

Discrétisation du problème d'écoulement et de déformation dans un milieu poreux fissuré

Pendant la propagation de la fracture de nombreux phénomènes complexes et variés sont à prendre en compte notamment la diffusion dans la fracture et dans la matrice, l'endommagement à la pointe de la fracture et les échanges de masse entre la fracture et la matrice. [Wu et al. \[2004\]](#) mettent l'accent sur le fait qu'un point essentiel pour simuler l'écoulement dans un milieu poreux fissuré réside dans la manière de modéliser l'interaction fracture-matrice ou l'échange de masse sous certaines conditions. Tenir compte de ces phénomènes dans les codes numériques est souvent difficile et induit souvent des solutions non-physiques. La conservation de la masse entre les fractures sur une ligne d'intersection et la frontière sont autant d'aspects à prendre en compte de manière rigoureuse dans les simulations numériques. Quelle que soit la méthode numérique utilisée, si ces conditions sont mal implémentées, les résultats numériques obtenus ne représenteront pas la réalité physique du problème.

La méthode des éléments finis (FEM) [[Lecampion et Detournay, 2007](#); [Papanastasiou, 1999](#); [Carrier et Granet, 2012](#)] permet de modéliser des phénomènes transitoires non-linéaire complexe avec couplage hydromécanique. Les principales limites de cette méthode sont liées aux maillages et au temps de calcul pour la simulation numérique transitoire. Dans ce chapitre les calculs sont réalisés à partir du code de calcul par la méthode des éléments finis *Porofis* développé par [Pouya \[2015\]](#). La modélisation de l'écoulement pendant la phase transitoire prendra en compte les échanges de masse entre la fracture et la matrice de manière complète.

4.1 Formulation numérique : discrétisation par la méthode des éléments finis (FEM)

Dans cette partie on présente la formulation par la méthode des éléments finis utilisée dans *Porofis Pouya [2015]*.

4.1.1 Formulation faible

Considérons un milieu un milieu poreux comme un domaine $2D$ Ω comprenant j fractures interconnectées notées Γ_j (voir figure 4.1).

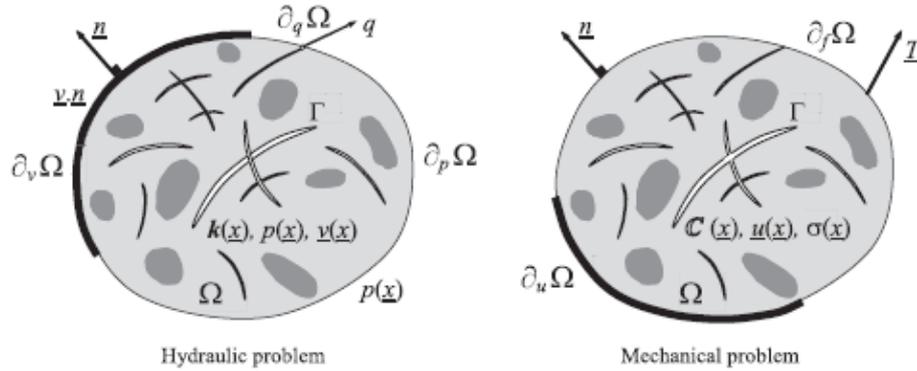


Figure 4.1 – Problème hydraulique et mécanique défini dans un même milieu poreux fissuré homogène. Source : *Pouya [2015]*

De plus, considérons une fonction test ψ , qui est continue dans Ω et nulle sur $\partial_p\Omega$:

$$\forall \underline{x} \in \partial_p\Omega, \quad \psi(\underline{x}) = 0 \quad (4.1)$$

Les équations 2.19 et 3.12 d'écoulement et de déformation dans le milieu poreux et les fractures peuvent s'écrire sous la forme :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma, \quad \text{div}(c\nabla_{sp}) = C^f \frac{\partial p}{\partial t} + r^{mf} + r^f \quad (4.2)$$

avec :

$$\begin{cases} c = \rho_f C_f \\ C^f = \frac{c}{K_f} \\ r^{mf} = \|\underline{w}\| \cdot \underline{n} \\ r^f = \frac{\partial e}{\partial t}. \end{cases} \quad (4.3)$$

Le terme source r^f résulte du processus de déformation mécanique dans la fracture et le terme r^{mf} de l'interaction fracture-matrice.

$$div(K\nabla p) = C \frac{\partial p}{\partial t} + r \quad (4.4)$$

avec :

$$\begin{cases} K = \frac{k}{\mu} \\ C = \frac{\psi}{K_f} + \frac{1}{N} \\ r = b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}. \end{cases} \quad (4.5)$$

Dans ces équations on a fait l'hypothèse de fluide incompressible ($\rho_f = cste$). Le couplage entre les problèmes mécaniques et hydraulique dans l'équation 4.4 passe par le terme source r qui est relié à la déformation volumique de la matrice.

Multiplications les équations 4.2 et 4.4 par la fonction ψ puis intégrons respectivement sur le volume Ω et sur la surface Γ_j :

$$\int_{\Omega} \psi div(K\nabla p) d\Omega = \int_{\Omega} \psi C \frac{\partial p}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \psi r d\Omega \quad (4.6)$$

$$\sum_j \int_{\Gamma_j} \psi div(c\nabla_s p) ds = \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi C^f \frac{\partial p}{\partial t} ds + \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi (r^{mf} + r^f) ds. \quad (4.7)$$

Le domaine Ω contient des surfaces discontinues sur lesquelles le gradient de pression est discontinu. Ainsi, si on considère un champ de vecteur \underline{w} à travers Ω , qui est discontinu à travers un ensemble de surface Γ_j , le théorème de la divergence étendue pour \underline{w} dans Ω s'écrit :

$$\int_{\Omega} div(\underline{w}) d\Omega = \int_{\partial\Omega} \underline{w} \cdot \underline{n} ds - \sum_j \int_{\Gamma_j} \|\underline{w}\| \cdot \underline{n} ds. \quad (4.8)$$

Une fracture Γ^j est délimitée par sa ligne d'intersection avec les autres fractures Γ^i notée γ_i^j et par son intersection la frontière $\partial\Omega$ notée γ_L^j (voir figure 4.2). Ainsi le théorème de divergence dans la fracture s'écrit alors :

$$\int_{\Gamma_j} \text{div}(\underline{w}) ds = \sum_i \int_{\gamma_i^j} \underline{w} \cdot \underline{m} dl + \int_{\gamma_L^j} \underline{w} \cdot \underline{m} dl \quad (4.9)$$

En appliquant le théorème des équations 4.8 et 4.9 aux équations 4.6 et 4.7 associé aux conditions aux limites et la contribution matrice/fracture [Pouya, 2015] on obtient la formulation faible suivante :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \nabla \psi \cdot K \cdot \nabla p d\Omega + \sum_j \int_{\Gamma_j} \text{div}(\psi) \cdot c \cdot \text{div}(p) ds + \int_{\Omega} \psi C \frac{\partial p}{\partial t} d\Omega + \\ \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi C^f \frac{\partial p}{\partial t} ds + \int_{\Omega} \psi r d\Omega + \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi r^f ds + \\ \int_{\partial_v \Omega} \psi V^g ds + \int_{\partial_q \Omega} \psi Q^g dl = 0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

avec :

$$\begin{cases} \forall \underline{x} \in \partial_v \Omega, & \underline{n} \cdot K \cdot \nabla p = -V^g \\ \forall \underline{x} \in \partial_q \Omega, & \underline{q}^j \cdot \underline{m}^j = Q^g \end{cases} \quad (4.11)$$

où, V^g et Q^g sont les conditions aux limites imposées.

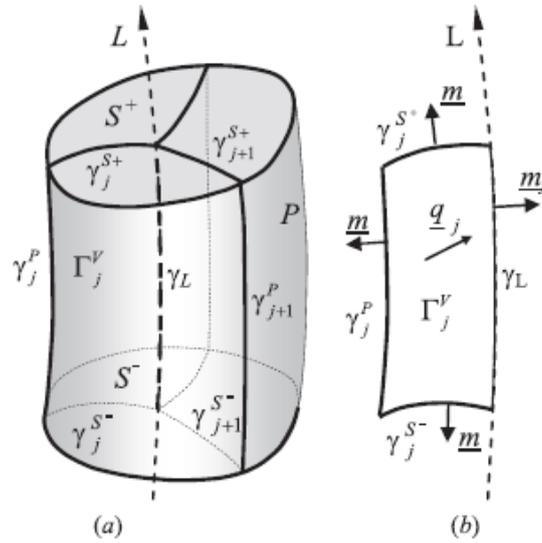


Figure 4.2 – (a) Volume de référence autour d'une ligne d'intersection L de la fracture; (b) portion de la surface de la fracture dans le volume de référence. Source : Pouya [2012]

L'équation 4.10 est vérifiée pour toutes les fonctions ayant les propriétés de la fonction ψ continue sur Ω et qui s'annulent sur $\partial_p \Omega$ [Pouya, 2015].

4.1.2 Formulation du problème par la méthode des éléments finis

La formulation faible ?? peut être utilisée pour construire un modèle éléments finis qui consiste d'une part à la discrétisation du domaine Ω en éléments finis et d'autre part à la recherche de la solution approchée de l'équation ?? comme une combinaison linéaire de fonction de base simple sur chaque élément. La méthode implémentée dans *Porofis* est basée sur la formulation de Bubnov-Galerkin. Le domaine Ω (figure 4.1) est discrétisé en 2D en sous éléments de surface Ω_n , les fractures en sous éléments linéaires S_J , la frontière en $\partial_v\Omega$ et $\partial_q\Omega$ respectivement en sous éléments S_K et L_m . Soient N^n , h^J , h^K , λ^m les fonctions de forme respectivement sur Ω_n , S_J , S_K et sur L_m . On définit le gradient de ces fonctions par :

$$B^n = \nabla N^n, \quad b^J = \nabla_s h^J, \quad b^k = \nabla_s h^K, \quad b^m = \nabla_l \lambda^m \quad (4.12)$$

Notons par K^n , C^n , r^n , c^j , C_j^f , r_j^f , V_k^g , et Q_m^g , la valeur au point de gauss de K , C , r , c , C^f , r^f , V^g , et Q^g , sur les éléments correspondants. L'équation matricielle sur les noeuds de la pression p s'écrit à partir de l'équation ?? :

$$\begin{cases} p = p^g, \quad \text{sur } \partial_p\Omega \\ [M] \left[\frac{\partial p}{\partial t} \right] = -[K][p] - [V] \end{cases} \quad (4.13)$$

où $[p]$ désigne la matrice colonne de pression nodale. Les matrices $[M]$, $[K]$ et le vecteur colonne $[V]$ sont définis par les expressions ci-dessous où (i, j) désigne le numéro des noeuds :

$$M_{ij} = \sum_n C^n \int_{\Omega_n} N_i^n(\underline{x}) N_j^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J C_j^f \int_{H_j} h_i^J(\underline{s}) h_j^J(\underline{s}) ds \quad (4.14)$$

$$K_{ij} = \sum_n \int_{\Omega_n} B_i^n(\underline{x}) \cdot K^n \cdot B_j^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J \int_{H_j} b_i^J(\underline{s}) \cdot c^j \cdot b_j^J(\underline{s}) ds \quad (4.15)$$

$$V_i = \sum_n r^n \int_{\Omega_n} N_i^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J r_j^f \int_{\Gamma_J} h_i^J(\underline{s}) ds + \sum_K \int_{H_k} h_i^K(\underline{s}) \cdot V_K^g ds + \sum_m \int_{L_m} \lambda_i^m(l) \cdot Q_m^g dl. \quad (4.16)$$

4.1.3 Mise en place du couplage hydromécanique

Considérons le milieu poreux fissuré présenté dans la figure 4.1. On suppose pour le calcul mécanique que le milieu est sollicité par des efforts surfaciques sur sa frontière $\partial_f\Omega$ et des déplacements sur la partie $\partial_u\Omega$. On ne tient pas compte des forces volumiques dans ce problème. La déformation dans le milieu fissuré est donnée par la relation poroélastique suivante :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\partial_k u_l - bp\delta_{ij} \quad (4.17)$$

$$d\phi = db\epsilon_v + \frac{dp}{N} \quad (4.18)$$

où u et p représentent respectivement le champ de déplacement et la pression de pores du milieu. ϕ est la porosité, b le coefficient de Biot. Les relations poroélastiques décrites par Coussy [2004] permettent d'écrire le module de Biot N par :

$$\frac{1}{N} = \frac{(b - \phi_0)}{K_s} \quad (4.19)$$

avec K_s le module de compressibilité des grains solides.

