

Chapitre 2

Le code FRACAS

La première partie de ce chapitre est dédiée à la description des caractéristiques du code de calcul utilisant l'approche DFN de réseau discret de fractures qui servira, dans la suite, de base pour le développement d'un code capable de faire un couplage thermo-hydro-mécanique à long terme. Nous décrivons dans un premier temps le modèle géométrique des fractures et les caractéristiques du réseau généré (état initial du code) puis le modèle de transport et d'échange de chaleur de type double porosité discret et enfin le mécanisme des ruptures associées aux perturbations hydrauliques et thermiques que nous allons développer.

Dans le cadre de cette thèse et pour la clarté de ce chapitre, nous rappelons que nous n'allons pas modifier le principe général de construction 3D de l'objet géométrique ni les algorithmes de résolution du problème hydraulique du code FRACAS. Quelques améliorations apportées seront cependant décrites.

2.1 - Le modèle géométrique des fractures

Suivant la méthode initiale décrite par Cacas et al. (1990), la forme des fractures présentes dans le bloc de roche modélisé est celle d'un disque. La distribution de ces disques dans l'espace repose sur les paramètres stochastiques qui seront exposés ultérieurement. Cette option a été retenue par la suite, dans Jeong et al. (1999) et Baujard (2005) qui ont ensuite introduit des « macro-objets » formés par des assemblages de disque élémentaires formant par exemple des modèles de « failles ».

2.1.1 - Les propriétés des familles de fractures en forme de disques

L'analyse statistique de la géométrie des réseaux de fractures naturelles révèle que ces dernières peuvent fréquemment se répartir en plusieurs familles d'orientations distinctes (Chilès, 1998). Ce classement reflète l'histoire tectonique locale du massif étudié et permet d'accéder à la connaissance de certains des paramètres géométriques décrivant chacune de ces familles. La Figure 2.1 montre les différents paramètres permettant de décrire totalement une fracture dans l'espace.

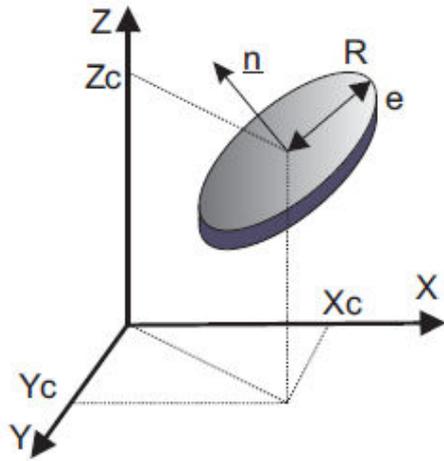


Figure 2.1 : Paramètres définissant une fracture (Baujard, 2005).

Dans la Figure 2.1, on décrit respectivement R , son rayon, e son épaisseur, \vec{n} la direction normale à la fracture, X_c , Y_c , Z_c , les projections de son centre suivant X, Y et Z.

La création d'un modèle de réseau de fractures passe donc par l'identification puis la paramétrisation des différentes familles de fractures, puis par le choix des méthodes les plus appropriées pour la reconstruction d'une réalisation, par une procédure séquentielle de tirage aléatoire des différents paramètres dans différentes lois de distribution préalablement calibrées. Les tâches s'enchaînent donc dans le code FRACAS selon les étapes suivantes :

Détermination du nombre de fractures : dans FRACAS, le nombre de fractures d'une famille donnée présente dans le modèle est défini par un volume (qui peut être distinct du volume du domaine modélisé), et par une densité volumique de fracturation λ_i . Un processus de *Poisson* permet de relier la densité de fractures au nombre de fractures présentes dans le volume considéré (Yakowitz, 1977). L'expression suivante donne la probabilité d'avoir un nombre N_i de centre de fractures dans un volume V :

$$P(N_i = \kappa) = e^{-\lambda_i V} \frac{(\lambda_i V)^\kappa}{\kappa!} \quad (2:1)$$

La distribution dans l'espace des centres des fractures : d'une manière générale dans le code FRACAS, les centres des disques générés sont repartis aléatoirement dans le volume simulé. Les coordonnées cartésiennes des centres des disques sont tirées au sort suivant une loi uniforme sur les

trois axes $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ dans l'intervalle choisi. Cependant, dans la réalité, la distribution dans l'espace des centres des fractures d'une même famille n'est pas parfaitement aléatoire (Long and Billaux, 1987). D'autres procédés ont été décrits afin de représenter la non uniformité spatiale de la densité de fractures. Billaux (1990) et Chilès et de Marsily (1993) ont procédé à un processus de tirage non indépendant de salves poissonnières, où la position des premières fractures conditionne le tirage des suivantes. Cette méthode permet de générer des réseaux dans lesquels les fractures sont assemblées en amas. Dershowitz and Einstein (1988) proposent quatre modèles conceptuels présentant une distribution spatiale non uniforme des fractures : le modèle de *Levy-Lee*, les modèles de *Poisson stationnaire* et le modèle de *war zone* (Figure 2.2). Ces modèles n'ont pas été testés dans FRACAS. La possibilité de décomposer un domaine avec des zones de propriétés variées a cependant été apportée, ce qui permet la possibilité de représenter des milieux non homogènes.

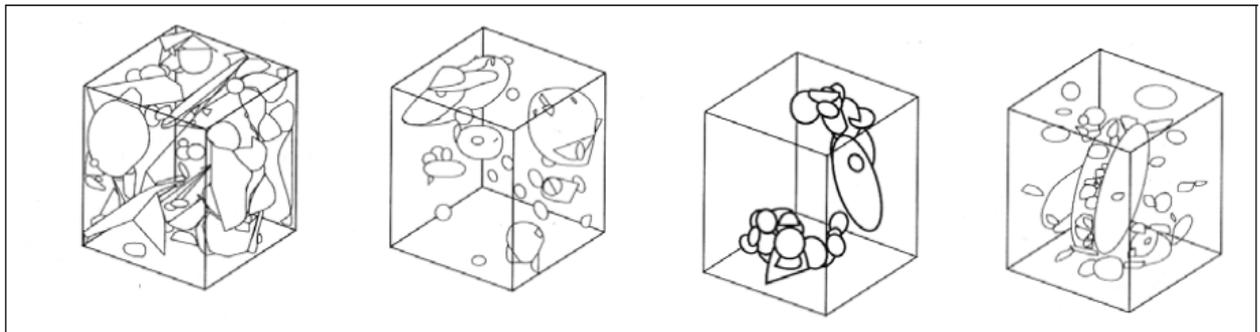


Figure 2.2 : Modèles conceptuels présentant une non uniformité de la densité spatiale des fractures, de gauche à droite : le modèle de poisson stationnaire, le modèle de poisson non stationnaire, le modèle de Levy-Lee fractal et le modèle dit de « war zone » (Dershowitz et Miller, 1995).

L'orientation des fractures : les familles directionnelles d'un réseau rassemblent des fractures ayant des orientations voisines. Une loi de distribution appropriée est la loi de Fisher Von Mises (Mardia, 1972). Pour chaque famille directionnelle de fractures, on définit une valeur particulière du vecteur normal \vec{n} à la fracture, ou pôle, ainsi qu'une certaine dispersion autour de ce vecteur. Cette loi s'exprime de la façon suivante :

$$f_{\kappa}(\alpha) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh \kappa} e^{\kappa \cos \alpha \sin \alpha} \quad (2:2)$$

où α est l'angle entre le pôle de la fracture considérée et celui défini pour la famille, et κ est la paramètre de la loi. Pour $\kappa \rightarrow 0$, la distribution est très concentrée autour du pôle, et $\kappa \rightarrow \infty$ cette distribution devient la loi de distribution uniforme sur une sphère.

L'extension des fractures : plusieurs lois des statistiques peuvent être proposées pour représenter la distribution d'extensions des disques qui constituent le réseau. Les lois de la distribution *exponentielle* (Dverstrop et Anderson, 1989) et *log-normale* (Cacas, 1989 ; Billaux, 1990) ou puissance (Bour and Davy, 1997) sont fréquemment utilisées :

➤ **Loi log-normale** : une variable aléatoire X distribuée suivant une loi *log-normale* de paramètres (μ, σ) est telle que son logarithme est distribué suivant une loi *normale* de moyenne μ et de l'écart-type σ . La fonction densité de probabilité correspondante est donc exprimée par :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma x \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln x - \mu}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2:3)$$

La moyenne $E(X)$ et la variance $V(X)$ de X s'expriment respectivement sous les formes suivantes :

$$V(X) = E(X)^2 \left(e^{\sigma^2} - 1 \right)$$

La méthode utilisée pour obtenir une distribution qui suit une loi normale est celle de Box et Muller citée par Yakowitz (1977).

➤ **Loi puissance** : la fonction densité de probabilité cumulée est donnée par :

$$f(l) = \left(\frac{l}{l_0} \right)^{-a} \quad (2:4)$$

où :

- l_0 est la taille minimale de la distribution
- l est la longueur de la fracture, plus grande que l_0
- a est un exposant, le plus souvent variant entre 1 et 3
- $f(l)$ est la probabilité d'avoir une taille plus grande que l

La version actuelle de FRACAS permet d'utiliser les lois de type log-normal et puissance pour décrire les rayons des fractures.

L'épaisseur des fractures : l'épaisseur des fractures est, dans notre code, distribuée selon une loi log-normale, définie avec une valeur moyenne et un écart-type distincts pour chaque famille. Des relations empiriques existent pour relier l'épaisseur à l'extension des fractures mais sont en général

inappropriées au domaine de la géothermie profonde, par manque de données. L'épaisseur sera donc un paramètre à caler sur des données de type écoulement ou transport de traceurs.

Une étape supplémentaire de conditionnement d'un modèle pour mieux représenter des données particulières est possible : Dans un réseau de fractures généré par addition des différentes familles de fractures, il peut être nécessaire de substituer un certain nombre de disques, pour tenir compte des éléments structuraux identifiés sur le terrain, le long d'un forage, au regard de l'établissement de l'écoulement. Par exemple une grande fracture telle qu'une faille peut être représentée localement par le pavage d'une portion de plan (Chilès, 1998). Anderson et Dverstrop (1987) proposent une procédure de génération conditionnelle respectant la distribution statistique des traces de fractures observées sur le mur d'une galerie. L'intérêt est de pouvoir travailler sur un nombre élevé de simulations équi-probables, mais possédant toutes certaines caractéristiques communes le long d'un forage par exemple.

2.1.2 - Le modèle hydrodynamique

Une des principales hypothèses est que les fluides mis en mouvement de manière forcée dans les réservoirs exploités pour la géothermie profonde de type EGS ne circulent que dans les réseaux des discontinuités, qu'elles soient naturelles ou résultant d'opération de développement spécifiques. Il n'y a donc pas dans FRACAS de prise en compte des effets de perméabilité des blocs qui séparent les fractures. De ce fait la résolution du problème hydraulique reste celle d'un milieu à une porosité, les fractures, sont très hétérogènes du point de vue géométrique.

A la différence des modèles basés sur une approche déterministe selon laquelle la conductivité hydraulique des fractures se réfère à la notion d'épaisseur (Snow, 1969 ; Witherspoon and al., 1980) ceci allant de pair avec une résolution numérique complexe d'un problème d'écoulement bidimensionnel de type *Poiseuille*, l'approche de Cacas et al. (1990) utilise une représentation schématique des écoulements réels à l'aide des liens monodimensionnels inscrits dans les plans de fractures et joignant directement les centres de celles-ci. Dans de tels liens, le débit est supposé proportionnel au gradient de charge hydraulique (Figure 2.3).

Ce concept de chenaux 1D se trouve par ailleurs conforté par des résultats expérimentaux obtenus à partir d'échantillons de granite fracturé de taille décimétrique à métrique (Bourke, 1987 ; Neretnieks, 1987 ; Abelin et al., 1985) qui tendent à montrer que la circulation d'un fluide dans une fracture naturellement rugueuse est confinée dans quelques chenaux privilégiés eux-mêmes inscrits dans le

plan de fracturation. L'écoulement ne peut donc pas être assimilé à un écoulement parallèle plan qui occuperait uniformément toute l'étendue d'un élément disque du modèle.

Au lieu de résoudre un système d'équations en deux dimensions dans chaque disque, comme le font par exemple Shapiro et Andersson (1985) à l'aide de la méthode des éléments frontières ou Long et Billaux (1987) grâce à une discrétisation des fractures suivant un schéma maillé, nous sommes conduits par application du principe de conservation de la masse, à résoudre un système linéaire dont les inconnues sont les charges hydrauliques affectées aux centres des fractures qui représentent les nœuds de calcul du modèle. Cette approche a été étendue avec succès en régime transitoire pour des systèmes de deux fluides non miscibles (Baujard, 2005).

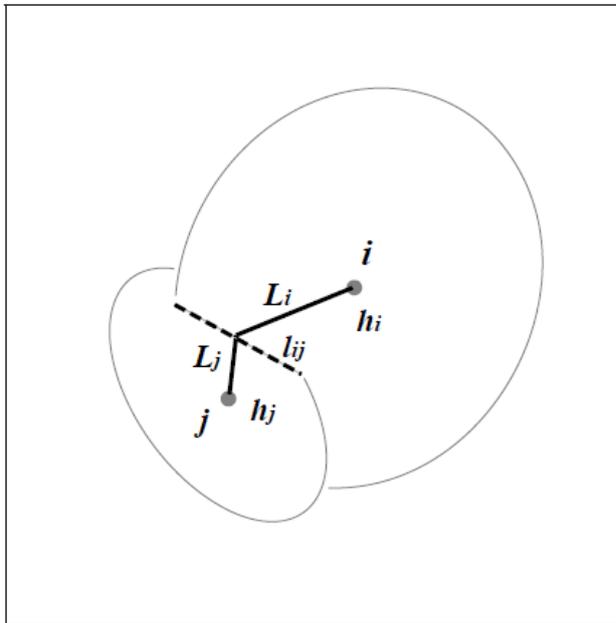


Figure 2.3 : Schématisation des écoulements entre deux disques interconnectés i et j , où h_i et h_j sont des charges hydrauliques au centre des disques i et j . l_{ij} est le segment d'intersection et L_i et L_j sont les longueurs du centre de disques i et j au milieu du segment, (Bruel, 1990).

2.1.3 - Loi d'écoulement dans une fracture – Conductivité hydraulique intégrée

Du point de vue hydraulique, chaque disque est caractérisé par la donnée d'un paramètre appelé *conductivité hydraulique intégrée* (Cacas, 1989) qui est définie par le produit de la conductivité hydraulique [ms^{-1}] et de la section d'écoulement [m^2], et qui est déterminée par une loi probabiliste comme par exemple une loi *log-normale*. Ce paramètre dépend des hypothèses sur la forme réelle de la section d'écoulement et sur les propriétés de l'écoulement à l'échelle de la fracture. Si l'on suppose que le fluide entre deux disques sécants circule dans une conduite de section circulaire (rayon r) ou rectangulaire (épaisseur $e \times$ largeur, l), les conductivités hydrauliques intégrées respectives k_{tube} et k_{ruban} [$m^3 s^{-1}$] sont obtenues suivant la loi *Poiseuille* :

$$k_{tube} = \frac{g\pi}{8\nu} r^4$$

$$k_{ruban} = \frac{ge^3}{12\nu} l$$

où :

- $g [ms^{-2}]$ est l'accélération de la pesanteur
- $\nu [m^2s^{-1}]$ est la viscosité cinématique du fluide

Si l'on considère un lien entre deux disques i et j dont les conductivités hydrauliques intégrées sont k_i et k_j , la conductivité *hydraulique intégrée d'un lien* k_{ij} est construite à partir de la moyenne harmonique pondérée pour les longueurs :

$$k_{ij} = \frac{(L_i + L_j)k_i k_j}{(L_j k_i + L_i k_j)} \quad (2:5)$$

Où L_i et $L_j [m]$ sont les longueurs des deux grands segments constituant le lien complet entre deux fractures (Figure 2.3). Ces longueurs sont prises comme celles de chenaux rectilignes entre les deux centres des disques et le milieu du segment d'intersection.

S'il existe une différence de charge hydraulique entre deux centres des disques $\Delta h_{ij} = h_j - h_i$, le débit $Q_{ij} [m^3 s^{-1}]$ qui passe dans le lien est calculé par :

$$Q_{ij} = k_{ij} \frac{\Delta h_{ij}}{L_{ij}} \quad (2:6)$$

Où $L_{ij} = L_i + L_j$ est la longueur totale d'un lien entre deux disques i et j .

La grandeur de la conductivité hydraulique intégrée pour chaque lien peut traduire la résistance moyenne qui s'oppose à la circulation du fluide entre deux fractures sécantes et représente toutes les propriétés géométriques sur les écoulements à l'échelle de la fracture : rugosité des parois, tortuosité et longueurs réelles des lignes de courant, chenalisation, etc.

Ces conductivités hydrauliques intégrées réparties entre les différents liens du réseau de fractures sont introduites en tant que paramètre spécifique du modèle hydrodynamique et sont déterminées par

calage, en identifiant les propriétés hydrauliques du modèle à celle du milieu réel étudié. Cacas (1989) propose une méthodologie pour ce calage à partir des interprétations d'un ensemble de tests hydrauliques de type essai *Lugeon*. Dans les applications relatives aux projets géothermiques, et plus généralement dans les problèmes de réservoirs seulement accessibles par des forages, ces données n'existent pas. Par contre des données relatives à la distribution des flux le long d'un forage à divers régimes d'injection pourront être utilisées.

