectif de ce travail de simulation numérique était d'intégrer le maximum de paramètres observés et quantifiés sur le site pendant les essais. Ainsi, le modèle hydraulique présente des résultats qualitativement cohérents avec les débits et pressions mesurées dans les forages, tout en essayant de traduire une circulation de fluide dans l'espace cohérente avec la microsismicité et les fractures observées dans les puits.

Après l'obtention d'un modèle capable de simuler la circulation de fluide entre les forages en régime permanent, le champ de vitesses de filtration associé a pu être mis à contribution pour une simulation thermique des échanges de chaleur induits par convection forcée dans le massif granitique fracturé. Une méthode numérique basée sur la construction des lignes de courant dans le modèle a été développée. Cette étude thermique sert à quantifier le temps de refroidissement du granite de Soultz, initialement chaud (200 °C), soumis à l'injection d'un fluide froid (50 °C). Ce temps correspond à la durée de "vie" de l'échangeur géothermique. Estimé de l'ordre de la dizaine d'année, il dépend de la nature de l'hétérogénéité simulée dans le modèle.

La difficulté principale de l'élaboration d'un tel modèle réside dans la différence d'échelle des mécanismes physiques mis en cause. La dimension du réservoir d'étude, supposée caractérisée par l'extension de l'activité microsismique, est de l'ordre du km³, alors que les modèles analytiques révèlent

de très fortes variations de vitesses de filtration (2 ordres de grandeurs) sur une distance de 20 mètres autour des puits, et que la variation de 1 mm sur l'épaisseur d'une fracture implique une variation drastique sur sa conductivité hydraulique ("loi cubique"). C'est en quoi la modélisation tridimensionnelle atteint ici ses limites. Un inévitable compromis entre la qualité des résultats (raffinement du maillage) et la capacité de résolution de la machine utilisée (espace mémoire) est à gérer.

Bibliographie

- [Abramowitz and Stegun, 1972] Abramowitz, M. and Stegun, I. (1972). *Handbook of Mathematical Functions, Appl. Math Ser. 55*. National Bureau of Standards, Washington, D.C.
- [Aquilina et al., 1998] Aquilina, L., Rose, P., Vaute, L., Brach, M., Gentier, S., Jeannot, R., Jacquot, E., Audigane, P., Tran-Viet, T., Jung, R., Baumgärtner, J., Baria, R., and Gérard, A. (1998). A tracer test at the Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock geothermal site. In *Twenty-Third Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford California (USA), January 26-28. Stanford University.
- [Bai, 1997] Bai, M. (1997). An Efficient Algorithm For Evaluating Coupled Process In Radial Fluid Flow. *Computer & Geosciences*, 23(2): 195-202.
- [Bai and Roegiers, 1994] Bai, M. and Roegiers, J. (1994). Dual-Porosity Behaviour of Naturally Fractured Reservoirs. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 18: 359-376.
- [Barenblatt et al., 1960] Barenblatt, G., Zheltov, I., and Kochina, I. (1960). Basic concept in the theory of homogeneous liquids in fractured rocks. *Computer & Geosciences*, 24: 1286-1303.
- [Barrere, 1990] Barrere, J. (1990). *Modélisation des écoulements de Stokes et Navier-Stokes en milieu poreux*. PhD thesis, Univ. Bordeaux I.
- [Batycky et al., 1997] Batycky, R., Blunt, M., and Thiele, M. (1997). A 3D Field-Scale Streamline-Based Reservoir Simulator. In *SPE Reservoir Engineering*, pages 246-254.
- [Baumgärtner et al., 1998] Baumgärtner, J., Gérard, A., Baria, R., Jung, R., Tran-Viet, T., Gandy, T., Aquilina, L., and Garnish, J. (1998). Circulating the HDR Reservoir at Soultz: maintaining production and injection flow in complete balance. In *Twenty-Third Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford California (USA), January 26-28. Stanford University.
-

- [Benderitter and Elsass, 1995] Benderitter, Y. and Elsass, P. (1995). Structural Control of Deep Fluid Circulation at the Soultz HDR Site, France: a Review. *Geotherm. Sci. & Tech.*, 4(4): 227–237.
- [Bernabé, 1986] Bernabé, Y. (1986). The effective Pressure Law for Permeability in Chelmsford Granite and Barre Granite. *J. Geophys. Res.*, 23: 267–275.
- [Bernabé, 1987] Bernabé, Y. (1987). The effective pressure law for permeability during pore pressure and confining pressure cycling of several crystalline rocks. *J. Geophys. Res.*, 92: 649–657.
- [Bernabé, 1995] Bernabé, Y. (1995). The transport properties of networks of cracks and pores. *J. Geophys. Res.*, 100(B3): 4231–4241.
- [Bertrand, 1998] Bertrand, L. (1998). Mesures de contraintes *in situ*: comparaison de différentes méthodes. Technical report, ENSG deuxième année, Tronc commun, Cours milieux poreux et fissurés, (F. Homand).
- [Biot, 1956a] Biot, M. A. (1956a). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28: 168–178.
- [Biot, 1956b] Biot, M. A. (1956b). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28: 179–191.
- [Biot, 1962] Biot, M. A. (1962). Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J. Appl. Phys.*, 33: 1482–1498.
- [Bosl et al., 1998] Bosl, W., Dvorkin, J., and Nur, A. (1998). A study of porosity and permeability using lattice Boltzmann simulation. *Geophys. Res. Lett.*, 25(9): 1475–1478.
- [Bour and Davy, 1998] Bour, O. and Davy, P. (1998). On the connectivity of three-dimensional fault network. *Water Res. Research*, 34(10): 2611–2622.
- [Brace, 1980] Brace, W. (1980). Permeability of Crystalline and Argillaceous Rocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 17: 241–251.
- [Broadbent and Hammersley, 1957] Broadbent, S. and Hammersley, J. (1957). Percolation Processes I, Crystals and Mazes. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 63: 629–641.
- [Brown, 1987] Brown, B. (1987). Fluid Flow Through Rock Joints: The Effect of Surface Roughness. *J. Geophys. Res.*, 92(B2): 1337–1347.
-

- [Bruel, 1998] Bruel, D. (1998). Using a discrete fracture network approach to build a model for the Soultz-sous-Forêts heat exchanger and to derive its main parameters from in measurements. *Contribution to the EC. final Report, February 1998.*
- [Bruel and Cacas, 1998] Bruel, D. and Cacas, M. (1998). Numerical modelling technique: contribution to the Soultz HDR project.-In: Bresee, J.C. (Ed). In *Geothermal Energy in Europe- the Soultz Hot Dry Rock Project*, pages 267-279. Gordon and Breach Science Publishers.
- [Brune et al., 1979] Brune, J., Archuleta, R., and Hartzell, S. (1979). Far-Field S-wave spectra, corner frequencies, and pulse shapes. *J. Geophys. Res.*, 84: 2262-2272.
- [Cacas et al., 1990a] Cacas, M., Ledoux, E., de Marsily, G., Barbreau, A., Calmels, P., Gaillard, B., and Margritta, R. (1990a). Modelling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: calibration and validation. 1.The Transport Model. *Water Res. Research*, 26(3): 491-500.
- [Cacas et al., 1990b] Cacas, M., Ledoux, E., de Marsily, G., Tillie, B., Barbreau, A., Durand, E., Feuga, B., and Peaudecerf, P. (1990b). Modelling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: calibration and validation. 1.The Flow Model. *Water Res. Research*, 26(3): 479-489.
- [Chandler and Johnson, 1981] Chandler, R. and Johnson, D. (1981). The equivalence of quasistatic flow in fluid-saturated porous media and Biot's slow wave in the limit of zero frequency. *J. Appl. Phys.*, 52(5): 3391-3395.
- [Charlez, 1991] Charlez, P. A. (1991). *Rock Mechanics, Volume 1, Theoretical Fundamentals*. Éditions TECHNIP, Paris.
- [Cornet et al., 1997] Cornet, F., Helm, J., Poitrenaud, H., and Etchecopar, A. (1997). Seismic and aseismic slip induced by large fluid injections. *Pure Appl. Geophys.*, 150: 563-583.
- [Cornet and Morin, 1997] Cornet, F. and Morin, R. (1997). Evaluation of hydromechanical coupling in a granite rock mass from a high-volume, high-pressure injection experiment: Le Mayet de Montagne, France. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 34(3-4). paper No.207.
- [Cornet and Valette, 1984] Cornet, F. and Valette, B. (1984). In Situ Stress Determination From Hydraulic Injection Test Data. *J. Geophys. Res.*, 89(B13): 11527-11537.
- [Coussy, 1991] Coussy, O. (1991). *Mécanique des milieux poreux*. Édition TECHNIP, Paris. 437p.
-

- [Darcy, 1856] Darcy, H. (1856). *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. Victor Dalmont, Paris.
- [Dardis and McCloskey, 1998] Dardis, O. and McCloskey, J. (1998). Permeability porosity relationships from numerical simulations fluid flow. *Geophys. Res. Lett.*, 25(9): 1471–1474.
- [de Marsily, 1981] de Marsily, G. (1981). *Hydrogéologie quantitative*. Collection Science de la Terre, Masson, Paris. 215p.
- [Dezayes et al., 1995] Dezayes, C., Villemin, T., Genter, A., Traineau, H., and Angelier, J. (1995). Analysis of fractures in boreholes of the Hot Dry Rock project at Soultz-sous-Forêts (Rhine graben, France). *Science Drilling*, 5: 31–41.
- [Duchane, 1995] Duchane, D. (1995). Hot Dry Rock: A Versatile Alternative Energy Technology. In S.P.E., editor, *Annual Technical Conference and Exhibition*, Dallas, TX, USA. S.P.E.
- [Duchane, 1998] Duchane, D. (1998). The History of HDR Research and Development. In R. Baria, J. Baumgartner. A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Dvorkin and Nur, 1993] Dvorkin, J. and Nur, A. (1993). Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms. *Geophys. J. Int.*, 58(4): 524–533.
- [Dyer et al., 1994] Dyer, B., Juppe, A., Jones, R. H., Thomas, T., Willis-Richards, J., and Jaques, P. (1994). Microseismic Results from the European HDR Geothermal Project at Soultz-sous-Forêts, Alsace, France. IR03/24, CSM Associated Ltd.
- [Eguchi et al., 1998] Eguchi, Y., Yamamoto, T., Kitano, K., Nishihara, T., and Ohnishi, H. (1998). Three-dimensional computation of velocity and pressure fields in the Ogachi HDR reservoir. In R. Baria, J. Baumgartner. A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Elsass et al., 1995] Elsass, P., Aquilina, L., Beauce, B., Benderitter, B., Fabriol, H., Genter, A., and Pauwels, H. (1995). Deep Structures of the Soutz-sous-Forêts HDR Site (Alsace, France). In *World Geothermal Congress*. Florence, Italy 18-31 May, 1995.
- [Eshelby, 1957] Eshelby, J. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. R. Soc. London*, A241: 376–396.
-

- [Evans, 1998] Evans, K. (1998). Does significant aseismic slip occur during stimulation of HDR reservoirs? In R. Baria, J. Baumgartner, A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Ezzedine, 1994] Ezzedine, E. (1994). *Modélisation des écoulements et du transport dans les milieux fissurés. Approches continues et discontinues*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris. 157p.
- [Fehler et al., 1987] Fehler, M., House, L., and Kaieda, K. (1987). Determining Planes Along Which Earthquakes Occur: Method and Application to Earthquakes Accompanying Hydraulic Fracturing. *J. Geophys. Res.*, 92(B9): 9407-9414.
- [Fehler et al., 1998] Fehler, M., House, L., Phillips, W., and Potter, R. (1998). A method to allow temporal variation of velocity in travel-time tomography using microearthquakes induced during hydraulic fracturing. *Tectonophysics*, 289: 189-201.
- [Fletcher and Sykes, 1977] Fletcher, J. B. and Sykes, L. R. (1977). Earthquakes Related to Hydraulic Mining and Natural Seismic Activity in Western New York State. *J. Geophys. Res.*, 82: 3767-3780.
- [Flores Marquez, 1992] Flores Marquez, E. (1992). *Transferts de chaleur et de masse en milieu sédimentaire et fracturé. Modélisation numérique de la convection naturelle autour du site géothermique de Soultz (Graben du Rhin)*. PhD thesis, Centre de Recherches Pétrographiques et Géochimiques. 226p.
- [Fortier, 1997] Fortier, E. (1997). *Sismicité induite, Méthode de localisation relative et automatisation*. PhD thesis, Université de Paris VI. 106p.
- [Francklin and Dusseault, 1989] Francklin, J. and Dusseault, M. (1989). *Rock Engineering*. Mc Graw Hill Publishing Company, New York.
- [Fréchet, 1985] Fréchet, J. (1985). Sismogénèse et doublets sismiques. Master's thesis, Grenoble, Université Joseph Fourier.
- [Gassmann, 1951] Gassmann, F. (1951). Über die elastizität poroser Medien. *Vier. der Natur Gesellschaft*, 96: 1-23.
- [Gaucher, 1997] Gaucher, E. (1997). *Comportement hydromécanique d'un massif fracturé: apport de la microsismicité induite. Application au site géothermique de Soultz-sous-Forêts*. PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.
-

- [Genter, 1997] Genter, A. (1997). Géométrie des zones fracturées et hydrothermalisées dans le granite de Soultz-sous-Forêts (forages GPK-1 et EPS-1). BRGM, SGNIMRG, NRéf.: RCS93T99.
- [Genter et al., 1997a] Genter, A., Castaing, C., Bourguine, B., and Chilès, J. (1997a). An Attempt to simulate Fractures Systems From Wells Data in Reservoir. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 34(3): 000–000.
- [Genter et al., 1997b] Genter, A., Castaing, C., Dezayes, C., Tenzer, H., Traينهau, H., and Villemin, T. (1997b). Comparative analysis of direct (core) and indirect (borehole imaging tools) collection of fracture data in the Hot Dry Rock Soultz reservoir (France). *J. Geophys. Res.*, 102(B7): 15419–15431.
- [Gérard et al., 1998] Gérard, A., Jung, R., Baumgärtner, J., Baria, R., Gandy, T., and Tran-Viet, T. (1998). Essais de circulation moyenne durée conduits à Soultz-sous-Forêts en 1997. Technical report, Socomine, Société de Coopération Minière et Industrielle SA, Route de Kutzenhausen 39, F-67250 Soultz-sous-Forêts.
- [Gérard, 1997] Gérard, B. (1997). *Modélisation 3D des transferts de chaleur et de fluide dans les formations sédimentaires. Application aux réacteurs d'Oklo (Gabon)*. PhD thesis, INPL, CNRS-CRPG.
- [Glover et al., 1998a] Glover, P., Matsuki, K., Hikima, R., and Hayashi, K. (1998a). Fluid flow in synthetic rough fractures and application to the Hachimantai geothermal hot dry rock test site. *J. Geophys. Res.*, 103(B5): 9621–9635.
- [Glover et al., 1998b] Glover, P., Matsuki, K., Hikima, R., and Hayashi, K. (1998b). Synthetic rough fractures in rocks. *J. Geophys. Res.*, 103(B5): 9609–9620.
- [Gringarten and Sauty, 1975] Gringarten, A. and Sauty, J. (1975). A theoretical Study of Heat Extraction from Aquifers with Uniform Regional Flow. *J. Geophys. Res.*, 80(35): 4956–4962.
- [Guéguen and Dienes, 1989] Guéguen, Y. and Dienes, J. (1989). Transport Properties of Rocks from Statistics and Percolation. *Mathematica Geology*, 21(1): 1–13.
- [Guéguen and Palciauskas, 1992] Guéguen, Y. and Palciauskas, V. (1992). *Introduction à la physique des roches*. Éditeurs des Sciences et des Arts-Hermann, Paris. 299p.
- [Gutenberg and Richter, 1956] Gutenberg, B. and Richter, C. (1956). Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. *Bull., Seis. Soc. Am.*, 46: 105–145.
-

- [Haimson, 1968] Haimson, B. (1968). The hydrofracturing stress measuring method and recent field tests. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 96: 1-23.
- [Hanks and Wyss, 1972] Hanks, T. and Wyss, M. (1972). The use of body-wave spectra in the determination of seismic source parameters. *Bull., Seis. Soc. Am.*, 62: 561-589.
- [Hettkamp et al., 1998] Hettkamp, T., Klee, G., and Rummel, F. (1998). Stress regime and permeability at Soultz derived from laboratory and in-situ tests. In R. Baria, J. Baumgartner, A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Heuer et al., 1991] Heuer, N., Küpper, T., and Windelberg, D. (1991). Mathematical model of a Hot Dry Rock system. *Geophys. J. Int.*, 105: 659-664.
- [Homand, 1998] Homand, F. (1998). Cours Milieux Poreux et Fissurés. Technical report, ENSG deuxième année, Tronc commun.
- [Hosni, 1997] Hosni, A. (1997). *Modélisation par la méthode des éléments distincts du champ des contraintes à l'échelle du fossé Rhénan et de Soultz-sous-Forêts*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Nancy. 210p.
- [House, 1987] House, L. (1987). Locating microearthquakes induced by hydraulic fracturing in crystalline rock. *J. Geophys. Res.*, 14(9): 919-921.
- [House et al., 1997] House, L., Phillips, W., Fehler, M., and Rutledge, J. (1997). Can hydraulic fracture-induced microearthquakes show where the fluid went? *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 34(3-4). paper No.133.
- [Itasca Consulting Group, 1992] Itasca Consulting Group, I. (1992). UDEC Version 1.8. Technical report, Minneapolis, MN: Itasca Consulting Group, Inc.
- [Johnson and McEvilly, 1995] Johnson, P. and McEvilly, T. (1995). Parkfield seismicity: Fluid-driven. *J. Geophys. Res.*, 100(B07). 12937-12950.
- [Jones and Stewart, 1997] Jones, R. and Stewart, R. (1997). A method for determining significant structures in a cloud of earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 102(B4): 8245-8254.
- [Jones and Juppe, 1997] Jones, R. H. and Juppe, A. (1997). Microseismic Results from the 1996 Soultz Experimental Programme. Report IR03/54, CSM Associated Ltd.
-