Le schéma du couplage utilisé dans *Porofis* (figure 4.3) consiste à résoudre premièrement le problème hydraulique à savoir les équations 4.2 et 4.3 sans prendre en compte les effets des termes sources r^f et r au cours de cette phase de calcul.

Une fois la solution du problème hydraulique obtenue, l'impact des effets hydrauliques sur le calcul mécanique est pris en compte à partir de déformations libres introduites dans la relation poromécanique 4.17 sous la forme :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}(\epsilon_{ij} - \epsilon_{ij}^L) \quad (4.20)$$

avec

$$\epsilon_{ij}^L = C_{ijkl}^{-1}(bp\delta_{ij}). \quad (4.21)$$

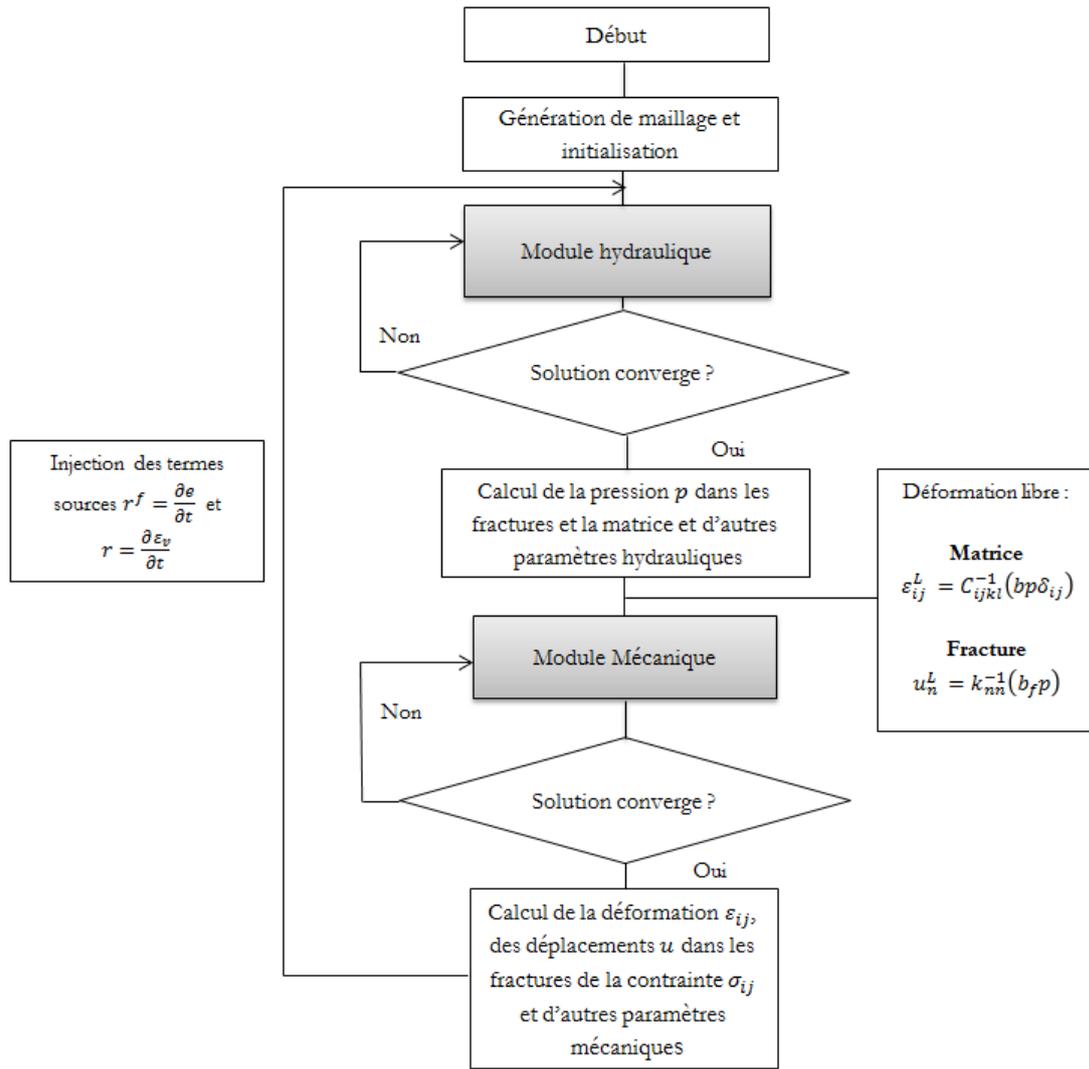


Figure 4.3 – Schéma du couplage hydro mécanique

Dans la fracture le comportement poroélastique en présence de fluide à la pression p appliquée sur ses deux lèvres s'écrit :

$$\sigma_n = k_{nn} u_n - b_f p \quad (4.22)$$

où σ_n , k_{nn} , u_n et b_f représentent respectivement la contrainte normale, la rigidité normale, le déplacement normal, et le coefficient de Biot de la fracture. Le passage de l'hydraulique à la mécanique est introduit en supposant un déplacement résultant dû à la pression du fluide dans la fracture. Cette interaction s'écrit alors :

$$\sigma_{nn} = k_{nn} (u_n - u_n^L) \quad (4.23)$$

avec :

$$u_n^L = k_{nn}^{-1}bp. \quad (4.24)$$

Dans le cas où la rigidité de la fracture est nulle ($k_{nn} = k_{tt} = k_{tn} = 0$), on impose la pression directement la pression de fluide sur les parois de la fracture. On note aussi que le champ de déplacement peut être discontinu à travers la fracture.

Le passage de la mécanique au calcul est effectué en introduisant les valeurs des termes sources $r^f = \frac{\partial e}{\partial t}$, et $r = \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}$ issue du calcul mécanique dans les équations 4.2 et 4.3.

En clair, dans le couplage mis en place pour la simulation numérique, la transition entre le calcul mécanique et calcul hydraulique apparaît quand la variation de la contrainte appliquée ou l'ouverture de la fracture induisent une augmentation significative de la variation du volume des pores. Par suite cette variation de volume de pores induit potentiellement une variation importante de la pression des pores et/ou de la masse du fluide. Le passage du problème hydraulique au problème mécanique quant à lui apparaît lorsque la variation de la pression des pores ou la variation de la masse du fluide dans le milieu poreux conduisent à une variation du volume ou de l'ouverture des fractures. Le couplage entre les processus hydrauliques et mécaniques est effectué par une résolution séquentielle des deux problèmes, traités séparément avec une interaction entre eux. La résolution séquentielle utilisée consiste à résoudre le problème d'écoulement premièrement en maintenant constant le champ de contraintes principales. Une fois le problème hydraulique résolu, Le problème mécanique est traité et les termes $b\frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}$ et $\frac{\partial e}{\partial t}$ sont calculés explicitement [Pouya, 2015; Ouraga et al., 2017] (voir figure 4.3). Cette résolution est stable pour les problèmes élastiques et élastoplastiques et peut être appliquée aux problèmes poromécaniques Kim et al. [2010] comme par exemple la modélisation hydromécanique du comportement du réservoir pendant sa production Longuemare et al. [2002] ou la propagation de fracture pendant la sédimentation.

Nous utilisons dans la suite ce schéma de couplage hydromécanique pour la modélisation numérique de l'amorçage et de la propagation des fractures.

4.2 Modèle de joint cohésif pour la simulation numérique

On présente une extension au cas hydromécanique du modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] pour décrire les processus de fracturation dans un contexte de modélisation de bassin.

4.2.1 Présentation du modèle

Le modèle de joint cohésif proposé par Pouya et Bemani [2015] est basé sur les travaux de Carol et al. [1997] pour des problèmes de mécanique purs. Pouya et Bemani [2015] étendent le modèle de Carol en introduisant dans l'évolution de la fracture, des raideurs élastiques et de la résistance en traction, l'impact de l'endommagement à partir d'un paramètre d'endommagement noté D . Aussi, ce modèle de joint cohésif prend également en compte les observations de Reinhardt et Cornelissen [1984], et de Backers [2004] dans les cas de chargement cyclique de traction et ou compression et de cisaillement. En effet, ces observation sont les suivantes :

Sous chargement cyclique de traction/compression :

- comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- comportement adoucissant et diminution de la résistance en traction avec le déplacement après le pic
- récupération de la raideur après chaque fermeture
- dégradation totale de la raideur et de la résistance en traction après l'endommagement entier
- raideur résiduelle en compression de forme non-linéaire.

Sous cisaillement cyclique :

- comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- comportement adoucissant et diminution de la résistance au cisaillement jusqu'à une résistance résiduelle
- dégradation totale de la raideur et de la résistance au cisaillement après l'endommagement

Pour les problèmes de mécanique purs, ce modèle est traduit en termes de relation entre la contrainte normale σ_n et la contrainte tangentielle τ s'exerçant sur le plan de la fracture

en fonction des déplacements relatifs normaux u_n et tangentielles u_t :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

avec k_{nn} et k_{tt} qui représentent respectivement les raideurs normale et tangentielle de la fracture. Les raideurs k_{tn} , et k_{nt} sont supposés nulles c'est à dire que les effets de la dilatance et les effets de la contrainte normale et tangentielle sur le déplacement tangentielle sont inexistantes.

4.2.2 Relations constitutives du modèle de joints cohésifs

D'une manière générale le comportement élastique endommageable de la fracture cohésive est donné par la relation :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma \end{bmatrix} = (1 - D) \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

avec D la variable d'endommagement. D'un point de vue conceptuel, la variable D est définie par le rapport en la surface totale S_D et la surface totale initiale des ponts rocheux S_B^i (voir figure 4.4).

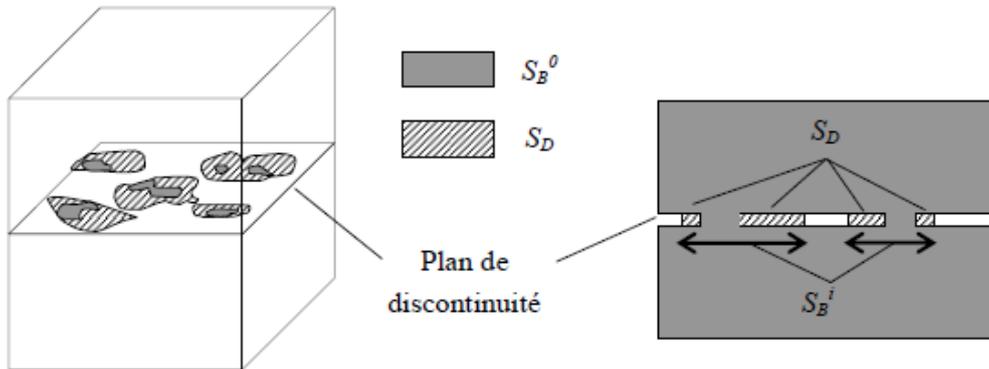


Figure 4.4 – Définition de la variable d'endommagement. Source : Pouya et Bemani [2015]

Etant donné que la fracturation est décrite en $2D$, on prendra la variable d'endommagement D comme un scalaire. De par sa définition la variable D varie dans l'intervalle $[0, 1]$. En effet à l'état sain, $S_D=0$ et la variable $D = 0$ et à l'état totalement endommagé, $S_D = S_B^i$ et $D = 1$.