2.1.4 - L'écoulement permanent dans un réseau de fractures

Dans le cas d'un régime permanent, l'écoulement est calculé en faisant appel au principe de conservation de masse appliqué aux nœuds du réseau. Si l'on suppose qu'un nœud i est relié à n autres nœuds j , ce principe donne la relation suivante :

$$\sum_{j=1}^n k_{ij} \frac{h_i - h_j}{L_{ij}} = 0 \quad (2:7)$$

où :

- $k_{ij} [m^3 s^{-1}]$ est la conductivité hydraulique intégrée d'un lien ij ,
- $L_{ij} [m]$ est la longueur du lien $ij[m]$,
- h_i et h_j sont des charges hydrauliques caractérisant les nœuds au centre des disques considérés.

2.1.5 - L'écoulement transitoire dans un réseau de fractures

En utilisant les équations d'écoulement transitoire développées par Baker (1991) avec un réseau de fractures simplifié à un réseau de tubes monodimensionnels, Ezzedine (1994) a résolu le problème en régime transitoire.

Considérons un tube rectiligne d'un réseau d'écoulement limité par deux nœuds i et j et de longueur L_{ij} où l'écoulement obéit à la loi de Darcy. Dans ce tube, l'écoulement est caractérisé par une variation spatiale de la conductivité hydraulique intégrée $k_{ij}(x)$ présente dans la section 2.1.4 et par l'emmagasinement spécifique $S_{ij}(x) [m^{-1}]$, où $x [m]$ est la distance de la section par rapport au nœud i mesuré le long du tube. La méthode de résolution consiste à appliquer l'équation de l'écoulement, la transformée de Laplace, puis à inverser le système obtenu grâce à la méthode de

Stechfest (1970). Cette méthode permet de ramener le problème transitoire à un problème permanent dans l'espace des transformées de Laplace, tout en conservant une formulation directe du problème.

Jourde et al. (1998) ont repris la méthode décrite ci-dessus pour modéliser l'écoulement transitoire dans des réseaux de fractures orthogonales au voisinage d'un forage et pour analyser numériquement l'influence de la localisation du puits de pompage sur le rabattement. De façon à obtenir des valeurs de porosité et d'emménagement proches de celles observées dans les roches fracturées, ces auteurs ont proposé un coefficient d'emménagement intégré $S_i [m]$, défini comme le produit de la somme des compressibilités de la fracture et de l'eau par la section du tube. Ce coefficient peut être défini comme le volume d'eau libéré et stocké par unité de longueur de tube, pour une variation de charge égale à une unité. Il permet de s'affranchir de la section, en considérant les éléments comme des objets monodimensionnels. Cette démarche est analogue à celle suivie par Cacas (1989) pour la définition de la conductivité hydraulique intégrée. Ce raisonnement se traduit par la résolution de l'équation du type :

$$\sum_{j=1}^n k_{ij} \frac{h_i - h_j}{L_{ij}} = S_i L_i \frac{\partial h_i}{\partial t} \quad (2:8)$$

où :

- $S_i [m]$ est le coefficient d'emménagement intégré d'une fracture,
- $t[s]$ est le temps.

L'objectif des études pour l'écoulement des fluides en régime transitoire consiste à représenter les essais d'injection des fluides dans un forage unique implanté dans une roche fracturée, en tenant compte d'éventuelles non linéarités dues aux effets mécaniques sur la variation de la perméabilité des fractures et sur le coefficient d'emménagement.

2.1.6 - Hydro-mécanique dans FRACAS

Cette section a pour but d'expliciter le couplage mécanique intervenant dans notre code. Ce dernier intervient explicitement dans deux aspects du code :

- la conductivité et l'emménagement des liens entre chaque fracture qui font explicitement intervenir l'épaisseur des fractures considérées. Cette « épaisseur » dépend de l'état des contraintes en place ainsi que de la pression du fluide au niveau de ces dernières. Ce point a été discuté par Jeong

et al. (2006) à l'aide d'une comparaison entre divers formalismes possibles pour décrire l'effet de la contrainte normale sur la perméabilité d'une fracture élémentaire de FRACAS ;

- un critère de stimulation qui modifie la loi de calcul des deux paramètres précédents. Ce critère apparaît sous la forme d'un critère de *Mohr-Coulomb*.

Le couplage mécanique dans le calcul des conductivités hydrauliques intégrées. Le modèle hydro-mécanique tient compte de la déformation des épontes de la fracture lorsque celles-ci se trouvent soumises à une variation de la contrainte normale effective. Le comportement hydraulique en régime transitoire est non linéaire ; il est résolu en tenant compte du comportement mécanique des fractures. Le couplage entre les modèles hydraulique et mécanique est nécessaire car les contraintes en place dans le massif rocheux ont naturellement tendance à fermer les fractures tandis que l'effet de la pression du fluide est inverse. On verra comment le refroidissement des épontes intervient aussi dans ce couplage.

Dans ce modèle, la forme des chenaux équivalents qui a été retenue est du type « ruban ». L'objectif est de représenter plus physiquement le comportement mécanique de fractures reliant les variations de contraintes à leur déformation (Bruehl, 1990). Cette approche ne considère pas la matrice rocheuse mais seulement le comportement non-linéaire du point de vue hydraulique et mécanique de la fracture. Ce modèle n'a pas pour ambition le cas des fractures mises sous une pression telle que l'on dépasserait le seuil d'ouverture en traction, car il n'y a pas d'interaction mécanique de fracture à fracture à travers la matrice (la déformation des blocs est négligée).

Pour chaque couple (i et j) de disques connectés (Figure 2.4), la longueur l_{ij} qui est définie comme celle de leur segment d'intersection est représentée comme un largeur maximal des deux portions du lien assurant la liaison hydraulique entre les centres de ces deux disques. Les largeurs l_i et l_j par les disques i et j dépendent des contraintes normales effectives supportées. Si par exemple le disque i se trouve en situation de traction, la largeur l_i est considérée comme largeur maximale l_{ij} . Si par contre le disque i supporte une contrainte normale effective, une fraction de la largeur maximale l_{ij} serait prise en compte. Cette discussion sera faite en introduisant le concept du degré de séparation qui sera présenté ultérieurement.

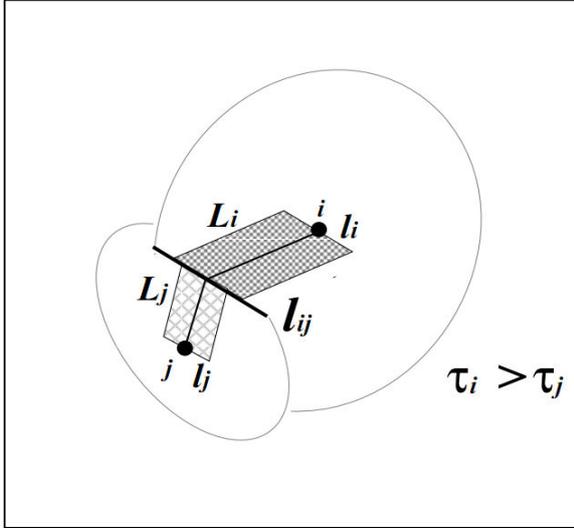


Figure 2.4 : Exemple de deux disques i et j connectés. La largeur des liens est fonction de la longueur du segment d'intersection l_{ij} et du niveau de contrainte normale effective supportée, via les coefficients de degré de séparation τ_i et τ_j (Bruel, 1990).

Les épaisseurs de lien sont distribuées suivant une loi de séparation log-normale qui est communément prise comme référence, suite aux travaux de Snow (1969). Cette distribution des épaisseurs ne peut pas être utilisée comme une donnée mais plutôt comme un paramètre dérivé. Dans notre modèle, la valeur d'épaisseur maximale (e_0) qui est affectée à chaque disque, correspond au régime hydromécanique de contrainte normale effective nulle (i.e. la fracture n'a plus de point de contact) et permet de définir la conductivité hydraulique intégrée de référence (k_0) :

$$k_0 = \frac{g e_0^3 l}{12\nu}$$

où :

- g [ms^{-2}] est l'accélération de la pesanteur,
- ν [m^2s^{-1}] est la viscosité cinématique du fluide.

La conductivité hydraulique intégrée (\tilde{k}) pour un régime donné de contrainte normale effective sera obtenue à partir de k_0 selon $\tilde{k} = f \times k_0$, f étant un facteur ($0 < f < 1$) construit selon la discussion suivante. Ce facteur f dépend du **degré de séparation** τ . Le facteur (τ) représente le taux de surface effective d'écoulement, c'est-à-dire les espaces vides par unité de surface (Gentier, 1986). Ce paramètre est considéré comme une fonction de la contrainte normale (σ_n) et la pression du fluide (ψ). Cette fonction (Bruel et Ezzedine, 1993 ; Jeong et al., 2006) est représentée de façon exponentielle, variant entre une valeur minimum égale à l'unité et peut être exprimée par :

$$\tau = \tau_0 + (1 - \tau_0) e^{-(s(\sigma_n - \psi))^r} = \tau_0 + (1 - \tau_0) e^{-(s\sigma_n)^r} \quad (2:9)$$

où :

- $\zeta [MPa^{-1}]$ est une constante empirique,
- r est un facteur de forme empirique et adimensionnel $r \geq 0$,
- $\sigma'_n [MPa^{-1}]$ est la contrainte normale effective.

Cette expression n'est pas valable pour la pression du fluide (ψ) supérieure à la contrainte normale (σ_n). Pour un disque donné, la contrainte normale est tirée de la connaissance de l'orientation de la normale \vec{n} par rapport au plan de la fracture et du champ de contraintes mesuré sur le terrain. Le facteur f , qui reflète les effets de la tortuosité et les connexions faibles entre les espaces vides sous des contraintes normales effectives (Walsh, 1981 ; Zimmerman et Bovardson, 1996), est ici une fonction du degré de séparation (τ), selon la formulation empirique discutée par (Jeong et al., 2006) :

$$f(\tau) = f_0 + (1 - f_0)e^{-P(1-\tau)^q} \quad (2:10)$$

qui permet plusieurs comportements avec un nombre limité de paramètres (par exemple, $P > 0$ et $a > 0$), ayant des valeurs positives de $f(\tau)$ pour $\tau \in [0,1]$. Suivant cette formulation, on peut déduire du point de vue hydraulique que l'élément de fracture de largeur l se comporte sous contrainte normale effective, comme un chenal de même épaisseur e_0 , mais de largeur réduite $f(\tau) \times l$ (Figure 2.5).

Une conséquence du changement morphologique des épontes de la fracture due à la variation du champ de pression du fluide est la variation du volume accessible au fluide. Il en résulte une variation du coefficient d'emménagement (S) de chaque fracture. Ce coefficient est calculé comme le rapport entre le changement des espaces vides par unité de variation de la contrainte normale effective :

$$S = \frac{d\tau}{d\sigma'_n} = (\tau_0 - l) S e^{(-\zeta \sigma'_n)} \quad (2:11)$$

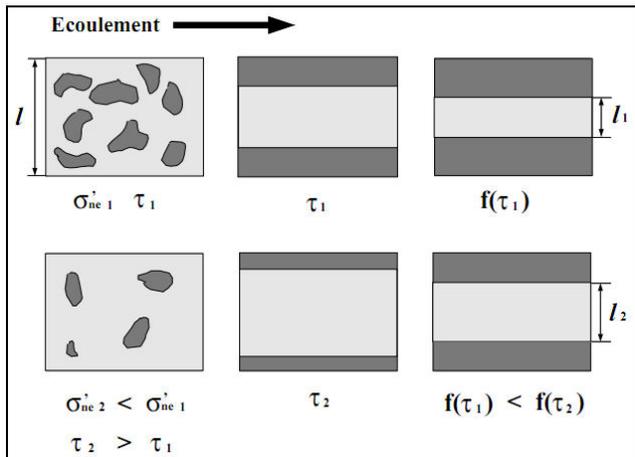


Figure 2.5 : Pour deux niveaux de contraintes normale effective σ_n^1 et σ_n^2 on construit les largeurs l_1 et l_2 des chenaux hydrauliquement équivalents (Jeong et al., 2006)

La stimulation des fractures : en supposant que la matrice rocheuse est d'extension infinie, homogène, isotrope, élastique et linéaire, Bruel (1990) a développé un modèle hydromécanique aux éléments discontinus. Les fractures sont considérées comme des discontinuités bidimensionnelles dans un milieu élastique dans lesquelles la pression du fluide s'applique et les déplacements, relativement petits entre deux épontes, ont lieu lorsque la contrainte de cisaillement dépasse la résistance de cisaillement selon le critère de Mohr-Coulomb pour la rupture des fractures (Figure 1.13, Chap. 1) ou bien lorsque la pression du fluide dépasse le niveau de contrainte normale en place et l'on passe alors du mode de compression au mode de traction. La distribution de petits déplacements affectés au centre de chacune des facettes planes, constituant une limite dans des discontinuités, est calculée par la méthode de discontinuités de déplacements (Crouch, 1976), de façon à respecter, sur chaque facette, le niveau des contraintes dans les trois dimensions de l'espace. Cette méthode a été appliquée avec succès à la modélisation de tests hydrauliques dans une ou plusieurs fractures recoupées par un forage, dans le but d'expliquer certains comportements hydrauliques lors de la mise en pression d'un réservoir (Bruel et Jeong, 2001). D'autres codes basés sur le même principe existent également ; par exemple dans le cadre d'une étude de faisabilité du stockage souterrain de déchets radioactifs dans des massifs rocheux fracturés, Vahida (2000) a développé un code bidimensionnel, appelé CRABE, aussi basé sur la méthode des éléments frontières. Cette approche numérique permet le calcul élastique ou thermo-élastique du comportement de milieux fracturés évoluant sous l'influence de contraintes thermo-mécaniques dues à des ouvrages de stockage. Sur la thématique des EGS, la technique des éléments frontières est également reprise par Ghassemi et Zhang (2004) pour les problèmes de thermomécaniques, et de propagation de fractures, mais toujours sur des réseaux de faible extension.

Plus précisément, le tenseur local des contraintes est projeté sur chaque fracture afin d'obtenir ses composantes normales majeure et mineure ainsi que le cisaillement au niveau de la fracture. Ce

procédé basique de mécanique des roches ne sera pas exposé plus avant dans cette étude. Remarquons que les ouvertures des éventuelles stimulations des fractures nécessitent plusieurs paramètres tels que :

- la connaissance précise du tenseur des contraintes en place en tout point du domaine étudié, ainsi que son orientation ;
- le paramétrage de lois de comportement décrivant l'ouverture des fractures en fonction de la contrainte en place ainsi que la pression du fluide, que la fracture soit stimulée ou non ;
- le choix d'un angle de frottement et d'une cohésion pour chaque fracture, afin de pouvoir décrire le critère de Mohr-Coulomb.

2.2 - Le modèle de transport et d'échange de chaleur

Cette partie de notre travail consiste à décrire les apports nouveaux au code de calcul FRACAS, basé sur une description discrète en trois dimensions d'une masse rocheuse fracturée en tenant compte des différents processus thermiques couplés. La première version « thermique » de ce code décrite dans le paragraphe 2.1 montre les hypothèses initiales du transport de chaleur qui est convectif le long des fractures et conductif perpendiculairement, dans des blocs de roches locaux associés aux fractures mais indépendants les uns des autres (Bruel, 2002).

Notre but est maintenant de faire en sorte qu'il y ait des échanges thermiques entre les blocs, en introduisant une *approche à double milieu poreux discret*, que nous décrivons à partir du § 2.2.2. Cette nouvelle approche permettra de mieux simuler le refroidissement du réservoir dû à l'injection de fluide à long terme, et va donc donner le moyen de simuler les nouveaux mécanismes de ruptures dus au refroidissement de la roche. Nous décrivons dans le § 2.3.3 cette partie mécanique.

2.2.1 - Spécificités du modèle initial

La première spécificité du présent modèle introduit par Bruel (1990) est qu'il se veut applicable à une échelle d'étude inférieure à celle du volume élémentaire représentatif, qui en général ne peut être définie dans les massifs profonds et faillés visés par la technologie EGS. Bénéficiant de la résolution du problème hydraulique précédemment décrite, il permet en particulier de tenir compte de l'aspect non régulier du réseau de fractures et de la disparité des vitesses d'écoulement du fluide. Chaque disque, élément de surface du modèle tel que précédemment défini, est considéré comme un échangeur thermique élémentaire caractérisé par sa surface d'échange thermique et par son propre volume de roche réservoir de chaleur. La forme de chacun des blocs sera dictée par la géométrie locale du réseau. En revanche il n'y aura pas de calcul d'influence de bloc à bloc. Cette approche est tout à fait voisine

de la méthode d'agrégation défendue par Dershowitz et Miller (1995) pour le calcul hydraulique avec prise en compte de la matrice poreuse perméable dans la suite logicielle FracMAN® (Figure 2.6a), et qui consiste à attribuer à chaque fracture une portion du volume rocheux, selon un critère géométrique, et à traiter les flux échangés entre la fracture et ce bloc en une dimension. L'inconvénient de cette approche d'agrégation est que le modèle, même s'il présente une double porosité, n'est en fait qu'un modèle à simple perméabilité, puisque les blocs sont indépendants et n'autorisent pas les transferts de masse au travers de la matrice. Ce défaut se retrouve dans l'approche thermique initiale.

