

Application de notre modèle de fissuration pour l'alcali-réaction

Sommaire

11.1 Introduction	240
11.2 Explication de l'algorithme	240
11.3 Déformation imposée	241
11.3.1 Gonflement gêné	242
11.3.2 Traction dans une direction	254
11.3.3 Compression dans une direction	257
11.3.4 Conclusion sur l'attaque à déformation imposée	260
11.4 Contrainte imposée	260
11.4.1 Gonflement libre	260
11.4.2 Traction dans une direction	262
11.4.3 Compression dans une direction	267
11.4.4 Conclusion sur l'attaque à contrainte imposée	269
11.5 Étude de l'essai de Multon	270
11.5.1 Une famille de grains	270
11.5.2 Nombreuses familles de grains de même taille	271
11.5.3 Répartition des tailles de grains	271
11.5.4 Conclusion sur l'essai de Multon	272
11.6 Identification des paramètres sur les essais de Multon	273
11.6.1 Essais de Multon	273
11.6.2 Identification de paramètres du modèle	275
11.6.3 Utilisation de ce jeu de paramètres dans les autres cas de chargement	278
11.6.4 Conclusion sur l'identification des paramètres	279
11.7 Discussion sur le fonctionnement de notre modèle	279
11.8 Conclusion	281

11.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous souhaitons illustrer le fonctionnement de notre modèle par des exemples d'attaque sous différents types de chargement. Nous avons construit un modèle de fissuration en micromécanique pour l'alcali-réaction. L'objectif qui a motivé la construction de ce modèle était la nécessité de pouvoir simuler l'évolution à long terme des structures attaquées par l'alcali-réaction. Nous avons conclu notre bibliographie sur les modèles mécaniques pour l'alcali-réaction en déplorant la prise en compte insuffisante de détails microstructuraux à l'origine, entre autres, de l'anisotropie de l'alcali-réaction, dans les modèles mécaniques à l'échelle de la structure. Nous avons donc repris le travail de modélisation à l'échelle microscopique en espérant que ceci aboutirait à un modèle suffisamment simple et efficace pour qu'il puisse aider à calculer la diminution des propriétés élastiques et les gonflements locaux lors d'un calcul de structure. Nous allons donc dans cette partie essayer de comprendre comment fonctionne le modèle en testant divers cas de chargement, comme on l'a fait lors de l'injection de fluide dans un milieu poreux dans le chapitre 7, en poussant cette fois jusqu'à une comparaison avec des courbes de gonflement expérimentales.

Nous présentons tout d'abord un schéma explicatif de l'algorithme de calcul qui permet la détermination de l'état de fissuration selon notre critère énergétique, à degré d'attaque et chargement extérieur donné. Nous étudions ensuite le comportement du modèle à déformation imposée, à contrainte imposée, puis dans le cadre de l'essai de Multon. Nous présentons enfin une identification des paramètres du modèle effectuée sur les essais triaxiaux de Multon. Nous discutons enfin de la pertinence du modèle pour prédire la fissuration lors de l'alcali-réaction.

11.2 Explication de l'algorithme

Dans ce paragraphe on décrit le fonctionnement général de l'algorithme de fissuration, qui permet de calculer l'évolution des tailles de fissures, et donc des propriétés mécaniques et des déformations et contraintes du béton au cours de l'attaque. On définit d'abord les paramètres matériau et la granulométrie de notre béton, et éventuellement des anneaux en acier si l'on cherche à simuler l'expérience de Multon (étapes 1-2). On calcule ensuite par utilisation du schéma de Mori-Tanaka (§ 3.6.5) les propriétés des zones poreuses : auréole de transition et grain attaqué (3). On choisit le chargement extérieur que l'on souhaite appliquer à l'éprouvette, et on définit la symétrie que l'on impose à la fissuration (5). On peut alors démarrer l'attaque, sous forme d'une boucle sur les profondeurs d'attaque d . L'étape (8) est le calcul des solutions de Christensen et sphériques, exposées au § 9.3. Dans les étapes (9-16), on actualise l'état de décohérence des grains, en prenant en compte le problème de l'interpénétration du grain avec sa cavité. À l'étape (21),

on effectue le même travail pour la fissuration.