Les relations constitutives du modèle de joint de Pouya sont construites à partir de l'observation des résultats expérimentaux. En effet, sous chargement normal, le déplacement normal est fortement non-linéaire avec une fermeture maximale qui peut être interprétée comme l'épaisseur physique du joint. Dans le cas de cisaillement, les expériences montrent qu'un joint totalement endommagé pour lequel tous les ponts sont rompus présente toujours une rigidité tangentielle non nulle, si une force compressive maintient les deux lèvres en contact.

Dans la littérature, il existe des modèles de comportement de fracture sous sollicitation normale et en cisaillement [Bandis et al., 1983; Goodman, 1976; Patton, 1966; Barton, 1973] qui arrive à représenter les observations ci-dessus. Cependant, bon nombres d'entre eux, ne font pas de distinction entre le chemin de chargement et de déchargement et/ou ne tiennent pas compte de la dégradation progressive de la rigidité due à la rupture des ponts rocheux. Le modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] est valable aussi bien en traction/compression qu'en cisaillement, et même dans le cas de chargement mixte. La particularité du modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] est que la variable d'endommagement D n'affecte que la partie de la rigidité due aux ponts rocheux. Initialement proposé pour les problèmes en mécanique pur, nous étendons ce modèle au cas de milieu poreux fissuré dans lequel les fractures sont saturées en fluide. Dans ce cas les relations constitutives sont données sous chargement normal et en cisaillement par :

$$\tau = (1 - D) k_{tp} u_t^e + k_{tf} u_t^e = k_{tD} u_t^e \quad (4.27)$$

$$\sigma_n + b_f p = (1 - D) k_{np} u_n^e = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e \geq 0 \quad (4.28)$$

$$\sigma_n + b_f p = (1 - D) k_{np} u_n^e - \frac{k_{nf} (u_n^e)^2}{e_{max} + u_n^e} = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e < 0 \quad (4.29)$$

où σ_n , τ , u_t^e , u_n^e sont respectivement la contrainte normale, la contrainte de cisaillement, le déplacement relatif élastique tangentiel et normal dans la fracture. Les éléments non-diagonaux du modèle général dans l'équation 4.26, ont été négligé dans les équations 4.27, 4.28, 4.29. Les paramètres k_{nD} , k_{tD} sont les raideurs équivalentes normales et de cisaillement en prenant en compte l'endommagement dans le joint. La raideur indiquée par tp apparaît en cisaillement et celle indiquée par np intervient aussi bien en compression qu'en traction. En traction la raideur des ponts rocheux disparaît à l'état ultime d'endommagement.

En compression, un autre terme intervient et ne dépend pas de l'endommagement. Ce terme représente la raideur des fractures dans le cas de discontinuité non-persistantes et la raideur des microfissures dans le cas d'une re-fermeture. Il a une forme hyperbolique et est

une fonction de la fermeture du joint. Ce terme non nul à l'état ultime d'endommagement en compression est caractérisé par une raideur indiquée par nf et une fermeture maximale e_{max} .

Le comportement en cisaillement est décrit par les raideurs k_{tp} et k_{tf} avec k_{tp} qui se dégradent en fonction de l'endommagement et k_{tf} qui reste identique pour tous les états d'endommagement.

4.2.3 Critère d'endommagement

Le critère d'endommagement utilisé dans le modèle de joints cohésif pour la simulation numérique de la propagation de la fracture est un critère hyperbolique de la forme :

$$F(\underline{\sigma}, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + 2g(D) \sigma_c \sigma_n - g^2(D) C^2 \quad (4.30)$$

où :

$$\sigma_c = \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{2\sigma_R} \quad (4.31)$$

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (4.32)$$

avec σ_R la résistance en traction, C la cohésion apparente, φ l'angle de frottement de la fracture et β un paramètre positif du matériau.

Le critère défini dans l'équation 4.30 est tel que l'endommagement commence lorsque $F(\underline{\sigma}, D) = 0$ dans le cas contraire c'est à dire lorsque $F(\underline{\sigma}, D) < 0$ il n'y a pas d'endommagement. L'évolution de la surface du critère en fonction de l'endommagement est représenté dans la figure 4.5.

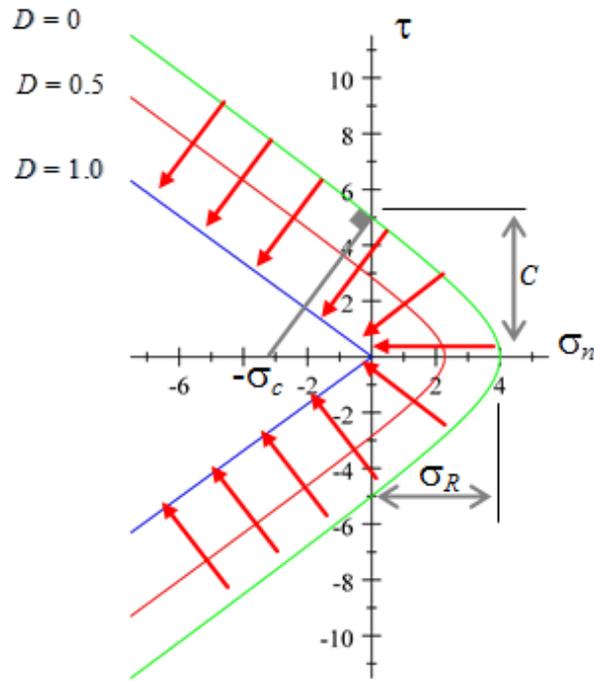


Figure 4.5 – Evolution du critère d'endommagement d'un état intact à un état totalement endommagé. Source : Pouya et Bemani [2015]

Dans ce critère, la fonction g traduit l'impact de l'endommagement sur l'évolution du critère. Elle intervient également sur l'évolution de la cohésion apparente C et σ_R et le paramètre β (voir équation 4.32) détermine la vitesse de l'endommagement. Cette fonction g est obtenue à partir de la condition de consistance du critère qui exprime le fait que la fonction $F(\underline{\sigma}, D)$ doit rester nulle au cours du processus d'endommagement. A l'état ultime d'endommagement c'est à dire lorsque $D = 1$ et $g(D) = 0$ le critère d'endommagement se réduit à un critère de Mohr-Coulomb :

$$F(\underline{\sigma}, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi. \quad (4.33)$$

4.2.4 Evolution du paramètre d'endommagement D

La loi d'évolution de la variable D dépend du déplacement limite élastique de la fracture cohésive u_0 . Ce déplacement est comparé à l'ouverture de la zone cohésive. L'évolution de l'endommagement en fonction du déplacement normal est donnée par :

$$D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}}, \quad u_n \geq u_0 \quad (4.34)$$

et dans les cas complexes la variable D est obtenue à partir de la condition de consistance du critère 4.30 c'est à dire en posant $dF = 0$. Dans l'équation 4.34, le paramètre β caractérise la ductilité du matériau et varie de $[0, \infty[$. Une grande valeur de β caractérise un matériau ductile et la limite $\beta = 0$ correspond à un comportement parfaitement fragile (voir figure 4.6). Le paramètre β est obtenu à partir de résultats expérimentaux et du calage de la courbe $\underline{\sigma} = f(\underline{u})$.

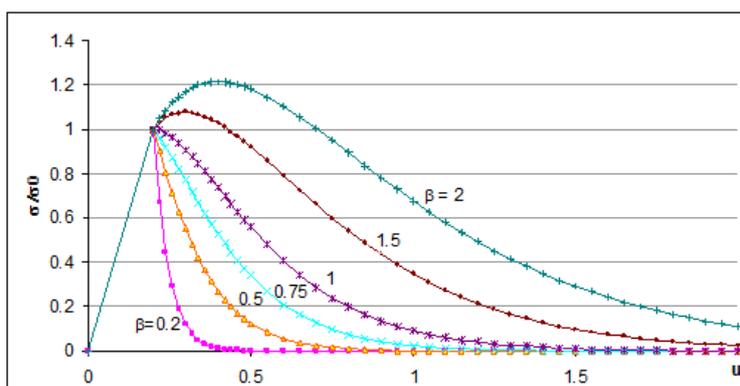


Figure 4.6 – Courbe contrainte-déplacement pour le modèle de fracture cohésive avec endommagement pour différente valeur de β . Source : Pouya et Bemani [2015]

4.3 Modélisation de la propagation de fracture

Dans cette partie on présente les résultats des simulations numériques obtenus à partir du code de calcul aux éléments finis *Porofis*.

Pour valider les résultats obtenus par la simulation numérique on commence d'abord par étudier le cas de consolidation sous un chargement constant décrit par Coussy [2004] pour lequel les solutions analytiques sont bien connues. Ce cas test sert de base pour vérifier que le couplage hydromécanique utilisé dans le code de calcul fonctionne correctement. Une fois le cas test traité, nous présenterons les résultats des simulations numériques de fracturation naturelle d'un bassin sédimentaire sous l'effet de la sédimentation. Les fractures seront pris en compte comme des éléments cohésifs avec endommagement [Pouya et Bemani, 2015].

Dans les simulations qui suivent on ne s'intéresse qu'à l'amorçage et à la propagation des fractures naturelles dans le bassin sédimentaire. On ne représente pas tout le processus de sédimentation dans le bassin. On suppose alors pendant cette phase dans nos simulations numériques et les calculs analytiques que l'hypothèse de petites transformations est

légitime.

4.3.1 Validation numérique du couplage hydromécanique

consolidation de Terzaghi

Cet essai consiste sous des conditions oedométriques à imposer sur le toit du modèle, c'est-à-dire à $z = 0$ une charge instantanée σ_v . Le modèle est considéré rigide et imperméable à sa base ($z = h$) pendant que la surface supérieure est drainée c'est-à-dire que la pression reste égale à zéro si on considère la pression hydrostatique induit par la pression atmosphérique et les forces de gravité comme référence. La géométrie du problème et les conditions aux limites sont présentées dans la figure 4.7.