- [Jung et al., 1996] Jung, R., Cornet, F., Rummel, F., and Willis-Richard, J. (1996). Hydraulic stimulation results, 1992/1993. in European Hot Dry Rock Programme, 1992-1995, eds Baria, R. Baumgärtner, J. and Gérard, A., Extended Summary of the Final Report to European Community (DG XII), Contract N JOU2-CT92-0115, Soultz-sous-Forêts, France.
- [Jupe et al., 1998] Jupe, A., Jones, R., Dyer, B., and Wilson, S. (1998). Use of microseismicity monitoring in the development and management of the Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock geothermal reservoir. In R. Baria, J. Baumgärtner, A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Kaieda and Hibino, 1989] Kaieda, H. and Hibino, S. (1989). Development of a New Hydraulic Fracturing Method (Casing Reamer and Sans Plug Method). In *Hot Dry Rock Geothermal Energy*, Redruth, Cornwall, UK. Camborne School of Mines International Conference. 593-601.
- [Kitano, 1997] Kitano, K. (1997). Present Status and Tasks of the Ogachi HDR Project. In *Proceedings of NEDO International Geothermal Symposium*, Sendai, Japan. Proceedings of NEDO International Geothermal Symposium. 363-372.
- [Kohl, 1992] Kohl, T. (1992). *Modellsimulation gekoppelter Vorgänge beim Wärmeentzug aus heißem Tiefengestein*. PhD thesis, Eidgenössische TH, Zürich, Dissertation (Ph.D.). 149S.
- [Kolditz, 1995] Kolditz, O. (1995). Modelling Flow and Heat Transfer in Fractured Rocks: Conceptual Model of a 3-D Deterministic Fracture Network. *Geothermics*, 2: -.
- [Kolditz and Diersh, 1993] Kolditz, O. and Diersh, H. (1993). Quasi-steady-state strategy for numerical simulation of geothermal circulation in Hot Dry Rock fractures. *Int. J. Non-Linear Mechanics*, 22(4): 467-481.
- [Kümpel, 1991] Kümpel, H.-J. (1991). Poroelasticity: parameters reviewed. *Geophys. J. Int.*, 105: 783-799.
- [Lanchy, 1997] Lanchy, C. (1997). Étude des modes de multiplets de séismes. Technical report, D.E.A., École des Mines de Nancy, LEGO.
- [Le Ravalec, 1995] Le Ravalec, M. (1995). *Vitesse et perméabilité des roches*. PhD thesis, Université de Rennes. 276p.
- [Ledéseret et al., 1993] Ledéseret, B., Dubois, J., Genter, A., and Meunier, A. (1993). Fractal analysis of fracture applied to Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock geothermal program. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 57: 1-17.
-

- [Lee and Stewart, 1981] Lee, W. and Stewart, S. (1981). Principles and Application of Microearthquake Networks. *Geophysics*. Supplement 2.
- [Lomize, 1951] Lomize, G. (1951). *Water flow through jointed rock*. (in Russian), Gosenergoizdat, Moscow, Paris.
- [Long et al., 1985] Long, J., Gilmour, P., and Witherspoon, P. (1985). A model for steady fluid flow in random three-dimensional networks of disc-shaped fractures. *Water Res. Research*, 21(8): 1105–1115.
- [Long et al., 1982] Long, J., Remer, J., Wilson, C., and P.A., W. (1982). Porous media equivalents for networks of discontinuous fractures. *Water Res. Research*, 18(3): 645–658.
- [Louis, 1967] Louis, C. (1967). *Étude des écoulements d'eau dans les roches fissurées et de leurs influences sur la stabilité des massifs rocheux*. PhD thesis, University of Karlsruhe. 128p.
- [Louis, 1974] Louis, C. (1974). *Introduction à l'hydraulique des roches*. Section III, 2ème série, n°4. Bulletin du BRGM.
- [Madariaga, 1976] Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull., Seis. Soc. Am.*, 3: 639–666.
- [Mallet, 1992] Mallet, J. (1992). Discrete smooth interpolation in geometric modeling. *Computer-aided Design*, 24: 178–191.
- [Oda, 1985] Oda, M. (1985). Permeability Tensor for discontinuous rock masses. *Geotechnique*, 35: 483–495.
- [Oda, 1986] Oda, M. (1986). An equivalent continuum model for coupled stress and fluid flow analysis in jointed rock masses. *Water Res. Research*, 22: 1845–1857.
- [Oda et al., 1987] Oda, M., Hatsuyama, Y., and Ohnishi, Y. (1987). Numerical Experiments on Permeability Tensor and its Application to Jointed Granite at Stripa Mine, Sweden. *J. Geophys. Res.*, 92(B8): 8037–8048.
- [Oda et al., 1986] Oda, M., Yamabe, T., and Kamemura, K. (1986). Crack tensor and its relation to anisotropy of longitudinal wave velocity in jointed rock masses. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 23(6): 387–397.
- [Parker, 1989] Parker, R. (1989). Geothermal Energy at the Camborne School of Mines. *Geothermal Resources Council Bulletin*, 18(9): 3–7.
-

- [Phillips, 1998] Phillips, W. (1998). Relocation of Two Soultz Microearthquake Clusters. <http://qvack.lanl.gov/MicroEQ/MICROEQ.HTML>.
- [Phillips et al., 1997] Phillips, W., House, L., and Fehler, M. (1997). Detailed joint structure in a geothermal reservoir from studies of induced microearthquake clusters. *J. Geophys. Res.*, 102(B6): 11,745–11,763.
- [Potter, 1978] Potter, J. (1978). *Experimentl permeability studies at elevated temperature and pressure of granitic rocks*. PhD thesis, Los Alamos sci. Lab., LA-7224-T. 101p.
- [Poupinet et al., 1985] Poupinet, G., Fréchet, J., Ellsworth, W., Frémont, M., and Glangeaud, F. (1985). Doublet analysis: improved accuracy for earthquakes prediction studies. *Earthq. Predict. Res.*, 1: 147–159.
- [Pribnow and Clauser, 1998] Pribnow, D. and Clauser, C. (1998). Development and characterisation of a HDR heat exchanger at the head HDR test site at Soultz-sous-Forêts: flow logs, joint system and hydraulic active fractures. In R. Baria, J. Baumgartner, A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Reiss, 1980] Reiss, L. (1980). *Reservoir engineering en milieu fissuré*. Edition Technip, Paris et Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison, Paris. 136p.
- [Renard and Courrioux, 1994] Renard, P. and Courrioux, G. (1994). Three dimensional geometric modeling of a faulted domain: the Soultz horst example. *Computer & Geosciences*, 20(9): 1379–1390.
- [Reuss, 1929] Reuss, A. (1929). Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle. *Z. Angew. Math. Mech.*, 9: 49–58.
- [Rice and Cleary, 1976] Rice, J. and Cleary, M. (1976). Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents. *Rev. Geophys.*, 14: 227–241.
- [Rodemann, 1979] Rodemann, H. (1979). Modellrechnungen zum Wärmeaustausch in einem Frac. *NLFB-Bericht*, page Nr.81990.
- [Roeloffs, 1988] Roeloffs, E. (1988). Fault Stability Changes Induced Beneath a Reservoir With Cyclic Variations in Water Level. *J. Geophys. Res.*, 93(B3). 2107–2124.
-

- [Roff et al., 1996] Roff, A., Phillips, W., and Brown, D. (1996). Joint Structures Determined by Clustering Microearthquakes Using Waveform Amplitude Ratios. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 33(6): 627–639.
- [Sausse et al., 1998] Sausse, J., Genter, A., Leroy, J., and Lespinasse, M. (1998). Altération filonienne et pervasive: Quantification des perméabilités fissurales dans le granite de Soultz sous Forêts (Bas-Rhin, France). *Bulletin de la Société Géologique de France*, 165: 655–664.
- [Scholz, 1990] Scholz, C. H. (1990). *The mechanics of earthquakes and faulting*. University Press. Cambridge, Cambridge.
- [Senfaute, 1995] Senfaute, G. (1995). *La surveillance microsismique de l'exploitation souterraine du charbon aux houillères de Provence*. PhD thesis, Institut National de Polytechnique de Lorraine, Ecole des Mines de Nancy. 321p.
- [Shapiro et al., 1999] Shapiro, S. A., Audigane, P., and Royer, J.-J. (1999). Large scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity. *Geophys. J. Int.*, 137: 207–213.
- [Shapiro et al., 1997] Shapiro, S. A., Huenges, E., and Borm, G. (1997). Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site. *Geophys. J. Int.*, 131: F15–F18.
- [Sheiddeger, 1974] Sheiddeger, A. (1974). *The physics of flow through porous media*. Univ. of Toronto Press, Toronto. 353p.
- [Skempton, 1954] Skempton, A. (1954). The pore-pressure coefficients A and B. *Geotechnique*, 4: 143–147.
- [Snow, 1969] Snow, D. (1969). Anisotropic permeability of fractured media. *Water Res. Research*, 5(6): 1273–1289.
- [Spiegel, 1981] Spiegel, M. R. (1981). *Variables complexes, Cours et problèmes, Séries Schaum, cinquième édition*. Mac Grow Hill, New York, Washington, D.C.
- [Stauffer and Aharony, 1992] Stauffer, D. and Aharony, A. (1992). *Introduction to percolation theory*. Taylor and Francis, Bristol, Pa. 181p.
- [Talwani and Acree, 1985] Talwani, P. and Acree, S. (1985). Pore pressure diffusion and the mechanism of reservoir-induced seismicity. *Pure Appl. Geophys.*, 122: 947–965.
-

- [Tenzer et al., 1998] Tenzer, H., Schanz, U., and Homeier, G. (1998). Development and characterisation of a HDR heat exchanger at the head HDR test site at Soultz-sous-Forêts: flow logs, joint system and hydraulic active fractures. In R. Baria, J. Baumgartner, A. Gérard, editor, *Draft: Papers and Abstracts*, Strasbourg, Alsace, France. International Conference-4th HDR Forum.
- [Thiele, 1996] Thiele, M. (1996). Simulating Flow in Heterogeneous Media Using Streamtubes and Streamlines. In *SPE Reservoir Engineering*, volume 5.
- [Tsang and Tsang, 1987] Tsang, Y. and Tsang, C. (1987). Channel Flow Through Fractured Media. *Water Res. Research*, 23: 467-479.
- [Voigt, 1889] Voigt, W. (1889). Über die Beziehung zwischen den beiden Elastizitätskonstanten isotroper Körper. *Wied. Ann.*, 38: 573-587.
- [Vuillod, 1995] Vuillod, E. (1995). *Modélisation Thermo-Hydro-Mécanique de massifs rocheux fracturés*. PhD thesis, École des Mines de Nancy, L.M.T. 216p.
- [Walsh, 1965] Walsh, J. (1965). The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks. *J. Geophys. Res.*, 70: 399-411.
- [Walsh and Brace, 1984] Walsh, J. and Brace, W. (1984). The effect of Pressure on Porosity and the Transport Properties of Rock. *J. Geophys. Res.*, 89(B11): 9425-9431.
- [Whitaker, 1996] Whitaker, S. (1996). The Forchheimer Equation: A theoretical Development. *Transport in Porous Media*, 25: 27-61.
- [Wilke et al., 1985] Wilke, S., Guyon, E., and de Marsily, G. (1985). Water Penetration Through Fractured Rocks: Test of Tridimensional Percolation Description. *Mathematica Geology*, 17: 17-27.
- [Wilson et al., 1996] Wilson, S., Juppe, A., Jones, R. H., and Dyer, B. (1996). Microseismic Results from the 1995 Soultz Experimental Programme. Report IR03/41, CSM Associated Ltd.
- [Witherspoon et al., 1980] Witherspoon, P., Wang, J., Iwai, K., and Gale, J. (1980). Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock fracture. *Water Res. Research*, 16: 1016-1024.
- [Yamaguchi et al., 1992] Yamaguchi, T., Hiwaki, N., Abe, T., and Oikawa, Y. (1992). Hot Dry Rock: A Versatile Alternative Energy Technology. In *Geothermal Resources Council Transactions*, San Diego, CA, USA.
-

-
- [Zienkiewicz and Taylor, 1991] Zienkiewicz, O. C. and Taylor, R. L. (1991). *The Finite Element Method*, volume 2. Mac Graw-Hill Book Company, London, 4ieme edition.
- [Zoback and Harjes, 1997] Zoback, M. and Harjes, H.-P. (1997). Injection induced earthquakes and the crustal stress at 9 km depth at the KTB deep drilling site, Germany. *J. Geophys. Res.* in press.
-

Annexe A

Modèle de Biot-Gassmann

Cette formulation [Guéguen and Palciauskas, 1992] introduit en premier lieu le coefficient de Skempton B qui fournit une définition de la pression interstitielle en régime non drainé. Un deuxième paragraphe est consacré à une description de la variation de la masse m de fluide par unité de volume V de roche saturée (en régime drainé) en fonction de la pression de fluide p et de la déformation de la matrice poreuse ϵ_{kk} . Enfin, la variation de volume des pores v (toujours par unité de volume de roche saturée V) en fonction de p et ϵ_{kk} sera décrite dans une troisième partie. Ces trois paramètres permettront dans les conditions particulières présentées par Gassmann [Gassmann, 1951] de définir un modèle de module d'incompressibilité en régime non drainé.

A.1 Coefficient de Skempton

Le paramètre B introduit par Skempton [Skempton, 1954] définit l'évolution de la pression interstitielle p en fonction de la pression de confinement σ en régime *non drainé*:

$$B = \left(\frac{\partial p}{\partial \sigma} \right)_m \text{ avec } \sigma = \frac{\sigma_{kk}}{3}$$

L'équation (2.14) permet d'écrire la variation de la pression des pores dans le cas général:

$$p = \frac{(\sigma + K_d \epsilon_{kk})}{\alpha}$$

Dans le cas d'un régime non drainé la variation de volume de roche saturée s'écrit:

$$\epsilon_{kk} = -\frac{\sigma}{K_u}$$

d'où la définition du coefficient de Skempton,

$$B = \frac{K_u - K_d}{K_d \alpha}$$

Ainsi la pression interstitielle en régime non drainé p_u peut s'écrire sous la forme:

$$p_u = -B\sigma \quad (\text{A.1})$$

A.2 Variation de masse de fluide

L'énergie libre f par unité de volume de masse rocheuse saturée se décompose (en régime isotherme) en une partie liée à la déformation élastique de la matrice poreuse "sèche" et une partie produite par la déformation des pores. En écriture incrémentale:

$$df = \sigma_{ij}^* d\epsilon_{ij} - v dp$$

La différentielle est totale et permet de fournir l'égalité des termes croisés:

$$\left(\frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial p}\right)_{\epsilon_{ij}} = \left(\frac{\partial v}{\partial \epsilon_{ij}}\right)_p$$

Or $m = v \rho$, avec ρ la masse volumique, et $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} + \alpha p \delta_{ij}$, d'où:

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial m}{\partial \epsilon_{ij}}\right)_p = -\alpha \delta_{ij}$$

En considérant, en première approximation, que la masse volumique reste constante, la variation de masse par unité de volume de roche saturée peut alors s'écrire dans le cadre d'une approximation linéaire:

$$\Delta m = \alpha \rho \epsilon_{kk} + C^{te} p$$

En régime non drainé la masse reste constante. Donc pour $p = p_u$, $\Delta m = 0$ et:

$$C^{te} = \frac{\alpha^2 \rho}{(K_u - K_d)}$$

D'où:

$$\Delta m = \alpha \rho \epsilon_{kk} + \frac{\alpha^2 \rho}{(K_u - K_d)} p \quad (\text{A.2})$$

A.3 Variation de volume de fluide

Sachant que:

$$m = \rho v$$

La différentielle de cette relation s'écrit:

$$dm = \rho dv + v d\rho$$

Soit aussi:

$$\Delta m = \rho \Delta v + v \Delta \rho$$

En considérant cette fois-ci une dépendance de la masse volumique en fonction de la pression interstitielle, alors:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_m = \frac{\Delta V_f}{V_f} = \frac{p}{K_f}$$

avec V_f le volume de fluide. v étant le volume de fluide par unité de volume de roche saturée, il représente en fait la porosité totale ϕ . Ainsi:

$$\Delta v = \alpha \epsilon_{kk} + \left(\frac{\alpha^2}{(K_u - K_d)} - \frac{\phi}{K_f} \right) p \quad (\text{A.3})$$

A.4 Équations de Gassmann

Dans le cas d'une roche soumise à un champ de pression homogène, c'est à dire lorsque $p \equiv \sigma$, alors le milieu peut être considéré comme une roche sans pores, donc avec un module d'incompressibilité K_s , et la déformation volumique ϵ_{kk} s'écrit:

$$\epsilon_{kk} = \frac{\Delta v}{v} \text{ soit } \Delta v = \phi \epsilon_{kk}$$

La pression fluide et la pression de confinement s'écrivent alors:

$$p = \sigma = -K_s \epsilon_{kk}$$

Ainsi, à partir de l'équation (A.3) et des considérations précédentes,

$$\Delta v = \phi \epsilon_{kk} = \alpha \epsilon_{kk} + \left(\frac{\alpha^2}{(K_u - K_d)} - \frac{\phi}{K_f} \right) (-K_s \epsilon_{kk})$$

d'où l'écriture du modèle de Gassmann:

$$K_u = K_d + \frac{\alpha^2 K_f}{\phi + (\alpha - \phi) \frac{K_f}{K_s}}$$

Annexe B

Mécanismes au foyer

B.1 Spectres en fréquences

Les spectres en fréquences permettent de caractériser la source d'un événement sismique (taille, localisation ...). En utilisant une transformée rapide de Fourier sur le signal mesuré pour les ondes de cisaillement S, le spectre en fréquence obtenu fournit une quantification de l'énergie émise par le signal en fonction des fréquences émises à la source.