- 1: Définition des paramètres matériau relatifs au béton : paramètres élastiques E_c, E_a, ν_c, ν_a , propriétés de l'auréole de transition ρ_{itz}, l_c , propriétés du gel K_g, δ , énergies de fissuration G_c^{dec}, G_c^{fiss} , rapport d'aspect des fissures X , et définition des propriétés des anneaux E_s, ν_s, e .
- 2: Définition de la granulométrie : tailles R^i , fractions volumiques f^i , porosité ρ^i de chaque famille.
- 3: Calcul des propriétés poromécaniques du grain attaqué $b_p, M_p, \lambda_p, \mu_p$ et de l'auréole de transition $b_t, M_t, \lambda_t, \mu_t$ par schéma de Mori-Tanaka.
- 4: Initialisation de la profondeur d'attaque d .
- 5: Définition du chargement : $E^{imp}, \Sigma^{imp}, \Sigma^{Elas}, e$ et de la symétrie considérés.
- 6: **while** $d < d_{max}$ **do**
- 7: Calcul de α^i
- 8: Calcul des solutions de Christensen et sphérique pour les grains de *Type I*
- 9: **while** Il y a encore des décohésions possibles **do**
- 10: Pour chaque grain, calcul de $E^{rel} - E^{diss}$ pour la décohésion de ce grain seul
- 11: Trouver le grain k pour lequel cette quantité est maximale
- 12: Calcul des quantités indicatrices de l'interpénétration du grain avec la cavité dans l'éventualité de la décohésion
- 13: **if** Pas d'interpénétration **then**
- 14: On valide la décohésion du grain k
- 15: **end if**
- 16: **end while**
- 17: Fabrication du vecteur des tailles de fissures recherchées : 1 taille de fissure par direction de fissure indépendante de grain ayant subi la décohésion. Leur nombre est N
- 18: Écriture de \tilde{x}_{init} , le vecteur des tailles de fissures au pas précédent, et de \tilde{R} , le tableau des tailles de grains correspondantes.
- 19: Fabrication du tableau T , tel que T^i prend la valeur 0 si $\tilde{x}^i > \tilde{R}^i$, 1 sinon.
- 20: Initialisation : pour chaque taille de fissure $\tilde{x}_0^i = \tilde{x}_{init}^i + rand(0, 1)\tilde{R}^i T^i$.
- 21: Minimisation de l'énergie totale E^{tot} sous contraintes $E^{diss} - E^{rel} \leq 0$ et de non interpénétration des lèvres des fissures créées. Solution : \tilde{x}_{sol} .
- 22: Vérification que la taille de fissure a augmenté $\tilde{x}_{sol} \geq \tilde{x}_{init}$
- 23: Vérification que la solution trouvée est plus favorable énergétiquement que \tilde{x}_{init} : $E^{tot}(\tilde{x}_{sol}) \leq E^{tot}(\tilde{x}_{init})$
- 24: Si oui, validation de \tilde{x}_{sol} et incrémentation de la profondeur d'attaque d .
- 25: **end while**

Cet algorithme a été implémenté dans Matlab. On a utilisé les fonctions automatiques de minimisation sous contrainte proposées dans ce logiciel.

Nous passons maintenant à l'étude du comportement du modèle, en commençant par des déformations imposées.

11.3 Étude générale du comportement du modèle à déformation imposée

La première possibilité est d'imposer les déformations. Ce n'est pas un chargement très classique dans les campagnes d'essais sur l'alcali-réaction puisqu'en général les expérimentateurs commencent par de l'expansion libre. Néanmoins cela nous semble naturel de débiter par ce cas de fissure puisqu'il est très simple à mettre en œuvre. Nous choisissons ici le jeu de paramètres

matériaux donné en équation 11.1.

E_a	60 GPa	K_{gel}	0,3 GPa
E_c	20 GPa	ρ^1	0,1
$\nu_a = \nu_c$	0,25	δ	1,5
G_c^{decoh}	40 J.m ⁻²	l_c	10 μ m
G_c^{fiss}	80 J.m ⁻²	ρ^{itz}	0,3

(11.1)

On donnera pour chaque cas de chargement les tailles de grains choisies (R^i) et les fractions volumiques associées (f^i).

11.3.1 Gonflement gêné

Dans cette partie on force la déformation macroscopique à être nulle :

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.2)$$

11.3.1.1 Une seule taille de grain

On se place pour l'instant dans le cas où il n'y a qu'une famille de grains.

Symétrie forcée, évolution de la microstructure On force également les tailles de fissures à être égales dans les trois directions, le matériau étant au départ symétrique, ainsi que le chargement. On étudiera ensuite ce qui se passe si on permet des tailles de fissures différentes. On a ainsi pour l'instant $x_1^1 = x_2^1 = x_3^1$. On fait varier le degré d'attaque α de 0 à 1, c'est-à-dire que l'on attaque tout le grain. On présente certaines courbes avec la profondeur d'attaque en abscisse d , qui est liée au degré d'attaque α et à la taille du grain R^i par la relation $d^i = \alpha R^i$, pour le grain i .

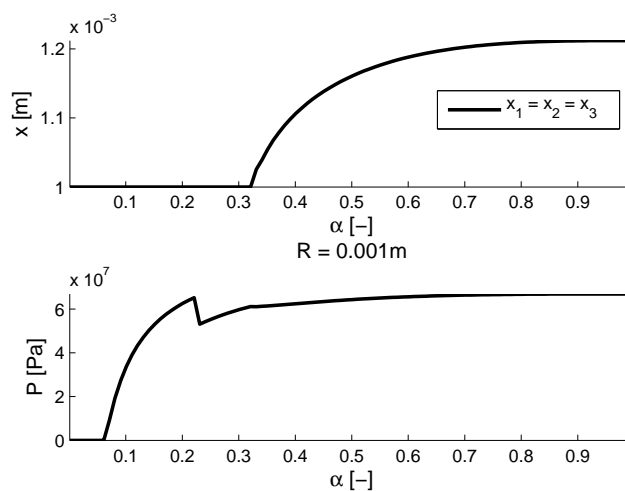


FIGURE 11.1 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

Observons tout d'abord la courbe de l'évolution de la pression (Fig. 11.1). La pression est d'abord nulle. Au départ la quantité de gel ne remplit pas l'ensemble de la porosité nouvellement

