

# Etude analytique de l'initiation de fractures sous sédimentation rapide

## 3.1 Mécanisme de fracturation naturelle sous l'effet de la sédimentation

Dans la littérature plusieurs auteurs s'accordent à dire que l'un des facteurs les plus importants pour la propagation de fractures dans les bassins sédimentaires est la surpression de fluide dans les pores [Secor, 1965, 1969; Audet et McConnell, 1992; Luo et Vasseur, 2002]. Ainsi, dans cette partie on se pose la question de savoir quelle est l'origine de ces surpressions.

D'une manière générale on parle de surpression lorsque la pression dans les sédiments devient supérieure à la pression hydrostatique qu'aurait eu une colonne d'eau à la même profondeur comme on peut le voir dans la figure 3.1. Dans cette figure, le profil de pression évalué dans le Golfe du Mexique permet d'observer à des profondeurs données que la pression des fluides devient plus grande que la pression hydrostatique. Dans cette zone et notamment aussi dans le graben central de la mer du Nord, le phénomène de surpression de pores est reconnu comme l'une des causes principales de fracturation naturelle dans les sédiments. Dans la suite, on présente les mécanismes les plus importants susceptibles de générer de la surpression dans les bassins dont entre autre : le phénomène du déséquilibre de compaction et les sources de fluides internes.

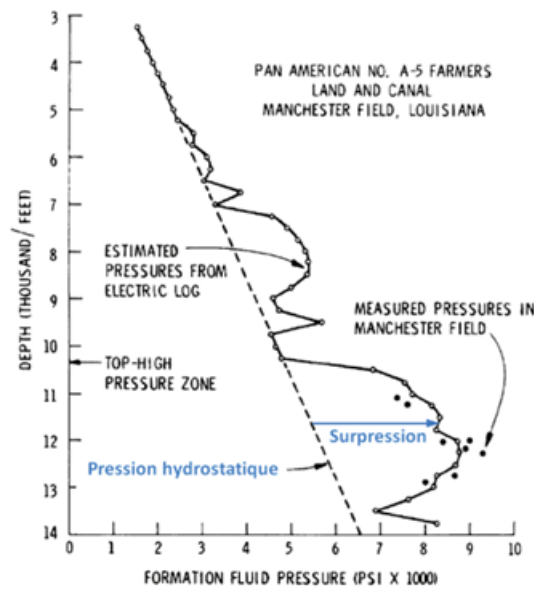


Figure 3.1 – Profil évalué sur le Golfe du Mexique. Source : Schmidt [1973]

### 3.1.1 Le déséquilibre de compaction

Pendant le processus de sédimentation les matériaux transportés par l'eau, la glace et le vent s'accumulent dans le bassin pour former un dépôt. Au cours du temps, ces sédiments se transforment en roche par diagenèse tout au long de l'enfouissement. Pendant cette phase, le bassin subit une augmentation de la contrainte verticale inhérente au poids propre des roches sus-jacentes qui s'accroît. Cette augmentation de la contrainte entraîne une réduction de la taille des pores, puis conduit à une diminution de l'espace disponible pour le fluide. Dans ce cas, le fluide a tendance à monter en pression en présence de sédiments de faible perméabilité. Dans la littérature, ce phénomène est connu sous le nom de déséquilibre de compaction. [Moore et Vrolijk, 1992; Wang et al., 1990]. Schmidt [1973] montre que le déséquilibre de compaction est la source principale de génération de surpression dans le Golfe du Mexique sous sédimentation rapide (figure 3.1). Lorsque le fluide circule librement cette surpression se dissipe entièrement à partir d'un certain temps. Ainsi, une compétition s'initie entre la vitesse d'évacuation du fluide reliée à la perméabilité des sédiments et la vitesse de sédimentation. L'augmentation de la pression des pores a pour conséquence de réduire la contrainte effective dans le bassin et dans certains cas cette contrainte atteint et même dépasse la contrainte de traction limite du matériau qui entraîne une création de fissures, puis une propagation de fractures à l'échelle du bassin ou à des endroits précis dans le bassin.

### 3.1.2 Sources de fluide

Les réactions minéralogiques comme la transformation de smectite (argile qui contient beaucoup d'eau) en illite en profondeur ou la maturation de la roche mère en hydrocarbure peuvent être des sources potentielles de surpressions dans le bassin. En effet, l'évolution du kérogène provenant de la dégradation des sédiments dépend de la profondeur d'enfouissement. Ainsi, suivant la profondeur le kérogène peut se transformer en huile, gaz ou résidus et générer de la surpression, car la transformation de ces différents dérivés pétroliers est associée à une variation de volume du fluide. Dans certaines configurations de bassin, les sources de fluides peuvent être externe au bassin comme par exemple l'infiltration des eaux de pluie [Tingay et al. \[2009\]](#).

Dans la suite, pour étudier analytiquement les conditions d'amorçage naturel de fractures dans les bassins sédimentaires, seul le phénomène du déséquilibre de compaction et l'impact de l'hétérogénéité des propriétés mécaniques et hydrauliques du milieu seront considérés comme vecteur de génération de surpression.

## 3.2 Formulation du problème bicouche

Dans cette partie, pour étudier analytiquement l'amorçage des fractures, un modèle conceptuel bicouche constitué de couches ayant des propriétés mécaniques, hydrauliques et poroélastiques différentes est mis en place. Ce modèle est composé d'une roche couverture reposant sur un réservoir très perméable (figure 3.2), et la fracturation est décrite dans un contexte oedométrique. Le contexte oedométrique se traduit par le fait que le déplacement vertical de la base du modèle est bloqué ainsi que les déplacements horizontaux des bords latéraux. On suppose dans ce modèle que l'écoulement vertical à travers la couverture ne modifie pas significativement la quantité de fluide dans le réservoir. Pour les conditions aux limites hydrauliques, on impose un flux nul sur la base et on suppose la partie supérieure du modèle comme étant la pression de référence. Dans cette étude l'évolution de la pression dans le réservoir ne dépend pas de son épaisseur (finie ou infinie). Pour décrire le dépôt des sédiments au cours du temps [[Lynton et al., 1987](#); [Hantschel et Armin, 2009](#); [Miall, 2000](#)], une contrainte verticale qui évolue linéairement est imposée sur la partie supérieure du modèle, et un taux constant de sédimentation est admis.