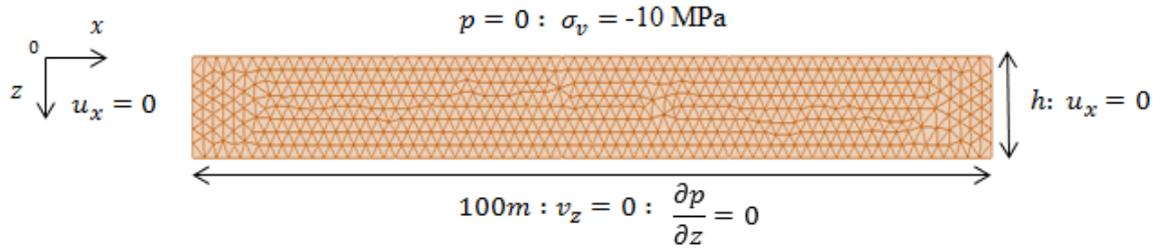


Figure 4.7 – Modèle et condition aux limites du problème de consolidation de Terzaghi

L'évolution de la surpression dans ce cas suit l'équation :

$$\frac{\partial p(z, t)}{\partial t} = C_d \frac{\partial^2 p(z, t)}{\partial z^2} \quad (4.35)$$

avec :

$$C_d = \frac{k}{\mu} \left(\frac{1}{M} + \frac{b^2}{E_{oed}} \right) \quad (4.36)$$

$$\epsilon_v = \frac{bp - \sigma_v}{E_{oed}} \quad (4.37)$$

où $E_{oed} = \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)}$. C_d correspond au coefficient de diffusion. Pour résoudre l'équation 4.35, on rend adimensionnel les paramètres p , z , et t . La pression est calibrée à partir de la pression initiale induite par le chargement instantané, le paramètre z par la hauteur du modèle et le temps t à partir du temps caractéristique de consolidation :

$$p = p(z, t = 0^+) \bar{p}, \quad z = h\bar{z}, \quad t = \tau \bar{t} \quad (4.38)$$

avec :

$$p(z, t = 0^+) = \frac{-b\sigma_v}{\frac{E_{oed}}{M} + b^2}, \quad \text{et} \quad \tau = \frac{h^2}{C_d}. \quad (4.39)$$

Les conditions aux limites et l'équation 4.35 deviennent :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{z}^2} \quad (4.40)$$

$$\bar{p} = 0, \quad \text{en} \quad \bar{z} = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} = 0, \quad \text{en} \quad \bar{z} = 1; \quad \bar{t} = 0, \quad \bar{p} = 1. \quad (4.41)$$

La solution du problème 4.40 sous les conditions 4.41 est [Coussy, 2004] :

$$\bar{p}(\bar{z}, \bar{t}) = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{4}{\pi(2n+1)} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi\bar{z}}{2}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2\pi^2\bar{t}}{4}\right)}. \quad (4.42)$$

Les caractéristiques du matériau et du fluide utilisés pour la simulation numérique sont les suivantes :

Propriétés du milieu poreux	
Permeabilité	10^{-12} m^2
Module de Young	8 GPa
Coefficient de Poisson	0.23
Coefficient de Biot	1
viscosité du fluide	10^{-3} Pa.s
Densité du fluide	1000 Kg.m^{-3}

Tableau 4.1 – Propriétés hydrauliques et mécaniques du milieu poreux

Dans notre modèle à partir des caractéristiques du milieu on déduit par calcul que le temps caractéristique de diffusion est $\tau = \frac{h^2}{C_d} = 104 \text{ s}$. La pression initiale due à la surcharge instantanée obtenue à partir de nos simulations est de $p(z, t = 0^+) = 4.004 \text{ MPa} \approx 4.0038 \text{ MPa}$ qui est sensiblement égale à la valeur obtenue par calcul. Les différentes courbes de diffusion de la pression en fonction du temps et de la pression sont présentées dans la figure 4.8.

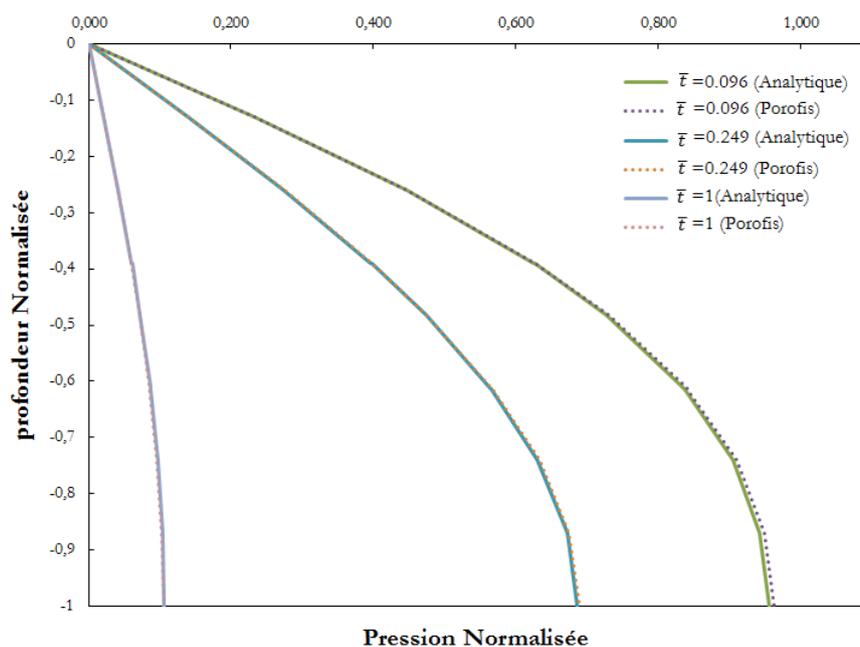


Figure 4.8 – Courbe de consolidation de la pression normalisée en fonction de la pression pour différents temps

Dans la figure 4.8 les courbes des résultats de l'évolution de la pression en fonction de la profondeur avec la solution analytique et le calcul par la méthode des éléments finis coïncident. La précision des résultats numériques est très intéressante (erreur absolue inférieure à $10^{-1}\%$). Ces résultats montrent ainsi que le couplage numérique hydromécanique fonctionne correctement. D'autres tests notamment de convergence de maillages en utilisant le code de calcul par la méthode des éléments finis *Porofis* ont été effectués dans les travaux de Nguyen [2015].

4.3.2 Simulations numériques de fracturation naturelle

Dans cette section une simulation numérique du modèle équivalent bicouche est présentée [Ouraga et al., 2017].

La roche couverture a une hauteur de 30 m et le modèle s'étend sur une longueur de 100 m (voir figure 4.9). Une zone cohésive prédéfinie est introduite dans cette formation le long de sa hauteur, et la fracture potentielle est supposée verticale [Ouraga et al., 2017]. Ceci peut être considéré comme une hypothèse recevable dans des situations de faible rapport entre la contrainte horizontale et la contrainte verticale. La roche couverture est

modélisée par des éléments triangulaires à 3 noeuds et le maillage aux alentours de la fracture est plus raffiné (10 fois plus fin que dans le reste du modèle) pour éviter des concentrations de contraintes en pointe de fractures (voir figure 4.9). Le chemin potentiel de fracturation introduit dans la roche couverture est divisé en deux parties. La première partie consiste à un défaut hydraulique. Cette hétérogénéité hydraulique à une longueur de 0.6 m et est très perméable avec un paramètre adimensionnel $\lambda = \frac{c_f \times \mu}{2\pi k L} \geq 100$ (c_f , k , L , et μ sont respectivement la conductivité de la fracture, la perméabilité de la matrice, la longueur de la fracture et la viscosité dynamique du fluide). Pouya [2015] a montré que la pression est constante dans la fracture quand λ est plus grand que 100, et dans notre cas cette pression est égale à la pression dans le réservoir. Dans la seconde partie de la zone cohésive, le paramètre λ est proche de 0, ce qui signifie que la fracture est inexistante pour le calcul hydraulique.

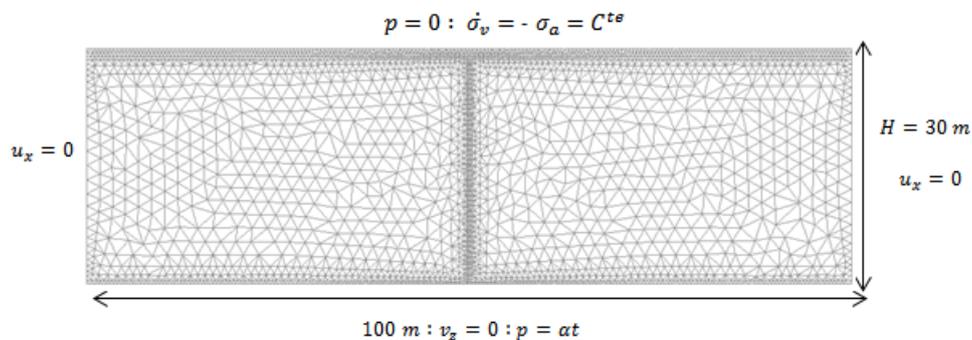


Figure 4.9 – Modèle pour la simulation numérique par la méthode des éléments finis avec une seule fracture

Pour le problème mécanique les noeuds dans la fracture cohésive sont dédoublés pour permettre une discontinuité de déplacement à travers la fracture (voir figure 4.10).

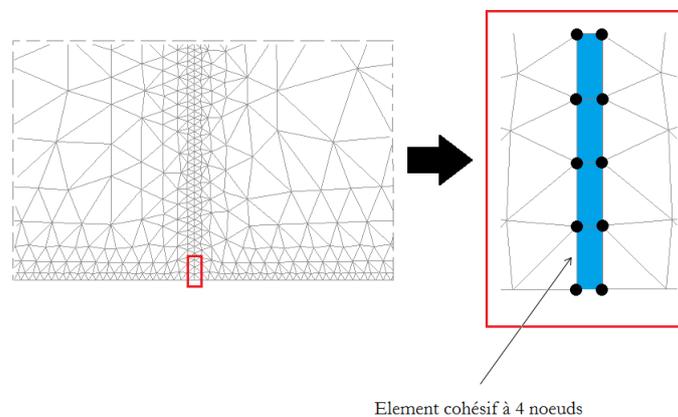


Figure 4.10 – Représentation de la zone cohésive

Cependant pour le problème hydraulique, il n'est pas nécessaire de dédoubler les noeuds parce que la pression dans ce cas est la même de part et d'autre de la fracture. Pour s'affranchir de l'utilisation de plusieurs maillages pour la résolution du problème hydromécanique, on suppose dans la suite que la conductivité transversale de cette zone cohésive est infinie. Sur chaque partie de la fracture, le déplacement et la pression aux noeuds sont identiques à ceux dans la matrice. La continuité de la pression à l'interface matrice/-fracture combinée à l'équation 2.19 assurent l'équation de la conservation de masse est respectée telle que relatée dans [Pouya, 2012].

Au cours de la simulation numérique on prendra en compte l'effet de la dégradation progressive des épontes du joint cohésif et son impact sur le calcul hydraulique. En effet, on fait l'hypothèse que l'ouverture hydraulique est liée à l'ouverture mécanique e_m (donné par l'équation 4.28) par le biais de la variable scalaire D qui représente l'endommagement du joint. Les paramètres mécaniques et hydrauliques de la fracture sont choisis de manière à ce qu'ils n'aient aucune influence mécanique sur la simulation numérique jusqu'à leur amorçage. Pour des considérations numériques on a fait l'hypothèse d'une ouverture hydraulique initiale e_{h0} dans la partie de la fracture non conductrice associée à une conductivité initiale C_{f0} et un coefficient d'emmagasinement S_{f0} . Ainsi, pendant la simulation numérique on définit l'ouverture hydraulique e_h pour une contrainte donnée dans la zone cohésive par :

$$e_h = e_{h0} + \langle u_n^e |_D - u_n^e |_{D=0} \rangle \quad (4.43)$$

dans cette équation $\langle x \rangle$ représente la partie positive de x , i.e $\langle x \rangle = \frac{x+|x|}{2}$. $e_m = u_n^e$ est l'ouverture mécanique dans la zone cohésive. A partir de l'équation 4.28, l'équation 4.43 devient :

$$e_h = e_{h0} + \langle e_m - (1 - D) e_m \rangle = e_{h0} + D \langle e_m \rangle. \quad (4.44)$$

A partir de l'ouverture hydraulique e_h , la conductivité dans la fracture pendant la simulation est donnée par la loi cubique :

$$\begin{cases} C_f = C_{f0} \times \left(\frac{e_h}{e_{h0}} \right)^3 \\ S_f = S_{f0} \times \left(\frac{e_h}{e_{h0}} \right) \end{cases} \quad (4.45)$$

où C_f et S_f sont respectivement la conductivité et le coefficient d'emmagasinement dans la fracture, et $C_{f0} = \frac{e_{h0}^3}{12\mu}$.

Avec ces formulations, la fracture se propage par endommagement progressif du joint. C'est la loi d'évolution de l'endommagement et le critère de rupture qui contrôlent la

propagation de la fracture. Etant donné que la fissure est plus perméable que la matrice, l'écoulement est donc concentré tout d'abord au niveau de la portion de la fracture perméable. On présente dans la section suivante le cas de fracturation sous l'effet de sédimentation dans un contexte relativement rapide par rapport au temps caractéristique de la diffusion du fluide dans la matrice.