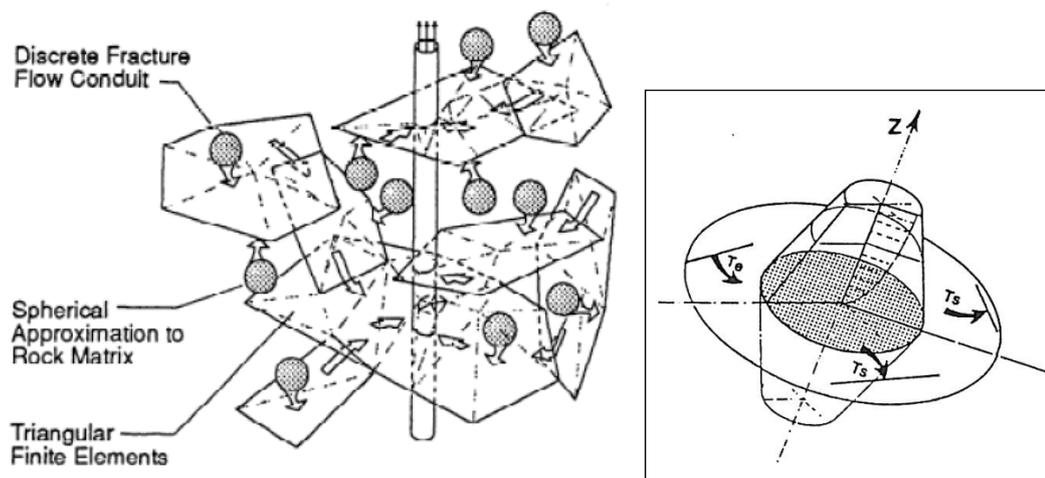


Figure 2.6 : (à gauche) Méthode d'agrégation, d'après Dershowitz et Miller (1995) - (à droite) : Approximation du bloc adjacent à un disque dans FRACAS, par un tronc de cône (d'après Bruel, 1990)

Pour des durées relativement courtes de l'ordre de quelques jours à quelques mois et en raison de la petitesse du coefficient de diffusivité thermique des roches $\approx 10^{-6} m^2 s^{-1}$, la zone d'influence d'un disque élémentaire est au plus de quelques mètres. Le volume de roche associé à chaque échangeur élémentaire peut simplement être un cylindre dont le fond constitue une limite à flux de chaleur nul et dont le diamètre est donné par la surface d'échange. L'épaisseur de ce bloc est calculée de telle sorte que le volume (et donc la capacité thermique) de l'ensemble du massif rocheux étudié soit respecté, les volumes élémentaires étant thermiquement indépendants.

La Figure 2.6b expose cette représentation. Mais il est clair que si le processus de conduction de chaleur perpendiculairement au plan de la fracture doit se développer sur des périodes plus longues, la condition de flux nul au bout devient trop contraignante. Les réservoirs locaux de chaleur vont s'épuiser, sans pouvoir être réalimentés par un processus conductif à plus grande échelle. Roubinet, (2010) a proposé pour l'hydraulique une approche de double milieu discret plus exacte, qui ne

nécessite pas d'homogénéisation du réseau de fractures en un milieu continu hétérogène. Nous nous inspirerons de cette approche pour la résolution de notre problème thermique.

2.2.2 - Description de l'approche « double milieu discret » pour les transferts de chaleur

Le principe retenu est que la perturbation de chaleur se propage avec le fluide par convection dans le plan des fractures et par conduction dans la matrice. Localement, la conduction est de plus supposée monodimensionnelle et perpendiculaire au plan de la fracture. Cette perturbation thermique se propage ensuite jusqu'à une certaine distance où une condition de température est imposée. Cette température est également une inconnue du problème. Elle résultera d'un calcul de conduction thermique à grande échelle dans un milieu continu équivalent pour lequel un terme source volumique discrétisé est calculé, équivalent au bilan des prélèvements effectués par le fluide le long des parois d'échange. Les débits locaux entrant et sortant de chaque disque sont supposés obtenus par le module hydraulique. Les paragraphes qui suivent décrivent les processus dans chaque compartiment du modèle thermique. Le calcul doit rester numériquement admissible puisque des itérations et des calculs sur de longues périodes de temps sont prévus. Une illustration du système de maillage double milieu discret est donnée en fin de paragraphe 2.2, par la Figure 2.7.

Nous introduisons les variables température du fluide, température de la matrice locale et température du milieu continu global. Dans la formulation mathématique, les indices f et m se rapportent respectivement au fluide et à la matrice. θ_f et θ_m sont donc les températures locales pour le fluide et la matrice dans le bloc local entourant la fracture. T_m est la température continue à l'échelle du réservoir. Les conductivités thermiques sont notées λ ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) les capacités calorifiques γ ($\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) et les masses volumiques ρ (Kgm^{-3}).

2.2.2.1 - Définition d'une unité de calcul pour le milieu continu conductif à grande échelle

Le modèle de réservoir est du point de vue de la thermique un réseau des disques aléatoires dans l'espace, conduisant les flux et la chaleur, imbriqué dans une matrice imperméable qui autorise les transferts de chaleur par conduction. On définira un maillage régulier de cette matrice, par exemple un réseau de cellules cubiques, chaque cellule contenant ou ne contenant pas des éléments « discrets » du réseau de fractures. On construit donc une table qui renseigne dans chaque cellule, le nombre de centre de disques qu'elle contient, ce qui permettra de calculer ensuite par exemple un index de fracturation en m^2/m^3 variable d'une cellule à l'autre.

2.2.2.2 - Phénomène convectif dans la fracture et condition de la paroi

L'emmagasinement de chaleur dans le volume de fluide occupant la fracture est négligé de sorte que les échanges convectifs se résument à de simples bilans de quantité de chaleur entre les disques connectés en amont et ceux situés en aval de l'écoulement, qui doivent s'équilibrer avec le flux de chaleur à la paroi ϕ . L'équation classique de transport de chaleur se résume à :

$$\text{div}(\rho_f \gamma_f q \theta_f) = \phi \quad (2:12)$$

$q(m^2s^{-1})$ désignant le flux après intégration sur l'épaisseur de la fracture, par mètre de largeur, pour rester cohérent avec le concept de flux en chenaux dans FRACAS. Le flux $\phi(Wm^{-2})$ en provenance du bloc adjacent est calculé ci-après. On supposera la continuité de la température du fluide /roche à la paroi.

2.2.2.3 - Phénomène conductif dans la matrice autour d'une fracture isolée

Le transfert de chaleur dans le bloc adjacent à une fracture est conductif selon une dimension, perpendiculairement à cette fracture. L'équation de la chaleur est la suivante :

$$\lambda_m \text{div}(\text{grad} \theta_m) = \rho_m \gamma_m \frac{\partial \theta_m}{\partial t} \quad (2:13)$$

A la paroi, le flux conductif dans la direction y est proportionnel au gradient de température selon l'expression suivante :

$$\phi = \lambda_m \left(\frac{\partial \theta_m}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2:14)$$

Dans l'écriture du bilan pour chaque disque, le flux sera compté deux fois pour tenir compte des effets des transferts aux deux faces de la fracture.

La condition appliquée à la seconde extrémité $y = l$ de chaque bloc adjacent à chaque disque est de type « valeur imposée ». Cette valeur imposée est une inconnue supplémentaire issue du calcul conductif de conservation de la chaleur à l'échelle globale.

$$\theta_m (y = l) = T_m \quad (2:15)$$

2.2.2.4 - Phénomène conductif à l'échelle globale dans le milieu « matrice continue »

Pour traiter le comportement thermique du milieu fracturé à grande échelle, l'équation de conservation de l'énergie est écrite, selon une équation de diffusion de chaleur classique et sera traitée par un formalisme de type « volumes finis ».

Le réservoir à grande échelle étant divisé en cellules régulières de type « cubes », chacune de ces cellules cubiques, de taille caractéristique a , contient un ensemble de fractures qui ont été identifiées et à partir desquelles va être calculé un terme source volumique $r(m^{-3})$. L'idée de base proposée dans cette section est que la chaleur extraite à un moment donné d'un sous-volume contenant un certain nombre de fractures, connectées ou non à cette échelle, par un fluide forcé à circuler le long de ces fractures, peut être approchée par un terme de densité équivalente, source ou puits selon le signe du bilan calculé de l'énergie extraite.

$$\lambda_m \operatorname{div}(\operatorname{grad} T_m) = \rho_m \gamma_m \frac{\partial T_m}{\partial t} + r_m \quad (2:16)$$

2.2.2.5 - Fonction de transfert et couplage fracture-matrice

Le taux d'échange de chaleur entre le réseau de fractures et la matrice continue est exprimée grâce à un terme de source (ou de puits) r_m [W.m^{-3}], calculée au temps t à partir des variations dans le profil en dt de la température θ_{im} de l'ensemble des fractures i contenues dans chacune de ces cellules cubiques, comme suggéré dans Zhang et Parker (2010) pour la modélisation des transferts thermiques pour l'extraction de l'huile de schiste. Ce terme est facile à assembler dans notre cas. L'expression du terme source pour le transfert de chaleur entre la cellule courante de matrice équivalente et la surface d'échange des fractures i de cette cellule est la suivante :

$$r_m = \frac{1}{a^3} \sum_i A_i l_i \rho_m \gamma_m \langle \Delta \theta_{im} \rangle \quad (2:17)$$

Où le symbole $\langle \rangle$ signifie une moyenne de la variation de température de la matrice sur les régions cylindriques locales attachées aux disques i , pendant la période de temps dt .

La carte des températures T_m est initialement fixée à partir de la connaissance du gradient géothermique et d'une mesure à une profondeur donnée. Les valeurs obtenues au cours du temps au centre de chacune des cellules cubiques sont utilisées comme condition à la limite dans l'équation (2:14), écrite pour chaque disque.

Le profil de température détaillée à la paroi locale θ_m permet des approximations plus précises de l'évolution de la température à des échelles de temps courtes (i.e. allant des mois à des années) ou lors des situations transitoires rapides, permettant ainsi une description des effets de traction thermique (Bruehl, 2002). Le modèle coïncide ainsi avec la version initiale. La continuité de θ_m et T_m assure une meilleure capacité de prédiction à long terme de l'approche numérique. En ce sens, ce coefficient de transfert est dépendant du temps, et tient compte explicitement du taux de surface d'échange par unité de volume, qui varie dans l'espace à l'échelle du milieu continu.

Remarque : Il s'agit d'une manière de coupler des deux variables θ_f et T_m qui diffère a priori de celle utilisée par convention dans les approches à doubles milieux, où chaque milieu est en fait une représentation homogénéisée de la réalité. Dans l'approche classique, issue de Barenblatt et al. (1960), le terme d'échange est donné à l'échelle du bloc rendu homogène par une fonction linéaire de la différence des températures équivalent des deux milieux (transfert de premier ordre) $\kappa = (\theta_f - T_m)$ où le coefficient κ est un coefficient de transfert spécifique de la chaleur du solide à la fracture. κ peut être calculé à partir des propriétés fondamentales de la matrice rocheuse fracturée. Il est défini comme le produit de la surface spécifique [m^2/m^3] matrice-fracture avec le coefficient de transfert de fluide h [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$] de la matrice vers la fracture.

Dans notre approche, nous n'avons pas à faire face à la difficulté de définir un coefficient κ équivalent, car les calculs sont effectués à l'échelle locale, et plus tard agrégés à travers le calcul du terme source volumique r . Cependant, la forme de notre terme source, comme somme de produits d'écart moyen de température et de surface d'échange, puis normée par le volume total est très comparable. Il s'agit en fait d'une prise de moyenne où les surfaces d'échange A_i sont pondérées par des écarts de températures eux-mêmes dépendants des valeurs des débits, éventuellement variables au cours du temps, faisant circuler l'énergie. Ce point est important car dans la suite, le couplage *écoulement-température-mécanique-rupture* est appelé à modifier les propriétés hydrauliques des chemins d'écoulements et donc à modifier le calcul des transferts thermiques au sein d'un réservoir.

2.2.2.6 - Discrétisation des équations et schéma numérique de résolution

La résolution de l'ensemble des équations présentées ci-dessus est faite suivant le principe des volumes finis :

- Les équations locales relatives au bilan d'énergie entre un disque et son volume local adjacent sont résolues séquentiellement sur chaque disque à chaque pas de temps, avec un pas de temps donné.

- Les équations pour le calcul à l'échelle du réservoir sont résolues suivant un schéma implicite, après discrétisation sur le réseau régulier des centres des cellules « cubes », avec un pas de temps multiple du pas de temps précédent.

Formes discrétisées à l'échelle locale :

L'équation (2:12) est associée à (2:14) selon (2:18). On calcule le profil de température dans la matrice à l'instant $t + dt$ à partir de ce même profil, des températures et débits entrants supposés connus à l'instant t :

$$q\rho_f\gamma_f[\theta_f(t) - \theta_f(t + dt)]dt = 2A\lambda_m \frac{\theta_m^1(t + dt) - \theta_m^0(t + dt)}{y_1 - y_0} \quad (2:18)$$

avec :

- γ_f est la capacité calorifique volumique du fluide ($Jm^{-3}K^{-1}$)

- γ_m est la capacité calorifique volumique de la matrice rocheuse ($Jm^{-3}K^{-1}$)

Dans l'équation (2:18), la valeur $\theta_f(t + dt)$ est appelée température de sortie du disque courant et sera affectée au pas de temps suivant comme température d'entrée des éléments connectés en aval. La valeur $\theta_f(t)$ est la température d'entrée du fluide dans le disque courant, et est une moyenne des températures amont, pondérée par les débits entrants. La continuité à la paroi est assurée en écrivant $\theta_f(t + dt) = \theta_m^0(t + dt)$ dans (2:18).

La température du fluide injecté par un forage dans le système fracturé est imposée par le modélisateur, par exemple par une valeur de température fixée sur une suite de disques connectés à ce forage.

L'équation (2:13) est discrétisée à l'instant t en 1D sur une suite de nœuds y_i , distribués selon une progression géométrique de raison $dy = y_1 - y_0$ entre $y = 0$ et $y = l_i$, l_i étant la taille du sous volume affecté au disque i . La forme discrétisée à l'instant $t + dt$ sur un nœud courant j est la suivante (2:19) :

$$\left(\frac{2}{dy_{j-1}(dy_{j-1} + dy_j)}\right)\theta_m^{j-1} + \left(\frac{-2}{dy_{j-1}dy_j}\right)\theta_m^j + \left(\frac{2}{dy_j(dy_{j-1} + dy_j)}\right)\theta_m^{j+1} = \frac{\rho_m\gamma_m}{\lambda_m} \cdot \frac{\theta_m^j - \theta_m^j(t)}{dt} \quad (2:19)$$

La condition initiale sur θ_m est obtenue à partir de la connaissance du profil de température initial sur le site d'étude. La condition imposée (2:15) est appliquée au dernier nœud y_j de la discrétisation 1D. Les équations discrétisées (2:18) et (2:19) sont assemblées dans un système matriciel de type 3-

diagonal très rapidement inversé qui fournit le profil de température et la température du fluide à la paroi à l'instant $t + dt$.

Discrétisation du problème continu à l'échelle globale :

La discrétisation de (2:16) sur un nœud courant (i, j, k) sur une grille régulière 3D au pas de a s'écrit au temps $t + dt$ sous la forme (2:20), avec le terme source explicite calculé à t selon la sommation définie en (2:17). Des conditions initiales sont obtenues à partir de la connaissance des profils de température en place. Des conditions aux limites sur les contours latéraux sont de type flux nuls, tandis qu'aux faces inférieure et supérieure du bloc, on maintient une température constante, égale à la valeur initiale.

$$\frac{1}{a^2} \left(T^{i-1,j,k} + T^{i+1,j,k} + T^{i,j-1,k} + T^{i,j+1,k} + T^{i,j,k-1} + T^{i,j,k+1} - 6T^{ijk} \right) = \frac{\rho_m \gamma_m}{\lambda_m} \cdot \frac{T_m^{i,j,k} - T_m^{i,j,k}(t)}{dt} + r^{i,j,k}(t) \quad (2:20)$$

La résolution d'un tel système linéaire est ordinaire mais est effectuée avec une fréquence inférieure, ce qui est rendu possible car les processus diffusifs à l'échelle des blocs sont plus lents. En pratique on pourra utiliser des pas de temps de l'ordre d'une heure à un jour, pour le calcul local, et des pas de temps en jours ou même en semaines pour le calcul global.

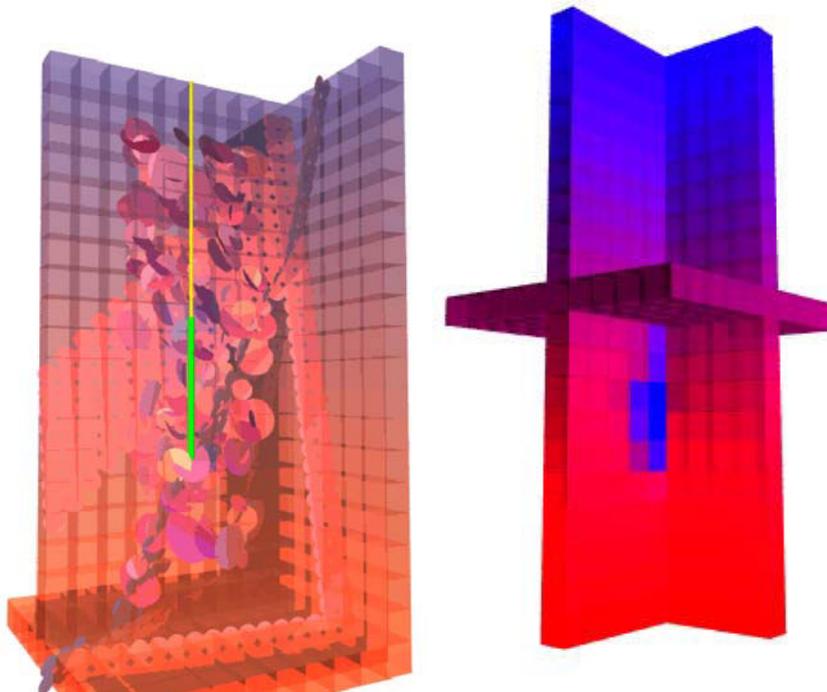


Figure 2.7 : Vues en écorché d'un réservoir comportant un réseau de fractures et une fracture majeure et exemple de découpage en blocs cubiques de la matrice pour le calcul à long terme du refroidissement dû à une injection en forage (le long du segment vert).