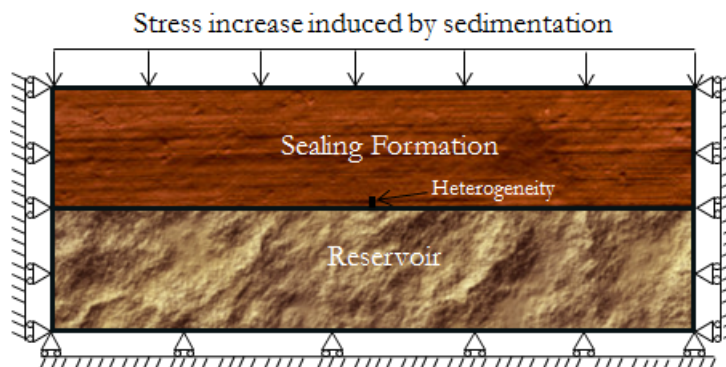


Figure 3.2 – Modèle conceptuel bicouche et les conditions aux limites mécaniques. Source : Ouraga et al. [2017]

Dans cette structure, le contraste de propriétés mécaniques et hydrauliques entre la roche couverture et le réservoir est susceptible de générer des surpressions. Le principe est que la faible perméabilité de la couverture empêche la dissipation des surpressions résultantes d'un taux de sédimentation rapide. Ce phénomène appelé déséquilibre de compaction est associé à un potentiel de fracturation [Bredehoef et Hanshaw, 1968; Mouchet et Mitchell, 1989; Osborne et Swarbrick, 1997; Luo et al., 1998]. Dès lors, il existe une perméabilité qui dépend de la vitesse de sédimentation à partir de laquelle des niveaux de suppressions importants peuvent être générés dans le bassin. L'augmentation de la pression par couplage hydromécanique induit également une augmentation de la contrainte horizontale totale dans le modèle. En considérant sous ces conditions un milieu homogène poroélastique, aucune fracture ne peut s'amorcer en profondeur. L'augmentation de la pression entraîne une diminution de la contrainte effective horizontale. À l'opposé, la contrainte horizontale totale augmente simultanément à partir de l'équation poroélastique (équation 1.2).

Dans la littérature de nombreux auteurs ont étudié la formation de fractures en profondeur [Secor, 1965, 1969; Berchenko et al., 1997; Fyfe et al., 1978; Gretener, 1981]. D'après Secor [1965, 1969], la formation des fractures intervient généralement dans les défauts de la roche, et elles apparaissent au cours du processus de surpression lorsque la pression dans la roche devient supérieure à la contrainte compressive principale. Dès lors, la propagation de la fracture consiste en plusieurs épisodes de propagation au cours desquels la pression du fluide chute dans chaque phase (et peut éventuellement arrêter la propagation lorsque la pression devient inférieure à celle requise pour la propagation) et par diffusion entraîne un nouvel épisode de propagation. La limite du modèle de Secor est qu'il néglige l'évolution de la pression dans l'augmentation de la contrainte totale dans la fracture comme mentionné par Fyfe et al. [1978], et Gretener [1981]. Ainsi, d'autres

modèles ont été développés, et Engelder et Lacazette [1990] ont proposé un modèle dans lequel la contrainte qui contrôle l’amorçage des fractures dérive du comportement poroélastique et définissent quelques conditions susceptible de produire de la fracturation naturelle. Renshaw et Harvey [1994] quant à eux ont proposé un modèle de propagation continue en prenant en compte le processus de diffusion dans la fracture.

Dans notre modèle conceptuel bicouche pour amorcer des fractures en ouverture pendant la sédimentation, on supposera que la surpression générée par le contraste de propriétés entre la roche couverture et le réservoir et le dépôt des sédiments s’accumule à l’interface entre les deux couches dans une zone cohésive (figure 3.3).

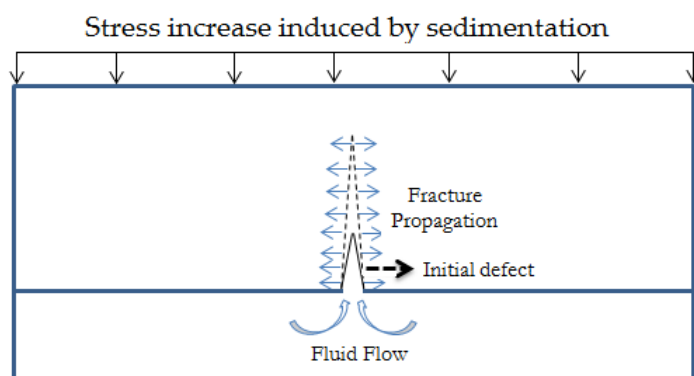


Figure 3.3 – Mécanisme d’amorçage de fracture dans le modèle conceptuel bicouche.  
Source : Ouraga et al. [2017]

La présence de cette partie plus perméable dans la roche couverture crée un déséquilibre local et peut induire un amorçage de fracture sous certaines conditions qui seront analysés dans la suite.

### 3.3 Condition d’amorçage des fractures

La formation des fractures est étudiée analytiquement à partir d’un modèle équivalent au modèle de base bicouche (figure 3.2). Etant donné que l’étude est concentrée sur la formation des fractures en ouverture dans la roche couverture, seule cette couche est modélisée dans la suite. L’évolution de la pression des pores considérée dans le réservoir est appliquée comme conditions aux limites à la base de la roche couverture. On suppose que les effets des déplacements à l’interface entre les deux couches sont négligeables devant ceux induits par la pression. Considérant la perméabilité de la roche couverture, très petite devant celle du réservoir, on peut supposer qu’à l’échelle de temps considérée

pour l'amorçage, que l'écoulement du fluide du réservoir vers la couverture est faible, et représente une part infime de la quantité de fluide dans le réservoir. L'évolution du réservoir peut être donc considérée comme une déformation non-drainée. Dans ce cas, Coussy [2004] (section 4.3.2) montre que la variation de la masse du fluide est donnée par :

$$\frac{dm_f}{\rho_f} = b d\epsilon_v + \frac{dp}{M}. \quad (3.1)$$

Avec le comportement non-drainé du réservoir, la variation de la masse de fluide est nulle ( $dm_f = 0$ ) et l'équation 3.1 devient :

$$dp = -bM d\epsilon_v. \quad (3.2)$$

Avec l'hypothèse d'un comportement poroélastique isotrope linéaire pour le réservoir, l'évolution de la contrainte totale est donnée par l'équation 2.33. Les conditions aux limites oedométrique et l'équation 2.33 permettent d'écrire la variation volumétrique du réservoir sous la forme :

$$d\epsilon_v = \frac{d\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} + \frac{bdp}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} \quad (3.3)$$

où  $\nu_r$ ,  $K_r$  représentent le coefficient de Poisson et le module de compressibilité du réservoir. L'équation 3.2 devient :

$$dp = \frac{-bd\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2}. \quad (3.4)$$

Etant donné que la charge verticale appliquée  $\sigma_v$  est une fonction linéaire du temps, on déduit que l'évolution de la pression est aussi une fonction linéaire du temps et par intégration l'équation 3.4 devient :

$$p(t) = \frac{-b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_v. \quad (3.5)$$

L'équation 3.5 donne l'évolution de la pression dans le réservoir qui sera imposée comme condition à la base de la roche couverture. Les conditions d'initiation seront basées sur l'analyse de la solution de l'évolution de la pression et des contraintes en temps et en espace dans un milieu poreux homogène avec des conditions aux limites identiques à celles imposées dans le modèle conceptuel équivalent (figure 3.4).