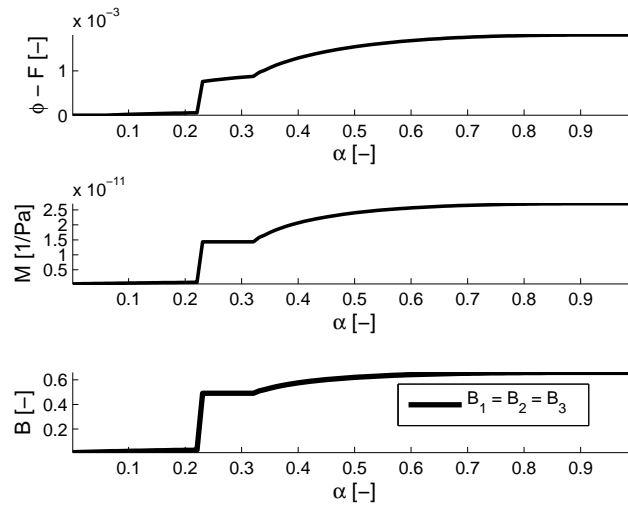


FIGURE 11.2 – Variation relative de volume ($\phi - F$), module de Biot M et coefficient de Biot B . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

créée dans le granulat et celle de l'auréole de transition, d'épaisseur l_c . Lorsque le volume de gel est suffisant, la pression commence à augmenter jusqu'à chuter brutalement vers $\alpha=0,2$. C'est la décohesion du granulat qui produit cette chute de pression. La taille de fissure est pour l'instant égale à la taille du grain, c'est-à-dire que la fissuration de la pâte de ciment n'a pas débuté.

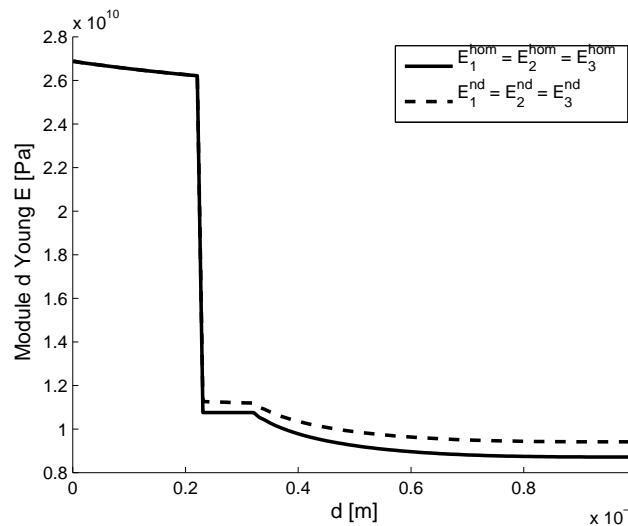


FIGURE 11.3 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

La décohesion est également visible par la forte augmentation des coefficients poromécaniques (Fig. 11.2), et une énorme diminution des modules d'Young dans les trois directions (Fig. 11.3), due à une fraction volumique initiale de granulates assez importante ($f^1 = 0,3$) qui subissent une décohesion simultanée, ce qui est imposé par leur appartenance à une famille unique de granulates. On observe également l'apparition d'une importante contrainte de compression (Fig. 11.4), alors que la déformation reste égale à sa valeur imposée, c'est-à-dire nulle. L'énergie dissipée

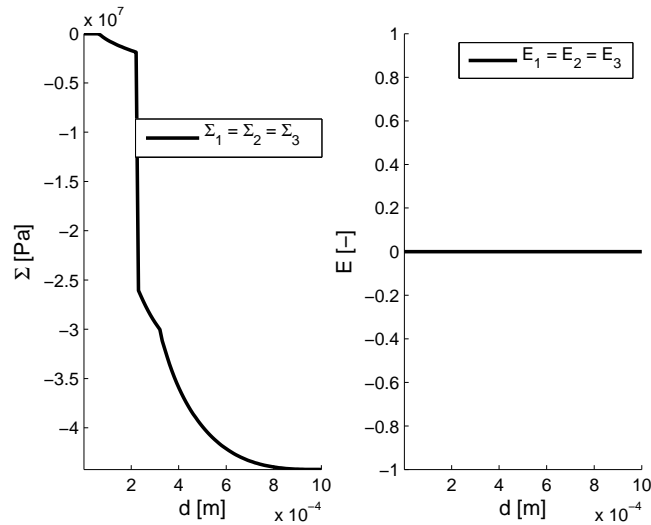


FIGURE 11.4 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

augmente également brutalement (Fig. 11.5), tandis que l'énergie totale est continue, ce qui est une conséquence de l'utilisation du critère de rupture de Francfort et Marigo (voir chapitre 5).