2.2.3 – Calcul de la contrainte thermique

2.2.3.1 - Le modèle de calcul local

Le refroidissement dû à l'injection et à la circulation forcée de l'eau à long terme, pendant plusieurs années, est susceptible d'entraîner une amélioration de la perméabilité mais aussi d'accentuer le risque de perte en fluide du réservoir (leak-off) si l'on travaille sur un système en doublet foré dans un système géologique ouvert par exemple. Le code FRACAS est donc maintenant en mesure d'évaluer en tout disque représentant une fracture un ordre de grandeur de refroidissement au cours du temps et donc un ordre de grandeur de la contrainte thermique de traction, calculée par la formule (2.21). Cette relation dépend fortement du coefficient de restriction K_r , en plus de la variation de la température. Des tests de sensibilité sur le rôle de ce coefficient K_r seront présentés.

$$\sigma_T = K_r E \alpha \Delta T \quad (2.21)$$

Dans cette équation, K_r est le coefficient de restriction plus petit que 1, traduisant le fait que le milieu n'est pas complètement bloqué et accommode une partie de la déformation du fait de la présence de nombreuses autres petites fractures impossibles à décrire, E module d'Young, α coefficient de dilation linéaire et ΔT la variation de la température de refroidissement moyenne dans le système autour de chaque fracture considérée par FRACAS.

2.2.3.2 - Le couplage avec la loi de perméabilité et le critère de rupture

Nous nous basons sur le fait que dans le cadre de la poro-élasticité et thermo-élasticité, le rôle de l'expansion ou de la contraction thermique et l'expansion ou la contraction due à une variation de pression de pore se traduisent par le même effet sur les relations contrainte/déformation d'un massif élastique linéaire, la correspondance étant établie en remplaçant le terme en pression $c_b(1 - \beta)P$ par le terme en température $3\alpha T$ (Geertsma, 1966), avec c_b la compressibilité apparente de la masse rocheuse et β le rapport de la compressibilité de la roche à celle de la matrice équivalente c_p/c_b .

Pour notre configuration mono-dimensionnelle au droit de chaque fracture, nous calculerons donc la contrainte normale effective en additionnant les impacts des deux facteurs, pression et température. Il s'en suit que tout ce qui dépend de la contrainte normale effective dans la version courante du code FRACAS sera influencé par l'histoire du chargement thermique. En intégrant la contrainte thermique dans le calcul du critère de Coulomb pour la stabilité en cisaillement, des ruptures supplémentaires peuvent donc être simulées.

2.2.4 - Mise à jour de la modélisation de la stimulation hydraulique et des processus de friction

2.2.4.1 - Le principe de la rupture en cisaillement

La rupture par cisaillements se produit le long d'une zone finie dans des fractures préexistantes dans un bloc de roche 3D sous contrainte naturelle, lorsque la résultante de cisaillement supportée est supérieure à la résistance de frottement. Le critère de rupture de Coulomb donne une expression simple de la résistance au cisaillement qui dépend de deux paramètres : la cohésion de la fracture S_0 et du coefficient de frottement statique μ_s (Jaeger et Cook, 1979).

Pour une fracture d'une quelconque orientation dans un régime de contrainte donnée, soumise à une pression de fluide P , on peut calculer la composante normale effective notée $\sigma'_n = \sigma_n - P$ et la composante tangentielle supportée τ . Il existe une pression P_c de seuil au-delà de laquelle la pression de fluide peut provoquer une rupture et ensuite un glissement. Ce processus est aussi connu sous le nom de « stick-slip », la fracture passant de l'état « stick » à l'état « slip » lorsque la condition de glissement est atteinte. Cette pression peut être calculée comme suit:

$$P_c = \sigma_n - \frac{\tau - S_0}{\mu_s} \quad (2:22)$$

Où τ est le cisaillement sur une fracture et σ_n est la contrainte normale.

Dans la formulation qui est dans le code FRACAS, la cohésion S_0 est spatialement distribuée, et annulée en cas de rupture lorsque la pression de fluide calculée atteint la valeur de seuil. Une fracture ayant subi une rupture en cisaillement est dite « stimulée ». Lors d'une injection de fluide, la pression se propage dans des régions des fractures non stimulées, causant par la suite de nouvelles ruptures et de nouveaux glissements, et ce processus semble se mettre en accord avec les propriétés de diffusivité hydraulique du massif associées à un critère de criticalité, ce qui a permis de développer une méthode de caractérisation des réservoirs (Seismicity Based Reservoir Characterization - SBRC) (Shapiro and al., 1999).

McClure et Horne (2011) se réfèrent au processus de stimulation hydraulique tel qu'il vient d'être décrit comme un mécanisme « Diffusion Contrôlée » (DC), mais qui est fondamentalement différent d'un autre mécanisme dit de « Stimulation Séquentielle » (SS) où la diffusion de pression est en retard sur la croissance du réseau de fractures. Le comportement (SS) ne se produira que dans un modèle où l'interaction des contraintes entre les éléments est incluse et la friction est autorisée à s'affaiblir. Deux façons différentes peuvent être envisagées pour tenir compte de l'affaiblissement du coefficient de frottement dans les modèles numériques consacrés aux études EGS :

- soit une approche dynamique (Segall, 2010) où il existe en permanence une vitesse de glissement en général très faible et qui augmente en cas de rupture et une variable d'état qui donne le temps moyen de contact des aspérités en regard le long d'une faille, c'est l'approche qui est la plus connue dans le domaine de la sismologie pour l'analyse des tremblements de terre,
- soit une approximation simplifiée de type statique/dynamique (McClure et Horne, 2011).

Seule cette seconde approche pourra être gérée numériquement dans le cadre des réseaux stochastiques comme FRACAS. Nous précisons ci-après comment nous tenons compte de cette évolution.

2.2.4.2 - Le modèle de rupture dans le code FRACAS

Lorsque la pression de fluide, définie dans la relation (2:22), est atteinte en un disque donné du modèle, un coefficient de friction dynamique $\mu_d < \mu_s$ est utilisé pour calculer une chute de contrainte de cisaillement $\Delta\tau$, proportionnelle à la contrainte normale effective résolue, selon la relation (2:23). Avec cette formulation, les chutes des contraintes ne sont pas dépendantes de l'échelle de la fracture, et restent modérées, de l'ordre de quelques MPa dans les situations classiques des dispositifs EGS.

$$\Delta\tau = (\mu_s - \mu_d)(\sigma_n - P_c) + S_0 \quad (2:23)$$

Le déplacement relatif correspondant au relâchement $\Delta\tau$ de la contrainte est calculé selon la théorie standard de la déformation dans un corps élastique infini, déjà introduite dans la modélisation des systèmes géothermiques EGS dans des réseaux de fractures aléatoires par (Willis-Richards et al., 1996) et déjà mis en œuvre dans FRACAS (Bruehl, 2007). A partir de la connaissance de l'aire d'une surface de rupture et d'un déplacement le long de cette surface, un moment sismique peut être attribué à cette rupture locale.

Nous considérons, à chaque pas de temps de calcul, l'ensemble des disques cisailés. Les disques voisins extraits d'un même support (issus de la subdivision d'une portion de plan ou d'un disque de plus grand rayon) sont regroupés en « patches ». Nous calculons l'aire de chaque « patch » et en déduisons un rayon équivalent $R_{rupture}$ avec la relation (2:24). Le glissement moyen Δu varie linéairement avec la chute de la contrainte qui s'est produite (Willis-Richards et al., 1996) selon la relation (2:25) :

$$R_{rupture} = \sqrt{S_{patch} / \pi} \quad (2:24)$$

$$\Delta u = \frac{16}{7\pi} \frac{\Delta \tau}{G} R_{rupture} \quad (2:25)$$

Le moment sismique pour le « patch » est ensuite calculé par la relation (2:26). Nous le comparerons aux moments sismiques obtenus lors des campagnes d'écoute sur le terrain. G désigne le module de cisaillement lié au coefficient de Poisson et module de Young par $G = E/2(1 + \nu)$.

$$M_0 = GS_{patch} \Delta u \quad (2:26)$$

Remarquons que les moments sismiques sont proportionnels à la chute de contrainte et au cube d'une dimension caractéristique. Cette approche simplifiée ne tient pas compte de la possibilité de mouvements asismiques, traduisant des déformations plus lentes et des endommagements plus diffus.

D'après Schoenball et al. (2012), les résultats obtenus au site de Soultz-sous-Forêts montrent que la théorie dynamique n'est pas nécessaire pour reproduire l'enchaînement des micro-séismes observés et que les transferts de contrainte statiques, les déplacements lors d'une rupture à un certain point du réservoir, créant des contraintes supplémentaires à tous les autres endroits, suffisent à expliquer les observations. Ces auteurs montrent aussi que ces effets diminuent très rapidement avec la distance et la plupart du temps s'annulent, sauf éventuellement dans le cas de points voisins appartenant à une même surface de rupture. En effet, ces auteurs utilisent la base de données constituée à plus de 700 événements sismiques interprétés, avec une magnitude M_w allant jusqu'à 2, et ont constaté que l'impact de contraintes cumulées à chaque nouvel hypocentre suit une distribution gaussienne, avec une moyenne de 0 MPa et 95 % des événements avec un changement des contraintes induites allant de -0,5 à 0,5 MPa. Pour une perturbation positive des contraintes, un point considéré est entraîné vers la rupture alors que pour une perturbation négative, la rupture est entravée. Ils concluent que le principal mécanisme conduisant à la rupture pour le cas de Soultz reste l'augmentation de la pression du fluide, donc est de type « Diffusion Contrôlée ».

Nous retiendrons pour notre outil de modélisation que le modèle proposé « stick-slip » est approprié, et que l'effet de transfert de contrainte en milieu élastique lors du cisaillement d'un « patch » peut être correctement approché par une méthode simple telle que celle proposée par Baish et al. (2010). Cette méthode dite « block spring model » consiste à reporter pour le pas de calcul suivant sur les cellules voisines d'une cellule cisailée une fraction de la chute de contrainte obtenue dans la cellule en rupture. Dans Baish et al. (2010) la chute de contrainte est fixée constante dans l'espace et dans le temps, par exemple à 1 MPa, et 5% à 25% de cette quantité sont reportés aux huit cellules voisines dans le maillage utilisé (Figure 2.8). Les cellules ainsi affectées peuvent alors se trouver dans un état plus proche de l'instabilité lors d'un calcul à un pas de temps ultérieur.

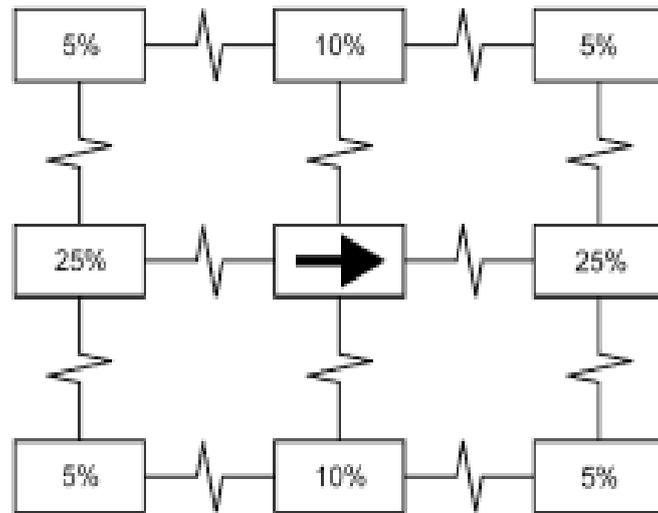


Figure 2.8 : Schéma de redistribution de la chute de contrainte autour d'une portion d'un plan de faille ayant subi un glissement selon Baisch et al. (2010)

2.2.4.3 - Introduction de la composante thermique et rôle potentiel dans le mécanisme de rupture

Après la rupture et le glissement, la fracture est supposée reprendre ses paramètres de friction et de résistance initiaux (état stick). Par conséquent, une fracture qui a connu un mouvement de cisaillement avec la chute de contrainte de frottement statique / dynamique n'est plus en phase critique à l'égard de la relation (2:22), à moins que la pression du fluide augmente à nouveau à un certain niveau ou que l'état de contrainte soit modifié pour d'autres raisons.

Lors de l'examen des effets potentiels de la température dans le module mécanique de la rupture dans FRACAS, on a précisé que les contraintes thermiques locales, dérivées des évolutions des profils temporels θ_m , peuvent modifier le régime de contrainte normale local. On remplacera donc la composante de contrainte normale effective $\sigma' = \sigma_n - P$ dans l'équation (2:23) par l'expression :

$$\sigma' = \sigma_n - P - \Delta\sigma_{th} \quad (2:27)$$

Il devient donc possible de déclencher des nouvelles séquences de ruptures et d'induire de nouveaux signaux sismiques. Ces séismes peuvent donc se produire plus ou moins tôt suivant la vitesse avec laquelle les écoulements et les transferts thermiques accumulent les efforts de traction. À pression constante, la variation de contrainte thermique qui serait nécessaire pour réactiver une fracture pré-cisillée et ayant subi une chute de contrainte cisillante $\Delta\tau$, serait $\Delta\tau_h = \Delta\tau / \mu_s$; ou, dans le cas où

la cohésion ne serait pas nulle, $\Delta\tau_h = (\Delta\tau - s_0) / \mu_s$. On peut même envisager que le critère de rupture soit à nouveau atteint en un point en raison du cumul des effets d'une augmentation de pression fluide et d'un début d'effet de traction thermique, chacun des effets ne suffisant pas à lui seul à atteindre le critère.

Il est intéressant de noter que l'ordre de grandeur dont nous parlons pour la variation de contrainte thermique est de quelques MPa, qui peuvent être facilement induits par des processus thermiques durant les années de mise en circulation des fluides prévues dans la plupart des sites. On notera aussi que la nature non uniforme des écoulements risque de favoriser le refroidissement le long des chenaux les plus actifs au sens hydraulique, lesquels deviendraient plus sensibles aux impacts thermo-mécaniques induits.

2.3 - Premiers tests de vérification du code actuel incluant les développements du module thermique

Ce code, qui existe maintenant, doit être vérifié et validé par des exemples simples de la littérature. Pour mieux tester le code Fracas, on effectuera successivement des comparaisons sur un premier modèle d'écoulement radial avec solution analytique (Mossop, 2001), puis pour tester le couplage thermo-hydraulique en double milieu on fera référence à un cas traité par Pruess and Bodvarsson (1984). Pour le couplage thermo-hydrromécanique, c'est-à-dire prise en compte de l'influence de la contrainte générée lors du refroidissement, on comparera avec un travail de Zhou et al. (2009) en fracture unique. Le traitement du rôle thermique de la matrice dans un système multi-fractures est illustré par deux exemples. Le premier consistera à simuler un écoulement dans un doublet de forage recoupant un système de fractures parallèles. Le second montrera une simulation d'une injection de longue durée dans un réservoir formé d'une matrice traversée d'un réseau aléatoire de fractures.

Le code ainsi testé sera ensuite appliqué à des données de terrain. Ce sera l'objet du chapitre 3 de cette thèse. On prendra comme exemple le réservoir à profondeur moyenne du site expérimental de Rosmanowes (UK) développé spécifiquement pour l'étude de faisabilité des procédés EGS, dans les années 1989-1990. Ce site a en particulier fait l'objet de tests de stimulations hydrauliques intenses et d'une expérience de circulation *in situ* de 3 années en continu, avec observation de la percée du front thermique. L'ensemble du programme a fait l'objet de nombreux travaux de modélisation et de nombreuses publications. La question de la sismicité relative aux effets thermiques pourra alors être abordée.

2.3.1 - Vérification du module de calcul thermique sur une solution analytique en écoulement radial

Dans cette première vérification, nous considérons le cas d'un écoulement radial, résultant d'une injection à débit constant dans une fracture d'ouverture uniforme, constante dans le temps (Figure 2.9). Nous testons le module thermique initial d'échange de chaleur entre fracture et blocs locaux, c'est-à-dire la résolution des équations (2.28) et (2.29), sans couplage avec le double milieu, c'est-à-dire sans tenir compte de la condition (2.15), rejetée à 'l'infini'. Les blocs locaux dans lesquels on résout un processus de conduction perpendiculaire à la fracture ont donc une longueur, choisie suffisante pour la durée de la simulation effectuée, ici fixée à 50 m.

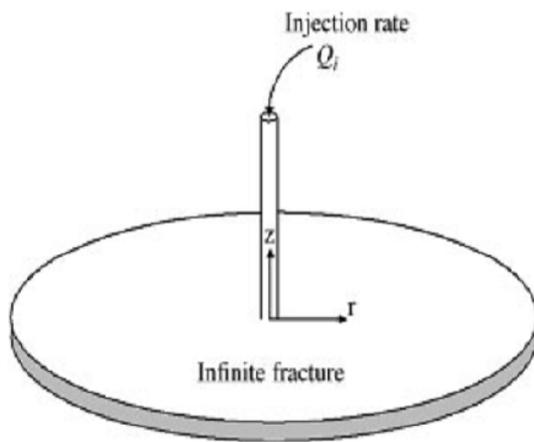


Figure 2.9 : Injection d'un fluide dans une fracture radiale infinie (Mossop, 2001)

Dans cette situation simple, il n'existe pas de solution analytique. Toutefois, si l'on suppose que la conduction de la chaleur dans le réservoir se développe suivant la dimension normale au plan de la fracture, au lieu d'être en trois dimensions, une formulation analytique peut être trouvée par des techniques utilisant les transformées de Laplace (Mossop, 2001) :

$$T = T_0 - (T_0 - T_{inj}) \operatorname{erfc} \left[\frac{1/2 \left((2\pi K_r / \rho_w c_w Q) r^2 + z \right)}{\sqrt{\kappa \left(t - (\pi w / Q) r^2 \right)}} \right] \quad (2:28)$$

$$\text{Pour } t - \frac{\pi w r^2}{Q} \geq 0 \text{ et } 0 = \text{pour } t - \frac{\pi w r^2}{Q} < 0$$

Avec T température adimensionnelle, T_0 température initiale de la roche (K), T_{inj} température d'injection (K), erfc fonction d'erreur complémentaire, K_r conductivité thermique de la roche (W/m

K), ρ_w densité de l'eau (kg/m^3), c_w capacité spécifique de l'eau (J/kg.K), Q débit d'injection (m^3/s), direction radiale (m), z la distance à la fracture, (m), κ diffusivité thermique (m^2/s), t temps (s), et w épaisseur de la fracture (m). Cette équation a été réutilisée par Ghassemi et al. (2005) pour la vérification des calculs de la température de son code de calcul thermo-élastique. Dans ce cas précis l'équation (2:28) peut être ré-écrite comme suit :

$$T = T_0 - (T_0 - T_{inj}) \operatorname{erfc} \left[\left(\frac{\pi \kappa r r^2}{\rho_w c_w Q} + \frac{z}{2} \right) \sqrt{\frac{\rho_r c_r}{\kappa r t}} \right] \quad (2:29)$$

Nous allons donc reprendre cette équation pour la vérification analytique de notre code FRACAS. Les propriétés physiques seront identiques à celles présentées dans le Tableau 2.1. Notre comparaison portera sur des évolutions de températures du fluide dans la fracture calculées pendant 1 an en 5 points distants respectivement de 20 m, 40 m, 80 m 120 m et 160 m du point d'injection. La géométrie de calcul est une plaque circulaire horizontale de grand rayon, 250 m, maillée en un réseau de disques dont les centres sont distribués sur un schéma carré, avec un espacement de 10 m. Un régime hydraulique est établi entre le flux injecté au centre et une condition de charge hydraulique nulle sur la périphérie.