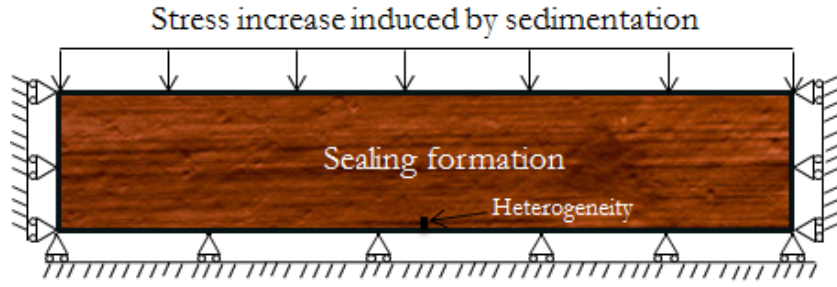


Figure 3.4 – Modèle conceptuel pour l'étude de l'amorçage des fractures et les conditions aux limites mécaniques; l'évolution de la pression dans le réservoir dans le modèle de base bicouche est imposée comme condition aux limites à la base de ce modèle. Source : Ouraga et al. [2017]

Le principe de l'étude d'initiation des fractures repose sur l'analyse locale hydromécanique des conditions de non-équilibre dues à la présence de défauts dans la roche. La présence de ces défauts est susceptible de réunir les conditions favorables d'amorçage de fractures à partir d'un critère de rupture.

### 3.3.1 Ecoulement dans un milieu poreux homogène

Dans cette partie les principales équations qui gouvernent le problème de sédimentation dans un milieu poreux seront rappelées. Dans la suite on considérera la compressibilité du fluide comme très faible, le milieu poreux comme un milieu isotrope poroélastique, et on fera l'hypothèse de petites déformations. On supposera également que le fluide sature les pores et que l'écoulement est gouverné par la loi de Darcy :

$$\underline{v} = -\frac{k}{\mu} \cdot (\nabla p - \rho_f g) \quad (3.6)$$

avec  $\underline{v}$  la vitesse du fluide,  $p$  la pression,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide,  $k$  la perméabilité et  $\rho$  la masse volumique du fluide. Sans termes sources la variation de la masse de fluide s'écrit :

$$\text{div}(\rho_f \underline{v}) + \frac{\partial m_f}{\partial t} = 0 \quad (3.7)$$

où  $m_f$  est la masse du fluide par unité de volume. En condition saturée, la masse du fluide  $m_f$  s'écrit :

$$m_f = \rho_f \phi \quad (3.8)$$

$\phi$  représente la porosité du milieu. A partir de l'équation 3.8, la variation de  $m_f$  est donnée par :

$$\frac{dm_f}{m_f} = \frac{d\rho_f}{\rho_f} + \frac{d\phi}{\phi}. \quad (3.9)$$

La variation de  $\rho_f$  est reliée à la pression à partir de la compressibilité et la variation de la porosité  $\phi$  à partir du modèle poroélastique linéaire :

$$\frac{d\rho_f}{\rho_f} = \frac{dp}{K_f} \quad (3.10)$$

$$d\phi = b d\epsilon_v + \frac{1}{N} dp \quad (3.11)$$

avec  $K_f$  la compressibilité du fluide,  $N$  le module de Biot du squelette solide et  $\epsilon_v$  la déformation volumique donnée par la trace du tenseur de déformation. En combinant les équations 3.6, 3.7, 3.10, 3.11 et le fait que la compressibilité du fluide est très faible, l'équation qui décrit la déformation du squelette solide et l'écoulement est donnée par :

$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div} \left( \frac{k}{\mu} \nabla p \right) - b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} \quad (3.12)$$

où  $M$  représente le module de Biot.

### 3.3.2 Solution du problème

Le problème de diffusion à résoudre dans le milieu homogène poreux est représenté dans la figure 3.5. Dans cette figure le paramètre  $\alpha = \frac{b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_a$ . Dans le problème à résoudre, il y'a deux chargements qui dépendent du temps. D'une part on a le dépôt des matériaux pendant le processus de sédimentation qui est pris compte avec un taux constant de sédimentation  $\dot{\sigma}_v = -\sigma_a$ , et d'autre part l'évolution de la pression dans le réservoir qui dépend du chargement au cours du temps par l'équation 3.5. Pour résoudre ce problème, étant donné le comportement poroélastique linéaire du modèle, le principe de superposition des deux mécanismes en jeu peut être appliqué. Le problème général est alors divisé en deux sous-problèmes qui doivent être conformes avec les conditions aux limites hydrauliques, mécaniques et les conditions d'équilibre du problème général.