Ce spectre, pour une fonction de type "palier" (heaviside), a pour équation $f(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$ avec x la fréquence à la source. Il se présente sous la forme d'un plateau maximum pour les basses fréquences. Puis, les crêtes des maximums du spectre décroissent linéairement pour les hautes fréquences (fig.3.2 (b)). L'intersection de ces deux frontières linéaires définit la *fréquence coin* F_c . Brune [Brune et al., 1979] fut le premier à suggérer une dépendance entre cette fréquence coin et les caractéristiques d'une source. Hanks [Hanks and Wyss, 1972] a étendue cette interprétation pour les ondes P.

B.2 Mécanismes au foyer

Les mécanismes au foyer caractérisent le régime de contraintes agissant sur la faille au moment de la rupture. À partir des ondes P mesurées à l'aide des sismographes, il est possible de déterminer si le champ de contraintes est de type compressif, d'extension ou les deux à la fois, selon l'allure de la crête du signal. Le plan de faille et son conjugué, le plan auxiliaire, sont définis en utilisant la polarité des ondes P. Les géophones permettent alors de quantifier l'orientation des rayons sismiques par rapport au plan de faille par un angle θ . Cet angle fait parti des paramètres caractéristiques de la source.

La théorie du rebond élastique a été proposée par Reid en 1933. Elle décrit l'évolution au cours du temps des contraintes lors de la rupture par cisaillement d'une faille. Après accumulation des contraintes, la faille se déforme

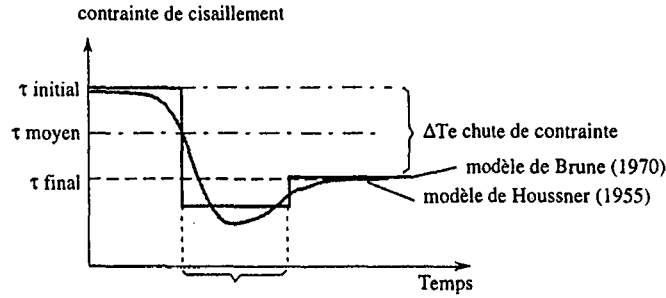


Figure B.1: Modélisation des contraintes au cours de la rupture (Senfaute, 1995).

élastiquement avant de céder. Au moment de la rupture, la libération des contraintes sous forme de propagation d'énergie entraîne une chute des contraintes suivi d'une légère augmentation (contrainte résiduelle) due au coefficient de frottement non nul de la roche (fig.B.1). Housner (1955) et Brune (1970) ont proposé différents modèles d'évolution de cette contrainte.

B.3 Paramètres de la source

- Le rayon de la source R_o dimensionne la source. Il s'exprime en mètre:

$$R_o = \frac{K_c C}{2\pi F_c}$$

avec F_c la fréquence coin et K_c une constante qui dépend du modèle de source employé. Brune suggère un $K_c = 2.34$ indépendant de l'angle d'observation θ , Madariaga [Madariaga, 1976] propose un K_c dépendant de θ de 2.01 pour les ondes P et 1.32 pour les ondes S . C représente la célérité de l'onde employée.

- Le moment sismique M_o quantifie le moment des forces de cisaillement nécessaire à la rupture de la faille.

$$M_o = \frac{4\pi\rho C^3 r \Omega_o}{R(\theta)},$$

avec r la distance hypocentrale, Ω_o la valeur plateau du spectre et ρ la densité de la roche. M_o s'exprime en dyne.cm (10^{-7} Nm). Il peut varier de 10^{30} (séisme au Chili, 1960) à 10^{10} dyne.cm (Manitoba, Canada, 1991), pour un séisme de magnitude inférieur à -2.

- La chute de contrainte s'écrit:

$$\Delta\sigma_s = \frac{7M_o}{16R_o^3}$$

Ce modèle proposé par Brune en 1970 fournit des valeurs de 0.01 à 10 MPa pour des secousses minières ou bien des séismes naturels.

Annexe C

Description des codes développés durant la thèse

Il est parfois difficile, à la lecture de ce mémoire, de discerner le travail informatique réalisé pendant la thèse avec celui déjà établi. C'est pourquoi dans cette annexe, une brève description du travail développé est fournie avec un mode d'emploi si besoin est.

C.1 Interface du code Thermass

Cette partie est consacrée à la description d'une simple interface du logiciel THERMASS ainsi qu'à la rédaction d'un mode d'emploi des bibliothèques de THERMASS, développées par Gérard (1997) au cours de son travail de thèse visant à modéliser les écoulements de fluides et les transferts de chaleur associés sur le site naturel nucléaire d'Oklo. Actuellement le code est utilisable sous forme de construction d'un "main" en C, composé d'objets écrits sous formes de structures, qui possèdent un certain nombre de fonctions utiles à la construction et à la résolution d'un système d'équations linéaires. Ce code a été développé de manière à accéder à tous les outils d'analyse numérique utilisés actuellement (différence finis, volumes finis et éléments finis). Il est directement adapté aux objets GOCAD. Les SGrids, Voxets ou TSolids (cf Gocad Manual), sont des objets-grilles GOCAD, déformables ou non, parfaitement adaptées à la modélisation 3D des sols. Nous allons tout d'abord présenter l'interface qui génère le "main" en C permettant de transmettre les informations utiles à la construction des structures du code. Puis nous passerons à une partie plus académique sur une description détaillée des outils développés et ce, en anglais afin de rendre ce travail exportable dans le futur.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
Input Data File Format          %%%%%%%%%%
for the THERMASS_SOFTWARE      %%%%%%%%%%
Resolution of diffusion equation %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
                                %%%%%%%%%%
                                STEADY STATE %%%%%%%%%%
div ( K grad (h) ) = -A        %%%%%%%%%%
A = flow / Volume              %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
                                %%%%%%%%%%
                                TRANSIENT    %%%%%%%%%%
                                HYDRAULIQUE  %%%%%%%%%%
div ( K grad (h) ) = Ss dh/dt -A %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
                                %%%%%%%%%%
                                TRANSIENT    %%%%%%%%%%
                                THERMIQUE    %%%%%%%%%%
div (K grad(T)) - rho*cf v.grad(T) %%%%%%%%%%
= rho*c dT/dt - A              %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
                                %%%%%%%%%%
                                STEADY STATE %%%%%%%%%%
                                CONVECTIF    %%%%%%%%%%
div (K grad(T)) - rho*cf v.grad(T) %%%%%%%%%%
= -A                             %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
                                %%%%%%%%%%
                                DARCY (1/0)  %%%%%%%%%%
U = -K grad (h)                 %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%-----%
% STEADY STATE_____ 1 | SAVINGFLOW | Methode of %
% TRANSIENT HYDRAULIC__ 2 | HYDRO ONLY | Resolution %
% TRANSIENT THERMIC____ 3 | yes==1 | ACCGRAD==1 %
% STEADY_CONVECTIF_____ 4 | no==0 | GAUSSEIDEL==2 %
%-----%
4                0                1
%-----%
%----- Sgrid_name (without the suffix ".sg")-----%
%-----%
milieu_2D
%-----%
%-- Geometry_Type of the Sgrid -----%
%-- (CELL_CENTERED==CELLS, CORNER_POINT==POINTS)-----%
%-----%
CELLS
%-----%
% ---- Name of the variable (temp, head ..... ) -----%
%-----%

```

head

```

%%%%%%%%% The Sgrid contains a property called "domain" %%%
%%%%%%%%% to define different regions with different %%%
%%%%%%%%% properties(domain value == unsigned integer>0)%%
%-----%
%----- Nb_domain -----%
%-----%
2
%-----%
%-- Source terms (A) -----%
%-- MUST BE DEFINED ON ALL DOMAINS (nosource==0) -----%
%-----%
% Domain_number | Flow | Volume of domain %
%-----%
1          0          1
2          0          1
%-----%
%-- Matrice K terms -----%
% Domain_number | K_TENSOR (Kxx,Kxy,Kxz,Kyy,Kyz) %
%-----%
1 1 0 0 1 0 1
2 1 0 0 1 0 1
%-----%
%-- Boundary Condition -----%
%-- name (top,bottom,back,left,front) -----%
%----- type (Newmann=FLOW , Dirichlet==FIX) -----%
%----- value -----%
%-----%
top      FIX      10
bottom   FLOW      0
front    FLOW      0
back     FLOW      0
left     FLOW      0
right    FLOW      0

%                TRANSIENT CASE                %
% the initial solution must be painted on the sgrid %
% with the property name defined above (temp,head ...) %

%-----%
% teta | time_step | iter | timesup(limitemaxi) %
%-----%
0.5      1.E+7      1      1.E+6
%-----%

```

```

%---- for TRANSIENT HYDRO Ss_term in each domain -----%
%----- (in thermique == rhoC ) -----%
%-----%
1      3.E+6
2      3.E+6