4.3.3 Résultats des simulations numériques

Les paramètres dans le tableau 4.2 sont utilisés pour la modélisation numérique de l'amorçage et la propagation des fractures ($\kappa = 0.85$ et $\frac{E_s}{E_R} = 3$). Ces paramètres consti-

Property	Couverture	Réservoir
Permeabilité (matrix)	10^{-20} m^2	10^{-12} m^2
Module de Young	3 GPa	1 GPa
Coefficient de Poisson	0.23	0.2
coefficient de Biot	1	1
Chargement	200 m/Myrs	

Tableau 4.2 – Données pour la simulation numérique

tuent des données réels conformément aux données de roches poroélastiques saturées [Detourney et al., 1987; Atkinson et Meredith, 1987; Touloukian et al., 1989].

L'introduction de l'hétérogénéité hydraulique dans le modèle a pour conséquence de créer une zone dans la fracture où la contrainte effective est moins compressive que sur l'ensemble du modèle (figure 4.11). Dans cette partie on a supposé la fracture plus conductrice que la matrice. Cette hypothèse a été introduite dans la simulation numérique en choisissant des paramètres hydraulique de manière à ce que le paramètre $\lambda = \frac{C_f \times \mu}{2\pi kL} \geq 100$. Pouya [2015] a montré l'impact du paramètre λ sur l'écoulement dans la fracture. Ainsi il a montré pour une valeur de λ supérieure à 100, que la pression est constante tout le long de la fracture. Ici cette pression est égale à la pression qu'on a imposé comme condition aux limites sur la base du modèle qui n'est rien d'autre qu'une équivalence de la pression dans le réservoir sur lequel repose la roche couverture.

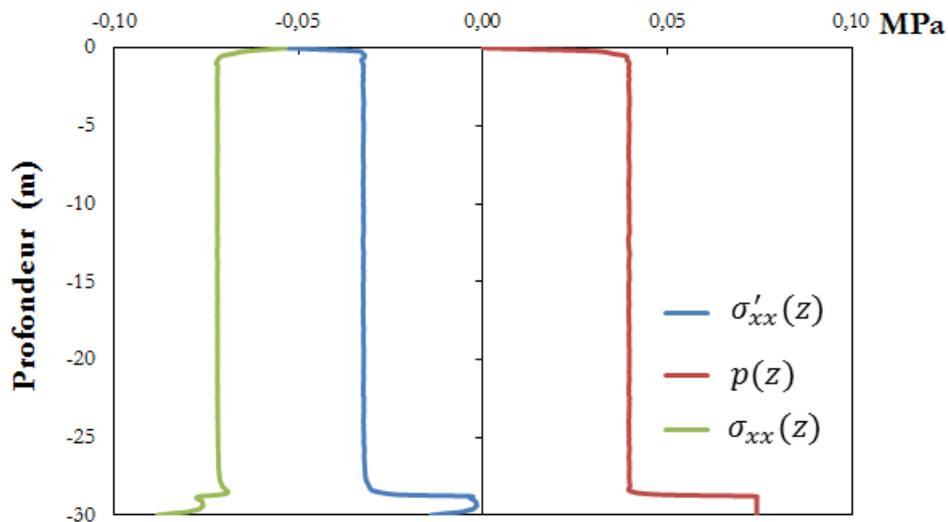


Figure 4.11 – Evolution de la pression de la contrainte horizontale total et effective dans le massif le long de la zone cohésive à 0.03 Ma

L'analyse des résultats de la simulation numérique montre que la fracture s'amorce lorsque la contrainte effective dans la zone cohésive atteint la limite de rupture en traction de la roche couverture soit à peu près vers 0.6 Ma après application de la charge (voir figure 4.12, 4.13) .

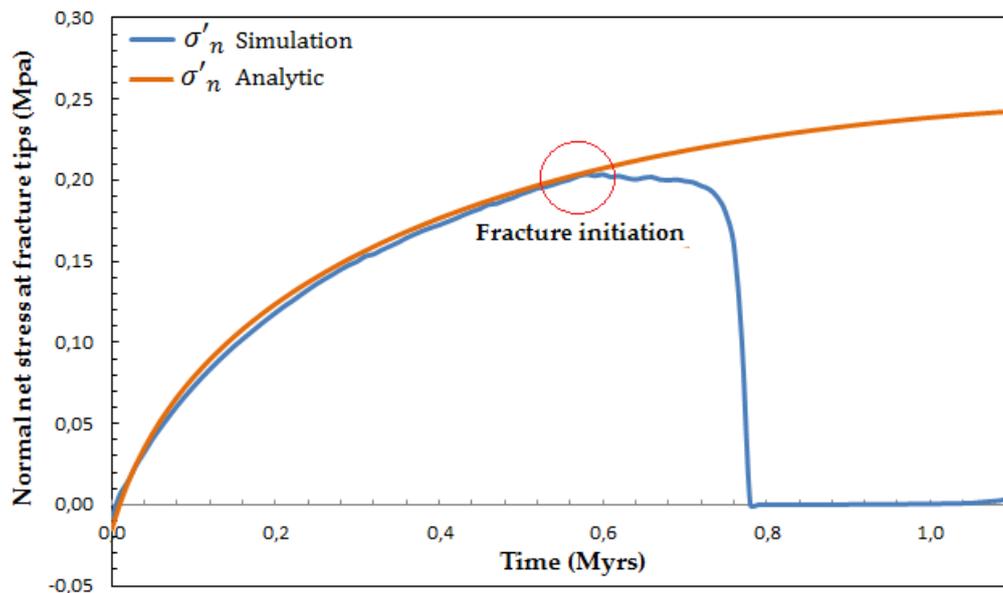


Figure 4.12 – Evolution de la contrainte effective à la pointe de la fracture du calcul analytique et de la simulation numérique. Source : Ouraga et al. [2017]

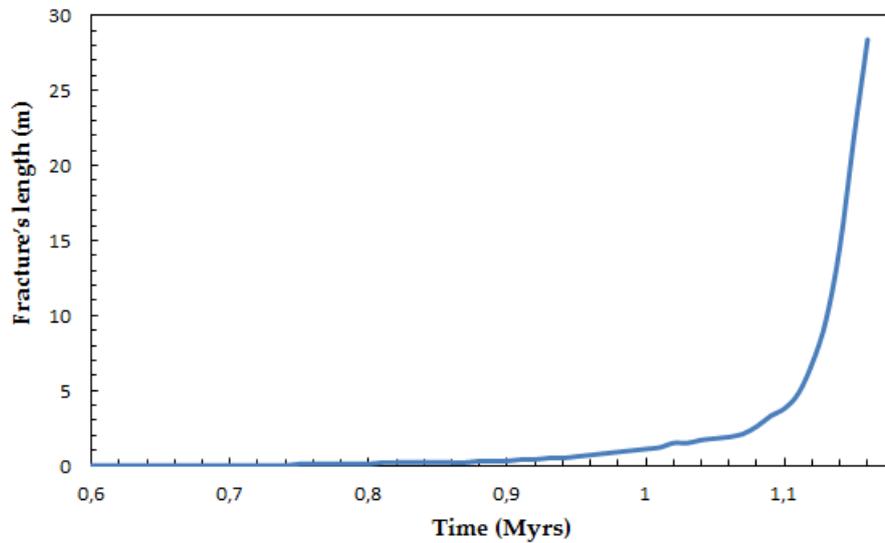


Figure 4.13 – Evolution de la longueur de la fracture en fonction du temps. Source : Ouraga et al. [2017]

La figure 4.12 montre une bonne concordance entre l'étude d'initiation de la fracture dans la section 3.3, les résultats numériques et la loi constitutive du modèle cohésif. En effet quand le scalaire D est proche de l'unité, la contrainte effective dans le joint cohésif reste proche de 0 (voir figure 4.12, 4.14).

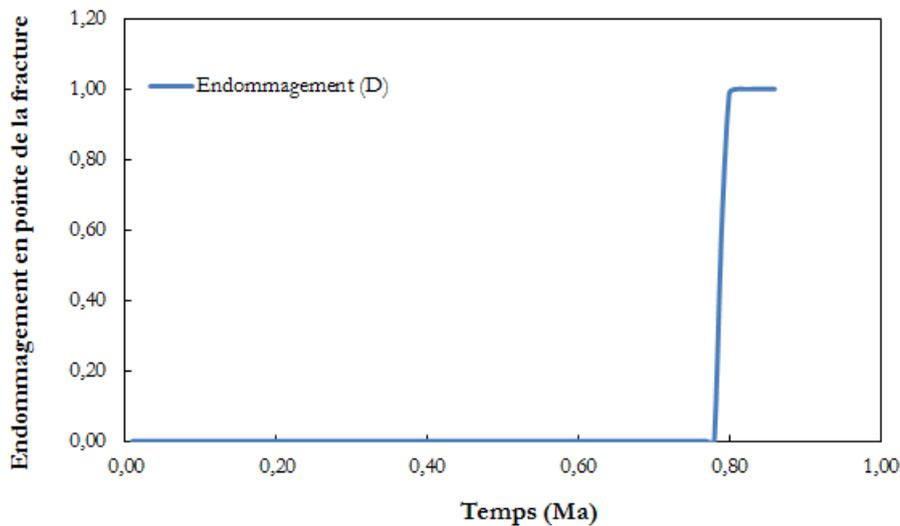


Figure 4.14 – Evolution de l'endommagement dans le premier joint.

Après l'amorçage, la propagation de la fracture est liée à l'évolution de la variable d'en-

dommagement et l'ouverture de la zone cohésive. C'est l'ouverture du joint qui contrôle la variation de la conductivité hydraulique donnée par la loi cubique (voir équation 4.45). Elle traduit la capacité de la zone cohésive à écouler le fluide. Dans la figure 4.15 on représente l'évolution de l'ouverture des 14 premiers joints de la partie imperméable de la zone cohésive soit à partir de $z = 29.4 \text{ m}$ (l'origine du repère étant la partie supérieure du modèle). On constate à travers ces courbes d'une part que l'ouverture le long de la zone cohésive est quasi-identique et d'autre part qu'elle évolue en fonction de la propagation de la fracture.

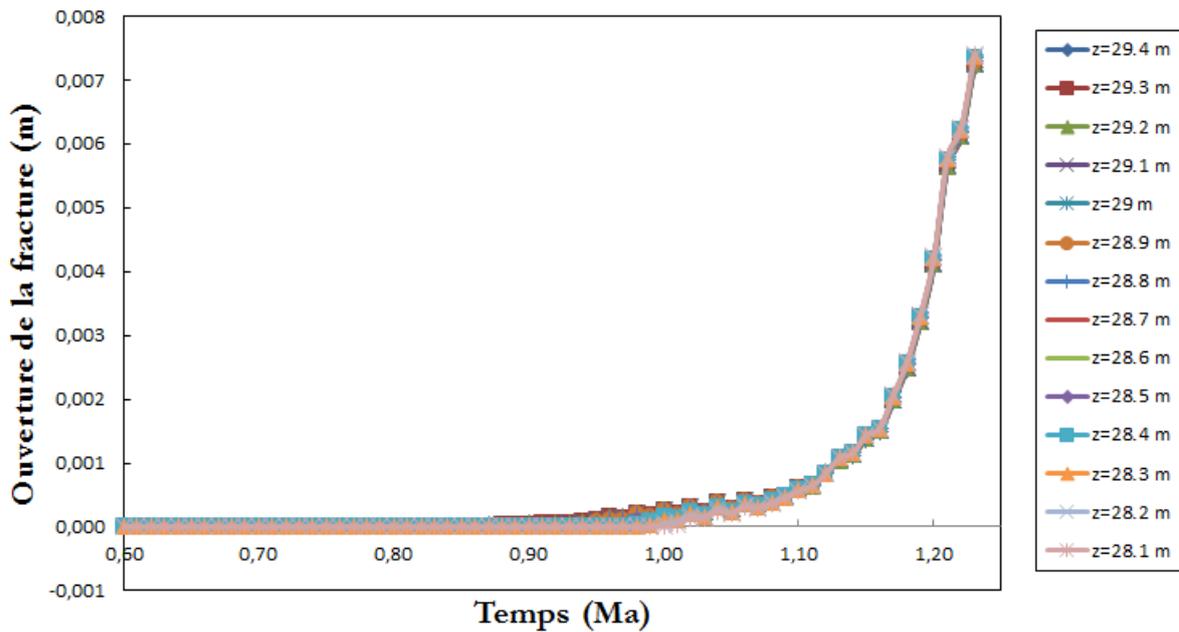


Figure 4.15 – Evolution de l'ouverture dans les 14 premiers joints de la fracture.