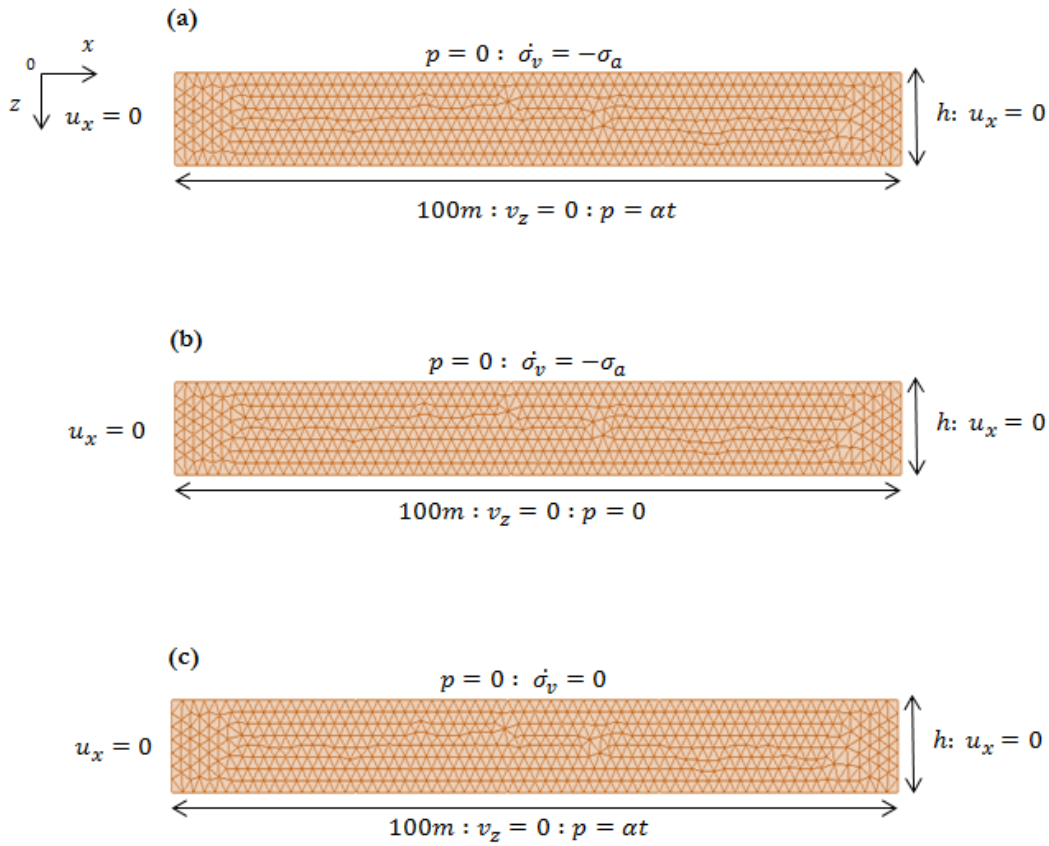


Figure 3.5 – (a) Modèle homogène avec les conditions aux limites; (b), (c) géométrie et conditions aux limites respectives des sous-problèmes 1 et 2.

Le premier sous problème consiste en un cas de consolidation avec termes source (figure 3.5b), et contrairement au modèle équivalent, une pression nulle est imposée à sa base. Dans le second sous-problèmes un taux de sédimentation nul est imposé sur la partie supérieure du modèle et une pression qui évolue avec le temps est imposée à sa base (figure 3.5c).

On note  $u_1, u_2, \sigma_1, \sigma_2, p_1,$  et  $p_2$  respectivement le déplacement, le tenseur de contrainte et la pression du sous-problème 1 indexé par l'indice 1 et du sous-problème 2 indexé par l'indice 2. Les équations à résoudre pour les des sous-problèmes 1 et 2 sont les suivantes :

Sous-problème 1 :

- $div(\dot{\sigma}_1) = 0$
- $\dot{\sigma}_1 = C : \dot{\epsilon}_1 - bp_1$
- $\dot{\epsilon}_1 = \frac{1}{2}(\nabla u_1 + \nabla^t u_1)$
- $\dot{\sigma}_1 \cdot n = \dot{\sigma}_v, z = 0$

- $\dot{u}_1(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_1}{M} - \Delta \dot{p}_1 = -\dot{\epsilon}_v^1$
- $\dot{p}_1 = 0, \quad z = 0$
- $\dot{p}_1 = 0, \quad z = h.$

Sous-problème 2 :

- $div(\dot{\sigma}_2) = 0$
- $\dot{\sigma}_2 = C : \dot{\epsilon}_2 - b\dot{p}_2$
- $\dot{\epsilon}_2 = \frac{1}{2}(\nabla u_2 + \nabla^t u_2)$
- $\dot{\sigma}_2 \cdot n = 0, \quad z = 0$
- $\dot{u}_2(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_2}{M} - \Delta \dot{p}_2 = -\dot{\epsilon}_v^2$
- $\dot{p}_2 = 0, \quad z = 0$
- $\dot{p}_2 = \alpha, \quad z = h.$

Notons,  $\sigma$ ,  $u$ , et  $p$  respectivement le tenseur des contraintes, le déplacement et la solution en pression dans le modèle général. Avec le principe de superposition pour que la décomposition du problème initial en sous-problème soit conforme au problème initial, il faut que la somme des solutions des sous-problèmes vérifie les équations du problème initial. On doit donc avoir :  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ ;  $u = u_1 + u_2$ , et  $p = p_1 + p_2$ . En additionnant membre à membre les équations des sous-problèmes 1 et 2 on obtient :

- $div(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2) = div(\dot{\sigma}) = 0$
- $\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2 = \dot{\sigma} = C : (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) - b(\dot{p}_1 + \dot{p}_2) = C : \dot{\epsilon} - b\dot{p}$
- $\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon} = \frac{1}{2}(\nabla(u_1 + u_2) + \nabla^t(u_1 + u_2)) = \frac{1}{2}(\nabla u + \nabla^t u)$
- $(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2) \cdot n = \dot{\sigma} \cdot n = 0, \quad z = 0$
- $(\dot{u}_1(z = h) + \dot{u}_2(z = h)) = \dot{u}(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_1 + \dot{p}_2}{M} - \Delta(\dot{p}_1 + \dot{p}_2) = \frac{\dot{p}}{M} - \Delta \dot{p} = -(\dot{\epsilon}_v^1 + \dot{\epsilon}_v^2) = -\dot{\epsilon}_v$
- $\dot{p}_1 + \dot{p}_2 = \dot{p} = 0, \quad z = 0$
- $\dot{p}_1 + \dot{p}_2 = \dot{p} = \alpha, \quad z = h.$

On retrouve ainsi les équations à résoudre dans le problème initial.

### Sous-Problème 1

Le sous-problème 1 est équivalent à un problème thermique dans une poutre avec production de chaleur comme étudié par Carslaw et Jaeger [1959]. L'équation générale qui décrit la déformation du squelette et l'écoulement du fluide résulte de l'équation 3.12. La variation de la déformation volumique est liée à la variation de la pression par :

$$d\epsilon_v^1 = \frac{1}{K_s} (d\sigma_m^1 + bdp_1) \quad (3.13)$$

où  $d\sigma_m$  représente la variation de la contrainte totale moyenne et  $K_s$  la compressibilité du milieu. Dans notre cas c'est à dire en condition oedométrique en déformation plane, la variation de la contrainte totale moyenne est donnée par :

$$d\sigma_m^1 = \frac{d\sigma_v^1(z, t) + 2d\sigma_h^1(z, t)}{3} \quad (3.14)$$

et la variation de la contrainte totale horizontale s'écrit :

$$d\sigma_h^1(z, t) = d\sigma_v^1(z, t) \frac{\nu}{1-\nu} - bp_1(z, t) \frac{1-2\nu}{1-\nu}. \quad (3.15)$$

On déduit alors que la variation de la déformation volumique devient :

$$d\epsilon_v^1 = \frac{(1+\nu)}{3K_s(1-\nu)} (d\sigma_v^1 + bp_1). \quad (3.16)$$