La poursuite de l'attaque fait de nouveau augmenter la pression, jusqu'à apparition de la fissuration dans la pâte de ciment. La taille de fissure augmente dans ce cas continûment, jusqu'à $1,2 R^1$ environ, ce qui entraîne l'évolution, toujours dans le même sens, des propriétés poromécaniques (figures 11.2 et 11.3), une augmentation de la contrainte (Fig. 11.4), et de l'énergie dissipée (Fig. 11.5).

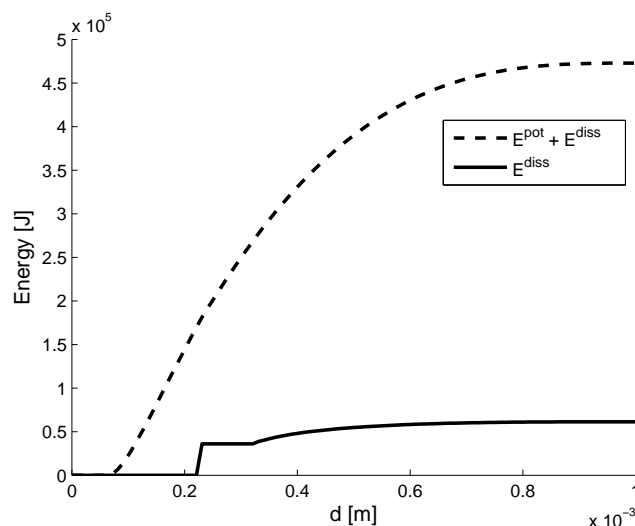


FIGURE 11.5 – Énergies totale $E^{pot} + E^{diss}$ et dissipée E^{diss} . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

Symétrie forcée, étude de sensibilité aux différents paramètres Nous avons, dans la section précédente, expliqué la progression de l'endommagement de l'échantillon de béton. Nous nous intéressons ici simplement à la contrainte et la pression asymptotiques, c'est-à-dire lorsque

$\alpha = 1$, que l'on obtient en faisant varier les différents paramètres de notre modèle. Nous gardons toujours comme jeu de paramètres de référence ceux donnés dans l'équation 11.1, tandis que l'on fait varier séparément chaque paramètre.

Nous faisons tout d'abord varier le module d'incompressibilité du gel. C'est une grandeur physique qui est très mal connue pour nos gels, comme on l'a commenté dans notre article [3] et dans la bibliographie sur l'alcali-réaction (§ 1.5.1.2). On fait varier cette incompressibilité autour de celle de l'eau, qui est de l'ordre de 2 GPa. On remarque (Fig. 11.6), que pour ce jeu de paramètre, la compressibilité de l'eau marque la limite entre deux comportements du modèle. Pour des fluides plus souples, la décohéssion et la fissuration ne se produisent pas du tout, ce qui entraîne des contraintes très faibles, tandis qu'au dessus, les compressions sont importantes. Pour ce qui est de la pression, il y a deux régimes linéaires. Aux faibles valeurs du module, il n'y a pas décohéssion, aux grandes valeurs il y a décohéssion et fissuration. Entre les deux on a une zone de transition où on a décohéssion seule. Un comportement tout à fait similaire est observé sur la Fig. 11.7. Le coefficient de dilatation du gel qui marque la séparation entre deux domaines se situe autour de 1,4. Il ne faut cependant pas attacher d'importance aux valeurs précises de ces paramètres puisqu'elles dépendent évidemment des autres paramètres choisis pour la simulation, qui ne sont pas connus. Lors de la variation de ces deux paramètres, on observe une discontinuité

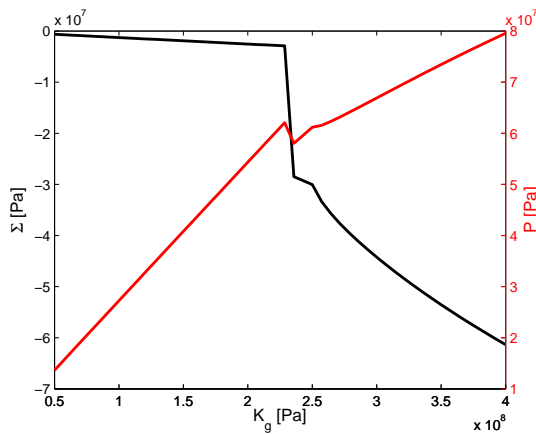


FIGURE 11.6 – Contrainte ultime en fonction de l'incompressibilité K_g . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

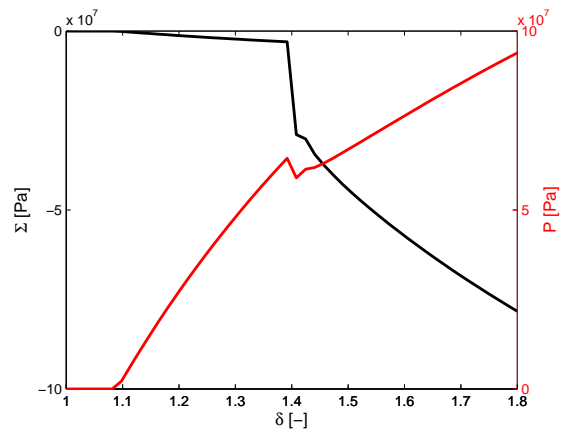


FIGURE 11.7 – Contrainte ultime en fonction du coefficient de dilatation du gel δ . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

de la contrainte, qui est due au fait que l'on atteint un seuil au dessus duquel la décohéssion devient possible. On présente un exemple de ce qui se produit lorsque l'on fait varier K_g en montrant deux courbes d'évolution de la pression et la taille de fissure pour deux valeurs du module du gel juste au dessus et en dessous du seuil à partir duquel la décohéssion se produit (Fig. 11.8).