La fracture se propage par paliers durant les premiers instants. La contrainte en pointe de la fracture doit à chaque instant atteindre la condition de rupture dans un premier temps puis par suite conduire à l'endommagement du joint pour pouvoir se propager. Chaque élément joint a une longueur de 0.1 m . Le premier élément joint commence à s'endommager à partir de 0.6 Ma après l'application de la charge qui correspond à un processus de sédimentation rapide et ensuite se propage sur toute sa longueur en approximativement 0.63 Ma . La loi d'évolution de l'endommagement est donnée par l'équation 4.34 lorsque l'ouverture dépasse une certaine valeur u_0 . L'ouverture u_0 est liée à la contrainte de rupture en traction de la roche et du modèle constitutif du joint cohésif. Dans la loi d'évolution de l'endommagement en fonction de l'ouverture le paramètre β joue un rôle important. En effet, il caractérise la ductilité du matériau ainsi plus β est grand plus le matériau est ductile qui se traduit par une énergie beaucoup plus importante

pour continuer le processus d'endommagement. Dans notre simulation, on a pris $\beta = 1$ qui correspond à un matériau peu ductile. Vers 1.1 Ma après l'application de la charge la longueur de la fracture n'est que de 3 m . A partir de cet instant, la fracture se propage rapidement et s'étend en moins de 0.1 Ma sur toute la hauteur du modèle. La propagation de la fracture durant la simulation numérique est représentée dans la figure 4.16.

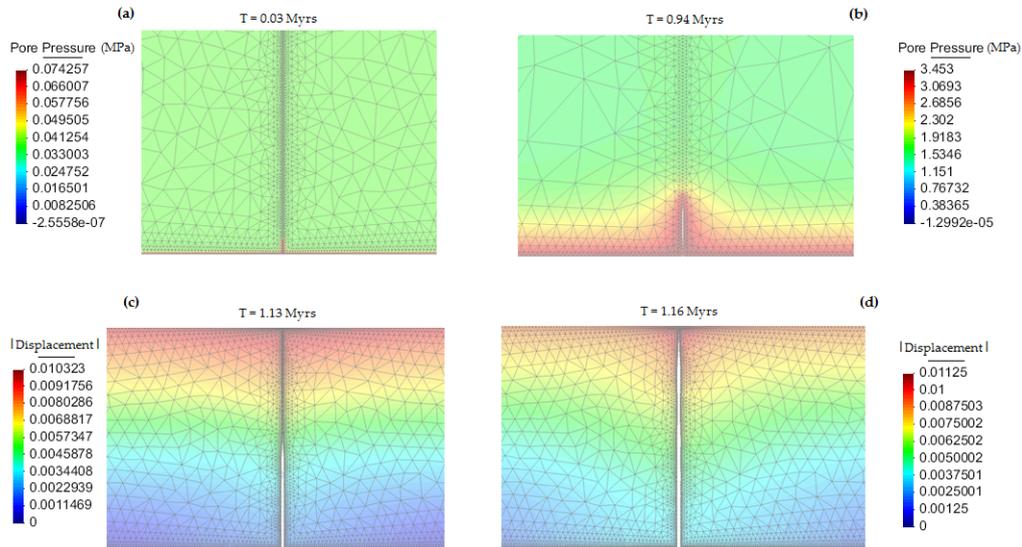


Figure 4.16 – Résultats de la propagation de la fracture et l'évolution de la pression (a), et la norme du déplacement (b) pour plusieurs instants de la simulation.

Etant donné que le défaut hydraulique est plus perméable que la matrice environnante, l'écoulement se concentre tout d'abord dans cette portion de la fracture (voir figure 4.16a). Cette portion de la fracture correspond à 0.6 m à partir de la base du modèle, puis la fracture se propage lorsque le critère de rupture est atteint. On traite ici le cas de fracturation sous l'effet de sédimentation dans un contexte relativement rapidement par rapport au temps caractéristique de la diffusion du fluide dans la matrice.

Après l'initiation, la propagation de la fracture dépend de la compétition entre la dissipation du fluide et la vitesse de chargement. Des simulations numériques avec les mêmes données d'entrées mais des vitesses de chargement différentes montre dans ces cas que la fracture peut s'amorcer sans se propager (voir figure 4.17).

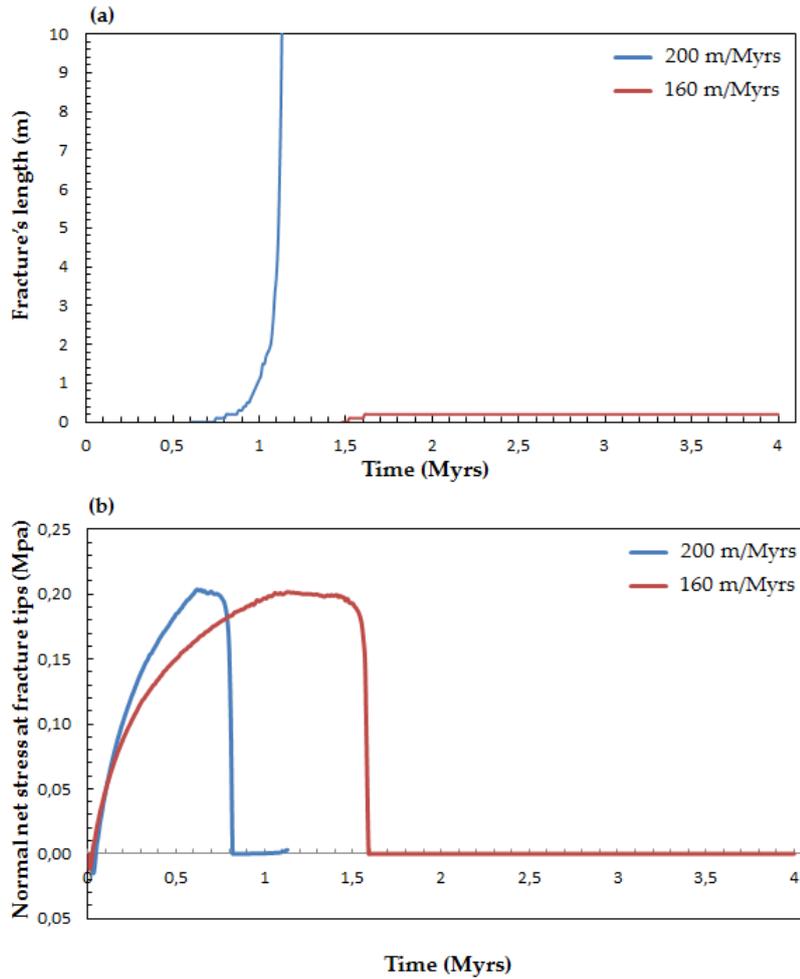


Figure 4.17 – Evolution de la fracture (a) et contrainte effective à la pointe de la fracture (b) pour des vitesses de chargement de 200 m/Ma et 160 m/Ma . Source : Ouraga et al. [2017]

Dans la figure 4.17, les courbes en bleue et rouge représentent respectivement l'évolution de la longueur de la fracture (figure 4.17a) et la contrainte effective en pointe de la fracture (figure 4.17b) pour des vitesses de chargement de 200 m/Ma et 160 m/Ma . Cette figure montre l'impact et l'importance de la vitesse de sédimentation dans le processus de propagation de la fracture. En fait, plus le taux de sédimentation est élevé, plus grande est la probabilité d'avoir de la fracturation dans des couches à faible perméabilité avec des défauts initiaux de petites tailles. Dans certains cas comme celui associé à la courbe rouge, la fracture peut s'amorcer à l'interface entre deux couches sans se propager significativement à cause de la diffusion du fluide. En ingénierie pétrolière des expériences de fracturation hydraulique montrent que la propagation verticale des fractures hydrauliques s'arrêtent généralement à l'interface entre les couches en présence de fort contraste de propriétés mécaniques et de contraintes [Economides et Nolte, 2000; Yew, 1997]. On retrouve

également ce type de configuration en observant les affleurements dans les roches carbonatées notamment dans la côte de Somerset en Angleterre [Peacock et Sanderson, 1999; Cosgrove et Engelder, 2004]. A partir d'une modélisation numérique avec un chargement purement hydraulique Cosgrove et Engelder [2004] ont montré que la fracture s'arrête à n'importe quelle profondeur quand il existe un fort contraste de propriété mécanique des couches de roches adjacentes. Dans le cas de sédimentation le contraste de propriétés mécanique ne constitue pas une condition suffisante pour contrôler la propagation de la fracture. Certes, elle permet de pouvoir avoir localement de la surpression en présence de discontinuités mais ne suffit pas pour contrôler la propagation en profondeur. Il faut donc tenir compte de l'importance entre la vitesse de sédimentation et la vitesse d'évacuation du fluide (voir figure 4.17).

Dans notre étude avec un chargement hydraulique et mécanique en plus des contrastes des propriétés des matériaux, l'autre aspect qui contrôle la propagation de la fracture est l'interaction entre les processus mécanique et hydraulique. Dans la section suivante, on présente l'impact de ce couplage pour expliquer la formation de réseaux de fractures dense pouvant s'apparenter à des couloirs de fracturation.

4.4 Les effets du couplage hydromécaniques sur la formation des réseaux de fracturation naturels dans les bassins sédimentaires

4.4.1 Introduction

Les réseaux de fractures naturels sont très répandus dans les bassins sédimentaires et apparaissent sous divers contextes comme l'érosion, les chargements tectoniques ou un déséquilibre de compaction dû à un taux de sédimentation rapide. Suivant l'échelle géologique et l'historique du bassin, certains phénomènes peuvent conduire à une diminution de la contrainte effective horizontale puis constituer des conditions nécessaires à l'amorçage de fracture. Dans la modélisation de bassin, la connaissance du processus de fracturation naturel enrichit la description de l'historique de surpression, qui est un point essentiel pour déterminer avec précision la position de réservoir d'hydrocarbures et la perméabilité équivalente de la matrice. La difficulté dans la modélisation de réseaux de fractures est de pouvoir créer un modèle réaliste à cause du manque de données de surface [Nelson, 2001] et aussi la prise en compte dans la modélisation de phénomènes physiques complexes mis

en jeu. Des études précédentes ont étudié les réseaux de fractures dans les roches sédimentaires [Bai et Pollard, 2000a; Becker et Gross, 1996; Helgeson et Aydin, 1991; Priest et Hudson, 1976; Rozhko et al., 2007]. Bai et Pollard [2000a] ont montré dans le cas de fracture en ouverture que la contrainte normale entre deux fractures voisines peut changer de la traction à la compression suivant un ratio critique entre l'espacement et l'épaisseur de la couche (ce ratio critique est approximativement égal à 1). Cependant l'observation des affleurements naturels permet d'avoir des ratios espacement des fractures et largeur de la couche plus petit que le ratio critique [Ladeira et Price, 1981; Bai et Pollard, 2000b; Narr et Suppe, 1991; Gross, 1993]. Ainsi, Bai et Pollard [2000a] supposent l'existence d'autres mécanismes comme par exemple des surcharges et/ou la pression des pores pour expliquer la formation des fractures très proches en profondeur [Narr et Suppe, 1991; Rives et al., 1992; Becker et Gross, 1996].