Les profils obtenus numériquement sont donné sur la Figure 2.10. On observe qu'il n'y a pas de différences importantes entre la solution analytique et la solution numérique réalisée à l'aide de l'outil de calcul FRACAS durant les premiers jours pour les premiers mètres. Pour des distances plus importantes ($r > 160$ m) on remarque l'apparition d'un décalage entre les courbes, le modèle numérique étant en retard par rapport à la solution analytique. Néanmoins pour l'usage que nous envisageons, cet écart nous paraît acceptable.

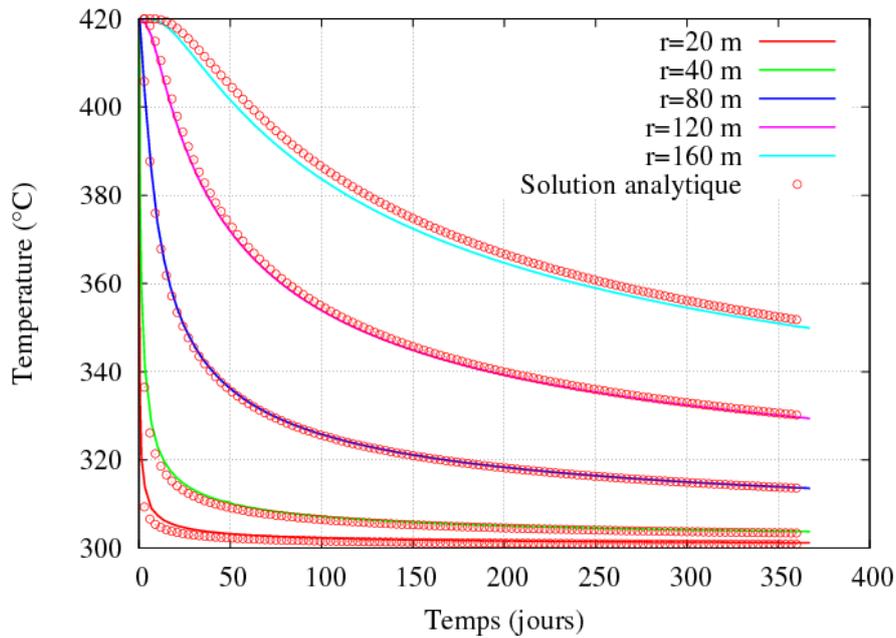


Figure 2.10 : Distribution de la température θ_f dans une fracture infinie et à différentes distances du point d'injection en fonction du temps, entre 0 et 1 an.

2.3.2 - Vérification du couplage thermo-hydraulique et de la prise en compte du comportement conductif à l'échelle globale

2.3.2.1 - Modèle de Pruess et Bodvarsson (1984)

Dans cet exemple nous étudions le refroidissement d'un massif le long d'une fracture plane verticale, en faisant une modélisation d'une injection non isotherme et en calculant la température de la production en sortie du dispositif. K. Pruess et G.S Bodvarsson ont développé une solution numérique dans la fracture et analytique dans la matrice et ont codé cette solution dans le code MULKOM préfigurant le code TOUGH 2. Nous allons donc reprendre cet exemple et comparer avec les résultats trouvés à partir du code FRACAS sur une géométrie similaire que nous avons mise en place. Cet exemple est simple mais il va nous servir de points de départ pour tester le fonctionnement de notre modèle de terme source de chaleur pour le calcul d'échange thermique fracture/matrice global, c'est-à-dire le couplage entre les équations (2:16) (2:17) et (2:13) (2:14) via la condition (2:15).

Dans cet exemple la fracture est délimitée par un espace semi-infini de roche imperméable qui lui transfère la chaleur par conduction. La température initiale de la matrice rocheuse est de 300°C. L'eau est injectée avec une température de 100°C dans un bout de la fracture avec un débit constant de

4 kg/s, tandis que la production s'effectue à l'autre bout de la fracture, à une distance de 240 m. Les paramètres du problème sont donnés dans le Tableau 2.1. Ces paramètres sont destinés à être représentatifs des conditions typiques de la procédure des chemins d'écoulement préférentiel qui peuvent être rencontrées dans des réservoirs géothermiques fracturés à liquide dominant (Tableau 2.1). L'injection se produit au point I et la production au point P (Figure 2.11).

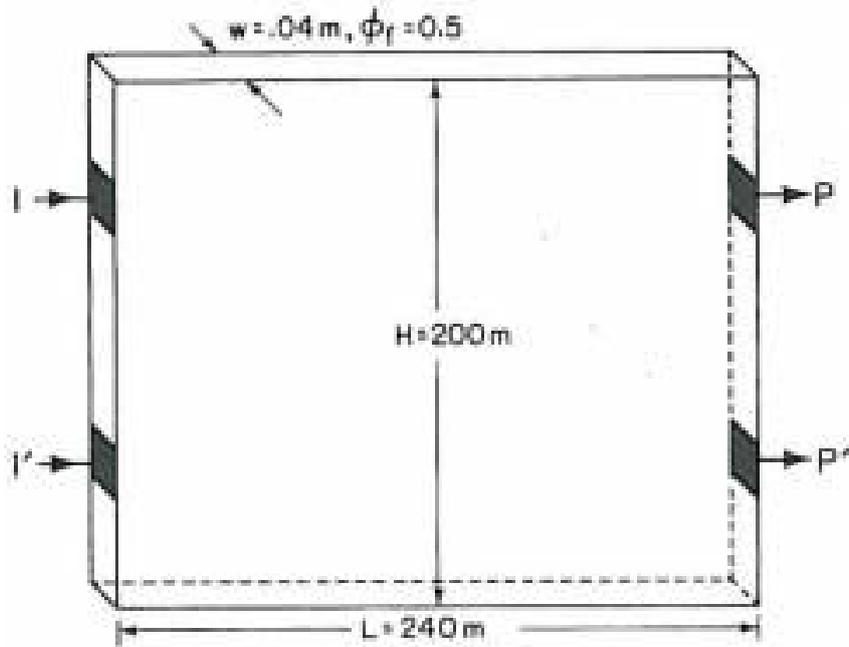


Figure 2.11 : Diagramme schématique d'un système d'injection-production dans une fracture verticale (Pruess et Bodvarsson, 1984). Le cas étudié ici est celui de l'injection de I vers P.

2.3.2.2 - Mise en place et résultats du modèle « double milieu discret »

La géométrie de la fracture verticale (Figure 2.11) est reprise et la fracture est disposée au centre du réservoir dont la troisième dimension d'épaisseur est fixée à 200 m (Hauteur = 200 m, longueur = 240 m, épaisseur = 0.04 m). Pour le calcul thermique, la fracture verticale est maillée régulièrement dans les deux directions avec une distance entre les nœuds de calcul de 15 m. La matrice est divisée en cubes de 30 m de côté, si bien que la fracture se trouve incluse dans la rangée médiane des mailles du modèle continu global. Concernant l'aspect hydraulique, on peut dire que la perméabilité retenue pour le test est suffisamment élevée pour que l'influence sur les échanges ne soit pas prise en compte. Seule la valeur du flux importe.

Pour le calcul du terme source dans le transfert, la nouvelle version du code commence par adapter la taille des blocs locaux attachés aux disques dans lesquels se développe le transport convectif. Dans cet exemple où une seule fracture est considérée, la longueur notée l des blocs locaux vaut $a/2$, a étant le

côté du maillage régulier du milieu continu. Dans notre exemple, l vaudra 15 m. Le terme source sera nul dans toutes les mailles non recoupées par la fracture.

Les résultats produits sont donc la température de production en P au cours du temps (Figure 2.12), la carte de température dans la fracture à la date finale, la carte de température du milieu continu à la date finale, par exemple dans la coupe verticale qui contient la fracture. Nous avons choisi une durée de 5 ans et pour illustrer le rôle du transfert entre fracture et matrice, nous commençons par une comparaison avec les situations découplées de l'équation (2:15) :

- température initiale imposée en bout des blocs locaux (cas optimiste)
- flux local nul en bout des blocs locaux (cas pessimiste)

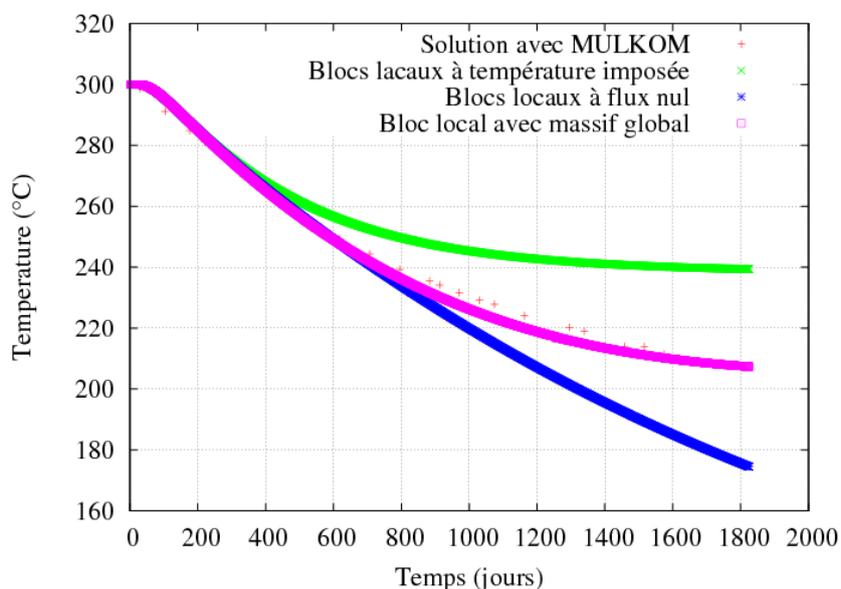


Figure 2.12 : Evolution de la température de production et comparaison avec l'ancien modèle pour le cas à flux nul ou température imposée en bout des blocs locaux. Comparaison entre la solution développée par Pruess et Bodvarsson (1984) et la solution numérique 'double milieu fracturé-discret' trouvée par FRACAS.

Comme on peut le constater sur la Figure 2.12, les courbes commencent à diverger, pour ce débit de simulation de 4 kg/s, après une durée de 1 à 2 années seulement. La courbe obtenue avec l'hypothèse de recharge infinie à la distance caractéristique de 15 m est clairement inappropriée. L'effet du couplage, c'est-à-dire la contribution du transfert conductif à la réalimentation en chaleur des mailles drainées par la fracture devient visible à partir de la deuxième année dans ce cas précis. Un diagramme similaire est obtenu avec des maillages de tailles à différentes. Toutefois, empiriquement on constate

que la résolution numérique devient moins satisfaisante lorsque la taille caractéristique des mailles cubiques devient de l'ordre du diamètre des disques qui pavent la fracture.

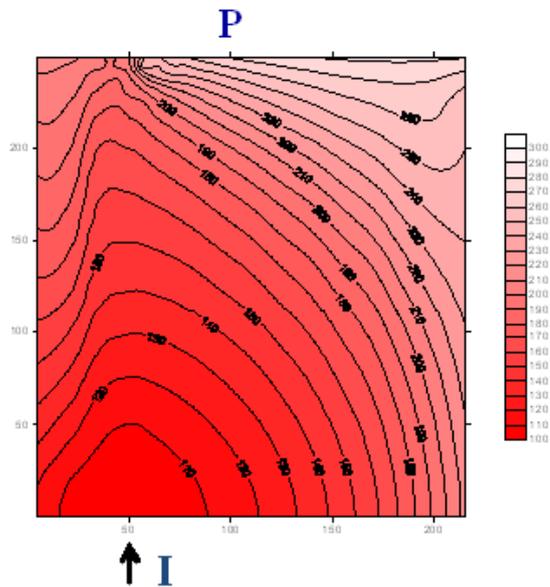


Figure 2.13 : Carte de la température θ_f dans le plan de la fracture, obtenue à la date 5 ans.

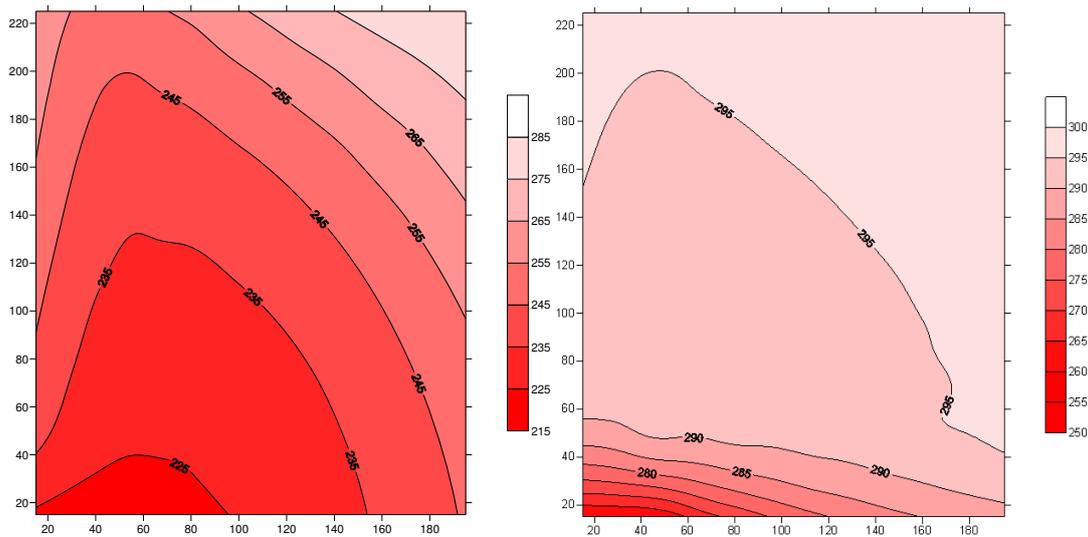


Figure 2.14 : Carte de température T_m dans le bloc continu. A gauche dans la coupe passant par les mailles contenant le plan de fracture et à droite par une coupe parallèle, passant par les mailles situées à la distance de 30 m dans le massif, obtenues à la date de 5 ans.

Les cartes des Figure 2.13 et Figure 2.14 montrent les répartitions des deux variables calculées, température du fluide dans la fracture et température de la matrice du réservoir continu équivalent. La température de la fracture près de la zone d'injection en I est proche de la valeur imposée de 100°C et la quantité de chaleur prélevée cumulée y est plus importante, ce qui explique le creusement de la carte « température matrice » visible dans cette zone sur la Figure 2.14, après 5 ans de circulation à 4Kg/s.

Roche	
Conductivité thermique Chaleur spécifique Masse volumique Perméabilité	2.1 W/m°C 1000 J/kg°C 2650 kg/m ³ 0
Fracture - géométrie	
Hauteur Longueur Ouverture Perméabilité Porosité	200 m 240 m 0.04 m 200x10 ¹² m ² (200 Darcy) 50 %
Condition initiale	
Température Pression Pression moyenne	300 °C Profil hydrostatique 100 bars
Fluide d'Injection	
Enthalpie Débit	4.2 x10 ⁵ J/kg (appr. 100°C) 4 kg/s
Production	
Indice de la productivité du puits	4 x10 ¹² m ³
Pression au fond du puits	9.56 Mpa

Tableau 2.1 : Paramètres pour le problème d'écoulement de la fracture (Pruess et Bodvarsson, 1984)

La comparaison avec les solutions proposées par Pruess et Bodvarsson (1984) qui est donnée en Figure 2.12 montre un écart de température de l'ordre de quelques degrés, mais qui ne semble pas évoluer en cinq ans. Des écarts peuvent exister car pour l'instant, la gamme de température utilisée (100 à 300 °C) correspond à des propriétés de fluides que l'on a pu approcher qu'empiriquement. De plus, certaines conditions aux limites dans les calculs numériques de référence ne sont pas complètement décrites dans les articles et notices consultées. Par exemple, nous avons supposé des flux nuls aux contours du bloc de milieu équivalent à grande échelle. Nous concluons de cet exemple que l'outil numérique développé est capable de rendre compte avec succès des transferts

« matrice/fracture » dans une configuration simple. Pour démontrer l'aptitude de l'outil à traiter de configurations plus proches de systèmes réels, nous proposons les deux exemples qui suivent.