Ainsi en substituant l'équation 3.16 dans l'équation 3.12 on obtient :

$$\left( \frac{1}{M} + \frac{(1+\nu)b^2}{3(1-\nu)K_s} \right) \frac{\partial p_1(z, t)}{\partial t} - \frac{(1+\nu)b}{3(1-\nu)K_s} \sigma_a = \frac{k}{\mu} \frac{\partial^2 p_1(z, t)}{\partial z^2}. \quad (3.17)$$

A partir de l'équation 3.17, les conditions aux limites et les conditions initiales  $t = 0$ ,  $p(z, 0) = 0$  l'évolution de la pression de ce sous problème en temps et en espace est donnée :

$$p_1(z, t) = \frac{-\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3(2n+1)^3} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{h}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)} \quad (3.18)$$

où  $\tau_s = \frac{k}{\mu\left(\frac{1}{M} + \frac{3(1+\nu)b^2}{(1-\nu)K_s}\right)}$  représente le coefficient de diffusivité dans la roche couverture comme décrit par Coussy [2004].  $K_s$ ,  $M$ ,  $k$  sont respectivement le module de compressibilité, le module de Biot, et la perméabilité de la roche couverture.

## Sous-Problème 2

L'évolution de la pression au cours du temps et dans l'espace dans le sous-problème 2 est donnée par :

$$\frac{\partial p_2(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 p_2(z, t)}{\partial z^2}. \quad (3.19)$$

Pour résoudre cette équation avec les conditions aux limites qui varie avec le temps, on introduit la fonction auxiliaire  $p_\infty(z, t)$  définie par :

$$p_\infty(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z. \quad (3.20)$$

Cette fonction satisfait l'équation 3.19, et a les propriétés aux limites suivantes :

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial p_\infty(z, t)}{\partial t} = \frac{\alpha z}{h} \quad (3.21)$$

Si on introduit une nouvelle variable inconnue  $\theta(z, t)$  définie par :

$$\theta(z, t) = p_2(z, t) - p_\infty(z, t) \quad (3.22)$$

celle-ci satisfait l'équation :

$$\frac{\partial \theta(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 \theta(z, t)}{\partial z^2} \quad (3.23)$$

avec les condition aux limites :

$$\begin{cases} z = 0, & \theta(0, t) = 0 \\ z = h, & \theta(h, t) = 0 \\ t = 0, & \theta(z, t) = -p_\infty(z, 0). \end{cases} \quad (3.24)$$

Une forme générale de la fonction  $\theta(z, t)$  est obtenue comme une somme infinie de fonction :

$$\begin{aligned} \theta(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)}, \\ A_n &= \frac{2}{h} \int_0^h -p_\infty(z, t) \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) dz. \end{aligned} \quad (3.25)$$

L'intégration de  $A_n$  conduit à :

$$\theta(z, t) = \frac{-2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)}. \quad (3.26)$$

A partir de l'équation 3.22, l'évolution de la pression dans le sous problème 2 devient :

$$p_2(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin \left( \frac{n\pi}{h} z \right) e^{-\left( \frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)}. \quad (3.27)$$

Ainsi, avec le principe de superposition, l'évolution des contraintes et de la pression dans le problème général est donnée respectivement par la somme des contraintes et des pressions de chaque sous problème. Dès lors, l'évolution de la pression en temps et en espace dans le milieu homogène est donnée par :

$$p(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin \left( \frac{n\pi}{h} z \right) e^{-\left( \frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)} - \frac{\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3 (2n+1)^3} \sin \left( \frac{(2n+1)\pi z}{h} \right) e^{-\left( \frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)}. \quad (3.28)$$

### Comparaison de la solution analytique avec le calcul FEM (Porofis)

On effectue une simulation numérique FEM (Porofis) [Pouya, 2015] avec les paramètres mécaniques et hydrauliques présentés dans le tableau 3.1 sur un modèle homogène, puis on compare les résultats numériques de l'évolution de la pression en fonction de la profondeur avec la solution analytique. Les résultats sont présentés dans les courbes ci-dessous.

Propriétés	Roche couverture	Réservoir
Permeabilité	$10^{-19} \text{ m}^2$	$10^{-12} \text{ m}^2$
Module de Young	10 GPa	2 GPa
Coefficient de Poisson	0.23	0.2
Coefficient de Biot	1	1
Chargement	200 m/Myrs	

Tableau 3.1 – Propriétés mécaniques et hydrauliques du milieu poreux

Dans les premiers instants de calcul on constate que les résultats numériques et analytiques ne coïncident pas parfaitement l'erreur absolue est de l'ordre de  $10^{-3}$  (figure 3.6). On explique cela par le choix du critère de convergence utilisé pour la résolution du calcul

et par la finesse du maillage. Pour ce calcul on a utilisé pour la résolution par la méthode des éléments finis 7906 éléments triangulaires et 4196 noeuds.

Au cours de la simulation le calcul se stabilise et les résultats numériques coïncident avec les résultats analytiques (figure 3.6). L'évolution de la pression en fonction du temps et de la profondeur obtenue à partir de la simulation numérique est donc conforme à la solution analytique. Ainsi cette simulation constitue une vérification du couplage hydromécanique utilisé dans le programme Porofis et nous permet d'évaluer la fiabilité de notre calcul.

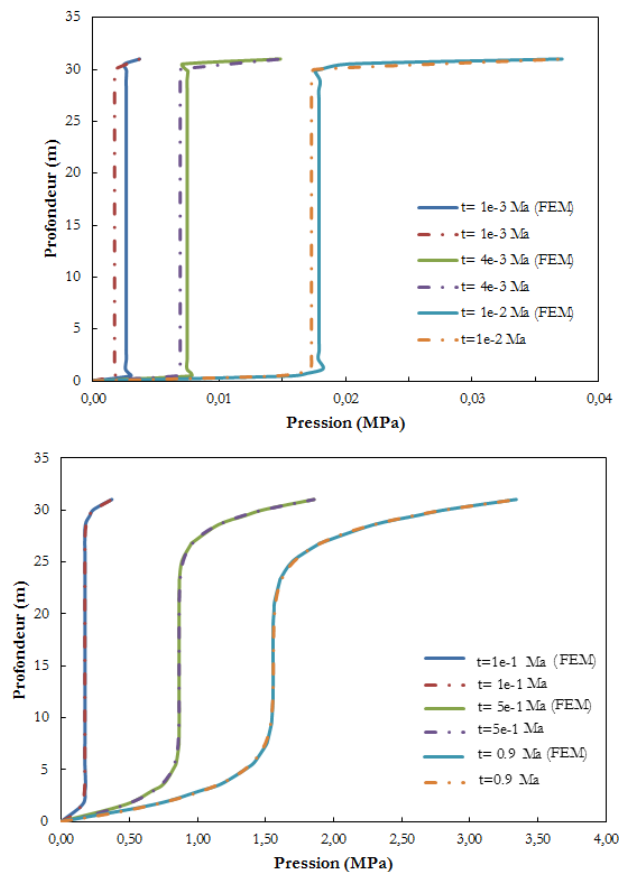


Figure 3.6 – Evolution de la pression en fonction de la profondeur

### 3.3.3 Analyse de l'initiation des fractures

L'analyse de l'initiation des fractures est basée sur la solution analytique de l'évolution de la pression et des contraintes en temps et en espace décrite plus haut. Pour amorcer les fractures, un défaut hydraulique est introduit dans le modèle (figure 3.4). Ce défaut est une zone cohésive dans laquelle la perméabilité est plus importante que la perméabilité du milieu qui la contient. A partir du critère de rupture du modèle cohésif qui sera présenté