Dans la partie qui suit, des réseaux de fractures verticaux en ouverture et l'espacement dynamique entre les fractures induit par un taux de sédimentation rapide sont étudiés en utilisant un simulateur avec couplage hydromécanique. L'hypothèse de fracture verticale est recevable dans notre cas puisque notre étude est effectuée dans une configuration de faible ratio entre la contrainte horizontale totale et la contrainte verticale [Pollard, 1988]. L'accent est mis sur un modèle synthétique géologique dans lequel un taux de sédimentation constant est imposé sur sa partie supérieure. Cette structure géologique aura des chemins verticaux de fracturation potentiels initialement fermés et uniformément repartis. Les fractures sont modélisées avec des éléments joints cohésifs avec endommagement et l'écoulement dans la fracture est donné par la loi de Poiseuille. Le paramètre d'endommagement affecte l'ouverture mécanique et l'ouverture dans la fracture [Ouraga et al., 2017]. Pour la modélisation numérique on utilisera, le code *Porofis*. Dans la suite, le modèle utilisé est brièvement rappelé, puis les effets des paramètres hydromécaniques seront étudiés pour analyser les réseaux de fractures et leur espacement dans les bassins sédimentaires.

4.4.2 Modèle de réseaux de fractures

L'un des mécanismes les plus importants dans la fracturation naturelle des sédiments est la surpression du fluide [Luo et Vasseur, 2002; Secor, 1965; Mandl, 2005]. Dans un bassin sédimentaire les surpressions sont généralement dues aux mécanismes comme la compaction mécanique, la maturation de la roche mère ou des réactions minéralogiques qui produisent des fluides. L'amorçage apparaît quand la pression de pore dans une discontinuité atteint la limite de rupture en traction de le milieu poreux [Ouraga et al., 2017; Fisher et al., 1995]. De nombreux travaux donnent des explications de formation de ré-

seaux de fracture dans des problèmes mécaniques ou hydrauliques [Bai et Pollard, 2000a; Gross, 1993; Hobbs, 1967; Mandl, 2005]. Cependant, dans les bassins sédimentaires c'est le couplage entre le processus mécanique et hydraulique qui est prédominant Engelder et Fisher [1994]; Li et al. [2012]. Dans cette partie, les réseaux de fractures sont étudiés à partir d'un modèle équivalent à un modèle synthétique bicouche composé d'une roche couverture de faible perméabilité qui repose sur un réservoir perméable (voir section 3.3), et la fracturation est décrit dans un contexte oedométrique. Cela signifie que le déplacement vertical à la base et le déplacement latéral horizontal sont empêchés. Dans le cas actuel, pour décrire le dépôt des sédiments, une contrainte verticale qui évolue linéairement avec le temps est imposée sur la partie supérieure du modèle. Sur la partie inférieure du modèle de la roche couverture on impose l'évolution de la pression dans le réservoir comme condition aux limites (équation 3.5). Le principe pour amorcer les fractures est que la faible perméabilité de la roche couverture empêche la dissipation des fluides sous sédimentation rapide [Osborne et Swarbrick, 1997]. Cette augmentation de la pression par couplage hydromécanique induit une augmentation de la contrainte horizontale totale dans le milieu qui ne peut donner lieu à l'amorçage de fracture dans un cas homogène. Cependant, avec une perturbation de la pression de pores à partir d'une condition anormale comme par exemple l'existence de défaut associé à une hétérogénéité (voir figure 4.18), les fractures peuvent être amorcées. La roche couverture à une hauteur de 20 m et s'étend sur une largeur de 48 m. Des éléments cohésifs sont initialement introduit dans le maillage sur des chemins verticaux prédéfinis correspondant à des chemins potentiels de fracturations (figure 4.18 b). L'espacement initial entre chaque fracture est de 4 m et chaque élément joint est divisé en deux parties. La première partie est le défaut hydraulique d'une longueur d'à peu près 1 m et très perméable et la seconde partie s'étend sur le reste de la zone cohésive et à une perméabilité équivalente à la matrice. Les propriétés mécaniques et hydrauliques sont choisies de manière à ce que la fracture initiale n'ait aucun impact sur la simulation numérique jusqu'à son amorçage qui est associé à l'endommagement du joint. La roche couverture est prise en compte comme un milieu poreux. On admet que la compressibilité du fluide est très faible, que le milieu est isotrope et on fait l'hypothèse de petite déformation avec un comportement poroélastique linéaire. On suppose également que le fluide sature les pores du milieu poreux et que l'écoulement est donné par la loi de Darcy. Sous ces hypothèses les équations principales dans le milieu poreux sont données par les équations 3.12, et 2.19.

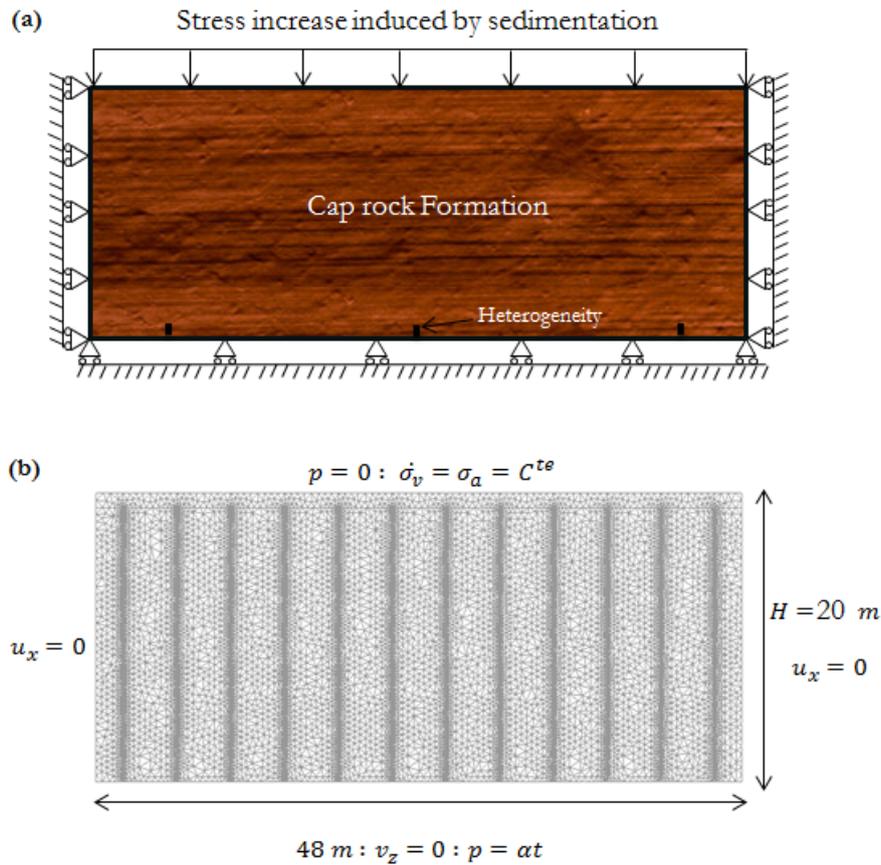


Figure 4.18 – (a) Modèle conceptuel et conditions aux limites mécaniques, (b) maillage pour la simulation numérique avec des chemins cohésifs de fracturations potentiels

4.4.3 Résultats de la simulation numérique et discussion

Les simulations numériques ont été effectuées en considérant des roches couvertures ductiles et fragile. Les paramètres utilisés sont dans le tableau 4.3. Dans notre modélisation

Propriétés	E (GPa)	$\nu(-)$	k (m^2)	β		
Couverture	10	0.23	$10^{-21} m^2$	0.8 / 5		
Réservoir	1	0.2	-	-		
Chargement	200 m/Myrs					
Fracture	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{nt} = R_{tn}(GPa/m)$	$\sigma_R(MPa)$	C (MPa)	$\varphi(^\circ)$
	50	50	0	1	0.5	25

Tableau 4.3 – Propriétés mécanique et hydraulique pour la simulation numérique

le comportement du milieu poreux est contrôlé par le paramètre β [Pouya et Bemani, 2015]

pour des paramètres hydromécaniques fixés. Les résultats des simulations numériques sont représentés dans la figure 4.19

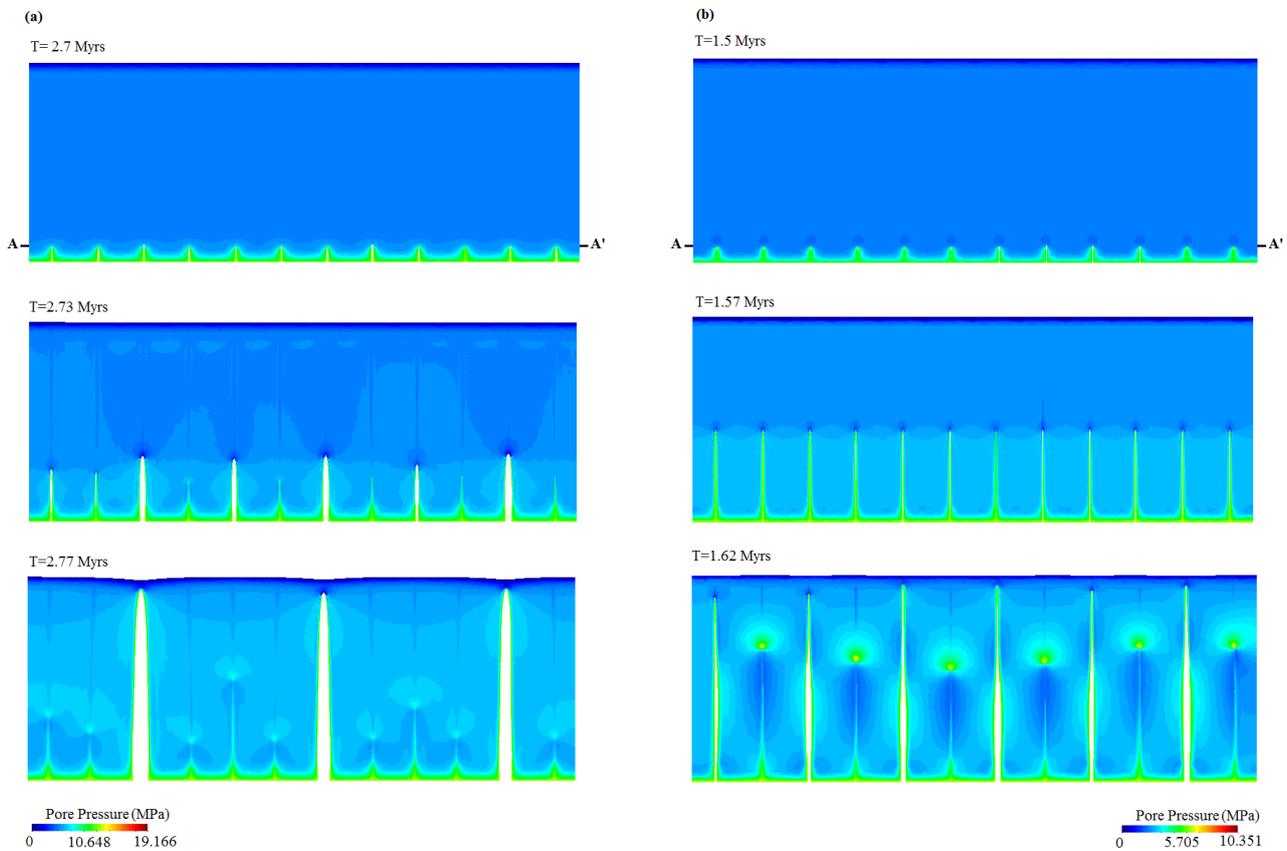


Figure 4.19 – (a) Propagation de la fracture et évolution de la pression dans le cas d'une couverture ductile (a) et d'une couverture fragile (b)