2.3.3 - Application à un système multi-fractures : cas de plusieurs fractures d'extension finies parallèles

Dans cet exemple, nous imaginons un réservoir géothermique idéalisé, qui aurait été construit selon les idées initiales des projets HDR, c'est-à-dire à partir de fracturations hydrauliques reproduites le long d'un forage. Le réservoir est alors formé de structures de même orientation, qui sont multipliées jusqu'à atteindre la surface d'échange cumulée nécessaire au projet.

Le système simulé est ici formé de six fractures parallèles, d'extension finie à contour elliptique, avec un demi-grand axe de 350 m, distantes de 50 m les unes des autres. Ces 6 fractures sont verticalement centrées à la profondeur de 2500 m et sont incluses dans un bloc de 1 km de côté qui se situe entre les profondeurs de 3000 et 2000 m. La température initiale est supposée constante dans cet exemple, fixée à 85°C (Figure 2.15). L'ensemble est recoupé par deux puits, situés symétriquement sur le grand axe de ces fractures et qui sont séparés de 300 m. Les fractures ont des propriétés hydrauliques égales et seront donc parcourues par des flux de fluides égaux lors de la simulation hydraulique. Pour la modélisation géométrique des deux milieux, nous avons retenu un maillage au pas de 25 m dans les fractures elliptiques et un maillage en blocs cubiques au pas de 100 m du réservoir thermique continu à grande échelle. La perméabilité des fractures est fixée pour qu'un débit total de 60 l/s circule avec quelques MPa de différence de charge entre les deux puits. On a choisi une perméabilité de fracture de 10^{-9} m/s et une épaisseur de fracture de 0.01 m pour l'exemple. Le fluide a une viscosité cinématique décroissante avec la température, comprise entre $1.5 \cdot 10^{-6}$ m²/s à 20°C et $0.3 \cdot 10^{-6}$ m²/s à 90 °C. Les autres paramètres physiques pour la roche sont listés dans le Tableau 2.2 :

Roche	Valeurs
Conductivité thermique	2.8 W/m°C
Chaleur spécifique	900 J/kg°C
Masse volumique	2650 kg/m ³
Diffusivité thermique	$1.20 \cdot 10^{-6}$ m ² /s

Tableau 2.2 : Propriétés thermiques de la roche simulée pour le système multi-fractures

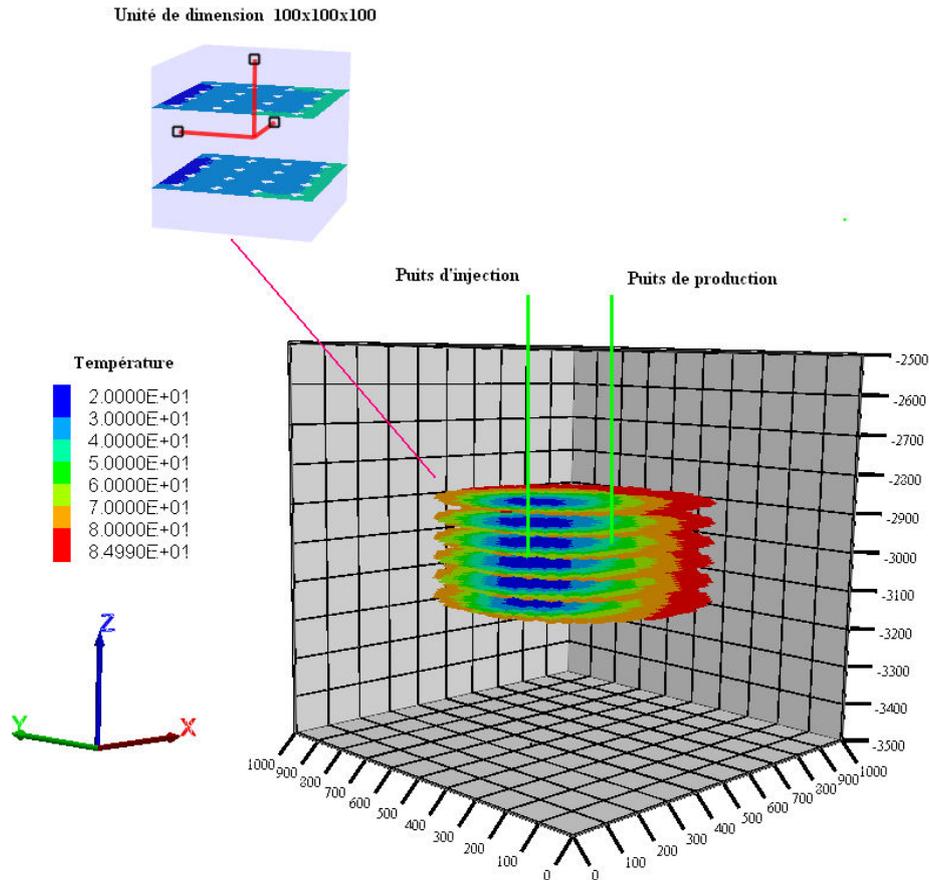


Figure 2.15 : Schéma montrant les 6 fractures horizontales parallèles d'extension finie recoupées par deux puits et emboîtées dans un bloc conducteur de chaleur, de 1 km de côté. Les couleurs donnent la température après 10 ans d'injection d'eau froide à 60 l/s et 20°C et la progression du panache froid. Le zoom est une des unités de 100 m de côté, du bloc continu, recoupant ici 2 des fractures horizontales, elles-mêmes maillées en cellules 'disque' centrées tous les 25 m.

Les résultats obtenus sont en Figure 2.16 et Figure 2.17 et montrent l'évolution de la température de production, comme moyenne des six températures sortantes pondérées par les débits sortants. On note sur la Figure 2.16b que la répartition du débit entrant et sortant ne varie que très peu dans cet exemple, puisque il n'y a pas d'influence de la température sur l'hydraulique autre que par les propriétés de viscosité du fluide. Cependant sur cette même figure, on montre que la température de production des quatre fractures les plus internes diminue plus vite que celle des deux fractures externes, et que cette diminution est bornée par le cas « pessimiste » où les blocs adjacents locaux seraient thermiquement isolés avec une limite à flux nul au bout. La Figure 2.17 donne la carte de température de la matrice continue dans une section verticale passant par les deux puits qui montre l'impact du refroidissement par le fluide dans les plaques, montré en Figure 2.15 à la date 10 ans.

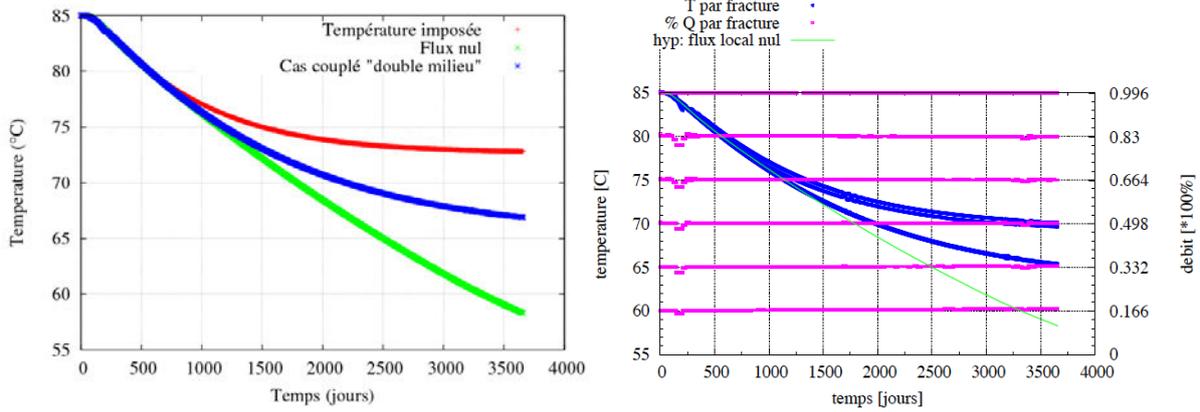


Figure 2.16: (a) Température de production simulée (bleu) par le modèle double milieu-discret, comparée aux valeurs obtenues avec les anciennes hypothèses de traitement du milieu continu adjacent aux fractures (hypothèse d'une valeur imposée fixée ou d'un flux nul aux limites des blocs locaux attachés aux disques du modèle d'écoulement). (b) Evolution des débits cumulés montrant la stabilité de la répartition par fracture et évolution des températures par fracture, montrant le refroidissement plus marqué des fractures « internes ».

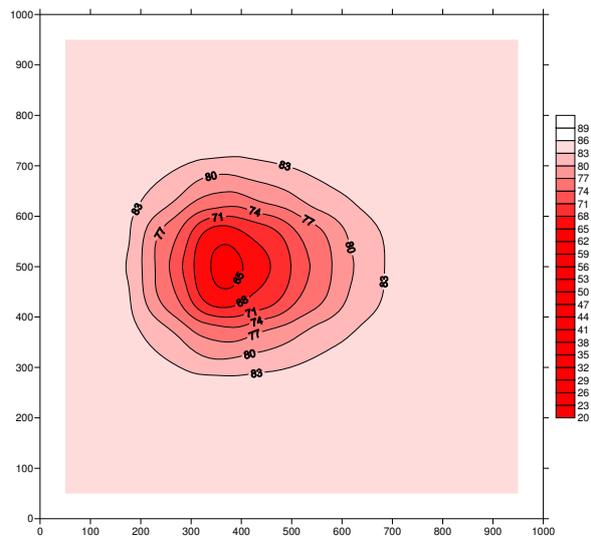


Figure 2.17 : Carte de température T^m de la matrice dans un plan médian vertical passant par les deux puits à la date 10 ans.

2.3.4 - Application à un système de réseau aléatoire de fractures

Ce dernier exemple montre ce que le code peut produire dans le cas d'un milieu fracturé, décrit de manière aléatoire (Figure 2.18). Les fonctionnalités de FRACAS sont utilisées pour décrire un réservoir rocheux dont les fractures seraient distribuées en deux familles directionnelles, chaque famille étant caractérisée par une loi de distribution de taille, une densité volumique exprimant le nombre de centres de disque par unité de volume et une loi de distribution des épaisseurs, pour le calcul hydraulique. Le Tableau 2.3 rassemble ces informations. Le volume de travail est à nouveau un bloc de 1 km de côté, entre les profondeurs de 2000 et 3000 m et la distribution initiale de température

augmente linéairement avec la profondeur de 55°C à 90°C. Les paramètres thermiques sont repris du Tableau 2.2. Hydrauliquement, ce bloc est ouvert sur ces faces verticales qui sont traitées comme des limites à profil hydrostatique imposé.

Une injection à débit constant est simulée à partir d'un puits vertical, de 300 m de hauteur. 3 puits de drainage sont positionnés à partir de ce premier puits dans 3 directions différentes, à la distance de 300 m. La condition de débit entrant est imposée globalement, c'est-à-dire que ce flux se répartira dans les diverses fractures rencontrées au puits en fonction des impédances relatives du réseau en aval de ces points. Cette répartition est a priori inconnue et est susceptible d'évoluer dans le temps. Les puits de production sont traités par des conditions à charges hydrauliques imposées, fixées arbitrairement à -50 m. Le calcul se déroule sur une durée de 10 ans.

Paramètres du réseau	Famille 1	Famille 2
direction	N150-80E	N60-60E
Densité volumique	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
Extension – loi puissance	$a=3, r_0=15$	$a=3, r_0=15$
Epaisseur (fermeture maximum, m)	$1. \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$

Tableau 2.3 : Paramètres géométriques du réseau de fractures aléatoires

Coordonnées des ouvrages verticaux	X (m)	Y (m)	Z (m) (haut, bas)
Puits injection	400	625	-2350, -2650
Puits production 1	600	325	-2350, -2650
Puits production 2	650	425	-2350, -2650
Puits production 3	550	325	-2350, -2650

Tableau 2.4 : Coordonnées du puits d'injection et de production

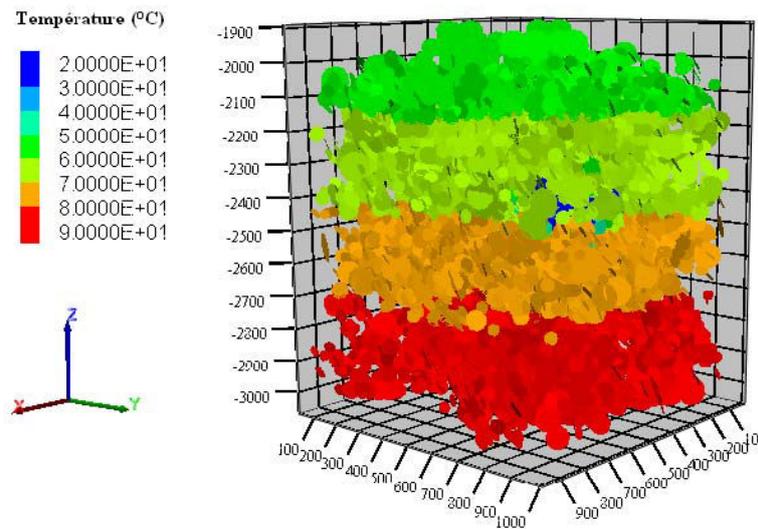


Figure 2.18 : Image du bloc réservoir fracturé à la date $t = 10$ ans après le début de l'injection. La couleur indique la température au centre de chaque élément « disque » du réseau simulé.

L'intérêt de ce calcul précis n'étant pas d'illustrer le comportement hydro-mécanique, nous ne précisons pas les paramètres mécaniques utilisés dans cette section. La Figure 2.18 ci-dessus montre le bloc, vu de l'extérieur à une certaine date t . Les couleurs renseignent sur la température dans les disques, donc illustrent essentiellement ici le gradient thermique initial. Les disques bleus que l'on devine au centre sont connectés à la zone d'injection. Les Figure 2.19, Figure 2.20 et Figure 2.21 illustrent le fonctionnement du modèle à double milieu et la Figure 2.22 donne dans le temps les débits locaux aux fractures productrices des trois puits ainsi que les températures produites par ces fractures.

La température de production est une moyenne pondérée de ces températures locales par les débits locaux. Comme on peut voir sur la Figure 2.22a, la distribution des débits pour les différentes fractures interceptant les puits n'est pas égale, il existe donc des chemins d'écoulements préférentiels engorgeant plus de débits que les autres. Nous avons pris les quatre chemins d'écoulements absorbant le plus de débit et interceptant un puits et les résultats sur ces fractures « exutoires » sont représentées dans la Figure 2.22 respectivement en cyan, rose, rouge et vert. Elles produisent respectivement 41%, 22 %, 8 % et 3 % du débit injecté soit 12,8 l/s, 10,5 l/s, 2,5 l/s 0,9 l/s. Il faut préciser que comme c'est un débit cumulé qui est présenté dans la Figure 2.21a, la fracture qui absorbe le plus de débit est celle où la distance qui la sépare de ses voisines est la plus importante. Dans ce modèle les chemins préférentiels se font par la connexion de « petits disques » qui vont former un chemin d'écoulement continu acheminant le fluide vers le puits.

Les profils des températures de ces quatre fractures suivent la logique espérée ; c'est-à-dire la fracture qui produit le plus de débit est celle qui se refroidit le plus rapidement, ceci pouvant être accentué par le fait que la surface d'échange du chemin en amont ne soit pas très importante. Ici en occurrence, nous parlons du sous-réseau dont la fracture de sortie est en rouge. Parmi les puits de production qui sont séparés par une distance moyenne de 120 m entre eux et de 350 m du puits d'injection, on remarque que l'un des puits produit davantage, celui qui est intercepté par la fracture « exutoire » reconnue par le comportement en rouge de la figure 2.22.

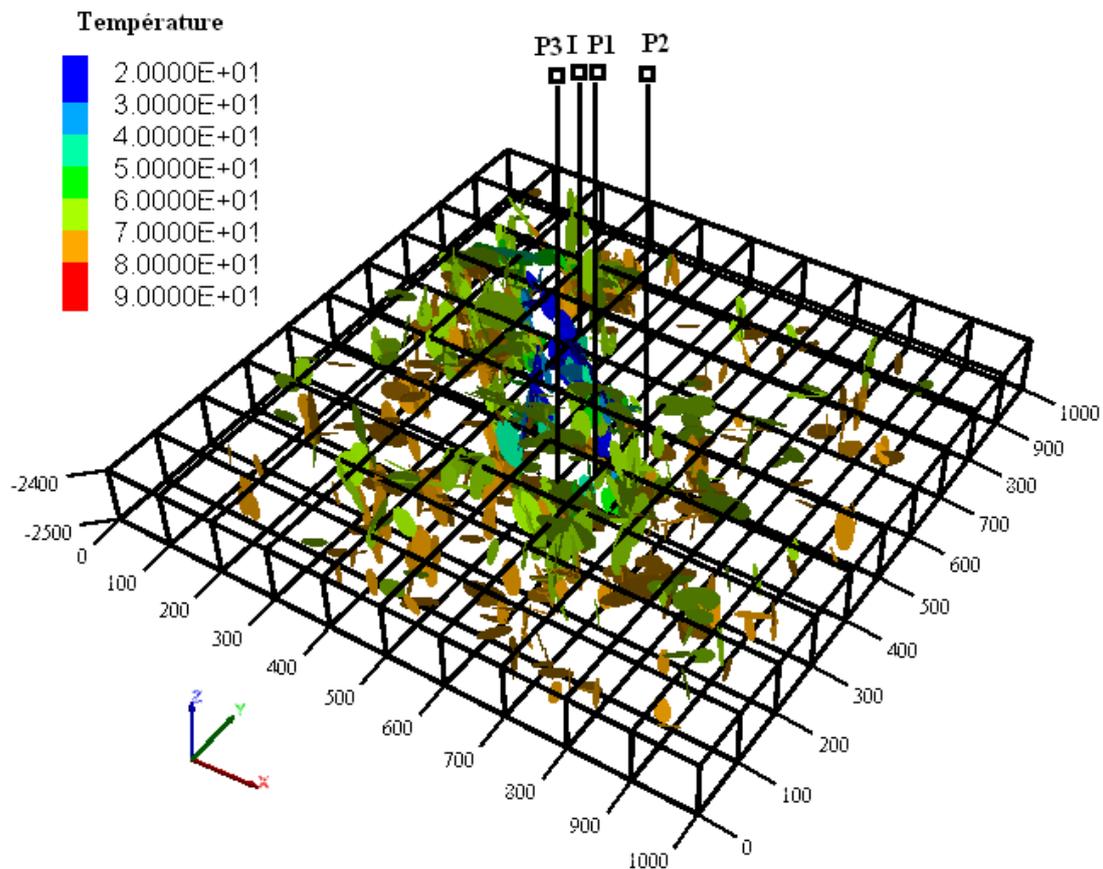


Figure 2.19 : Température du fluide θ_f calculée dans les disques du réseau situés entre les profondeurs 2400 et 2500 à la date 10 ans. Les points I, P1, P2, P3 marquent la position des puits verticaux. Dans cette coupe horizontale la distance entre le puits I et P est de l'ordre de 350 m.