%                for CONVECTIVE CASE                %

%-----%
% velocity Sgrid Name | name of the velocity property %
%-----%
velocity_sgrid                velocity
%-----%
% domain      |      rhofcf      %
%-----%
1      1
2      1

```

C.2 Interface

L'interface fonctionne avec un fichier ascii où sont rentrés tous les paramètres nécessaires à la construction des structures du programme principal ("main"). Un exemple de fichier ascii est présenté ci-dessous.

Les commentaires (lignes commençant par un %) permettent à l'utilisateur de comprendre chaque étape (12 au maximum) de remplissage des paramètres. Nous allons décrire un peu plus en détails chaque instruction.

- *Etape 1:* Une ligne de 3 chiffres est nécessaire. Le premier permet de choisir le type d'équation à résoudre (décrit dans le premier commentaire). Le deuxième peut lancer (ou non) un calcul de flux associés au premier résultat, et le troisième définit le type de méthode d'inversion du système linéaire.
- *Etape 2:* Le nom du Sgrid. C'est un objet GOCAD, qui une fois construit devra porter certaines propriétés (définies ci-dessous). Le fichier GOCAD devra être présent dans la directory où les calculs seront effectués.
- *Etape 3:* Le sgrid peut être de type CELL_CENTERED (l'information est écrite au centre de chaque cellule de la grille) ou CORNER_POINT (l'information est écrite sur chaque noeud).
- *Etape 4:* Le nom de la variable inconnue sera utilisé dans le nom de la sgrid portant le résultat des calculs. Elle s'appellera "variable_name.result.sg" et la propriété peinte sur cette sgrid portera le nom "variable_name1".

- *Etape 5:* Cette étape sert à définir le nombre de domaines pouvant exister sur la grille de façon à rentrer les différentes caractéristiques utiles pour la définition du milieu (perméabilité etc ...). Pour cela, il faut construire une propriété "domain" sur la sgrid, portant des valeurs entières sans écart, c'est à dire s'il existe 3 domaines différents, la propriété possèdera les valeurs 1, 2 et 3 (et non 4, 8, 12). Dans cet exemple il y a deux domaines.
- *Etape 6:* Pour chaque domaine il faut maintenant définir les termes des équations à résoudre. Ici l'étape concerne le terme source. Il faut toujours définir ces termes, même s'ils sont nuls, pour TOUS LES DOMAINES DECLARES.
- *Etape 7:* Ici même chose que l'étape précédente pour les tenseurs de perméabilité (ou conductivité thermique).
- *Etape 8:* Nous passons à la phase de déclaration des conditions limites. Une sgrid ne peut être que définie sur 6 faces pour l'instant. Une version ultérieure permettra de rentrer des conditions limites n'importe où dans le milieu.
- *Etape 9:* Cette étape concerne les calculs en régime transitoire. Il faut définir le téta, le pas de temps, le nombre d'itération et le temps maxi.
- *Etape 10:* Une fois de plus les termes utiles dans l'équation en transitoire sont à définir pour chacun des domaines déclarés ci-dessus.
- *Etape 11:* Cette étape concerne les équation possédant un terme convectif. Pour charger le champ de vitesse nécessaire à la résolution, une autre sgrid sera utilisée. Elle devra porter une propriété (dont le nom est à fournir) de type vectorielle et posséder le même nombre de noeud que celle utilisée comme support dans les calculs.
- *Etape 12:* Une fois de plus, rentrer le terme convectif correspondant à l'équation choisie pour chacun des domaines.

Il existe une description plus détaillée (et en anglais) des librairies développées par Benoit Gérard au CRPG pour les personnes souhaitant obtenir de plus amples informations sur les possibilités de Thermass.

C.3 Ligne de courant

Un algorithme a été développé en utilisant les structures de Thermass (écrit en C), pour reconstruire un champ de ligne de courant. Le programme a donc été

lui même écrit en C. Il utilise les objets de construit par le modeleur gOcad, en l'occurrence, il permet d'obtenir, à partir d'une grille 3D (*Sgrille*) contenant l'information du champ de vitesse en chacun de ses noeuds (sous forme de propriété vectorielle), un ensemble de ligne (*Pline*) représentant les lignes de courant associées à ce champ de vitesse.

C.4 Simulation thermique

A partir des lignes de courant obtenues par le code décrit ci dessus, un nouveau code de calcul en thermique a été implémenté dans Thermass. Il permet à partir d'un ensemble de ligne de courant contenant l'information du champ de vitesse 3D en chacun de ses noeuds, et une température initiale, et aussi à partir d'autres *Pline* décrivant la position des puits (défini injecteur ou producteur), d'obtenir la température en chacun des noeuds des lignes de courant au cours du temps.

C.5 Inversion des données microsismiques en tenseur de perméabilité

Dans la deuxième partie de cette thèse, une méthode a été développée et programmée de façon à fournir, à partir d'un ensemble de données microsismiques induites par fracturation hydraulique d'un forage un tenseur de perméabilité équivalente du réservoir stimulé. Cette méthode et son algorithme ont été détaillés dans ce mémoire.

La programmation de cette méthode a été réalisée à l'aide des bibliothèques gOcad++ développées à l'école de Géologie de Nancy dans le laboratoire de M. Mallet. Elle demande une connaissance sur les objets construits par le modeleur gOcad, en l'occurrence, les ensembles de points appelés *Vset* correspondant aux points microsismiques dans l'espace et des surfaces appelées *Tsurf* correspondant aux ellipsoïdes illustrant l'orientation et le degré d'anisotropie du tenseur de perméabilité résultat. Le "Readme" fournit ici décrit les paramètres nécessaire à l'utilisation du code.

MicroSeismic User Manual _____

SYNOPSIS

The `dicho-nonsymmetric.cc` program computes the principal axes of a point data set corresponding to micro seismic events and the tensor of diffusivity clouds using the method developed by Shapiro, Royer and Audigane (1998) Geophysical Journal International (GJI).

DESCRIPTION

Input Data File _____

The input data file is a Gocad vset data file in which a property time is defined. The unit time is expressed in hours. The time is counted from the beginning of the injection test. The space location of events are expressed in meters in a local coordinate system.

Use of compute-eigen.cc —————

The use of the compute-eigen.cc is the following:

dicho-nonsymmetric.irix6.3-cc.shared.debug inputfile x0 y0 z0 percentage

where x0 y0 z0 are the coordinate of the injection source and percentage is a ratio used to estimate the variability of the diffusivity (the better is contained between 75-90)

Output —

The outputs are in the following order:

** Inertia calculations

1 - location of the center of gravity of the initial cloud

2 - the principal components of the inertia tensor of the data set (covariance matrix).

vec1: Ux Uy Uz

vec2: Vx Vy Vz

vec3: Wx Wy Wz

3 - the standard deviation of the coordinates along the main axes (2 sqrt(variance))

length1: Sx

length2: Sy

length3: Sz

4 - number of microearthquakes

** Diffusivity calculations (rough estimate)

5 - location of the center of gravity of the cloud in the new coordinate system

6 - the principal components of the diffusivity tensor

vecdiff1: Ux' Uy' Uz'

vecdiff2: Vx' Vy' Vz'

vecdiff3: Wx' Wy' Wz'

7 - the principal diffusivity expressed along the main axes (with a 2 sigma approximation)

Diff1: Dxx

Diff2: Dyy

Diff3: Dzz

** Variability of the result (fitting the percentage ratio)

8 - Coeff dichotomie (represents the variation with the previous result equal to one is identical with the first rough estimate)

9 - nb of point inside ellipsoid

10 - number of iterations needed to converge (STOP if 100)

- 11 - new principal diffusivities (corresponding to the percentage ratio input)
 - 12 - new principal components of the diffusivity tensor
 - 13 - variabilities of each principal components of the diffusivity tensor (in degree)
-

Annexe D

Articles



Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity

Sergee A. Shapiro,* Pascal Audigane and Jean-Jacques Royer

ENSG/INPL & CRPG/CNRS, Rue du Doyen Marcel, Roubault, BP40, 54501 Vandœuvre-lès-Nancy, France. E-mail: shapiro@ensg.u-nancy.fr

Accepted 1998 November 17. Received 1998 November 3; in original form 1998 April 9

SUMMARY

We propose an approach for estimating the permeability tensor using seismic emission induced by borehole hydraulic tests or by a fluid injection of an arbitrary nature. This approach provides a single estimation of the permeability tensor for the complete heterogeneous rock volume where the seismic emission was recorded. The approach is an extension of the method proposed by Shapiro *et al.* (1997) for the isotropic case. It is based on the hypothesis that the triggering front of the hydraulic-induced microseismicity propagates like a low-frequency second-type compressional Biot wave (corresponding to the process of pore-pressure relaxation) in an effective homogeneous anisotropic poroelastic fluid-saturated medium. The permeability tensor of this effective medium is the permeability tensor of the heterogeneous rock volume upscaled to the characteristic size of the seismically active region. We demonstrate the method using the microseismic data collected during the Hot Dry Rock Soultz-sous-Forêts experiment (Dyer *et al.* 1994). These data show that the corresponding rock volume is characterized by a significant permeability anisotropy caused by oriented crack systems. The maximal principal component of the permeability tensor has a subvertical orientation. It is about seven times larger than the minimal subhorizontal principal component.

Key words: fluid dynamics, hydrofracturing, microseismicity, permeability tensor, poroelasticity.

1 INTRODUCTION

Fluid-injection tests in boreholes as well as pore-pressure perturbations of natural origin (e.g. rainfall, water-level fluctuations in artificial lakes, etc.) can generate a spontaneous seismic emission in rocks. In some locations the crust is in failure equilibrium so that small perturbations of the pore pressure can modify the effective normal stress as well as the friction coefficients of the rock mass. This can lead to the triggering of microearthquakes.

Recently, Shapiro *et al.* (1997) proposed interpreting the spatio-temporal evolution of the clouds of such microseismic events in terms of propagation of the so-called slow (second-type) Biot wave. In their approach, the real configuration of the fluid injection is assumed to be a point source of the pore pressure in an infinite homogeneous isotropic poroelastic saturated medium. In the low-frequency limit of the Biot equations (Biot 1962) the pore-pressure perturbation p can be approximately described by the following differential

equation of diffusion:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \nabla^2 p, \quad (1)$$

where D is the hydraulic diffusivity and t is the time. This equation corresponds to second-type Biot waves (slow P waves) in the low-frequency limit and describes linear relaxation of pore-pressure perturbations.

It is important to note that linear equation (1) was implicitly or explicitly used in many other works on hydraulically induced seismicity (see e.g. Nur & Booker 1972; Ferreira *et al.* 1995; Fletcher & Sykes 1977; Ohtake 1974; Talwani & Acree 1985).

In some situations (e.g. some hydrofracturing experiments) the hydraulic diffusivity can be changed considerably by the fluid injection. This means that in eq. (1) the quantity D must become pore-pressure-dependent. Therefore, this equation becomes non-linear. Such changes of the diffusivity take place in restricted regions around boreholes. For instance, Cornet *et al.* (1997) proposed that in the Soultz borehole GPK1, which we discuss below, the opening of fractures due to 'aseismic slip' can occur at distances of the order of 0.15 km from the borehole. Due to such 'near-zone' effects, significant fluctuations of

* Presently at: Fachrichtung Geophysik, Freie Universität Berlin, Malteserstrasse 74-100, 12249 Berlin, Germany. E-mail: shapiro@geophysik.fu-berlin.de

the fluid flow rate can also be observed (e.g. see Fig. 2 of Cornet *et al.* 1997). However, our method is aimed at estimating the effective permeability in a large rock volume of the spatial scale of the complete reservoir. For example, in the case of Soultz, which we will refer to below, this rock volume has a spatial characteristic size of the order of 1 km.

Moreover, in a given elementary volume of the medium, the triggering of the earliest microseismic events has already started before substantial relaxation of the pore pressure occurs. This means that even in the 'near zone' very earlier events occur in the practically unchanged medium. In other words, the front of significant changes of the medium propagates behind the faster triggering front of earlier microseismic events. However, it is precisely these events that are important for our approach to estimating the permeability. Thus, the corresponding estimate should be approximately equal to the permeability of the unchanged medium even in situations where the permeability is strongly enhanced by the hydraulic fracturing. Because of this, we assume that changes of the diffusivity can be neglected. Thus, in eq. (1) D is assumed to be pressure-independent.

Moreover, D is assumed to be homogeneously distributed in the medium. When estimating the diffusivity in this way, we replace the complete heterogeneous seismically active rock volume by an effective homogeneous anisotropic poroelastic fluid-saturated medium. The permeability tensor of this effective medium is the permeability tensor of the heterogeneous rock scaled up to the characteristic size of the seismically active region. One can also call this effective-medium permeability tensor a 'global' permeability tensor or an 'apparent' permeability tensor. However, its physical meaning is well defined: it is the permeability tensor, which ensures that, under an arbitrary pressure gradient in a homogeneous medium, the vectors of the fluid flow rate will coincide with the corresponding spatially averaged vectors of the flow

rate caused by the same pressure gradient applied now to the actual heterogeneous seismically active rock volume.

Let us now consider a step-function-like perturbation of the pore pressure at the injection source. For instance, this can be a rough approximation for the cases of borehole hydraulic fracturing (see e.g. Fig. 2 of Cornet *et al.* 1997) or rainfall-induced microseismicity. Shapiro *et al.* (1997) assumed that in a given elementary volume of the medium located at a distance r from the injection source, the triggering of microseismic events starts just before substantial relaxation of the pore pressure has been reached. Taking into account that the high-frequency components of the pore-pressure perturbation (these components are characterized by a low energy) propagate quicker than the low-frequency components (these components are characterized by a high energy), they derived the following equation for the triggering front in an effective isotropic homogeneous poroelastic medium:

$$r = \sqrt{4\pi Dt}. \quad (2)$$

This equation describes a spatial sphere, in the interior of which a substantial relaxation of the pore-pressure perturbation occurred to a given time t . Thus, with a correctly selected value of the hydraulic diffusivity, eq. (2) corresponds to the upper bound of the cloud of events in a plot of their spatio-temporal distribution (i.e. a plot of r versus t).

Shapiro *et al.* (1997) used this approach for estimating the isotropic effective medium hydraulic diffusivity at the KTB site. In Fig. 1 such a spatio-temporal distribution of the microseismicity is shown for the microseismic data collected during the Hot Dry Rock Soultz-sous-Forêts experiment in 1993 (see Dyer *et al.* 1994). In this figure the distances of hypocentres of about 9000 events from the source of the borehole fluid injection (which was assumed to be located at approximately 2920 m depth in the borehole GPK1; for justification of this assumption see Section 5) are plotted as

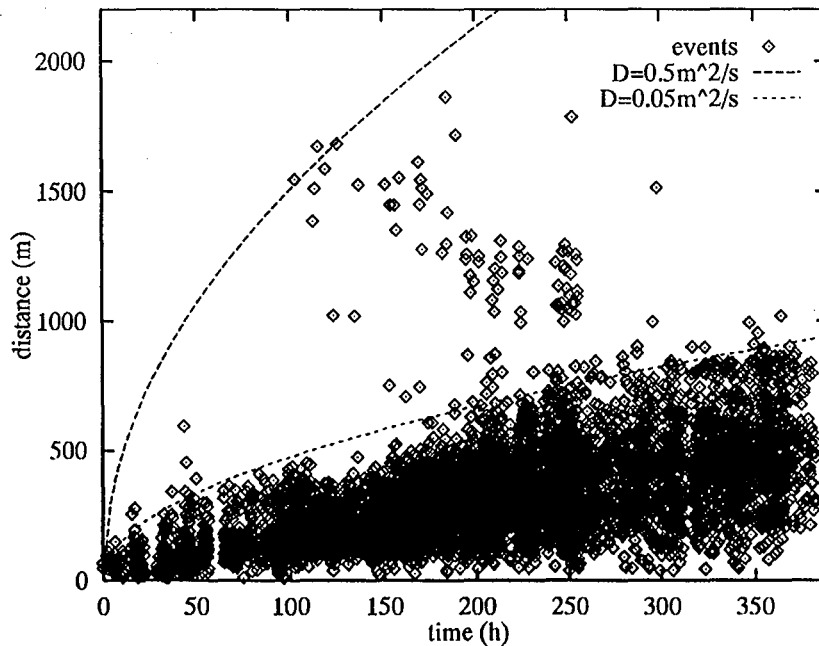


Figure 1. Distances of the events from the injection source versus their occurrence time for the Soultz-Sous-Forêts experiment: borehole GPK1, September 1–22, 1993. For this figure the complete cloud of the microseismicity recorded during the injection time (1–17 September) was used.

a function of their occurrence times (see the more detailed description of the data below). In addition, two curves corresponding to eq. (2) with $D=0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and $D=0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ have been shown. It is clear that the curve with $D=0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is in excellent agreement with the majority of microseismic events. Such a remarkable agreement supports the above concept of the triggering microseismicity. However, the corresponding estimate of D is still a scalar.

In this paper, an extension of the method is developed such that the seismically active rock volume is considered as an effective homogeneous fluid-saturated poroelastic medium with an anisotropic permeability.

2 ANISOTROPIC PRESSURE RELAXATION