dans la section 4.2, pour un mode I de propagation ( $\tau = 0$ ), la fracture s’amorce quand la contrainte effective dans la zone cohésive atteint la limite de rupture en traction de la roche  $\sigma_R$ . Dans un contexte de bassin et pour des fractures verticales en ouverture, l’amorçage correspond à :

$$\sigma_h + b_f p_p = \sigma_R \quad (3.29)$$

où  $\sigma_h$  est la contrainte horizontale totale,  $b_f$  le coefficient de Biot du joint cohésif égale à l’unité dans cette étude, et  $p_p$  la pression des pores. On retrouve ainsi les critères établis dans des études antérieures [Sibson, 2003; Cosgrove, 2001; Rozhko et al., 2007].

Le processus de fracturation sous l’effet de la sédimentation est contrôlé par l’évolution des surpressions de fluide consécutive au dépôt des sédiments. Ainsi dans notre étude les paramètres importants intervenant dans ce processus sont la vitesse de sédimentation, la vitesse d’évacuation du fluide qui est liée à la perméabilité de la matrice et l’évaluation de la pression dans le réservoir. Pour caractériser les conditions d’amorçage des fractures, une étude de sensibilité est effectuée dans la suite (figure 3.7, 3.8). L’objectif est d’analyser l’influence des principaux paramètres impliqués dans le processus de fracturation sous sédimentation.

Au cours de la sédimentation, plusieurs défauts de l’ordre de plusieurs centimètres à plusieurs décimètres peuvent s’incruster à l’interface entre la roche couverture et le réservoir. La présence de ces défauts dans la roche peut augmenter localement sa conductivité et par la suite permettre des conditions favorables d’initiation de fractures. Dans les figures 3.7a et 3.7b, on peut voir que la contrainte effective normal dans le défaut atteint une valeur maximale en tension après un certain temps et puis décroît pour devenir compressive.

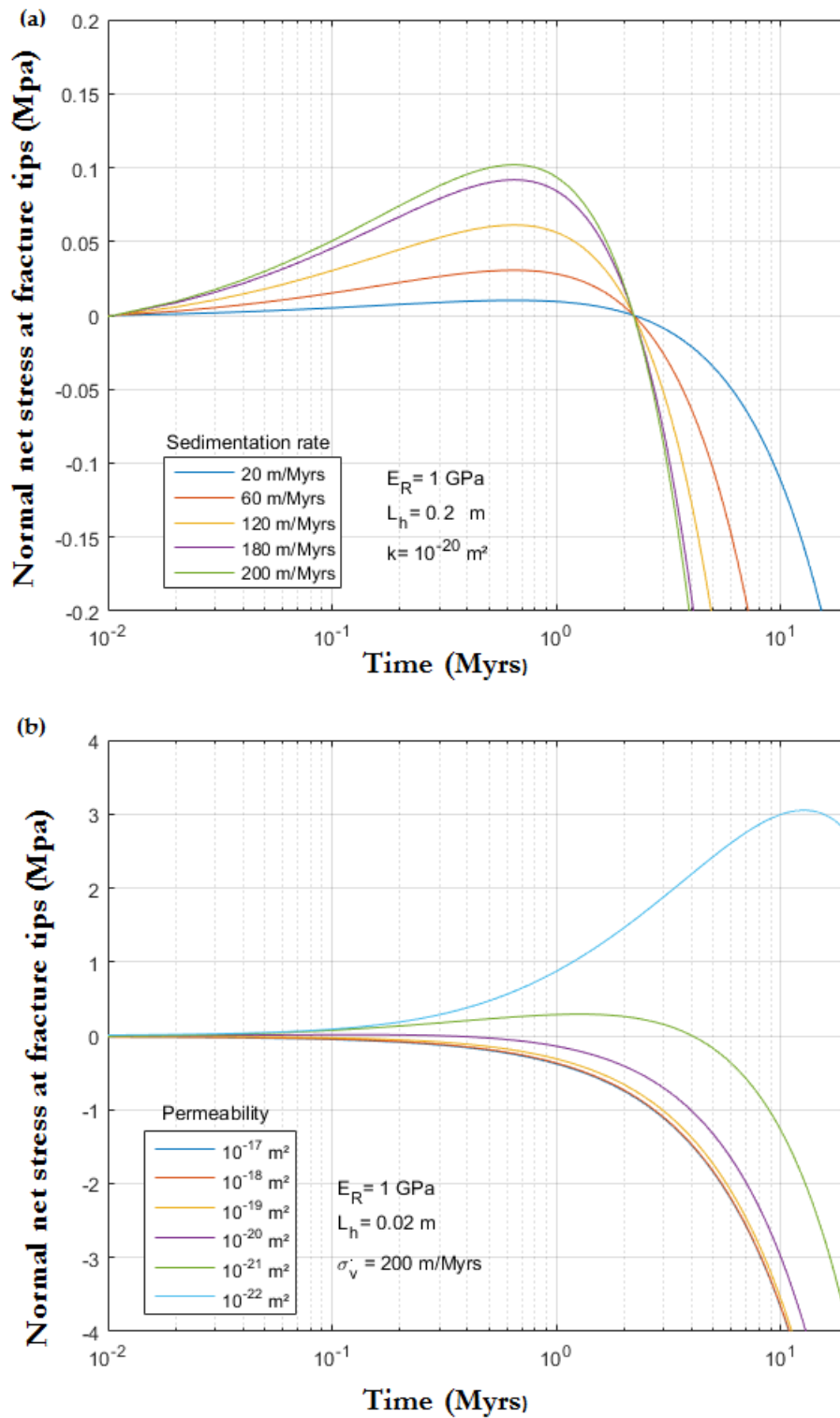


Figure 3.7 – Evolution de la contrainte normale à la pointe de la fracture en fonction du temps (a) pour plusieurs valeurs de taux de sédimentation et (b) plusieurs valeurs de perméabilité intrinsèque