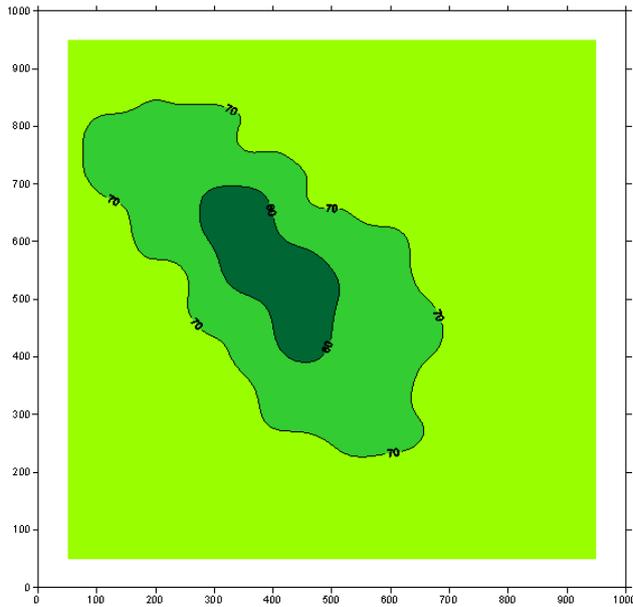


Figure 2.20 : Carte de la température T_m du réservoir dans la tranche située entre 2400 et 2500 m, qui contient les disques représentant les fractures de la Figure 2.19, à la même date.

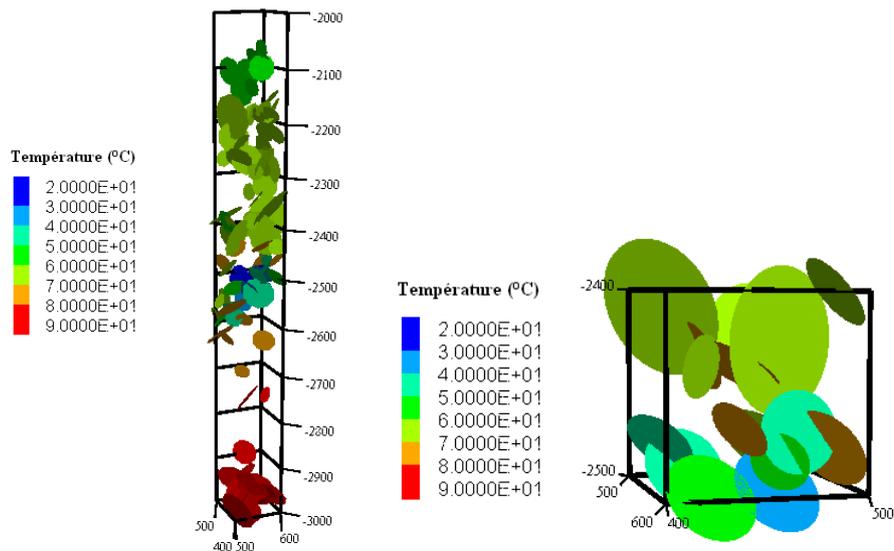


Figure 2.21 : (à gauche) Température du fluide dans une « colonne » verticale au centre du bloc, entre les abscisses $x=400$ et $x=500$, et les ordonnées $y=500$ et $y=600$, extraites du réseau 3D. (à droite) Unité du modèle continu à grande échelle de 100 m de côté, située à l'intersection de la tranche horizontale de la Figure 2.19 et de la colonne de la Figure 2.20. Les disques présentés ont tous leur centre situé dans cette unité et sont utilisés pour le calcul du terme source discrétisé (2:17) dans l'équation (2:20).

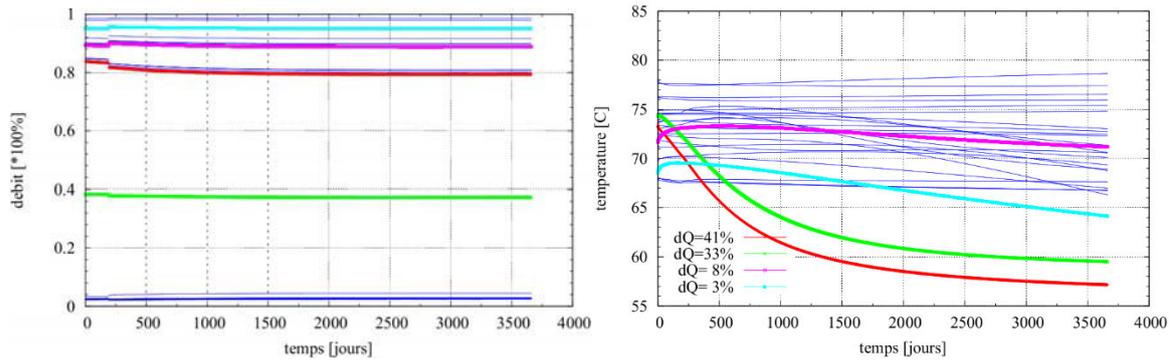


Figure 2.22 : (a) Distribution des débits locaux cumulés dans les trois puits producteurs en % du débit total produit et (b) température de production par niveau producteur au cours du temps

2.3.5 - Illustration du couplage thermo-hydro-mécanique

Dans ce paragraphe nous allons tester le modèle en introduisant la contrainte thermique, calculée dans le code FRANCAS à partir de l'équation locale (2:21), directement à partir des profils obtenus par la résolution numérique de (2:19). Pour tester l'effet de cette contrainte thermique, nous reprenons un exemple simple avec une seule fracture qui se trouve dans la littérature, en occurrence le modèle de Zhou et al. (2009). Il faut rappeler que la contrainte thermique est due au refroidissement de la roche causé par la circulation à long terme dans un réservoir. Cette circulation à long terme va changer le taux de déformation de la roche, soit en se « contractant » soit en se « dilatant ». Ce changement se traduira par une *contrainte thermique*, plus ou moins forte suivant le type de condition supposée.

Ce modèle 3D nous permettra non seulement de vérifier si l'on est capable de reproduire l'ordre de grandeur des résultats trouvés pour cette contrainte (effet thermomécanique), mais aussi l'effet du couplage thermo-hydraulique à long terme, car pour qu'un effet thermomécanique se produise, il faut d'abord résoudre un échange thermo-hydraulique entre la fracture et la matrice.

2.3.5.1 - Description du modèle

Dans cet article de Zhou et al. (2009), des algorithmes numériques 3D pour le traitement de la mécanique pour les comportements poro-élastiques et thermo-élastiques, liés à l'injection d'eau froide dans une fracture, sont présentés pour étudier l'influence combinée du refroidissement et de la pression interstitielle dans le calcul des contraintes induites. Ces deux comportements sont étudiés séparément dans l'article. Nous ne nous intéressons dans ce benchmark qu'au couplage thermo-élastique.

2.3.5.2 - Ecoulement et transport de chaleur dans la fracture

La fracture est supposée être d'épaisseur uniforme, de taille limitée et de forme irrégulière, et la matrice du réservoir dans la direction perpendiculaire est d'une étendue infinie (Figure 2.23). Il est également supposé que les propriétés poro et thermo-élastiques de la roche sont constantes et uniformes dans l'espace. D'autres hypothèses similaires à celles qui sont décrites dans Ghassemi et al. (2003, 2005) sont admises dans ce modèle. En particulier, toutes les propriétés telles que l'épaisseur de fracture, la perméabilité et la capacité thermique du réservoir sont supposées être constantes, le débit d'injection d'eau froide est constant, le réservoir est perméable à l'eau, mais la fracture n'a pas de capacité de stockage. L'écoulement du fluide dans la fracture est considéré comme laminaire.

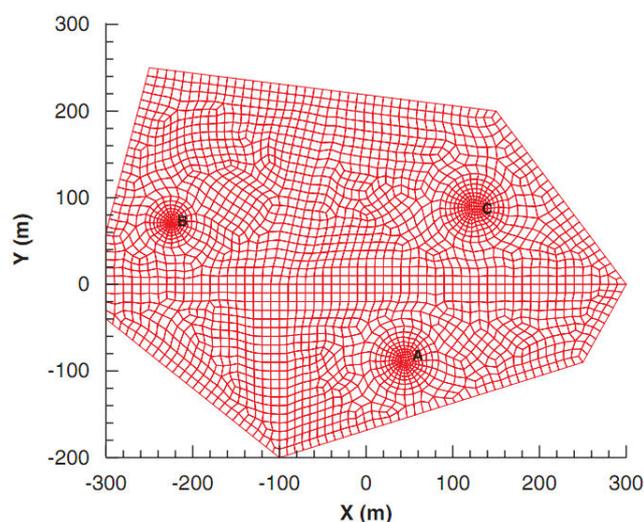


Figure 2.23 : Discretisation d'une fracture d'extension finie et de forme arbitraire plane, où A est le puits d'injection de fluide, et B et C sont des puits des productions (Zhou et al., 2009).

Pour le transport de chaleur dans la fracture, Lowell (1976) et Cheng et al. (2001) ont montré que quand les conditions de vitesse d'advection sont relativement grandes et pour une injection de fluide continue, l'accumulation de chaleur et la diffusion sont négligeables par rapport au terme de convection de chaleur due à l'écoulement de fluide dans la fracture. L'écoulement de fluide et le transfert de chaleur dans la fracture se font dans Zhou et al. (2009) par convection et sont modélisés par la méthode des éléments finis sur un maillage tel que celui de la Figure 2.23.

2.3.5.3 - Ecoulement et transport de chaleur dans la matrice

Comme le fluide est injecté dans la fracture et que la matrice est faiblement perméable, il y a infiltration d'une partie de ce flux dans la matrice rocheuse. Plus précisément Zhou et al. (2009) imposent des conditions de flux en A et C, respectivement 20 l/s entrant et 10 l/s sortant, et une charge hydraulique nulle au troisième point B. Le mouvement de ce fluide perdu pour la fracture est traité

dans cet article par la loi de Darcy, mais comme la matrice rocheuse est de faible perméabilité et que la quantité de fluide perdue est faible, le mécanisme de transport de chaleur dominant dans la matrice est la conduction. La diffusion du fluide dans les pores 3D et le transfert de chaleur par conduction dans la matrice du réservoir sont modélisés par la méthode des équations intégrales de frontière, évitant ainsi la discrétisation de la matrice rocheuse.

Nous présentons dans le Tableau 2.5 les principaux paramètres physiques utilisés par Zhou et al. (2009) lors de la modélisation numérique du modèle thermo-élastique ainsi que leurs résultats de distribution de température et de la contrainte principale totale σ_{zz} à la surface de la fracture calculés à deux dates, après une durée d'injection de 6 mois et de 3 ans (Figure 2.24 et Figure 2.25).

La Figure 2.24 représente la distribution de la température dans la fracture lorsque les temps sont de 6 mois et 3 ans respectivement. Avec le temps, on visualise la zone à basse température, proche du puits d'injection A, qui se propage vers les puits de production B et C. La température du fluide extrait diminue en B ou C mais le refroidissement se propage plus vite vers le puits d'extraction C qui est plus proche.

Dans la Figure 2.25, on présente la composante σ_{zz} d'origine thermique calculée à la paroi de la fracture. Les composantes axiales σ_{xx} et σ_{yy} sont significatives, mais n'ont pas d'impact sur les autres processus, car on ne se pose pas la question dans cette application de savoir si de nouvelles fractures en traction peuvent se produire, perpendiculairement à la fracture principale qui est refroidie. L'approche de résolution en éléments frontières permet de mettre en évidence des zones de contraintes de traction qui se développent autour du puits d'injection et juste à l'avant des puits d'extraction, tandis qu'une zone de contrainte de compression se développe juste en arrière des puits d'extraction. La zone de décompression s'étend avec le temps qui passe et les tractions maximales sont de l'ordre de 6 à 8 MPa après 3 ans, dans une large zone entre les puits d'entrée et de sortie A et C.

Paramètres	valeurs
Débit d'injection Q (l/s)	20
Ouverture de la fracture w (mm)	1
Module de Cisaillement G(MPa)	7000
Coefficient de Poisson ν	0.2
Viscosité dynamique du fluide μ_f (Ns/m ²)	0.001
Diffusivité du fluide ν (m ² /s)	1.0×10^{-2}
Coefficient de Biot α	0.75
Densité du fluide ρ_f (kg/m ³)	1000
Densité de la roche ρ_r (kg/m ³)	2300
Capacité thermique du fluide c_f (J/kg K)	4200
Capacité thermique de la roche c_r (J/kg K)	1000
Conductivité thermique de la roche K_r (W/mK)	2.4
Coefficient linéaire de dilatation thermique de la roche α_T (1/K)	1.15×10^{-5}
Température d'injection du fluide (K)	300
Température de la roche (K)	420
Perméabilité de la roche k (m ²)	10^{-16}

Tableau 2.5 : Paramètres utilisés dans notre modèle numérique et d'après le modèle de Zhou et al. (2009)

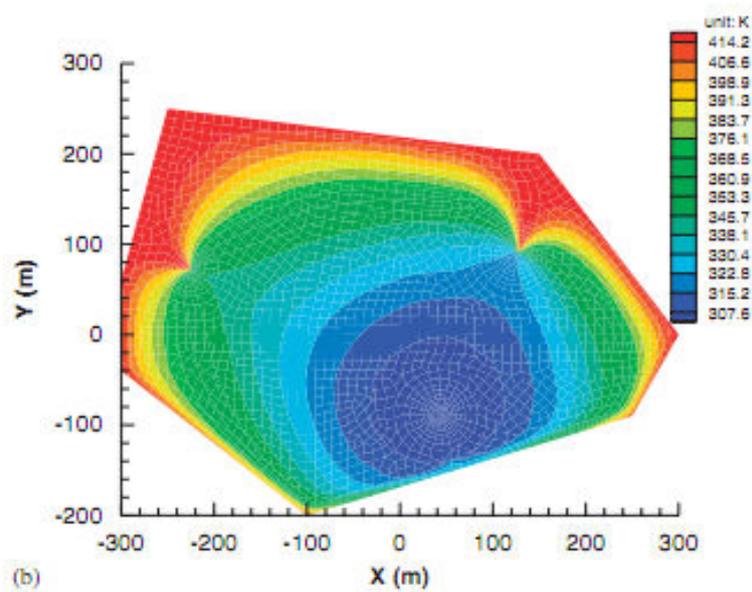
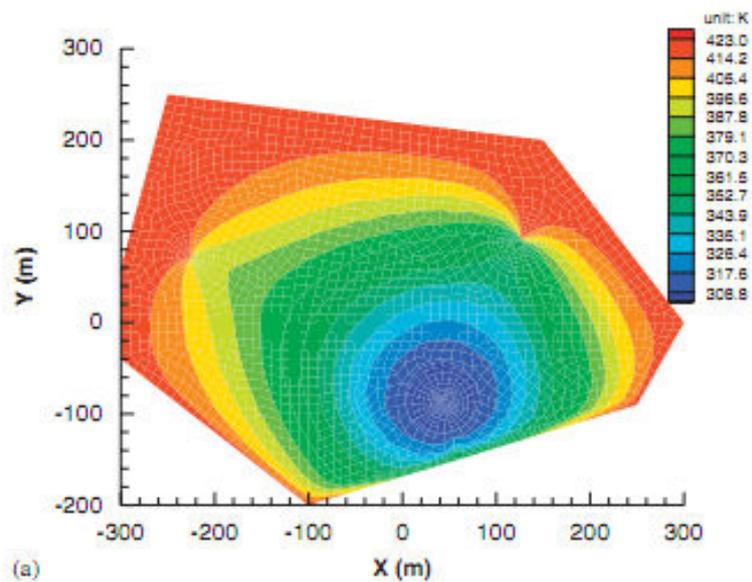


Figure 2.24 : Distributions de la température du fluide dans la fracture lorsque les temps d'injection de fluides sont de 6 mois (haut) et 3 ans (bas) (Zhou et al., 2009)