Assuming a homogeneous anisotropic medium, the equation of diffusion can be written in the principal axis:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \sum_{i=1}^3 D_{ii} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2}, \quad (3)$$

where D_{ii} are the principal components of the diffusivity tensor and x_i are the spatial coordinates of points in the corresponding Cartesian system.

Let us consider the following new system of coordinates, X_i :

$$X_i = \frac{x_i}{\sqrt{\epsilon_i}}, \quad (4)$$

where $\epsilon_i = 3D_{ii}/\text{tr}(\mathbf{D})$, $\text{tr}(\mathbf{D}) = D_{11} + D_{22} + D_{33}$ and \mathbf{D} is the hydraulic diffusivity tensor. In this system, eq. (3) becomes

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\text{tr}(\mathbf{D})}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 p}{\partial X_i^2}. \quad (5)$$

This equation is now equivalent to eq. (1); that is, it describes the isotropic relaxation of the pore pressure with isotropic hydraulic diffusivity $\text{tr}(\mathbf{D})/3$. Thus, in the new coordinate system X_i , eq. (2) keeps its form:

$$\sqrt{\sum_{i=1}^3 X_i^2} = \sqrt{4\pi \frac{\text{tr}(\mathbf{D})}{3} t}, \quad (6)$$

where the left-hand part of this equation is the radius in the new coordinate system. Taking the square of the radius and

returning to the principal coordinate system, we obtain

$$\sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{D_{ii}} = 4\pi t. \quad (7)$$

However, it is easy to see that in the principal coordinate system the following relationship is valid:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{D_{ii}} = r^2 \mathbf{n}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{n}, \quad (8)$$

where $r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$ is the radius in the principal coordinate system, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$, $\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3)^T$, \mathbf{T} denotes that the matrix (vector) is transposed, and \mathbf{D}^{-1} is the inverse matrix of \mathbf{D} . Therefore, the triggering front is now represented as follows:

$$r = \sqrt{\frac{4\pi t}{\mathbf{n}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{n}}}. \quad (9)$$

Note that this equation holds its form in an arbitrary rotated (i.e. not necessary principal) coordinate system. Written in a simpler form, characteristic for the principal coordinate system (see eq. 7), it shows that the triggering front is an ellipsoidal surface. Neglecting the elastic anisotropy in comparison with the flow anisotropy, one can show that this surface has the same form as the group-velocity surface of the anisotropic slow (second-type Biot) wave.

3 NUMERICAL IMPLEMENTATION

To estimate the diffusivity tensor the entire space is divided into M directional sectors (in our case $M=32$) centred at the injection point (see Fig. 2). Each sector is defined by its maximal and minimal dips and its maximal and minimal azimuths. We define the azimuth and the dip to be between 0° and 360° and between -90° and 90° , respectively. The dip is positive in the half-space above the injection source. In each spatial sector the hydraulic diffusivity is estimated using the isotropic approach of Shapiro *et al.* (1997), i.e. using eq. (2). Thus, M values of the hydraulic diffusivity are estimated for M different sectors of the space. We call them *directional diffusivities* D_i . The directional diffusivity D_i approximately characterizes the process of the pore-pressure relaxation along the direction \mathbf{n}_i given by the dip and the azimuth of the central ray of i th sector. On the other hand, the triggering front in an anisotropic medium is described by eq. (9). Thus, the following

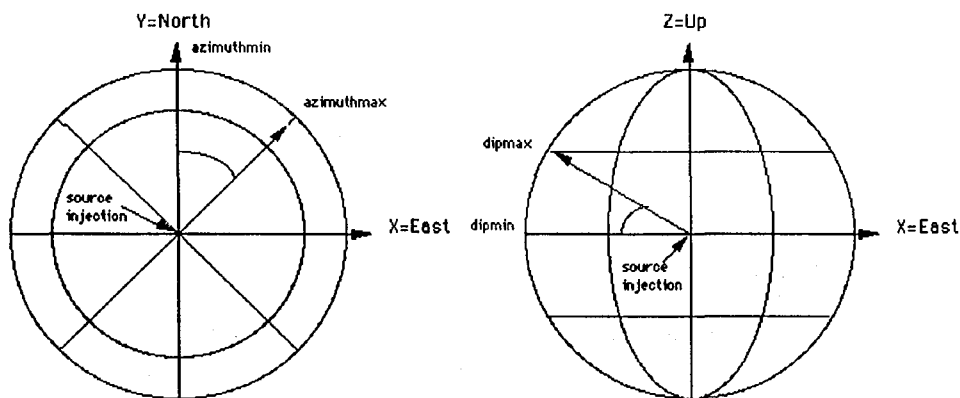


Figure 2. Scheme of the space decomposition into 32 sectors.

system of matrix equations can be obtained from eqs (2) and (9):

$$\mathbf{n}_i^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{n}_i = 1/D_i, \text{ for } (i=1, \dots, M). \quad (10)$$

Taking into account the symmetry of the matrix \mathbf{D} , system (10) can be further transformed to the following large matrix equation:

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}, \quad (11)$$

where

$$\mathbf{X} = (D_{11}^-, D_{22}^-, D_{33}^-, D_{12}^-, D_{13}^-, D_{23}^-)^T,$$

$$\mathbf{B} = (1/D_1, \dots, 1/D_M)^T,$$

D_{ij}^- are the terms of the inverse matrix \mathbf{D}^{-1} , and \mathbf{A} is a rectangular $6 \times M$ matrix, whose i th row is

$$n_{1i}^2, n_{2i}^2, n_{3i}^2, 2n_{1i}n_{2i}, 2n_{1i}n_{3i}, 2n_{2i}n_{3i}, \quad (12)$$

where n_{ji} is the j th coordinate of the vector \mathbf{n}_i .

Eq. (11) provides all terms of the hydraulic diffusivity tensor. For instance, the least-squares method can be applied:

$$\mathbf{X}^* = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{B}, \quad (13)$$

where \mathbf{X}^* is the least-squares estimate of the vector \mathbf{X} . The 6×6 covariance matrix for the estimated components of matrix \mathbf{D}^{-1} can be found as follows:

$$\sigma_{D^-}^2 = \sigma_R^2 (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1}, \quad (14)$$

where

$$\sigma_R^2 = \frac{\|\mathbf{B} - \mathbf{A}\mathbf{X}^*\|^2}{M-6}. \quad (15)$$

In order to estimate the diffusivity tensor, the estimated matrix \mathbf{D}^{-1} should be inverted and diagonalized. In order to estimate the uncertainties of the diffusivity tensor we should repeat this procedure twice, but now the components of matrix \mathbf{D}^{-1} should be reduced and increased by the values of the square roots of the corresponding diagonal components of matrix $\sigma_{D^-}^2$. In the following section we show the results of these computations for the Soultz example.

4 CASE STUDY: SOULTZ-SOUS-FORÊTS

Before proceeding further with a particular example we would like to emphasize that the approach elaborated above is rather general and can be applied to many situations where fluid injection of an artificial or natural origin induces the seismic emission.

Let us now illustrate the approach by applying it to one of the hydrofracturing experiments performed by SOCOMINE (France) and CSMA (UK) in Soultz-sous-Forêt (Alsace, France).

The Hot Dry Rock project in Soultz-sous-Forêt uses the geothermal anomaly of the Rhine Graben to produce geothermal energy (Gérard *et al.* 1994; Baria *et al.* 1995; Kappelmeyer *et al.* 1991). In the frame of this project, two wells, GPK1 and GPK2, were drilled to depths of 3600 and 3800 m, respectively. In order to stimulate the fracture network in the granite environment, different phases of the hydraulic fracturing were performed. During these hydraulic

tests, seismic monitoring was carried out (Dyer *et al.* 1994; Beauce *et al.* 1995). A large-scale cloud of microevents has been observed.

Here we consider the GPK1 fracturing experiment conducted from 1–22 September 1993. During this test 25 000 m³ of water was injected. More than 9300 microseismic events were detected and located during the injection phase (1–17 September; these events are shown in Fig. 1). Microseismicity was activated by the injection pressure of around 60 bar (6 MPa). The cloud of the microseismic events was extended from the casing shoe (2800–3000 m) to a depth of 3400 m. The major orientation tendencies of the cloud are close to the stress tensor orientation, that is, subvertical NW/SE in the upper part and subvertical N/S at the bottom [see Dyer *et al.* (1994); further references and data on stress can be found in Klee & Rummel (1993) and Cornet *et al.* (1997)]. First hydraulic-based calculations provided an estimate of the permeability of the order of 10^{17} – 10^{-16} m² (see e.g. Jung *et al.* 1995, 1996).

If we consider the process of pore-pressure relaxation in this experiment as an isotropic one, Fig. 1 provides the following estimate of permeability: 5×10^{-17} m² (see below for explanations of how to estimate the permeability from the hydraulic diffusivity). However, it is easy to see that this process is not isotropic. Indeed, Fig. 3 shows the cloud of microearthquakes in top and north views for time intervals of 100, 200, 300 and 400 hr after the start of the injection. Taking into account the scales of this figure (the vertical and horizontal sizes of the boxes in the top view are approximately 1130 and 620 m, respectively; those of the North view are 1430 and 800 m, respectively), it is seen that the growth velocities of the cloud are different in different directions. Moreover, very roughly we can describe the process by a growing ellipsoid.

Further, by extrapolation to time zero this representation allows one to locate roughly the injection point on the well at a depth of approximately 2920 m. This depth approximately corresponds to the centre of the depth interval 2850–3000 m, where flow logs show a major part of the fluid loss (60 per cent; for detailed references see Cornet *et al.* 1997) from the borehole to the surrounding rocks. Thus, we approximate the real configuration of the injection test by point injection at 2920 m depth. This point was used to compute the distances from the injection source to the seismic events (see Figs 1, 4 and 5).

After subdivision of the space into $M = 32$ sectors we applied the inversion described in the previous section. For example, Figs 4 and 5 show the spatio-temporal distributions of microseismic events included in two different spatial sectors. For sector 1, the azimuth is between 315° and 270° and the dip between –90° and –45°. In sector 2, the azimuth is between 225° and 180° and the dip between –90° and –45°. These two sets of points allow one to estimate two directional diffusivities of the order of 0.01 and 0.035 m² s⁻¹ respectively. This illustrates the anisotropy of the hydraulic diffusivity.

It is important to note here that the only objective criterion for finding upper boundaries of point sets of the spatio-temporal distributions of events is that the parabolic curve should be an envelope for the absolute majority of the points. A formal criterion for this is a question of a mainly heuristic choice. For example, in Soultz we looked for parabolic curves such that 98 per cent of points were below them. We return to this issue in the Discussion.

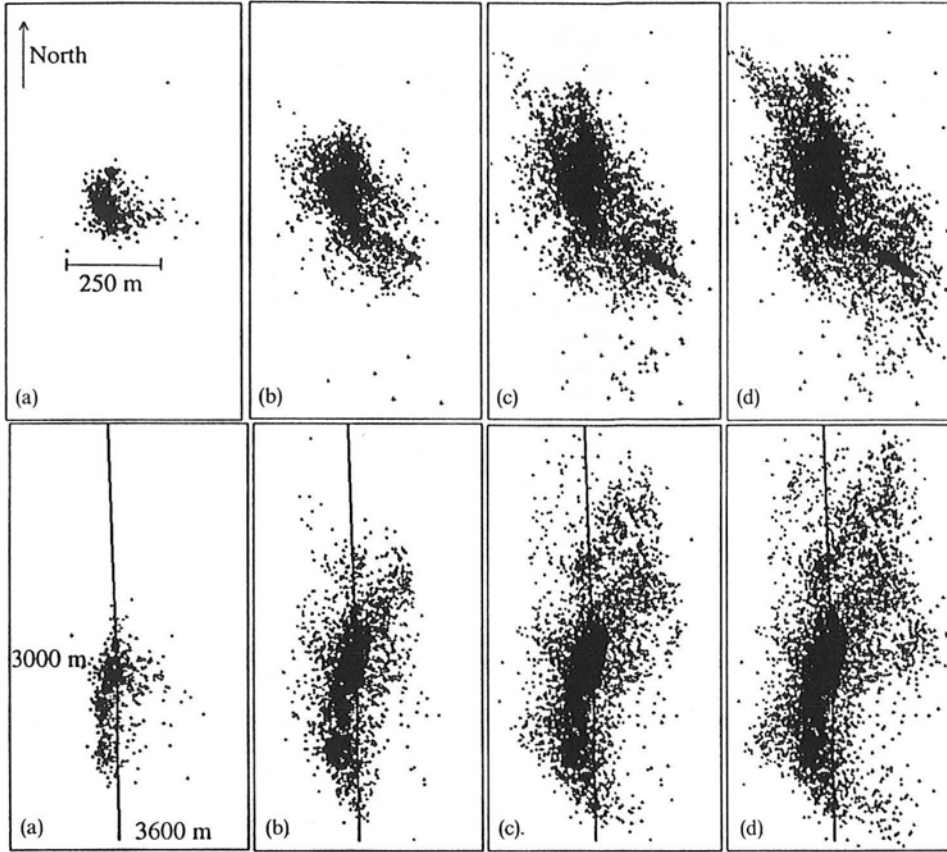


Figure 3. Top view (top) and north view (bottom) of the microseismic cloud (a) 100 hr, (b) 200 hr, (c) 300 hr, (d) 400 hr after the start of the injection.

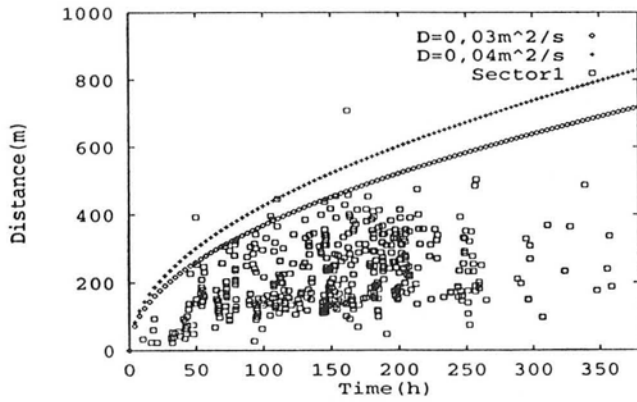


Figure 4. Distances of the events from the injection source versus their occurrence time in spatial sector 1 (azimuth = $292.5^\circ \pm 22.5^\circ$, dip = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$).

With the directional diffusivities estimated as described above, eqs (13)–(15) provide the following principal components of the hydraulic diffusivity tensor, together with estimates of their σ -order confidence intervals:

$$D = \begin{pmatrix} 0.6 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.7 \pm 0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 4.6 \pm 2.4 \end{pmatrix} \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (16)$$

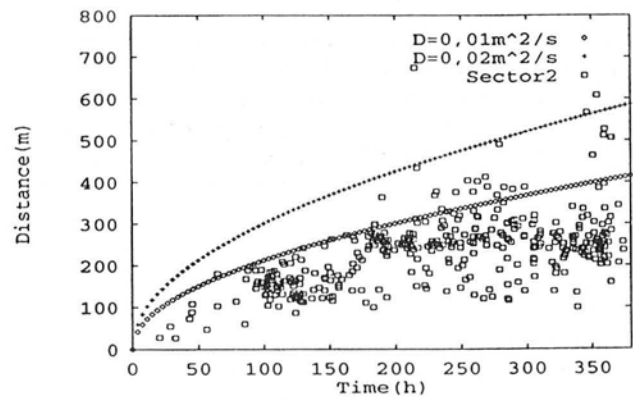


Figure 5. Distances of the events from the injection source versus their occurrence time in spatial sector 2 (azimuth = $202.5^\circ \pm 22.5^\circ$, dip = $-67.5^\circ \pm 22.5^\circ$).

To compare the anisotropy of the permeability with the geometrical features of the cloud, we computed the covariance matrix $\mathbf{C} = \{C_{ij}\}$ centred at the injection point:

$$C_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_i(k) - m_i)(x_j(k) - m_j), \quad (17)$$

where n is the total number of events, $x_i(k)$ are the coordinates of the k th event and m_i are the coordinates of the injection

source. Note that the matrix \mathbf{C} is directly related to the inertia tensor. Its principal directions show the principal rotation axes of the seismicity cloud.

The computations show that the orientations of the principal components of the two tensors are slightly different. They have similar subvertical maximum value directions, with the dip close to $E75^\circ$ for the matrix \mathbf{C} and $W80^\circ$ for the diffusivity tensor. The azimuth of the second-largest (quasi-horizontal) principal component for the diffusivity tensor is close to $N130^\circ$. At the same time, the cloud of microevents shows a preferred orientation along $N170^\circ$. However, the directional resolution of our computations (the angular size of each sector is about 40°) does not permit one to distinguish confidently between these two directions. We can state only that both tensors show subvertical orientations of the maximal principal components and NW/SE to N/S orientations of the largest subhorizontal principal component.

The relationship between the tensor of the hydraulic diffusivity and the tensor of permeability can be derived from the Biot equations (Biot 1962). The tensorial form of the corresponding equation of Shapiro *et al.* (1997) is as follows:

$$\mathbf{D} = N\mathbf{K}/\eta, \quad (18)$$

where \mathbf{K} is the permeability tensor, η is the pore-fluid dynamic viscosity and N is a poroelastic modulus which for the case of low-porosity crystalline rocks can be approximated as follows:

$$N = \left[\frac{\phi}{K_f} + \frac{\alpha}{K_g} \right]^{-1}, \quad (19)$$

where $\alpha = 1 - K_d/K_g$, ϕ is the porosity and K_d , K_g , K_f are, respectively, bulk moduli of the dry frame, the grain material and the fluid. Note that we have neglected the elastic anisotropy in comparison with the anisotropy of the permeability.

From log measurements and literature data, we accepted the following estimates: $\phi = 0.003$, $\eta = 1.9 \times 10^{-4}$ Pa s (dynamic viscosity of salt water at 150°C ; Haar *et al.* 1984), $K_d = 49$ GPa, $K_g = 75$ GPa and $K_f = 2.2$ GPa. Thus $N \approx 1.68 \times 10^{11}$ Pa and the permeability tensor is

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} 0.7 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.9 \pm 0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 5.2 \pm 2.6 \end{pmatrix} \times 10^{-17} \text{ m}^2. \quad (20)$$

5 DISCUSSION

The first aspect we should discuss is the relationship between the orientation of the microseismicity cloud and the orientation of the permeability tensor. The permeability tensor characterizes the magnitude and the orientation of the growth rate of the seismicity cloud. Generally, the symmetry of the growth rate can differ from the symmetry of the cloud itself. Therefore, in principle, the inertia tensor of the microseismicity cloud can have a different orientation to the permeability tensor.

The approach described here requires a very large number of events for a reliable estimation of the orientation of the permeability tensor. In the particular case of Soultz considered here, we cannot confidently distinguish between the orientations of the permeability and the inertia tensors. However, there may exist natural reasons for this. For

instance, it is probable that in fractured reservoirs the symmetry of microseismicity clouds coincides with the symmetry of filtration-path distributions.

Studies on cores collected from the wells at Soultz have revealed high-density fracture systems associated with $N0^\circ$ and $N170^\circ$ directions at the core scale (Genter *et al.* 1997; Dezayes *et al.* 1995; Ledésert *et al.* 1993; Tenzer *et al.* 1991), and with $N130^\circ$ and $N40^\circ$ at the microscale (Schild *et al.* 1998). Hence, the orientation obtained for the permeability tensor, in principle, is in agreement with the observed fracturing orientation.

Let us discuss another facet of the method. The isotropic method of Shapiro *et al.* (1997) tends to provide the upper limit of the hydraulic diffusivity estimates mainly due to two reasons. The first is that in the case of hydraulic fracturing we cannot completely exclude the injection-generated permeability enhancement adjacent to the borehole. However, we think that this enhancement is of a very restricted significance because the estimates of the hydraulic diffusivity are based on parameters of the outer parabolic boundary of the spatio-temporal distribution of microevents. Thus, the permeability estimates are related to an early low-energy triggering front propagating in the as yet practically unchanged medium (see also the Introduction). Indeed, the pre-hydrofracturing hydraulic-based determinations of the apparent permeability for the GPK1 depth interval 2850–3400 m provided a value of $2.5 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ (Jung *et al.* 1996). This is in a good agreement with the above results for the permeability tensor. Thus, the method indeed provides a pre-hydrofracturing permeability. This is also indirectly confirmed by new calculations (Shapiro *et al.* 1998) which we have performed for the microseismic activity induced by later injection tests (1995–1996) in GPK2. The corresponding (isotropic) estimates of the diffusivity prior to the stimulation were of the same order as shown here. After the stimulation they became five to 10 times higher than those obtained here. Therefore, we were able to estimate these changes; that is, the method allows us to quantify and to monitor the hydrofracturing impact on rock masses.