On fait ensuite varier deux autres grandeurs importantes. Tout d'abord la taille de grain, R sur la Fig. 11.9. On note la présence de trois domaines. À faible taille de grain, il n'y a ni décohéssion ni fissuration. On a ensuite une discontinuité lorsque l'on rentre dans le domaine où la décohéssion se produit, puis une transition continue vers un troisième domaine où la fissuration se produit. En ce qui concerne la fraction volumique (Fig. 11.10), on observe simplement une contrainte plus importante aux grandes fractions volumiques. La complexité du modèle de micromécanique utilisé, fait que l'augmentation n'est cependant pas linéaire, comme on observerait si on utilisait un estimateur de micromécanique dilué. À titre de comparaison, si une boîte était remplie de notre gel seul, avec ce coefficient d'expansion $\delta = 1,5$ et ce module d'incompressibilité $K_g = 0,3$ GPa, la pression serait de 0,15 GPa. Le vase d'expansion que constitue l'auréole de transition et la

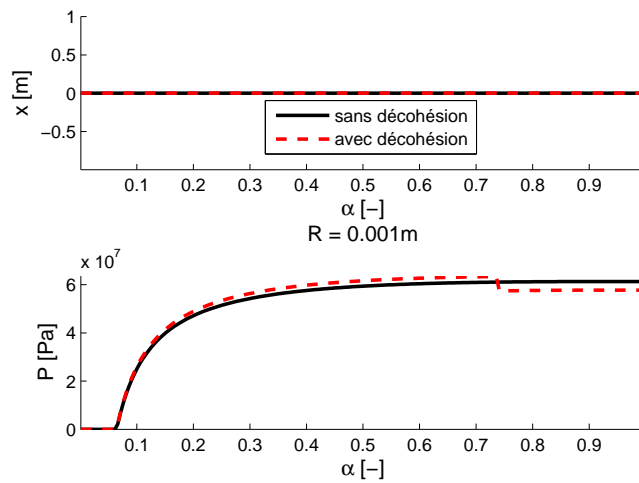


FIGURE 11.8 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée. Deux valeurs de K_g très proche du seuil de décohésion.

déformation de la pâte de ciment, facilitée par la progression de l'endommagement, limitent l'augmentation de la pression.

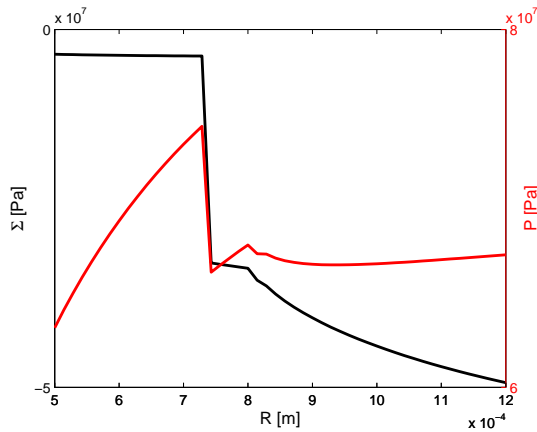


FIGURE 11.9 – Contrainte ultime en fonction de la taille des grains. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

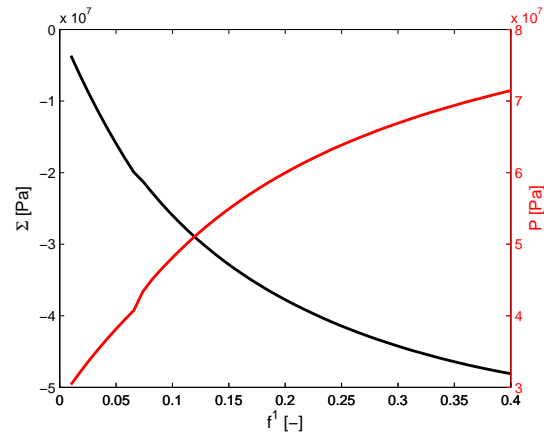


FIGURE 11.10 – Contrainte ultime en fonction de la fraction volumique. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

On s'intéresse ensuite à l'influence des propriétés de l'auréole de transition. L'épaisseur l_c est également divisée en deux zones avec une discontinuité de la contrainte finale autour de $l_c = 18 \mu\text{m}$, et une absence de fissuration lorsque l'on est au dessus (Fig. 11.11). La porosité est alors suffisante pour accueillir le gel produit par l'attaque des granulats. On n'a pas de discontinuité pour ρ^{itz} sur la Fig. 11.12, mais cela est dépendant de la valeur des autres paramètres évidemment. Cela signifie simplement que pour le jeu de paramètres choisi, il n'est pas suffisant d'augmenter la porosité de l'auréole de transition jusqu'à 0,5 comme on l'a fait ici pour annuler la fissuration.