Cette figure donne l'évolution du champ de pression au cours du dépôt des sédiments, et l'évolution de la géométrie et la configuration du réseau de fractures. Dans la figure 4.19a, $\beta = 5$ et le milieu est ductile [Pouya et Bemani, 2015], tandis que dans la figure 4.19b, $\beta = 0.8$ et la roche couverture est fragile. L'amorçage dans le cas fragile débute à partir de 1.5 Ma après l'application du chargement et l'espacement à ce stade entre les fractures est de 4 m. Cet espacement initial correspond à l'espacement entre les chemins potentiels de fracturation. Après l'initiation, toutes les fractures ont une longueur d'à peu près 1.5 m dans les deux cas. Ce saut d'ouverture correspond à l'ouverture mécanique du défaut hydraulique (1 m) et une petite perturbation dans le couplage hydromécanique qui converge au cours du calcul. Une fois les fractures amorcées, l'espacement entre les fractures ainsi que leur propagation sont tributaires du comportement de la roche couverture. En mécanique pure, il a été établi que la lithologie et l'épaisseur des couches influence

l'espacement des fractures. Bogdonov [1947], et Novikova [1947] ont même formulé une relation linéaire entre l'espacement et l'épaisseur de la couche. Cependant, le champ d'investigation dans lequel on obtient des relations linéaires ont été effectué sur des séquences sédimentaires dans lesquels l'épaisseur ne dépassait pas 1.5 m. Une limite de cette formulation est qu'elle ne permet pas d'expliquer la formation de fracture avec des espacements très proches. Dans notre cas d'étude avec couplage entre les processus hydrauliques et mécaniques, durant la propagation quand la longueur de la fracture atteint une certaine valeur, quelques fractures, une sur deux, arrêtent leur propagation et commencent à se refermer. Ainsi l'espacement entre les fractures qui se propagent est multiplié par deux. Dans le cas de la roche ductile comme représenté dans la figure 4.19a, une fracture sur deux semble commencer à se fermer quand la longueur de la fracture devient proche de l'espacement entre les fractures. Dans le cas fragile, les fractures se ferment plus tard au cours de leur propagation (figure 4.19b). Ces résultats nous permettent d'établir un lien entre l'évolution dynamique de l'espacement et la longueur des fractures actives c'est-à-dire celles qui se propagent suivant les propriétés hydromécaniques de la roche couverture. Les courbes de l'évolution de la longueur de la fracture et l'espacement entre elles au cours du temps sont tracées dans la figure 4.20.

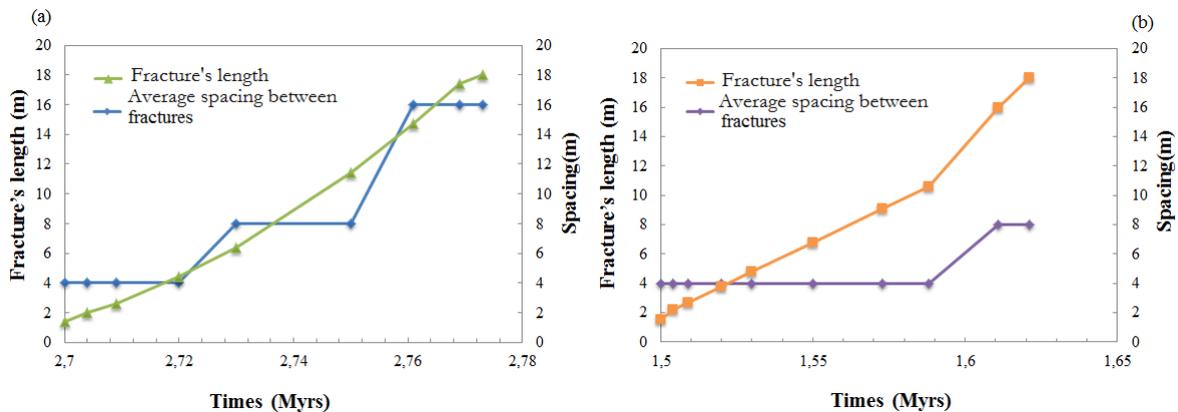


Figure 4.20 – Evolution de la longueur moyenne des fractures actives et l'espacement moyen dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b)

Dans le cas dans la figure 4.20a, l'espacement entre les fractures évolue avec la longueur de propagation. La figure 4.20a corrobore l'hypothèse faite avec l'analyse de la figure 4.19. En fait, suivant les courbes verte et rouge qui représentent la valeur moyenne de la longueur des fractures actives et la moyenne de l'espacement entre les fracture dans la figure 4.20a, une fracture sur deux se ferme quand la longueur de la fracture se rapproche de leur espacement. Graphiquement, on retrouve ce processus quand les courbes s'interceptent. A l'opposé, dans la roche fragile, les fractures (une sur deux) commencent à se fermer

quand le rapport entre la longueur de fracture et l'espacement devient très petit. Bai et Pollard [2000a] appellent ces fractures « *closely spaced fractures* ». Dans ces travaux pour expliquer le cas de réseaux avec des fractures très proches, nous allons nous focaliser sur l'interaction et la diffusion entre les fractures après l'amorçage et le comportement de la roche (voir figure 4.21).

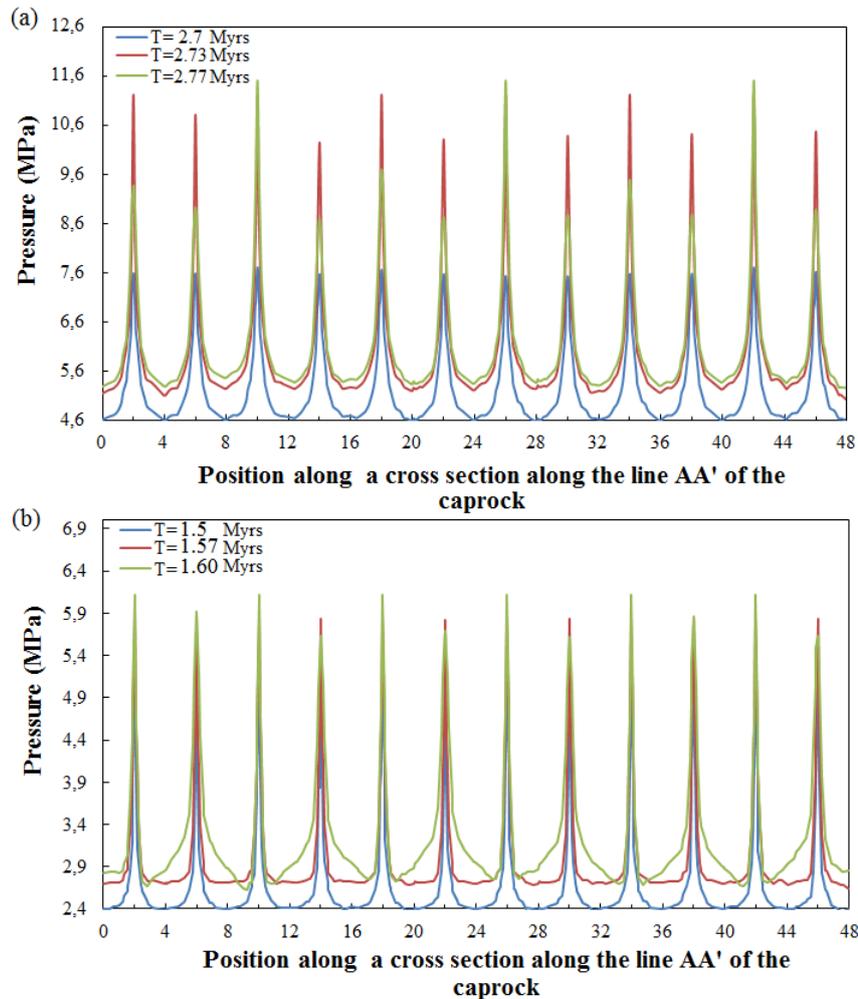


Figure 4.21 – Pression à travers une section transversale le long de la ligne AA' (confer figure 4.18) dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b)

Dans la figure 4.21, l'évolution de la pression pour plusieurs instants de la simulations le long d'une section transversale le long de la ligne AA' (voir figure 4.18) est représenté. Cette section est située à 1.5 m de la base du modèle. Dans cette figure chaque pic de pression correspond à la pression dans la fracture dans la roche ductile 4.21 (a), et dans la roche fragile 4.21b. Les courbes bleues dans la figure 4.21 représentent la pression durant l'amorçage de la fracture dans les roches ductiles et fragiles. Dans cette courbe la pression

à travers toutes les fractures est identique et l'effet de la diffusion entre les fractures dans le cas fragile n'est pas encore établi 4.21 (b). Le temps à partir duquel la fracturation commence dans ce cas est nettement inférieur à celui du cas ductile. En effet, dans le cas fragile les fractures s'initient lorsqu'on atteint la contrainte de rupture en traction de la roche. A contrario, avec $\beta = 5$ le comportement adoucissant du modèle cohésif (voir section 4.2) induit un certain retard dans la propagation des fractures comparé au cas fragile quand la limite de rupture en traction est atteinte. En effet la contrainte en pointe de fracture dans le cas ductile doit dépasser la contrainte limite en traction pour s'amorcer puis se propager. Dès lors, pour la roche fragile, la fracturation apparaît dans un milieu moins compressif que le cas ductile. Ainsi, l'écoulement et la quantité de fluide échangée entre la matrice et la fracture est très faible pendant l'amorçage dans la roche fragile (voir la courbe bleue dans la figure 4.21) pour permettre une augmentation de la pression loin de la fracture à partir de l'écoulement de la fracture vers la matrice. Dans la courbe rouge de la figure 4.21 (b) la pression dans toutes les fractures est toujours la même avec une longueur de 10 m pour un espacement de 4 m . Dans cette figure, la pression entre les fractures ne varie pas énormément pendant que dans le cas ductile avec les courbes verte et rouge de la figure 4.21 (a) la pression chute dans quelques fractures et arrête leur propagation par des effets hydromécaniques. Dans la roche fragile, l'effet de diffusion apparaît significativement autour de 0.1 Ma après l'amorçage des fractures (figure 4.18 (b), 4.21 (b)) et les fractures ont une longueur moyenne de 16 m . Dès lors, la diffusion diminue la pression dans quelques fractures. Elles commencent à sentir l'influence des fractures voisines et un gradient de pression se crée dans quelques fractures. Ainsi, avec le couplage hydromécanique et l'état compressif entre les fractures, le critère de propagation n'est plus respecté et les lèvres de la fracture commencent à se fermer (une sur deux fractures), l'espacement entre les fractures augmente et on retrouve les mêmes interactions que dans le cas ductile. Ainsi suivant nos résultats en considérant une roche couverture avec une faible perméabilité qui subit un taux de sédimentation rapide, si cette couverture à un comportement fragile, elle est plus sujette à avoir des fractures très rapprochées que dans le cas où elle a un comportement ductile à cause des effets du couplage hydromécaniques. Ces résultats peuvent être utilisés pour expliquer la formation de corridor de fractures et des configurations de réseaux de fracture dense dans une roche ayant subi un taux de sédimentation rapide dans son histoire.