The second (more general) reason why the method tends to provide the upper bound of the permeability is hidden in the very nature of the approach. We are looking for the upper bound of the majority of points on the plot of the spatio-temporal distribution of events. Following this principle, our calculations also give the upper bound for the permeability tensor. Therefore, the plot of the complete spatio-temporal distribution of microevents provides an estimate, which should be close to the largest principal component of the permeability tensor. This is also the case for the example of Soultz considered above (see Fig. 1).

Note also that the criteria for fitting the upper parabolic boundaries to spatio-temporal distributions of events are of partially heuristic character. These curves should be envelopes for the absolute majority of events. In the case of Soultz we looked for envelopes of 98 per cent of all points. Similarly, a semi-heuristic character has the numerical coefficient under the square root of eq. (2). Considering the characteristic frequencies of pore-pressure perturbations, Shapiro *et al.* (1997) proposed that this coefficient should be approximately equal to 4π . However, this coefficient, as well as the fitting criteria, can be improved by a calibration of the diffusivity estimates with available results of large-scale hydraulic tests. It is interesting to note that the good agreement between the

permeability tensor estimated here and the previous hydraulic-based estimates was obtained without any calibration. Thus, the criteria and coefficients used here are appropriate. Moreover, it is important to understand that the results the method provides on the spatial orientation of the permeability tensor and its anisotropy (i.e. principal-component proportions) are completely objective and do not require any calibration.

Before concluding the discussion, we should once more point out the upscaling (i.e. effective medium) character of the permeability tensor estimates provided by this method (see Introduction). This means that all of the values of the principal components of the permeability, as well as their orientation and proportions (i.e. the permeability anisotropy), are influenced by smaller-scale local heterogeneities. Finally, it is interesting to note that the characteristic parabolic bounded-domain behaviour of the spatio-temporal distributions of the injection-induced seismic emission can be widely observed (see e.g. Fig. 2 of Fehler *et al.* 1998). An appropriate interpretation of such data can provide hydraulic properties of rocks *in situ*.

6 CONCLUSIONS

A new method for estimating the *in situ* reservoir-scale permeability tensor using the microseismic emission induced during fluid injection has been developed. According to the data provided by the Hot Dry Rock site of Soultz-sous-Forêts, the permeability tensor obtained is in a good agreement with previous hydraulic estimations. Its orientations and principal components reveal a significant subvertical tendency for a maximal permeability of $5.2 \pm 2.6 \times 10^{-17} \text{ m}^2$. This corresponds to the fractured granite permeability of Soultz-sous-Forêts before hydrofracturing.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to A. Beauce (BRGM), R. Jones (CSMA) and A. Gérard (SOCOMINE) for their help with accessing the basic data on the fluid-injection-induced seismicity in the Soultz-sous-Forêts site. The work was supported in part by the ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie, France) and in part by the WIT and GOCAD sponsors.

REFERENCES

- Baria, R., Garnish, J., Baumgartner, J., Gérard, A. & Jung, R., 1995. Recent developments in the European HDR research programme at Soultz-sous-Forêts (France), *Ann. Int. Mtg. Int. Geotherm. Assoc., Proc. World Geothermal Congress, Florence, Italy*, 2631–2637.
- Beauce, A., Fabriol, R., Jones, H. & Hulot, C., 1995. Seismic studies on the Soultz HDR project (France) during phase Iia, *Geotherm. Sci. Tech.*, 4, 253–272.
- Biot, M.A., 1962. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. appl. Phys.*, 33, 1482–1498.
- Cornet, F.H., Helm, J., Poitrenaud, H. & Etchecopar, A., 1997. Seismic and aseismic slips induced by large-scale fluid injections, *Pure appl. Geophys.*, 150, 563–583.
- Dezayes, C., Vilemin, T., Genter, A., Traineau, H. & Angelier, J., 1995. Analysis of fractures in boreholes of the Hot Dry Rock project at Soultz-sous-Forêts (Rhine Graben, France), *Sci. Drill.*, 5, 31–41.
- Dyer, B., Juppe, A., Jones, R.H., Thomas, T., Willis-Richards, J. & Jaques, P., 1994. *Microseismic Results from the European HDR Geothermal Project at Soultz-sous-Forêts, Alsace, France*, IR03/24, CSM Associated Ltd.
- Fehler, M., House, L., Phillips, W.S. & Potter, R., 1998. A method to allow temporal variation of velocity in travel-time tomography using microearthquakes induced during hydraulic fracturing, *Tectonophysics*, 289, 189–202.
- Ferreira, J.M., Oliveira, R.T. De, Assumpcao, M., Moreira, J.A.M., Pearce, R. & Takeya, M.K., 1995. Correlation of seismicity and water level in the acu reservoir—an example from northeast Brazil, *Bull. seism. Soc. Am.*, 85, 1483–1489.
- Fletcher, J.B. & Sykes, L.R., 1977. Earthquakes related to hydraulic mining and natural seismic activity in western New York state, *J. geophys. Res.*, 82, 3767–3780.
- Genter, A., Castaing, C., Dezayes, C., Tenzer, H., Traineau, H. & Vilemin, T., 1997. Comparative analysis of direct (core) and indirect (borehole imaging tools) collection of fracture data in the Hot Dry Rock Soultz reservoir (France), *J. geophys. Res.*, 102, 15 419–15 431.
- Gérard, A., Jung, R. & Moore, P.L., 1994. *Situation of the European Hot Dry Rock Project at Soultz-sous-Forêts*, Internal CEE Report, Socomine, BGR-SII, Soultz-sous-Forêts, France.
- Haar, L., Gallagher, J.S. & Kell, G.S., 1984. *NBS/NRC Steam Tables: Thermodynamic and Transport Properties and Computer Programs for Vapor and Liquid States of Water in SI Units*, 1st edn, Hemisphere, New York.
- Jung, R., Willis-Richard, J., Nicholls, J., Bertozzi, A. & Heinemann, B., 1995. Evaluation of hydraulic tests at Soultz-sous-Forêts, European HDR site, *Proc. World Geothermal Congress, Florence, Italy*, 2671–2676, Int. Geotherm. Assoc.
- Jung, R., Cornet, F., Rummel, F. & Willis-Richard, J., 1996. Hydraulic stimulation results 1992/1993, in *European Hot Dry Rock Programme, 1992–1995*, pp. 31–41, eds Baria, R., Baumgartner, J. & Gérard, A., Extended Summary of the Final Report to European Community (DG XII), Contract N JOU2-CT92-0115, Soultz-sous-Forêts, France.
- Kappelmeyer, O., Gérard, A., Schloemer, W., Ferrandes, R., Rummel, F. & Benderitter, Y., 1991. European HDR project at Soultz-sous-Forêts general presentation, *Geotherm. Sci. Tech.*, 2, 263–289.
- Klee, G. & Rummel, F., 1993. Hydrofrac stress data for the European HDR research project test site Soultz-sous-Forêts, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 30, 973–976.
- Ledéser, B., Dubois, J., Genter, A. & Meunier, A., 1993. Fractal analysis of fracture applied to Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock geothermal program, *J. Volc. Geotherm. Res.*, 57, 1–17.
- Nur, A. & Booker, J., 1972. Aftershocks caused by pore fluid flow?, *Science*, 175, 885–887.
- Ohtake, M., 1974. Seismic activity induced by water injection at Matsushiro, Japan, *J. Phys. Earth*, 22, 163–176.
- Schild, M., Vollbrecht, A., Siegesmund, S. & Reutel, C., 1998. Microcracks in granite cores from the EPS-1 geothermal drill hole, Soultz-sous-Forêts (France): paleostress directions, paleofluids and crack-related Vp-anisotropies, *Geol. Rundsch.*, 86, 775–785.
- Shapiro, S.A., Huenges, E. & Borm, G., 1997. Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site, *Geophys. J. Int.*, 131, F15–F18, (see also Corrigendum, *Geophys. J. Int.*, 1998, 134, 913).
- Shapiro, S.A., Royer, J.-J. & Audigane, P., 1998. Estimating the permeability from fluid-injection induced seismic emission, in *Poromechanics*, pp. 301–305, eds Thimus, J.-F., Abousleiman, Y., Cheng, A.H.-D., Coussy, O. & Detournay, E., Balkema, Rotterdam.
- Talwani, P. & Acree, S., 1985. Pore pressure diffusion and the mechanism of reservoir-induced seismicity, *Pure appl. Geophys.*, 122, 947–965.
- Tenzer, H., Mastin, L. & Heinemann, H., 1991. Determination of planar discontinuities and borehole geometry in the crystalline rock of borehole GPK-1 at Soultz, *Geotherm. Sci. Tech.*, 3, 31–67.



Comment on 'Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity' by S. A. Shapiro, P. Audigane and J.-J. Royer

François H. Cornet

Department de Sismologie, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France. E-mail: cornet@ipgp.jussieu.fr

Accepted 1999 September 15. Received 1999 August 19; in original form 1999 March 18

The paper 'Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity' by Shapiro *et al.* (1999) (hereafter referred to as SAR99) is a follow-up of an article by Shapiro *et al.* (1997) (hereafter referred to as SHB97) entitled 'Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site'. In both papers, the analysis of the growth of the cloud of microseismic events induced by fluid injection in terms of large-scale permeability of the intact rock mass is proposed. It is assumed that microseismic events reflect zones where the pore pressure has been increased because of the fluid injection, so that the location of the front of the microseismic cloud provides a good description of the motion of the pressure front in the rock mass. The authors propose correlating the change in shape of the seismic cloud with the large-scale permeability of the undisturbed rock mass. The determination of the permeability proposed by SAR99 and SHB99 rests on three hypotheses:

- (1) the fluid injection is assumed to be a point source;
- (2) the material is assumed to be homogeneous with respect to its permeability;
- (3) the hydraulic diffusivity, D , is assumed to be fluid-pressure-independent.

The fact that injection of fluid induces microseismic activity because of the related increase in pore pressure is well established. It has been observed both in the laboratory and *in situ*, and has often been discussed (Lockner & Byerlee 1977; Pearson 1981; Pine & Batchelor 1984; Talebi & Cornet 1987; Fehler 1989; Cornet 1992). Cornet & Yin (1995) have proposed a method to map the magnitude of the spatial pore pressure variation and have argued that induced seismicity may at least occasionally be a very poor indicator of the location of significant flow zones in granite rock masses. Their proposal was later supported by direct flow test observations (Cornet & Morin 1997).

The present comments are three-fold. First, I address the proposal by SHB97 to correlate the motion of the induced seismicity front with the large-scale intact rock mass permeability. Second, I show how the experiment conducted at Soultz in September 1993 is incompletely described by SAR99 and argue that it is improperly interpreted. Finally, I address the question of the relationship between the shape of the

microseismic cloud and the principal stress directions at Soultz, because I strongly disagree with the SAR99 presentation of this point.

By definition, induced seismicity reflects the occurrence of unstable rupturing, that is, each event is associated with a process that locally modifies the rock mass properties. SAR99 argued that significant changes in permeability associated with the fluid injection remain localized near the borehole used for the injection because 'the front of significant changes of the medium propagates behind the faster triggering front of earlier microseismic events' (p. 208). Interestingly, Lockner & Byerlee (1977) have shown in the laboratory that the shape of the acoustic emission cloud associated with a fluid injection in a rock specimen depends on the flow rate. For the same applied compressive stress state and the same rock, they showed that for low flow rates the cloud reflects rupture in shear, whilst for fast flow rates the shape of the cloud reflects the growth of hydraulic fractures (fracture in tension). So, in this instance, had the technique proposed by SHB97 or SAR99 been applied, different characteristics for the hydraulic diffusivity of the rock specimen would have been obtained for the case of slow flow rate and the case of fast flow rate. I use this example to outline the fact that hydromechanical coupling is the significant parameter controlling the shape and the rate of growth of the seismic cloud. This is further exemplified by results concerning the location of induced seismicity observed during hydraulic fracturing (e.g. Warpinski *et al.* 1997). During hydraulic fracturing, the microseismic signals are associated with the percolation of fluid through the walls of the fracture. The fracture propagates continuously during the test and the shape of the microseismic cloud depends essentially on the shape of the fracture and on its growth rate, but very little on the permeability of the material. This is why the method is used for mapping the geometry of hydraulic fractures and *not* the intact rock permeability.

Accordingly, I conclude that the shape of the microseismic cloud does depend on the conditions of hydromechanical coupling. This coupling must be ignored for SHB97's proposition to be valid. When hydromechanical coupling occurs, both the point-source hypothesis and the constant homogeneous hydraulic diffusivity hypothesis are no longer valid. It may be argued that at the very onset of induced seismicity, when

large-scale failure is not yet significant, the front of induced seismicity is a good marker of the pressure front. However, when coupling induces a large-scale fracturing process, as in the case of Lockner and Byerlee's experiments at slow and fast flow rates, the shape of the seismic cloud and its growth are associated with the development of the fracturing process and not with the hydraulic diffusivity of the intact rock mass.

Let us turn now to the Soultz September 1993 experiment discussed in SAR99. I know this experiment very well, for it was my proposal that lead to its being run (Cornet & Fara 1991; Cornet & Jones 1994, hereafter referred to as CJ94; Cornet *et al.* 1997, hereafter referred to as CHPE97). The injection was conducted in the open-hole section of well GPK1 between 2850 and 3400 m, that is, within a 550-m-long open-hole section (the 3400–3590 m depth interval had been sanded out in order to isolate a fault zone at around 3490 m). The injection started at a flow rate of 0.25 l s^{-1} and was progressively increased to 6 l s^{-1} within 60 hr. From then on, the flow rate was kept constant for periods of 48 hr followed by increments every other day of 6 l s^{-1} , until the injection flow rate reached 36 l s^{-1} . At this final flow rate, injection lasted 3 days (Fig. 1). In response, the wellhead pressure initially increased regularly but then progressively stabilized and was nearly constant once

the flow rate reached 24 l s^{-1} . The monitoring of microseismic events showed that during the first 8 days, events were located around the borehole open-hole section with mostly radial growth of the seismic cloud and some downward growth. Upward growth started to appear once the flow rate reached 18 l s^{-1} . This has been described in detail by Jones *et al.* (1995) and is also shown by SAR99 (Fig. 3) and in Fig. 1 of this Comment. During injection, the flow distribution in the well changed drastically (CJ94; Evans *et al.* 1996) and this has not been reported properly in SAR99. While initially the flow loss in the upper 200 m of the open-hole section decreased regularly with each pressure increment and was equal to 35 per cent of the total injected flow at the end of the 18 l s^{-1} step, it reached more than 60 per cent when the flow rate was equal to 36 l s^{-1} (Fig. 2). Hence, for all periods during which the flow rate was smaller than 24 l s^{-1} , that is, for the first 200 hr, a very significant part of the flow occurred along the lower half of the well. During that time, the seismic cloud extended vertically between 2600 and 3500 m, that is, over a depth range of 900 m (compare this with the 550 m open-hole length). Correspondingly, during this early phase, it is incorrect to approximate the open-hole section of the well as a point source and to compute the distance between the injection point and

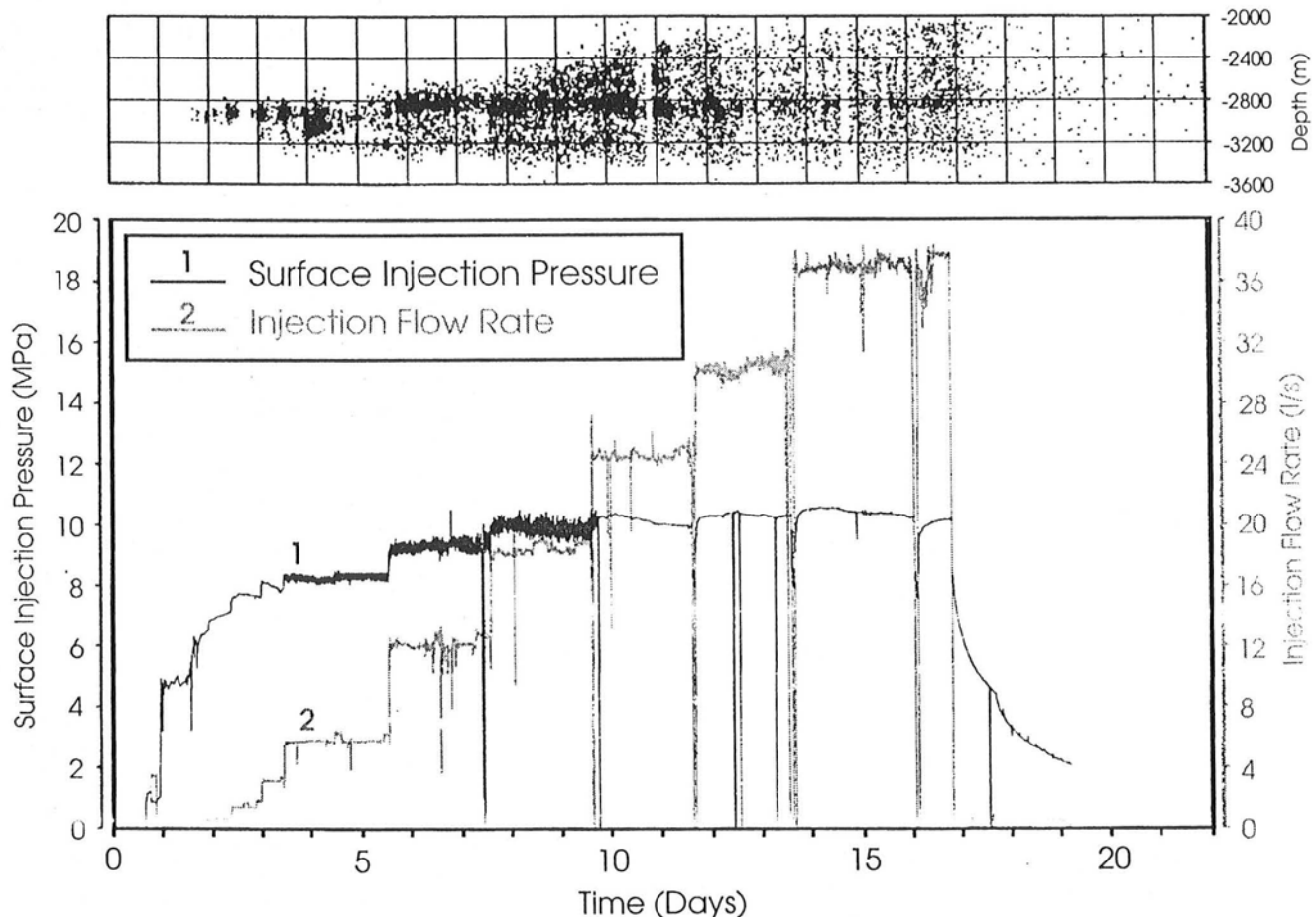


Figure 1. Injection test in GPK1: wellhead pressure and injection flow rate history. The upper part of the figure shows the depth distribution of microseismic events for the corresponding pressure and flow rate. A clear upward migration appears at the onset of the 18 l s^{-1} (1.0 MPa) step. Injection occurred through an open-hole section ranging in depth from 2850 to 3400 m, a length that is not compatible with a point-source hypothesis for the first 200 hr.

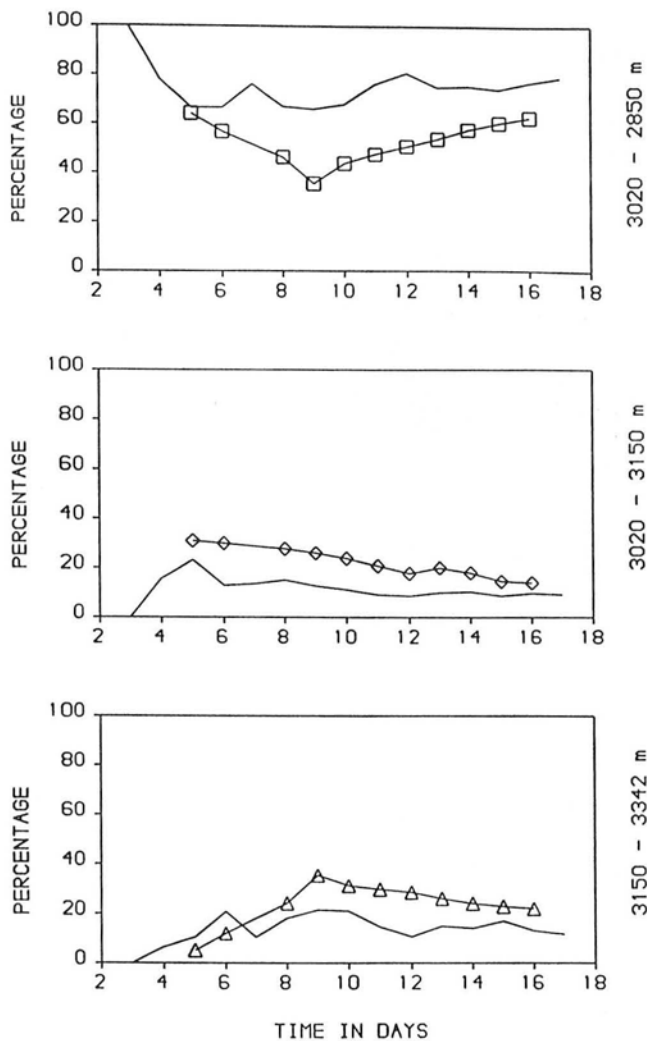


Figure 2. Relative variation of flow losses in the open-hole section compared to the depth distribution of microseismic events. The curves with squares, diamonds or triangles refer to flow losses expressed as a percentage of total injected flow as measured with a spinner tool. The continuous curves represent the percentage of microseismic events located in the corresponding depth interval. For the upper interval, the percentage concerns all events located above 3020 m depth. For the lower interval, the percentage concerns all events located below 3150 m depth. The casing shoe was at 2850 m. For the first five days flow could not be measured by the spinner tool below 3020 m but was detected by thermal logs, yet no seismicity was observed.