Pour terminer on regarde deux paramètres liés précisément à la fissuration. L'énergie surfacique de décohésion G_c^{dec} varie. On impose une variation conjointe de l'énergie de fissuration de

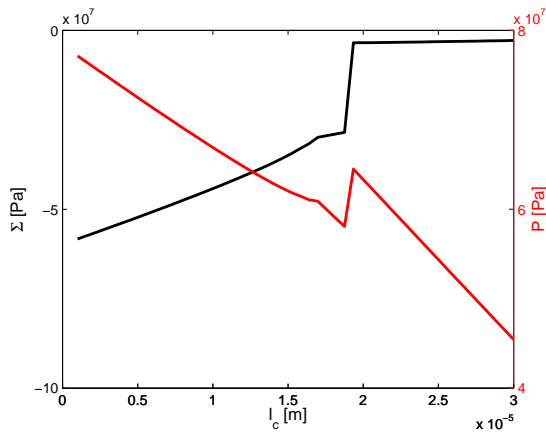


FIGURE 11.11 – Contrainte ultime en fonction de l'épaisseur de l'auréole de transition. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

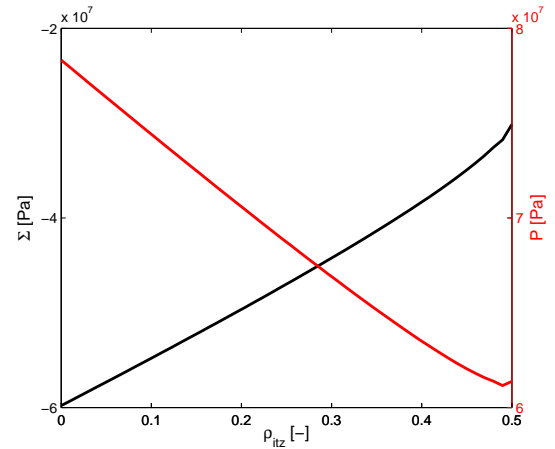


FIGURE 11.12 – Contrainte ultime en fonction de la porosité de l'auréole de transition. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

sorte que $G_c^{fiss} = 2G_c^{dec}$. On observe trois régimes différents (Fig. 11.13). Aux grandes énergies de fissuration, il n'y a pas de décohésion. Lorsque l'on diminue un peu, il y a décohésion mais pas de fissuration. Pour finir, aux faibles énergies, les deux phénomènes se produisent. On regarde aussi rapidement l'influence du rapport d'aspect des fissures (Fig. 11.14). Le rapport d'aspect, X , et le rapport entre le petit axe et le double grand axe de nos fissures ellipsoïdales. Elle est très faible en comparaison de ce que l'on observe en faisant varier les autres paramètres.

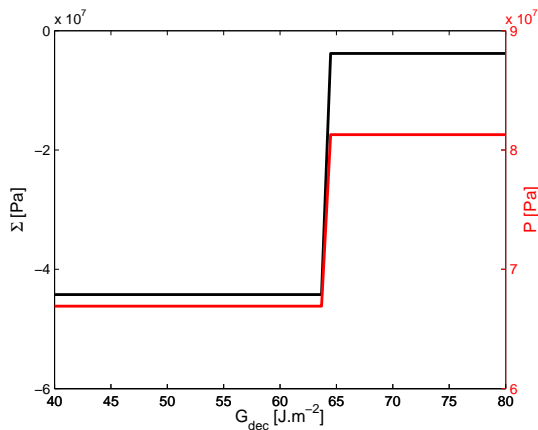


FIGURE 11.13 – Contrainte ultime en fonction de l'énergie surfacique de décohésion. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

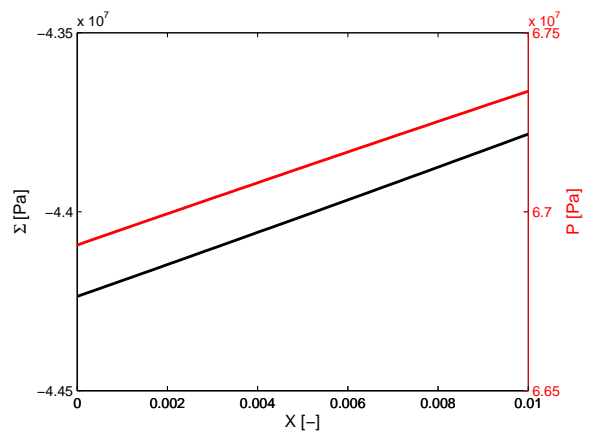


FIGURE 11.14 – Contrainte ultime en fonction du rapport d'aspect des fissures. Déformation nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

Symétrie non forcée On souhaite ici regarder le comportement du modèle lorsque l'on ne force pas la symétrie de la fissuration. On observe alors que la fissuration se fait dans une unique direction, plutôt que dans les trois directions simultanément. On représente conjointement des résultats obtenus avec symétrie forcée (en rouge sur nos courbes) et les résultats où l'on ne force pas cette symétrie (en noir). La fissuration est donc orientée si on laisse cette possibilité

(Fig. 11.15). La fissure démarre ici dans la direction 2, alors qu'a priori les trois directions sont équivalentes. Le choix de la direction 2 fait par notre algorithme est aléatoire. Il est dû au choix aléatoire d'un point de départ pour la recherche du minimum de l'énergie totale. Une fois que l'algorithme a choisi une direction de fissuration, la symétrie est brisée. Elle peut être rétablie plus tard si la croissance de la fissure qui a démarré en premier est gênée, mais cela ne se produit pas dans la simulation présente. L'évolution de la pression est très proche dans les deux cas (Fig. 11.15).