En effet, les courbes dans les figures 3.7(a) et 3.7(b) sont obtenus en évaluant l'évolution de la contrainte effective à la pointe d'un défaut hydraulique de  $0.2 m$  et  $0.02 m$  pour plusieurs taux de sédimentation (figure 3.7(a)) et pour plusieurs valeurs de perméabilités intrinsèques (figure 3.7(b)). Ces figures montrent que la valeur maximale de la contrainte de traction pour un défaut donné dépend du taux de la sédimentation et de la perméabilité de la roche couverture. Comme exemple, en se basant sur notre analyse pour une vitesse de sédimentation rapide de l'ordre de  $200 m/Ma$  et une perméabilité intrinsèque  $k$  de l'ordre de  $10^{-17} m^2$  à  $10^{-22} m^2$ , des fractures peuvent s'amorcer avec un défaut hydraulique de  $0.02 m$  avec des valeurs de limite de tension proche de 0 pour le cas de perméabilité de  $10^{-17} m^2$  et des limites de tension en dessous de 3 MPa dans le cas de perméabilité de  $10^{-22} m^2$  (voir figure 3.7(a) et 3.7(b)).

Dans la figure 3.8(a), on trace l'évolution du défaut hydraulique pour plusieurs valeurs de taux de sédimentation en fonction du paramètre  $\kappa$ . En fait le paramètre  $\kappa$  représente le ratio entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte verticale due à la sédimentation. Les courbes dans la figure 3.8(a) sont obtenues en considérant une limite en tension du milieu poreux  $\sigma_R = 0.2$  MPa et une perméabilité intrinsèque de  $10^{-20} m^2$ . Dans cette figure, plus le paramètre  $\kappa$  est petit, plus la longueur de l'hétérogénéité hydraulique pour amorcer la fracture est grande. A l'opposé quand  $\kappa$  est proche de l'unité, les fractures peuvent s'amorcer avec des défauts très petits même dans le cas de faible taux de sédimentation pour des valeurs de perméabilité intrinsèques plus petit que  $10^{-20} m^2$ . A valeur fixée de la perméabilité, on constate que la longueur du défaut varie de façon significative avec la vitesse de sédimentation lorsque  $\kappa \in [0.6, 0.75]$ . En effet, plus la vitesse de sédimentation est importante plus le défaut nécessaire pour amorcer la fracture est faible. Physiquement ceci correspond à un cas de chargement rapide où la surpression générée n'a pas encore le temps de se dissiper. Ainsi pour étudier l'influence de la perméabilité et la longueur du défaut sur l'amorçage des fractures, dans la figure 3.8(b) on trace pour une hétérogénéité hydraulique donnée le taux de sédimentation critique pour pouvoir amorcer des fractures dans le milieu en fonction du ratio entre la perméabilité intrinsèque et le carré de la longueur du défaut avec une contrainte limite en traction  $\sigma_R = 0.2$  MPa. Dans la figure 3.8(b) toutes les courbes de l'évolution du taux critique de sédimentation sont presque confondues. Cette courbe nous donne un ordre de grandeur de taux de sédimentation nécessaire pour amorcer une fracture connaissant la longueur de l'hétérogénéité dans le passé dans le milieu poreux. Elle nous montre également que le taux critique de dépôts ne dépend pas énormément de la longueur du défaut mais plutôt du paramètre  $k/L_h^2$ .

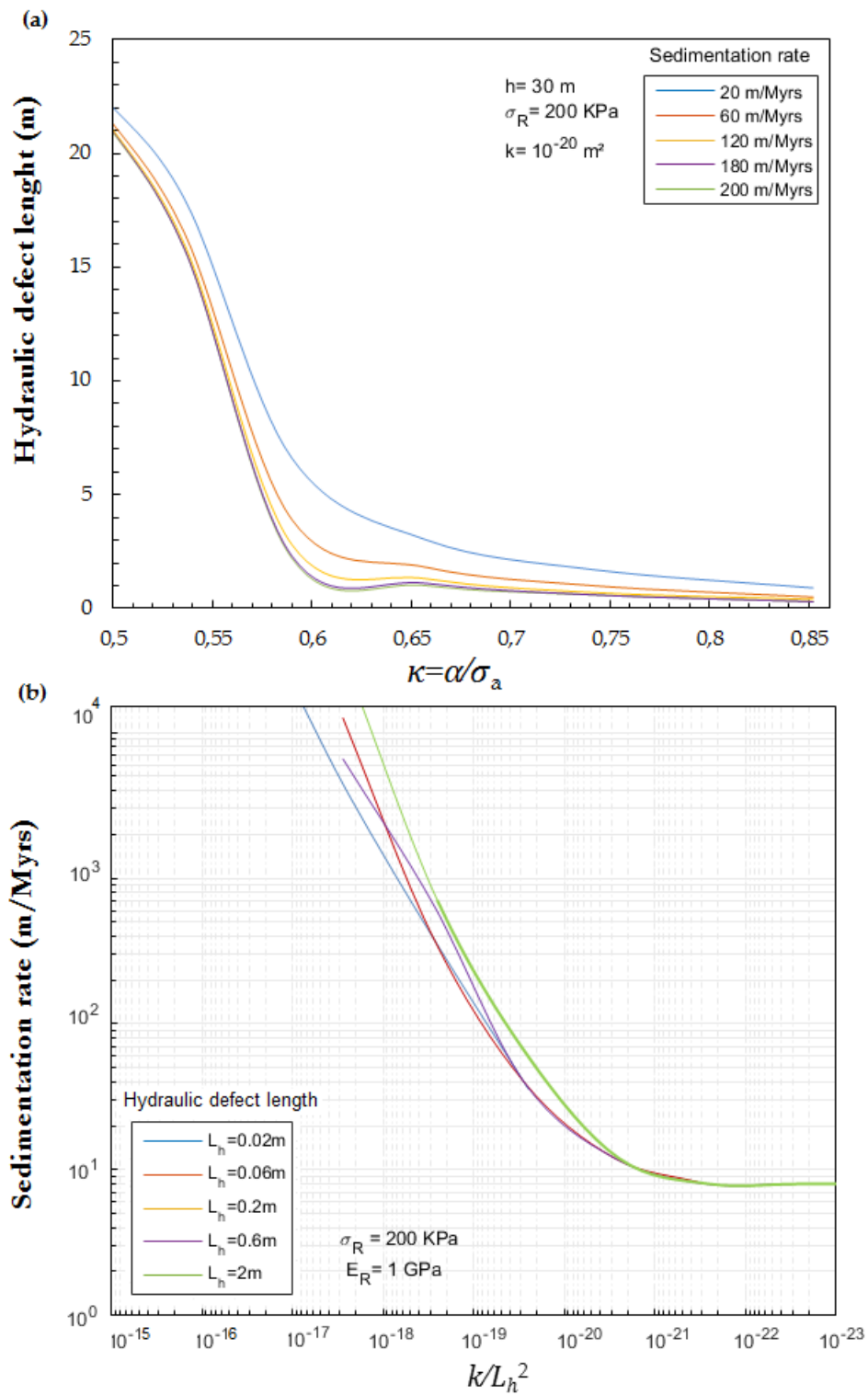


Figure 3.8 – (a) Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte due à la sédimentation et, (b) évolution du taux de sédimentation en fonction du ratio entre la perméabilité intrinsèque et le carré du défaut hydraulique.