the observed events as the distance between the event location and the well at 2920 m depth. In reality, a line source should have been considered, so the distances between the lower seismic events and the location in the well where water percolated into the rock mass would be much smaller than that computed by SAR99. Hence, for the first 200 hr, that is, half the duration of the experiment, their Fig. 1 does not capture properly the statistics of the distances between seismic events and injection source. During the second half, when flow localized more and more in the upper part of the well, an upward growth of the seismic front was observed. However, the number of events observed between 2900 and 3500 m remained quite significant, so that, for this part of the test also, SAR99's point-source hypothesis yielded a very strong bias in

their Fig. 1. Had the injection test been conducted for only 200 hr, the vertical extension of the seismic cloud would have been drastically different from that actually observed at the end of the test, so that the correlative estimate of the rock diffusivity anisotropy would have been significantly different.

I hence conclude that the vertical anisotropy described by SAR99 is very strongly biased by their point-source hypothesis and does not reflect reality. Furthermore, a significant change in hydraulic diffusivity occurred in the rock mass during the injection process, so that hypothesis 3 concerning the independence of hydraulic diffusivity with respect to pore pressure is not satisfied. Once the pore pressure becomes large enough, fracture opening occurs and flow no longer obeys a Darcy-type law. Rather, fluid motion may be approximated by flow through parallel plates, with a pressure drop within the opened fracture that is nearly insignificant compared to the values predicted by Darcy-type flow. The difficulty is in evaluating the length of the hydraulically opened fractures. As quoted by SAR99, CHPE97 has evaluated lengths of the order of 300 m (150 m radius) for opened fractures, which exhibit evidence of shear displacement at the borehole wall. However, many flowing fractures did not exhibit any permanent shear displacement so that the estimation of the length of their opened portion is left to the reader's guess.

The third point of this Comment concerns the cloud shape and its relation to the stress field. First, contrary to what is written in SAR99, the seismic cloud was oriented north-south within the volume where most of the water was lost (between 2850 and 2950 m). It was oriented more NNW-SSE in its lower portion, i.e. below 3000 m (see Fig. 6 of CHPE97, Fig. 8 of CJ94 or Fig. 6 of Jones *et al.* 1995, which is reproduced here in Fig. 3). SAR99's description is exactly opposite to these results (p. 210) and should be corrected. Also, the reference to the paper by Klee & Rummel (1993) quoted in SAR99 to specify the principal stress direction is not appropriate. Indeed, Klee & Rummel (1993) reported on results from hydraulic fracturing but stated explicitly that no data on fracture orientation were retrieved from their tests (p. 976). They only concluded that since their pressure records were similar to those reported by Rummel & Baumgärtner (1991), the principal stress directions for their stress determination were the same as those of Rummel & Baumgärtner (1991). However, interestingly, Rummel & Baumgärtner (1991), who also conducted hydraulic tests for stress determination, reported many difficulties in their testing and acknowledged that their determination of stress orientation was questionable. (The stress field was described by five parameters that were constrained by only five data points. In addition, from my point of view, the experimental procedure was also questionable because of the correlation made between depths measured with logging cable for fracture orientation determinations and depths measured with the drill string assembly for hydraulic tests.) Rummel & Baumgärtner (1991) pointed out that although they found a N130°E orientation for the maximum horizontal principal stress, a north-south direction also gave a good fit to their data. Given the observation on thermal crack orientations reported by CJ94, together with that of hydraulic fractures reported in CHPE97, the north-south orientation (actually N170°E) for the maximum horizontal principal stress seems fairly convincing. It also fits the seismic cloud orientation where flow was maximum once the pressure had stabilized (that is, the orientation of the zone in which fracture opening was expected). It has been

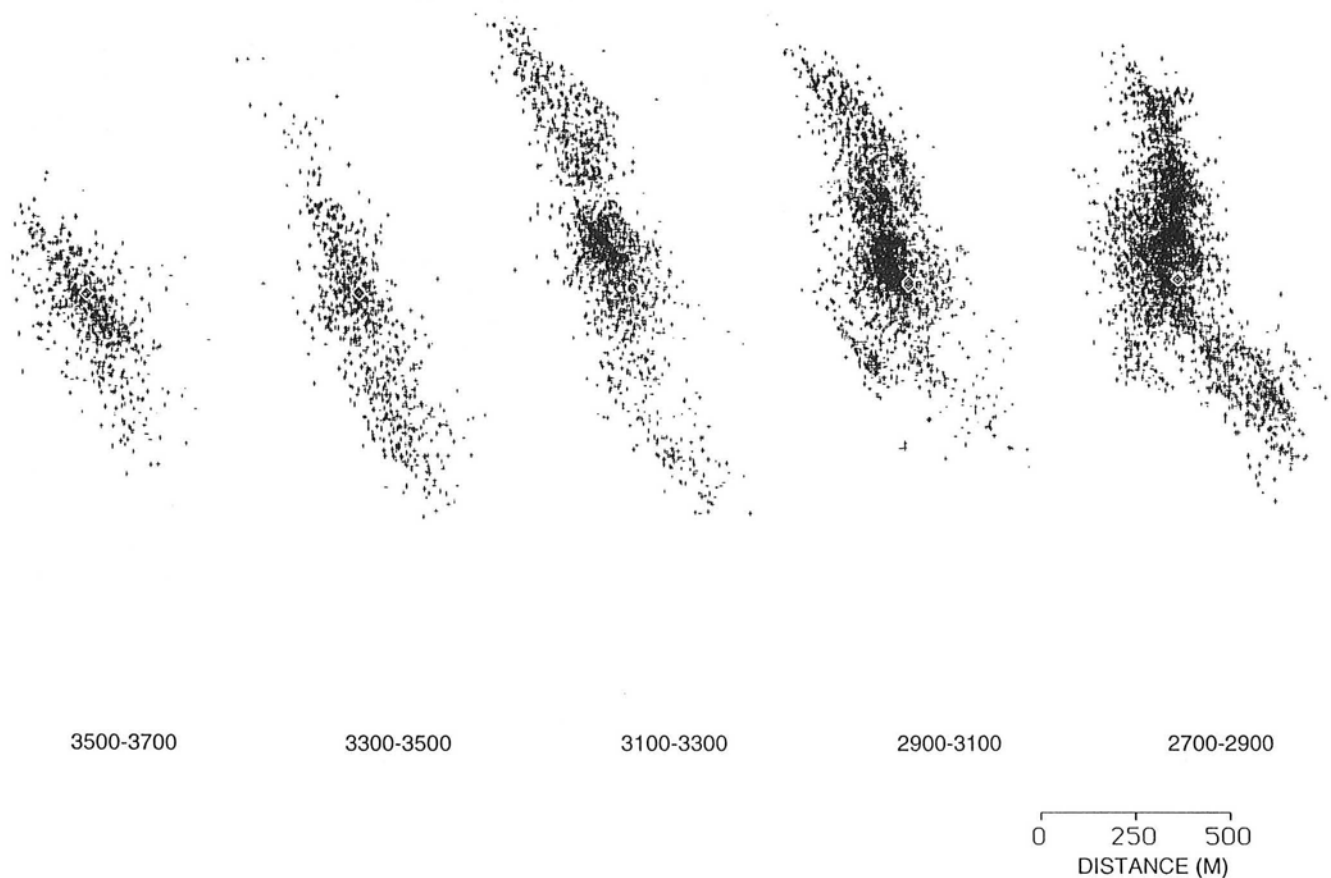


Figure 3. Projection in the horizontal plane of the location of microseismic events that occurred within the specified depth intervals. The north direction is perpendicular to the length scale indicated in the bottom right corner of the figure. The 2700–2900 m depth interval is that for which drastic changes in flow losses occurred once the well-head pressure reached 10 MPa. The small white diamonds indicate the location of the well.

argued by CHPE97 that the NNW–SSE orientation observed for the seismic cloud in its lower portion, where the flow losses were much smaller, reflects a failure of the rock mass in shear mode, so that, at a scale of about $600\text{ m} \times 600\text{ m} \times 600\text{ m}$, the results observed at Soultz are quite similar to those obtained by Lockner & Byerlee (1977) in the laboratory.

Hence, I conclude that the shape of the seismic cloud and its growth are controlled by the fracturing process induced by the hydromechanical coupling rather than by the intact rock mass permeability.

I would like to thank S. A. Shapiro, P. Audigane and J.-J. Royer for giving me the opportunity to quote again our previously published results. CJ94 was prepared in a hurry for a panel discussion at a US Rock Mechanics symposium. A very unfortunate error was made in the caption of Fig. 5 of that paper. Indeed, the purpose of the figure was to show that the density of microseismic events per unit depth range varied with time, with a downward growth of the cloud during the initial 200 hr and an upward growth in the final stage of the test, as also reported by Jones *et al.* (1995). Thus, I take this opportunity to mention that the top diagram in Fig. 5 of CJ94 refers to the upper section of the well, whilst the lower diagram refers to the depth range below 3150 m (the opposite is stated erroneously in the figure caption). The same figure was presented by Jones *et al.* (1995). There the figure caption is correct and corresponds to Fig. 2 of the present Comment.

ACKNOWLEDGMENTS

I would like to express my sincere thanks to R. Jones and A. Mossop for their help with the figures and the review of these comments. Figs 2 and 3 are reprinted from *Rock Mechanics: Models and Measurements, Challenges from Industry—Proc. 1st North American Rock Mechanics Symposium, Austin, TX, 1–3 June 1994*, eds Nelson, P.P. & Laubach, S.E., A.A. Balkema, Rotterdam, the Netherlands.

REFERENCES

- Cornet, F.H., 1992. Fracture processes induced by forced fluid percolation, in *Volcanic Seismology: IAVCEI Proc. Volcanology*, Vol. 3, pp. 407–431, eds Gasparini, P., Scarpa, R., & Aki, K., Springer-Verlag, Berlin.
- Cornet, F.H. & Fara, V., 1991. Large scale pumping test in GPK1 and correlative seismic investigation, *Proposal submitted to European Community DG-XII (European Hot Dry Rock Association project)* and to *French national research program on Geothermal Energy in Deep Rocks (Geoprobe)*.
- Cornet, F.H. & Jones, R., 1994. Field evidence on the orientation of forced water flow with respect to the regional principal stress directions; panel discussion, in *Rock Mechanics—Models and Measurements*, pp. 61–71, eds Nelson, P.P. & Laubach, S.E., Balkema, Rotterdam.
- Cornet, F.H. & Morin, R., 1997. Evaluation of hydromechanical coupling in a granite rock mass from a high volume, high pressure

- injection experiment: Le Mayet de Montagne, France, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **34**, No. 207.
- Cornet, F.H. & Yin, J., 1995. Analysis of induced seismicity for stress field determination and pore pressure mapping, *Pageoph*, **145**, 677–700.
- Cornet, F.H., Helm, J., Poitrenaud, H. & Etchecopar, A., 1997. Seismic and aseismic slips induced by large scale fluid injections, *Pageoph*, **150**, 563–583.
- Evans, K.F., Kohl, T., Hopkirk, R.J. & Rybach, L., 1996. studies of the nature of non-linear impedance to flow within the fractured granitic reservoir at the European Hot Dry Rock project site at Soultz-sous-Forêts, France, *ETH-Institute of Geophysik Final Rept to Bundesamt für Bildung und Wissenschaft Projekt 93.0010*, ETH Hönggerberg, Zürich.
- Fehler, M.C., 1989. Stress control of seismicity patterns observed during hydraulic fracturing experiments at the Fenton Hill hot dry rock geothermal energy site, New Mexico, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **26**, 211–221.
- Jones, R.H., Beauce, A., Jupe, A., Fabriol, H. & Dyer, B.C., 1995. Imaging induced microseismicity during the 1993 injection tests at Soultz sous Forets, France, *Proc. World Geothermal Congress, Florence, Italy*, Vol. 4, pp. 2665–2669, International Geothermal Association, San Diego.
- Klee, G. & Rummel, F., 1993. Hydrofrac stress data for the European HDR research project test site Soultz-sous-Forêts, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **30**, 973–976.
- Lockner, D. & Byerlee, J.D., 1977. Hydrofracture in Weber sandstone at high confining pressure and differential stress, *J. geophys. Res.*, **82**, 2018–2026.
- Pearson, C., 1981. The relationship between microseismicity and high pore pressure during hydraulic stimulation experiments in low permeability granitic rocks, *J. geophys. Res.*, **86**, 7855–7864.
- Pine, R.J. & Batchelor, A.S., 1984. Downward migration of shearing in jointed rock during hydraulic injections, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **21**, 149–263.
- Rummel, F. & Baumgärtner, J., 1991. Hydraulic fracturing stress measurements in the GPK-1 borehole, Soultz-sous-Forêts, *Geotherm. Sci. Tech.*, **3**, 119–148.
- Shapiro, S.A., Huenges, E. & Borm, G., 1997. Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site, *Geophys. J. Int.*, **131**, F15–F18.
- Shapiro, S.A., Audigane, P. & Royer, J.J., 1999. Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity, *Geophys. J. Int.*, **137**, 207–213.
- Talebi, S. & Cornet, F.H., 1987. Analysis of the microseismicity induced by a fluid injection in a granite rock mass, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 227–230.
- Warpinski, N.R., Branagan, P.T., Engler, B.P., Wilmer, R. & Wolhart, S.L., 1997. Evaluation of a downhole tiltmeter array for monitoring hydraulic fractures, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **34**, No. 329.

Reply to comment by F. H. Cornet on ‘Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity’

Sergei A. Shapiro,¹ Pascal Audigane² and Jean-Jacques Royer²

¹ *Fachrichtung Geophysik, Freie Universität Berlin, Malteserstrasse 74-100, Build. D. 12249 Berlin, Germany.*

E-mail: shapiro@geophysik.fu-berlin.de

² *ENSG/INPL & CRPG/CNRS, Rue du Doyen Marcel Roubault, BP40, 54501 Vandœuvre-lès-Nancy, France*

Accepted 1999 September 15. Received 1999 September 9; in original form 1999 June 23

1 INTRODUCTION

We appreciate Dr Cornet’s interest (Cornet 2000) in our paper. Before starting with a direct reply to his comments let us first make a few preliminary remarks.

Seismic methods have some fundamental difficulties in estimating hydraulic properties of rocks such as the fluid mobility or the permeability tensor (see e.g. Shapiro & Müller 1999 for references related to this problem). The main results of our paper (Shapiro *et al.* 1999; SAR99 hereafter) are the principles of the passive seismic-based method for *in situ* estimation of large-scale permeability tensors in rocks, which are developed in Sections 1–3 of SAR99. In the following we will call the method SBRC: seismicity-based reservoir characterization. This method can be applied to microseismicity clouds induced by fluid injections of various kinds, not just by hydrofracturing in boreholes.

As we understand it, Dr Cornet concentrates his criticism on the application of the SBRC to the case of hydrofracturing. We disagree with his arguments and think that cases of hydrofracturing injections do provide excellent possibilities for application of the method. Here are our replies to Dr Cornet’s comments.

2 GEOMETRY OF THE FLUID INJECTION (SHAPE OF THE SOURCE)

In principle, for the SBRC the source of the fluid injection need not necessarily be point-like. A point source injection is just a first-order approximation we used to simplify the consideration and data processing.

Of course, the method can be and must be further developed for the case of linear and more complex sources. Moreover, the time dependence of the pressure perturbation should also be taken into account.

Let us now return to the justification of the point-source approximation of the SBRC in the case of the Soultz experiment. Our argument for accepting this approximation was two-fold. First, if we invert in time the evolution of the seismicity cloud and extrapolate the representation of the cloud given in Fig. 3 of SAR99 to time zero, then the cloud will roughly converge to a point, rather than to a line. Fig. 1 of this Reply shows the evolution of the seismicity cloud in time with a time increment of 25 hr. The last view of the cloud is the same as the first one at the bottom of Fig. 3 in SAR99. We consider this figure a good justification of the point-source approximation.

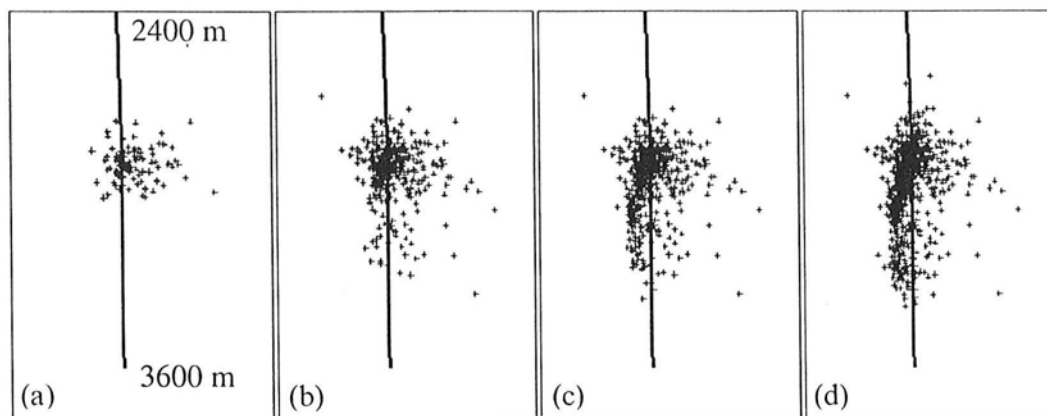


Figure 1. Projection from the south to the north (east is to the right) of the microseismic cloud (a) 25 hr, (b) 50 hr, (c) 75 hr and (d) 100 hr after the start of the injection. The view of the cloud at 100 hr is the same as the left-hand view at the bottom of Fig. 3 in SAR99.

The second part of our argument was that this point 'approximately corresponds to the centre of the depth interval 2850–3000 m, where flow logs show a major part of the fluid loss (60 per cent; for detailed references see Cornet *et al.* 1997)—a direct citation from SAR99, p. 210. It was not our aim to describe in details the Soultz experiment. For this reason we gave sufficient (from our point of view) references: Dyer *et al.* 1994 and Cornet *et al.* 1997. For example, in Dyer *et al.* 1994, p. 35, the text reads: 'Through the main open hole injection test, 93SEP01, it was clear that the flow regime within GPK1 could be split into 3 distinct zones. These were:

- Zone 1 2850 m to 3020 m depth Upper Section
- Zone 2 3020 m to 3150 m depth Middle Section
- Zone 3 3150 m to 3342 m depth Lower Section . . .

In Fig. 4:5 [of Dyer *et al.* 1994], it is shown that during the September tests the flow regime within GPK1 was dominated

by Zone 1, with around 50 to 60 per cent of the flow leaving the borehole within the first 200 m below the casing shoe. Flow in Zone 2 decreased fairly monotonically throughout the test from an initial value of around 30 per cent, to 15 per cent by the end of the injection phase. Flow in Zone 3 was initially low (5 per cent), it then peaked at 37 per cent on 9 September and stabilized at around 20 per cent for the remainder of the test.'

In addition, in Fig. 2 we provide plots of the cumulative depth distribution of the normalized flow rates (modified after Baria *et al.* 1994), showing that approximately 50 to 65 per cent of the flow leaves the well in the depth range 2850–3000 m with different flow rates.

We find that this information is in agreement with SAR99 and with Fig. 1 of this Reply. It also supports our approximation of the injection geometry by a point source.

Of course, any approximation provides biased estimates. To gain an idea of possible bias, we re-estimated the hydraulic

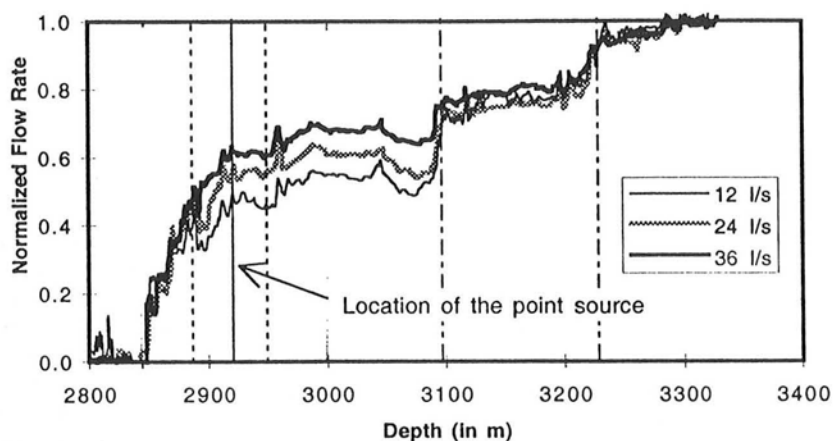


Figure 2. Comparison of normalized flow logs performed during the injection tests at injection rates of 12, 24 and 36 $l\ s^{-1}$. Flow rates are expressed in fractions of the total injection flow (after Baria *et al.* 1994). The 12 $l\ s^{-1}$ injection rate has been reached 5 days (approximately 130 hr) after the start of injection, the 24 $l\ s^{-1}$ rate 9 days (approximately 200 hr) after the start of injection and the 36 $l\ s^{-1}$ rate 13 days after the start of injection.

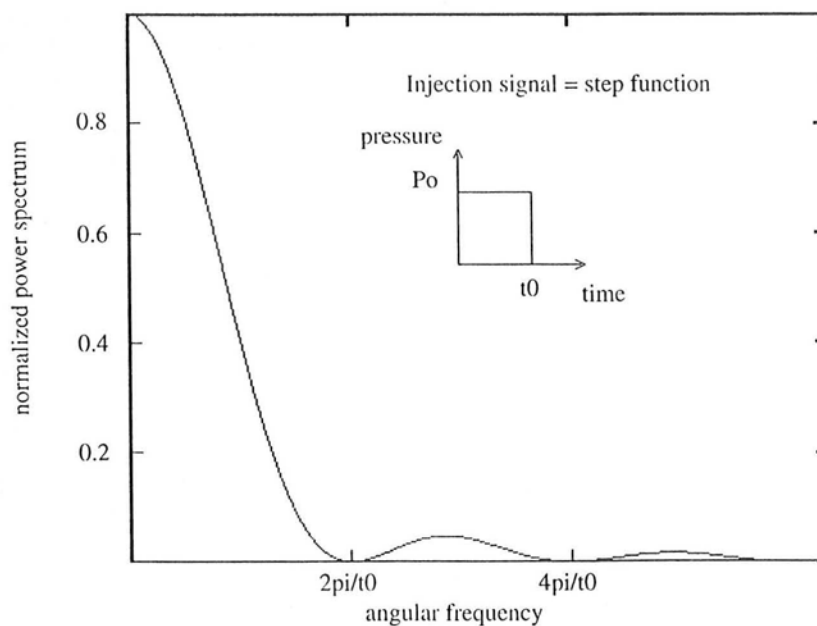


Figure 3. The power spectrum of a step-function-like injection signal cut off at the occurrence time t_0 .

diffusivity tensor using two different subsets of microseismic events: (i) the events that occurred during the first 200 hr of the injection (this corresponds exactly to the situation suggested by Dr Cornet of the experiment being performed during the 200 hr after the start of the injection only); and (ii) the events that occurred during the second 200 hr. These estimates are, respectively, as follows:

$$D = \begin{pmatrix} 0.7 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.9 \pm 0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 3.0 \pm 2.4 \end{pmatrix} 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (1)$$