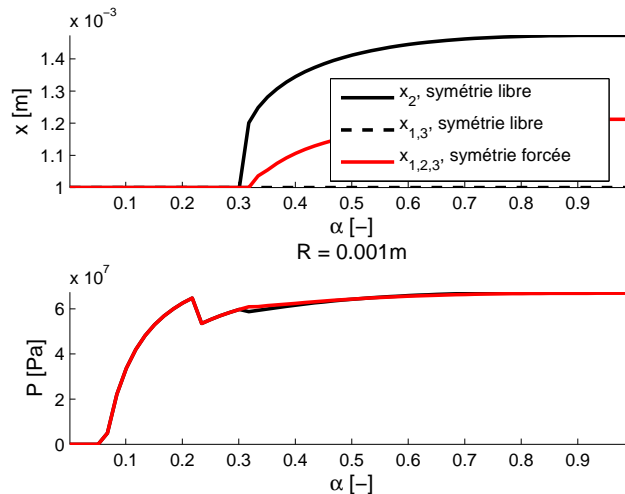


FIGURE 11.15 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

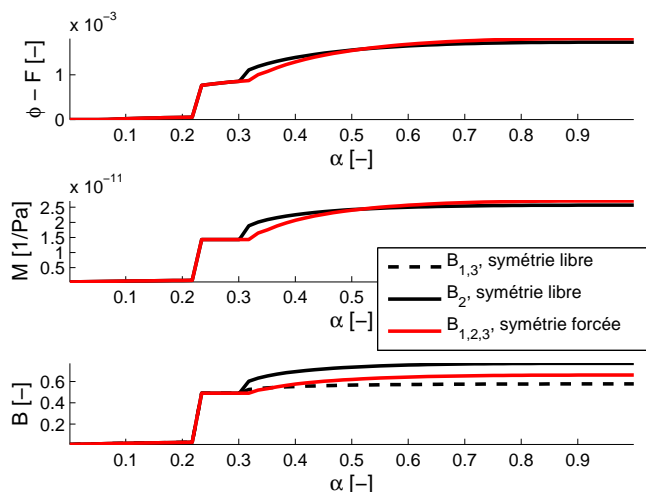


FIGURE 11.16 – Variation relative de volume ($\phi - F$), module de Biot M et coefficient de Biot B . Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

En ce qui concerne les modules poroélastiques, la fissuration orientée produit des variations beaucoup plus importantes (figures 11.16, 11.17). La diminution du module d'Young drainé dans la direction 2 est très importante puisque si l'on cumule l'effet de la décohésion et de la fissuration

on a divisé le module par 5. Les modules non drainés ne sont, eux, pas autant impactés par la fissuration, mais leur diminution dans les directions fissurées est tout de même significative. Les contraintes diffèrent également selon que l'on force la symétrie ou non, ce qui est une conséquence directe de l'anisotropie des coefficients poroélastiques induite par la fissuration (Fig. 11.18).