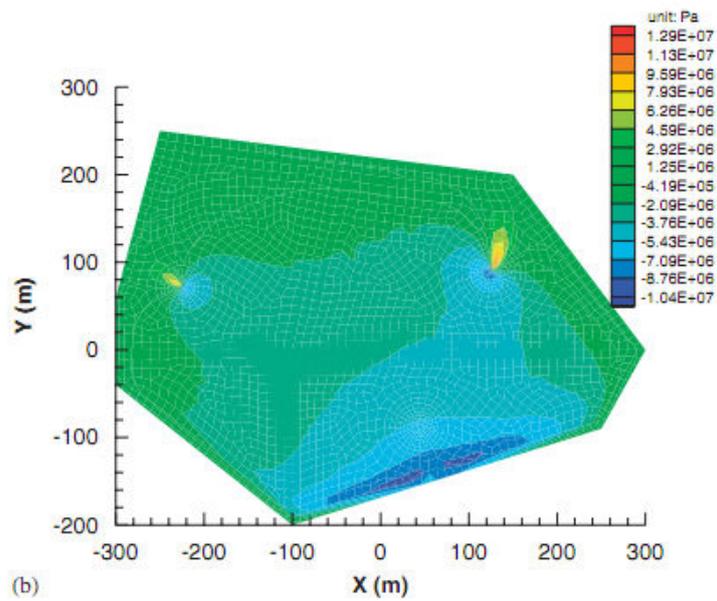
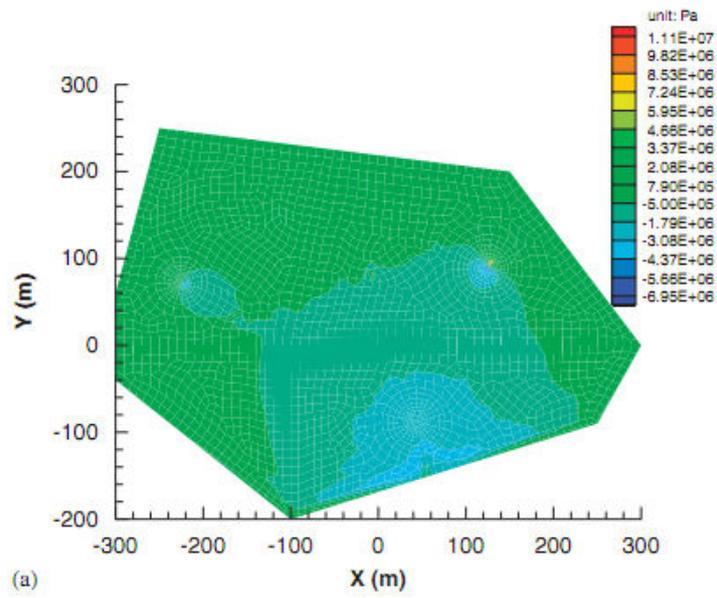


Figure 2.25 : Distributions de la contrainte σ_{zz} (Pa) à la surface de la fracture lorsque les temps d'injection de fluides sont de 6 mois (haut) et 3 ans (bas) (Zhou et al., 2009)

2.3.5.4 - Résultats du module de calcul thermo-élastique dans FRACAS

Pour étudier la thermo-élasticité du modèle nous considérons donc le modèle ci-dessus décrivant l'injection de fluide dans une fracture finie avec un puits d'injection situé en A, les puits de production en B et C. La température initiale de la roche du réservoir est constant $T_0 = 420$ Kelvin (K). La température initiale du fluide d'injection est $T = 300$ K. Les paramètres du Tableau 2.5 sont repris. La distribution de température est calculée dans la fracture et dans la matrice, comme au § 3.2.2, et on utilise le profil de température normal au plan pour le calcul de la contrainte thermique qui est comparée avec les résultats numériques produits en Figure 2.24 et Figure 2.25. Le coefficient K_r , qui est introduit dans l'équation (2:21) vaut ici 1, puisque il n'y a qu'une fracture dans un massif infini dans cet exemple.

Nous présentons dans les Figure 2.26 et Figure 2.27 les profils de température de la contrainte principale σ_{zz} pour des durées de 6 mois et de 3 ans. Dans notre modèle, la forme des lignes d'isovaleurs du champ des contraintes (Figure 2.27) suit une forme de diffusion quasi-circulaire et régulière comme pour le calcul de la température (Figure 2.26) alors que dans le modèle de Zhou et al. (2009) la forme de la carte pour les contraintes évolue de façon irrégulière. Cette forme d'irrégularité des panaches est due au calcul exact en 3 dimensions avec prise en compte des descriptions plus exactes des champs de température et donc l'influence des contraintes dans les directions x et y (σ_{xx} et σ_{yy}).

Comme l'article utilisé en référence ne donne pas l'évolution continue des températures et des contraintes à la tête des puits de productions B et C au cours du temps, nous avons reconstitué ces valeurs aux deux dates, à partir des Figure 2.24, Figure 2.25 et dans le Tableau 2.6. Par contre pour notre modèle nous avons pu reproduire l'évolution de la température au puits B et C, comme on peut voir sur la Figure 2.28. Le fluide froid atteint plus rapidement le puits le plus proche, puisque les débits imposés se partagent également entre les deux sorties, et donc la température de production au puits C décroît plus rapidement que la température au puits B. Au bout de 6 mois à la tête de puits de production, la température de production est de l'ordre de 370°C au puits de production C, et 404°C au puits de production B. Le temps d'arrivée du front froid, à partir duquel le refroidissement est marqué et s'accroît de plus en plus est de l'ordre de 20 jours pour le puits C et de 60 premiers jours au puits B. Nous avons effectué un calcul supplémentaire, consistant à tenir compte de la quantité de contrainte induite par le refroidissement dans le calcul de la contrainte normale effective, pour mettre à jour les propriétés de perméabilité de la fracture. Cependant ce couplage n'a quasiment pas d'impact au niveau du calcul thermique (Figure 2.29), en raison de la façon dont sont imposées les conditions d'écoulement, qui ne favorisent pas un chemin, vers B ou C, au détriment de l'autre. L'impact de ce

couplage supplémentaire est une augmentation de la perméabilité de fracture d'après le mécanisme de la Figure 2.5, qui se traduit globalement par une diminution de la pression d'injection.

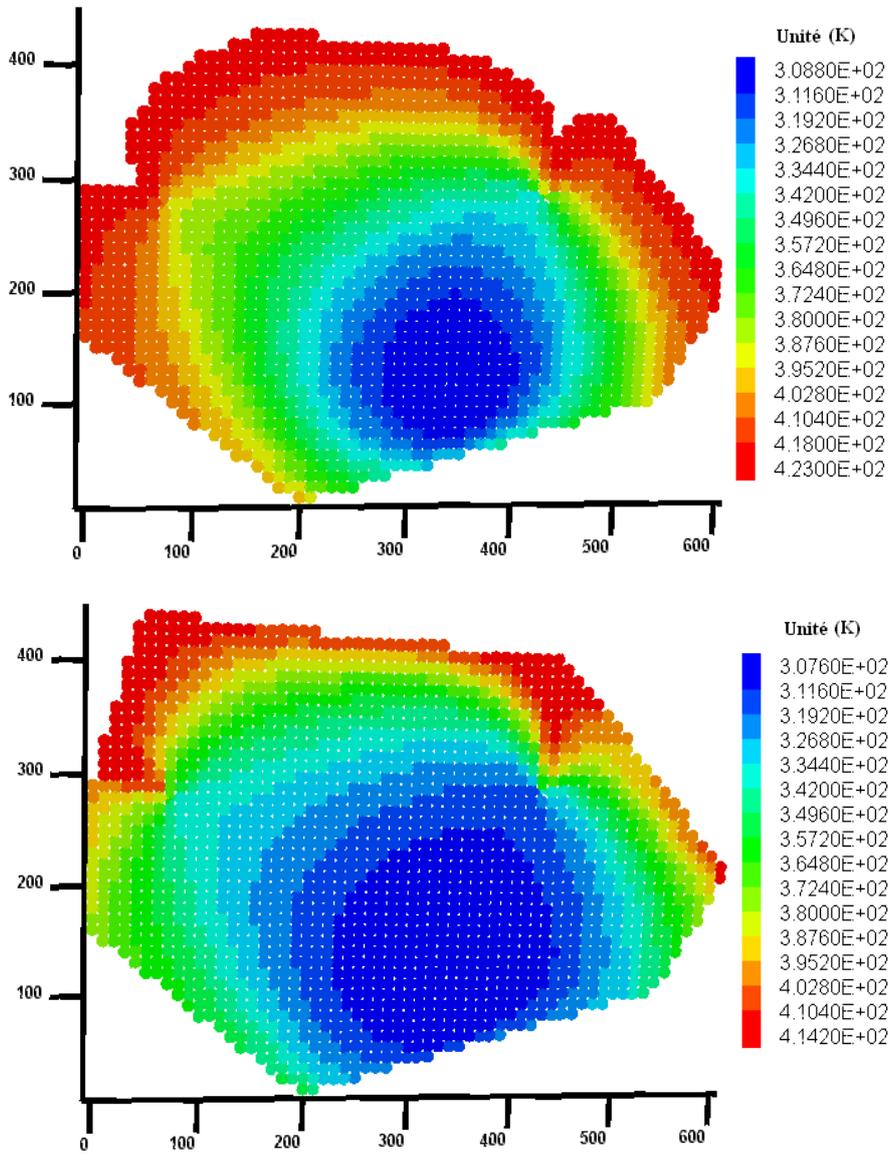


Figure 2.26 : Distributions obtenues avec FRACAS de la température exprimées en K du fluide dans la fracture lorsque les temps d'injection de fluides sont de 6 mois et 3 ans respectivement.

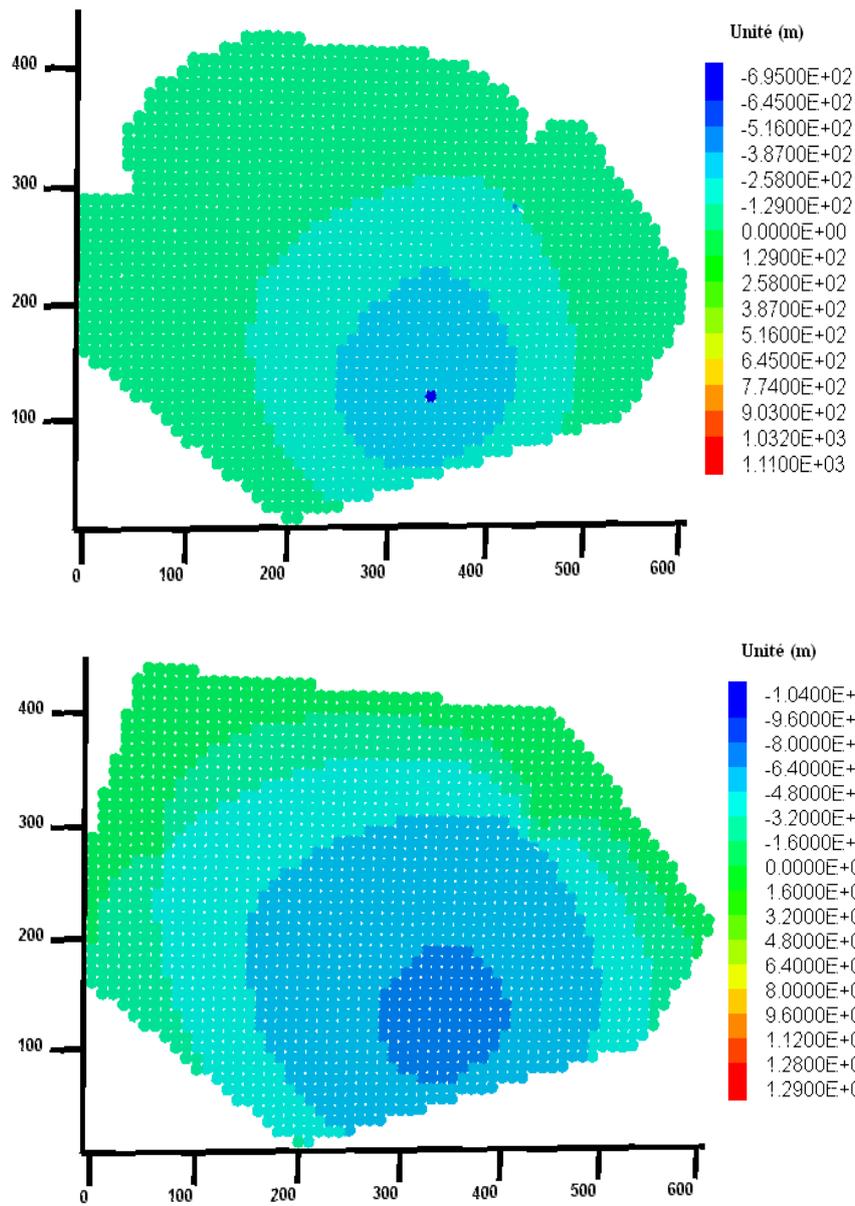


Figure 2.27 : Distributions de la contrainte σ_{zz} exprimées en m de colonne d'eau à la surface de la fracture lorsque les temps d'injection de fluides sont de 6 mois et 3 ans respectivement.

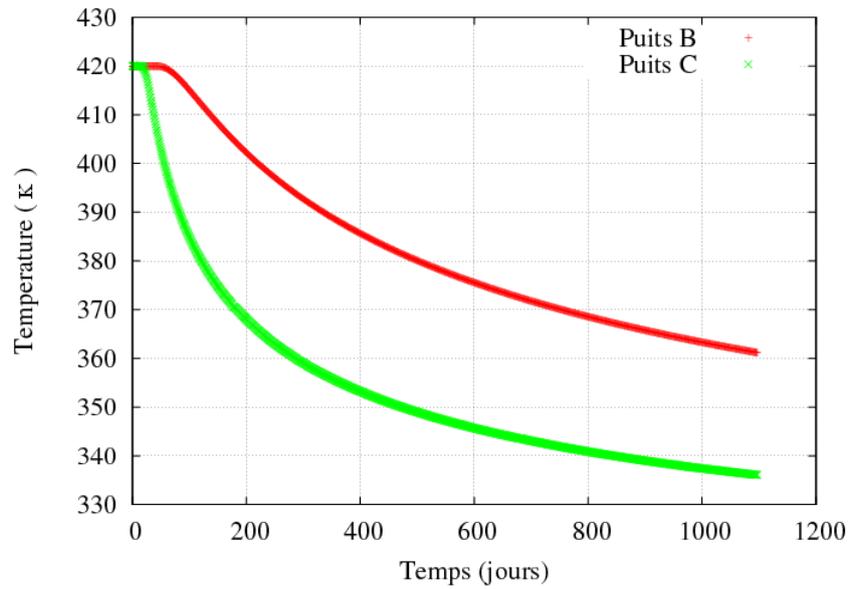


Figure 2.28 : Profils de température de production dans les puits de production et au bout de 3 années d'injection selon le code FRACAS.

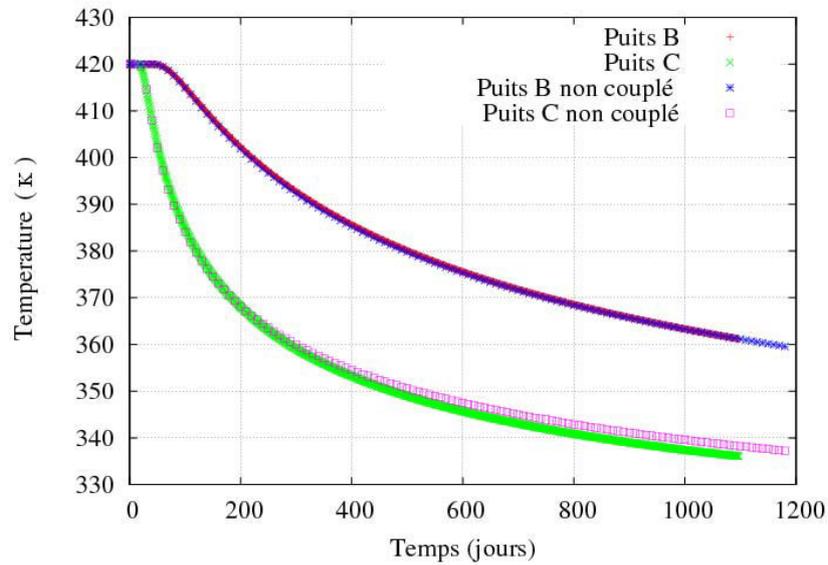


Figure 2.29 : Comparaison des températures de production dans le cas où il y a un couplage entre perméabilité et contrainte normale effective et dans le cas où le couplage est omis pour 3 années d'injection.

	Puits de production B		Puits de production C	
	Températures (K°)	Contraintes (Pa)	Températures (K°)	Contraintes (Pa)
Au bout de 6 mois d'injection	390	-1.67x10 ⁶	360	-2.98x10 ⁶
Au bout de 36 mois d'injection	355	-1.94x10 ⁶	323	-3.44x10 ⁶

Tableau 2.6 : Température et contrainte à la tête des puits de production (d'après les Figures 2.18 et 2.19, Zhou et al., 2009)

	Puits de production B		Puits de production C	
	Températures (K°)	Contraintes (Pa)	Températures (K°)	Contraintes (Pa)
Au bout de 6 mois d'injection	404	-1.1x10 ⁶	370	-1.3x10 ⁶
Au bout de 36 mois d'injection	361	-3.6x10 ⁶	336	-3.8x10 ⁶

Tableau 2.7 : Température et contrainte à la tête des puits de production selon notre modèle FRACAS. Les valeurs négatives expriment la contribution en traction du refroidissement.

2.4 - Conclusion du chapitre 2

En reproduisant un certain nombre d'applications académiques, dont celles de Pruess et Bodvarsson (1984) et Zhou et al. (2009), notre objectif principal était de tester le bon fonctionnement des modifications apportées au code et les nouvelles possibilités de calcul avant de faire une validation plus poussée basée sur des données de terrain plus complexes, mais qui nous permettront de discuter le passage des calculs de contraintes aux calculs de ruptures en cisaillement et nous mèneront à la discussion sur l'apparition du phénomène de sismicité induite. Nous remarquons donc qu'en introduisant un couplage thermo-hydro-mécanique simple, le code FRACAS est capable de reproduire les bons ordres de grandeurs obtenus par des modèles numériques 3D pour étudier les effets thermo-élastiques dus à l'injection d'un fluide froid dans un réservoir géothermique.

Dans les exemples, nous avons pu remarquer l'importance de la contrainte σ_{zz} induite par le refroidissement du réservoir perpendiculairement aux fractures qui pouvait rapidement atteindre plusieurs MPa en quelques années. Nous discuterons davantage des impacts possibles sur la base d'un modèle de terrain que nous mettrons en place dans le chapitre suivant.