$$D = \begin{pmatrix} 0.5 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.6 \pm 0.4 & 0 \\ 0 & 0 & 5.9 \pm 2.9 \end{pmatrix} 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (2)$$

Both estimates are statistically indistinguishable from that given in eq. (16) of SAR99:

$$D = \begin{pmatrix} 0.6 \pm 0.2 & 0 & 0 \\ 0 & 1.7 \pm 0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 4.6 \pm 2.4 \end{pmatrix} 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (3)$$

This shows that the bias of the permeability anisotropy estimates should not exceed the error estimates given in these equations.

3 HETEROGENEOUSLY DISTRIBUTED PERMEABILITY

First, our assumptions were related to the hydraulic diffusivity rather than to the permeability. One can imagine a material with a homogeneous hydraulic diffusivity but heterogeneously distributed permeability.

Second, we emphasized many times that the heterogeneous (non-uniform) distribution of the diffusivity does not exclude the possibility of an effective (global) estimate. This is exactly what reservoir engineers try to estimate when performing upscaling. Therefore, our 'large-scale' estimate of the permeability describes the complete heterogeneous seismic active volume in the sense of such an upscaling.

Of course, any heterogeneity of the medium can change such an effective permeability tensor. A principal question here is whether the volume of the studied rock was large enough to be a representative volume for a given reservoir or a geological structure. Evidently, this is a very difficult question for any realistic multiscale heterogeneous geology. We think, however, that the permeability tensor estimates given in SAR99 are sufficiently representative of granitic rocks in the depth range 2500–3500 m on the scale of 1000 m around the GPK1 borehole. This is also supported by the estimate mentioned in the previous section.

4 SHAPE OF THE SEISMICITY CLOUD

Let us start this section of our Reply with a direct citation from Dr Cornet's Comment: 'Hence I conclude that the shape of the seismic cloud is controlled by the fracturing process induced by the hydromechanical coupling rather than by the intact rock mass permeability.'

One of the most important principles of the SBRC is that it is not the shape of the acoustic emission cloud that is important, but rather the velocity of cloud growth in different directions. Thus, instead of the shape of the cloud in the usual (x, y, z) -space, the shape of the cloud in the $(x/\sqrt{t}, y/\sqrt{t}, z/\sqrt{t})$ -space is of importance.

As described in SAR99 (as well as in Shapiro *et al.* 1997, hereafter referred to as SHB97; see also Shapiro *et al.* 1998), for a given elementary volume, occurrence times of early events are of importance. The later events occurring in this volume do not influence SBRC estimates of the permeability tensor.

To better appreciate this point let us consider Fig. 3. First, we approximate the pore pressure perturbation at the injection point by a step function, which differs from zero until the time t_0 of a particular seismic event. The time evolution of the injection signal after this time is of no importance for this event. The power spectrum of this signal shows that the dominant part of the injection signal energy is concentrated in the frequency range below $2\pi/t_0$ (note that the choice of this frequency is of partially heuristic character; see the related discussions in SAR99 and SHB97). Thus, the probability that this event was triggered by signal components from this frequency range is high. This probability for the low-energy higher-frequency components is low. However, the propagation velocity of high-frequency components is higher than that of the low-frequency components (see SHB97). Thus, to a given time t_0 it is probable that events will occur at distances that are smaller than the travel distance of the slow-wave signal with a dominant frequency of $2\pi/t_0$. The events are characterized by a significantly lower probability for larger distances. The spatial surface that separates these two spatial domains we call the triggering front. Thus, we are interested in the form of the triggering front and not in the form of spatial domains with a high concentration of events occurring much later than the front's passing.

The work of Lockner and Byerlee was dedicated to studying 'how tension and shear failure depend on pore fluid injection rate and differential stress' (Lockner & Byerlee 1977). They performed 18 experiments, only in two of which was the acoustic emission monitored. Moreover, in the first experiment one intact sample of Weber sandstone was fractured due to the slow rate of fluid injection ($3.3 \times 10^{-5} \text{ cc s}^{-1}$). For the second experiment, with fast fluid injection ($3.3 \times 10^{-4} \text{ cc s}^{-1}$), another sample of Weber sandstone was used. Furthermore, the boundary conditions of these experiments were completely different from those of the Soultz experiment: each sample was placed in a polyurethane sleeve to isolate it from the confining fluid. Thus, no fluid filtration to infinity was modelled. The sizes of these rock samples were 19.05 cm long and 7.62 cm in diameter. However, natural stress and pressure conditions were modelled: 1 kbar confining pressure and 4 kbar differential stress. Thus, the spatial scaling of the experiments was very different from that of the Soultz injection. Finally, 'a significant feature of the experiment' of Lockner & Byerlee 1977 (p. 2024) 'is that with the instrumentation used, acoustic emission was not detected until the onset of failure'. Thus, the spatio-temporal domain covered by these experiments was a very small domain located close to the time axis and very far from the envelopes (corresponding to triggering fronts) shown in Fig. 1 of SAR99. It was not the very early low-energy events that were studied, but rather late and strong events.

Because the acoustic emission in the paper of Lockner and Byerlee was used 'to trace the development of hydraulically induced fractures', they plotted not the clouds of events themselves but rather distributions of the event densities at late stages of injections at the same (small) spatial scale as the boundaries of their samples. Thus, we feel that Dr Cornet's argument based on this experiment is irrelevant.

We also think that in both cases, with slow or fast injection rates, our technique would give the same results if it was applied to the same rock sample and to the seismicity cloud including the early low-energy events. We also think that in realistic situations, even in the case of a fast injection, such early events would have the same nature and their triggering front would propagate with the same velocity as in the case of slow injection.

Note, however, that by hydrofracturing, a highly non-linear zone of deformation can exist close to the injection source. In such a zone, the velocity of fracturing, or of the opening of palaeofractures, or even the filtration velocity can be higher than the velocity of the triggering front. In this case the SBRC will not give the permeability of the intact rock. How large such a non-linear zone might be is an open and interesting question. We do not discuss it here; however, we think that in realistic situations its size should not exceed a few tens of metres.

The parts of Dr Cornet's Comment about our description of the seismicity cloud and stress field orientations are also discussed in this section of our Reply. The orientation of the stress field was not a subject that we considered at all. It was given in the paper merely to introduce the reader to the general situation in the Soultz region. The orientation of the stress field is of no importance for the application of the SBRC. It can, however, influence the results of the method, because the permeability tensor can be related to the stress tensor. In the only sentence from SAR99 with information on the stress orientation (p.210)—which is criticized by Dr Cornet—we wanted (i) to say that the major orientation tendencies of the seismicity cloud are close to the stress orientations, and (ii) to give a non-detailed introduction and some references about the stress orientation. Thus, we provided information from several literature sources (Dyer *et al.* 1994; Klee & Rummel 1993; Cornet *et al.* 1997) and referred the reader to these sources for further data on the stress orientations. Thus, we see no reason to discuss this point further.

In contrast to the stress orientation, the orientation of the microseismicity cloud was also described elsewhere in our paper. This orientation is clearly given by (i) Fig. 3 of SAR99, where the upper part shows the plane view of the cloud and the lower part the projection of the cloud, looking from south to north (east is to the right); (ii) the orientation of the inertia

tensor of the seismicity cloud (see p. 212): $N170^\circ$. This does not differ very much from the orientations of the seismicity cloud that Dr Cornet insists on in his comments.

To summarize, our point of view is as follows. Even in the case of hydrofracturing, in spite of the fact that the shape of high-density zones of seismicity clouds can be controlled by the fracturing process, the growth rate of the outer boundaries of a seismic cloud (that is, the propagation of the first low-energy triggering front) is controlled by the permeability tensor. This is supported by the fact that in Soultz our estimates are in a good agreement with hydraulic estimates.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported in part by the WIT and GOCAD sponsors, and in part by the ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie, France).

REFERENCES

- Baria, R., Baumgartner, J., Gérard, A. & Jung, R., 1994. Scientific results associated with large scale hydraulic injection test: a summary of the scientific programme carried out in 1993, in *The European Geothermal Energy Project at Soultz-sous-Forets*, Internal Rept, Socomine, France.
- Cornet, F.H., 2000. Comment on 'Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity,' *Geophys. J. Int.*, **140**, 000–000.
- Cornet, F.H., Helm, J., Poitrenaud, H. & Etchecopar, A., 1997. Seismic and aseismic slips induced by large-scale fluid injections, *Pure appl. Geophys.*, **150**, 563–583.
- Dyer, B., Juppe, A., Jones, R.H., Thomas, T., Willis-Richards, J. & Jaques, P., 1994. *Microseismic Results from the European HDR Geothermal Project at Soultz-sous-Forets, Alsace, France*, CSM Associated Ltd, IR03/24.
- Klee, G. & Rummel, F., 1993. Hydrofrac stress data for the European HDR research project test site Soultz-sous-Forêts, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, **30**, 973–976.
- Lockner, D. & Byerlee, J.D., 1977. Hydrofracture in Weber sandstone at high confining pressure and differential stress, *J. geophys. Res.*, **82**, 2018–2026.
- Shapiro, S.A., Audigane, P. & Royer, J.-J., 1999. Large-scale *in situ* permeability tensor of rocks from induced microseismicity, *Geophys. J. Int.*, **137**, 207–213.
- Shapiro, S.A., Huenges, E. & Borm, G., 1997. Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site, *Geophys. J. Int.*, **131**, F15–F18.
- Shapiro, S.A., Huenges, E. & Borm, G., 1998. Corrigendum to 'Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site', *Geophys. J. Int.*, **134**, 913.
- Shapiro, S.A. & Müller, T., 1999. Seismic signatures of permeability in heterogeneous porous media, *Geophysics*, **64**, 99–103.

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur GRINGARTEN Alain, Professeur, Imperial College of Sciences, LONDRES
(Grande-Bretagne),

Monsieur SHAPIRO Serge, Professeur, Université de BERLIN (Allemagne)

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur AUDIGANE Pascal

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
une thèse intitulée :

"Caractérisation microsismique des massifs rocheux fracturés. Modélisation thermo-
hydraulique. Application au concept géothermique de Soultz".

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : "GEOSCIENCES"

Fait à Vandoeuvre le, 4 Février 2000

Le Président de l'I.N.P.L.,

J. HARDY



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDOEUVRE CEDEX

Résumé:

Le site HDR de Soultz-sous-Forêts se présente sous la forme d'un doublet géothermique (un puits d'injection et un puits de production), hydrauliquement connecté par un réseau de fractures situé à plus de 3500 m de profondeur. La température en fond de puits a été mesurée à 162 °C environ à 3800 m de profondeur. Les objectifs d'un tel projet sont de récupérer la chaleur contenue dans le massif rocheux fracturé en établissant une circulation forcée de fluide entre les puits. Au passage dans le réseau de fractures, le fluide est réchauffé, et cette énergie calorifique est récupérée en surface pour être transformée, à l'aide d'une turbine, en électricité.

Afin d'augmenter la perméabilité du réservoir et d'améliorer la connexion entre les puits, des essais de fracturation hydraulique ont été menés sur chacun des forages. Ces injections de fluide à forte pression (plusieurs dizaines de MPa), induisent une activité sismique de faible magnitude (inférieure à 4), appelée "microsismicité". Dans cette étude, l'utilisation des micro-événements permet de développer deux thématiques distinctes:

- Le développement d'une méthode permettant d'inverser les données microsismiques en terme de perméabilité équivalente de la zone stimulée. Durant l'injection de fluide, la surpression engendrée dans le milieu se propage dans l'espace à une certaine vitesse. La célérité de cette onde est quantifiée en interprétant la répartition dans le temps et dans l'espace des micro-événements. En appliquant les lois de la poroélasticité, une perméabilité du milieu poreux équivalent au volume de roche fracturé est estimée. De cette estimation selon la direction de l'espace, un tenseur de perméabilité est défini. Cette méthode a été appliquée sur deux autres sites géothermiques, Fenton Hill aux USA et Ogachi au Japon.

- La construction d'un modèle 3D capable de simuler les écoulements de fluide dans le massif ainsi que de quantifier les échanges de chaleur associés. Ce modèle intègre un maximum d'informations de différentes natures, observées et mesurées dans les puits: débit et pression, pendage et azimut des fractures, températures... Une fois le modèle hydraulique obtenu, le champ de vitesses de Darcy associé est utilisé pour la simulation numérique du refroidissement du volume de roche initialement chaud (échangeur géothermique), paramètre conditionnant la durée de "vie" de l'échangeur géothermique. Une estimation des courbes de refroidissement du futur échangeur prévu à 5000 m est également proposé. Ces paramètres techniques sont importants pour la détermination de la rentabilité économique d'un tel projet.

Abstract:

The Hot Dry Rock (HDR) site at Soultz-sous-Forêts is constituted by a geothermal doublet (one injection well and one production well) which are hydraulically connected by a fracture network approximately situated at a depth of 3500 m. The bottom hole temperature has been measured at 162 °C at a depth of 3800 m. This project aims to recover the heat contained in the fractured reservoir by circulating fluid between wells. When percolating through the fracture network, the cool fluid injected from the surface is warmed in contact with the rocks. Then, it is pumped at the surface where its carried heat is transformed into electricity.

In order to increase the permeability of the reservoir and to improve the connectivity between the wells, hydrofracturing experiments were conducted on two wells. The injections are performed at high pressure (several tenth of MPa). They induced low magnitude seismic events (lower than 4) called microseismicity. In this thesis, the induced microseismicity is used for solving two types of problems:

- Firstly: to estimate an equivalent permeability tensor of the stimulated area. During the fluid injection, the pore pressure perturbation propagates through the granitic fractured reservoir. Using the spatio-temporal distribution of the micro-earthquakes, the velocity of the pore pressure perturbation can be quantified. The poroelasticity theory can be used to obtain a relationship between the hydraulic diffusivity and the effective permeability of the equivalent porous medium. Studying the variation in the 3D space of such estimates, a permeability tensor is calculated. This method is also applied on two other sets of data collected from the Fenton Hill (USA) and Ogachi (Japan) geothermal sites.

- Secondly: to build a 3D model of the geothermal doublet at the Soultz-sous-Forêts area. This model will try to integrate hydraulic, geologic and thermal data which were observed and measured in situ. Once a consistent hydraulic model is built, the associated Darcy velocity field is used to simulate the cooling of the granitic reservoir versus time using a streamline approach. Such a calculation can provide an estimate of the "life time" of the geothermal exchanger. A similar approach has been used to estimate the cooling time of the future geothermal exchanger situated at 5000m depth. These technical parameters are important to determine the economical viability of such a project.