Dès lors un défaut de l'ordre du centimètre qui peut être récurrent dans les formations poreuses nécessite une perméabilité très faible mais réaliste pour des sédiments enfouis pour s'amorcer et puis se propager.

A partir de cette étude de sensibilité on a pu mettre en exergue deux paramètres adimensionnels importants  $\kappa$  et  $k/L_h^2$  qui contrôlent l'amorçage des fractures sous sédimentation. Toutes ces analyses ont été effectuées en prenant en compte un ratio de module de Young de la roche couverture et du réservoir égal à 3, parce que la longueur de l'hétérogénéité ne varie pas beaucoup quand ce ratio est plus grand que 1 pour une valeur fixée de  $\kappa$  (voir figure 3.9,  $\kappa = 0.85$ ).

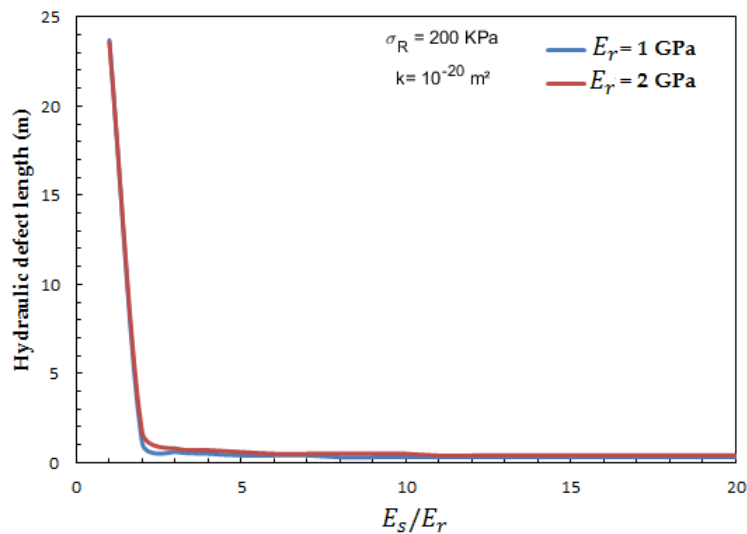


Figure 3.9 – Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le module de Young de la couverture et le module de Young du réservoir

Dans cette partie on a caractérisé les conditions d'amorçage naturelles de fractures dans les bassins sédimentaires en évaluant l'impact de la présence d'une hétérogénéité dite hydraulique (dans cette étude) sur le champ de pression et de contrainte effective. L'étude de sensibilité effectuée, a permis de définir les conditions d'initiation de fractures pour des propriétés hydrauliques et mécaniques dans une formation bicouche formée d'une roche couverture qui repose sur un réservoir perméable. Les défauts hydrauliques ont été pris en compte en supposant une zone cohésive proche de l'interface entre le réservoir et la couverture de petite taille (de quelques centimètres) pour représenter les défauts (fossiles, bioturbations, coquillages, racines) qui peuvent s'intercaler entre les couches durant la sédimentation et au cours des temps géologiques. Cette zone a été considérée plus perméable que la couverture avec des propriétés semblables à de l'argile compacté. La formulation analytique combinée à l'étude de sensibilité nous a permis d'identifier les

paramètres importants qui contrôlent l'initiation et la propagation des fractures et de mieux comprendre le processus de fracturation naturelle pendant la sédimentation.

Ainsi, avec notre analyse nous avons pu mettre en exergue deux paramètres adimensionnels qui contrôlent l'amorçage des fractures sous l'effet de la sédimentation qui sont : le paramètre  $\kappa$  qui représente le rapport entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte verticale induite par la sédimentation, et le paramètre  $k/L_h^2$  qui représente le rapport entre la perméabilité intrinsèque du milieu et la longueur au carré des défauts. On a aussi montré l'impact du rapport du module de Young des formations dans le processus de fracturation sous sédimentation (voir figure 3.9). En effet quand le réservoir est plus rigide que la couverture, les suppressions obtenues dans ce cas ne sont pas assez importantes pour pouvoir amorcer naturellement des fractures avec des défauts de l'ordre du centimètre sans la contribution d'autres phénomènes comme la tectonique ou l'érosion. Nos résultats sont conformes aux observations de Engelder et Lacazette [1990]. En utilisant la mécanique de la rupture Engelder et Lacazette [1990] montre que la fracture s'amorce quand la pression de pores est égale à peu près à 85% de la surcharge avec des défauts de l'ordre de 1-3 cm de diamètres. De manière analogue nous avons montré que plus le paramètre  $\kappa$  (qui représente le rapport entre l'augmentation de la pression dans le réservoir et l'augmentation de la contrainte verticale) est grand, plus grande est la probabilité de réunir les conditions favorables d'amorçages de fracture à l'interface entre les deux couches. Par exemple, avec  $\kappa = 0.85$ , suivant notre étude une fracture peut s'initier avec un défaut petit de 2cm avec un taux de sédimentation relativement rapide de 200 m/Ma et une perméabilité intrinsèque de la couverture qui est comprise entre  $10^{-19}$  à  $10^{-22} m^2$ . Nous avons aussi montré que le taux de sédimentation critique pour avoir des fractures dans le contexte de sédimentation ne dépend pas seulement de la taille des défauts mais plus du paramètre  $k/L_h^2$ .

Ainsi, la principale question qu'on pourrait se poser à ce stade est de savoir si toutes les fractures qui s'amorcent se propagent. En clair on se pose la question de savoir quelles sont les conditions qui amènent une fracture qui s'amorce à se propager. Pour essayer de comprendre ce phénomène dans la suite on met en place un cas de simulation numérique de sédimentation (voir chapitre 4), et les résultats de cette étude de sensibilité seront utilisés.