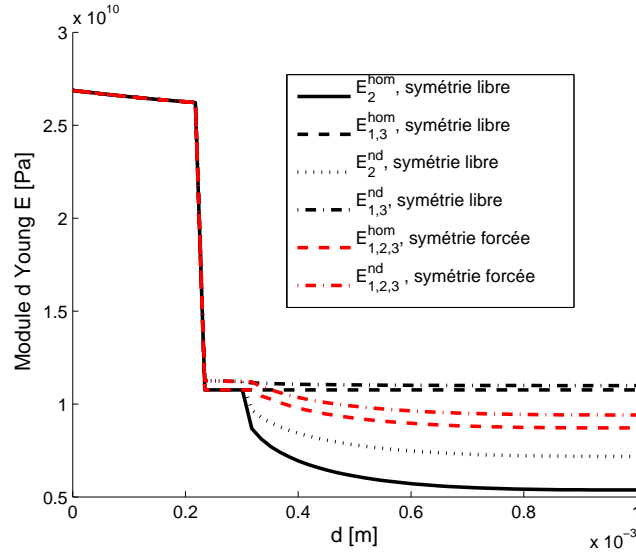


FIGURE 11.17 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

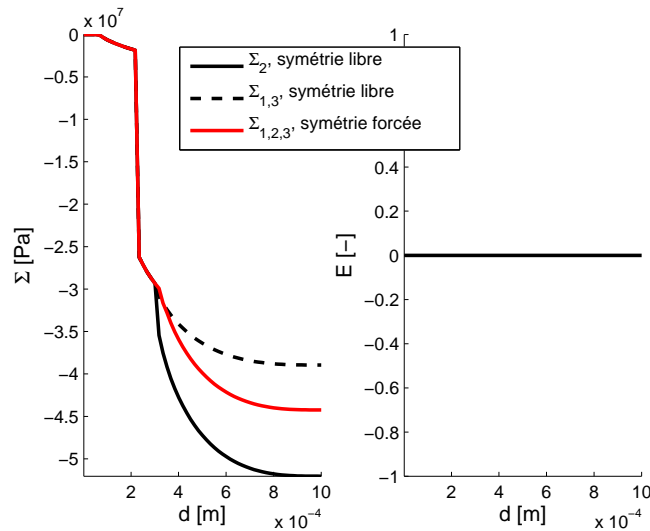


FIGURE 11.18 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

Enfin la difficulté de choisir la meilleure de ces deux situations se voit bien sur la courbe de l'énergie totale (Fig. 11.19), puisque ces courbes sont presque indiscernables. D'un point de vue énergétique, le choix entre une fissuration respectant la symétrie du matériau initial et du chargement d'un côté et une fissuration qui puisse briser cette symétrie de l'autre, n'est pas évident, ce qui induit une possible multiplicité des résultats puisque notre algorithme de recherche du schéma de fissuration fonctionne par minimisation de l'énergie totale.

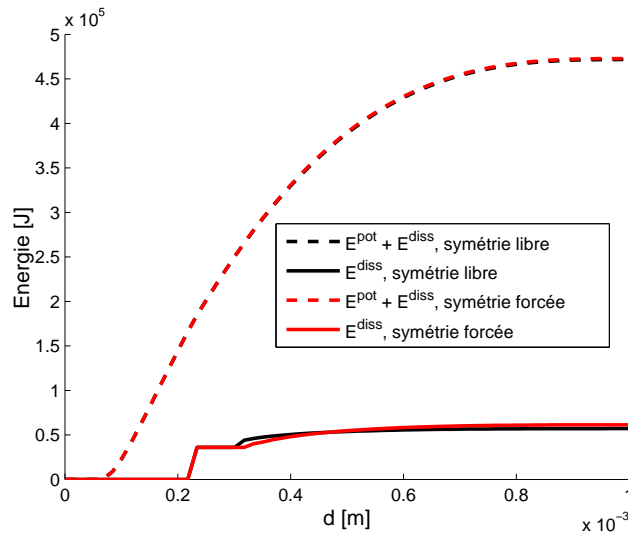


FIGURE 11.19 – Énergies totale $E^{pot} + E^{diss}$ et dissipée E^{diss} . Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

On peut, pour y voir plus clair, tracer la différence entre les deux énergies totales, selon que la symétrie est forcée ou non (Fig. 11.20). On voit sur ce graphe que pour la solution à symétrie libre, l'énergie totale obtenue est plus faible. C'est un résultat attendu, puisque minimiser la fonction énergie totale avec moins de contraintes donne forcément, en vitesse, une solution à énergie plus faible. Néanmoins, une fois que les trajectoires (à symétrie libre ou forcée) ont divergé, il n'est plus possible de les comparer. La symétrie libre est donc systématiquement plus favorable mais il est en théorie possible que la trajectoire à symétrie forcée atteigne des énergies plus faibles que la trajectoire à symétrie libre.

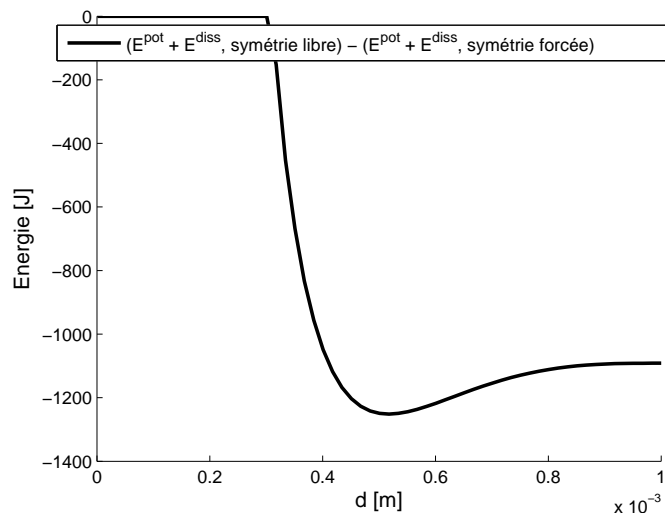


FIGURE 11.20 – Différence des énergies totales $E^{pot} + E^{diss}$. Déformation nulle, une taille de grain, comparaison des résultats à symétrie libre et forcée.

Moyenne de courbes obtenues à symétrie non forcée On souhaite ici regarder si la moyenne d'un grand nombre de réalisations à symétrie non forcée donne des résultats proches du cas où l'on force la symétrie. On va simplement regarder l'évolution de la contrainte. On a donc fait 100 réalisations à symétrie libre, et calculé la moyenne pour chaque direction de contrainte, puis on trace ces moyennes et on les compare à la contrainte obtenue en symétrie forcée (Fig. 11.21).

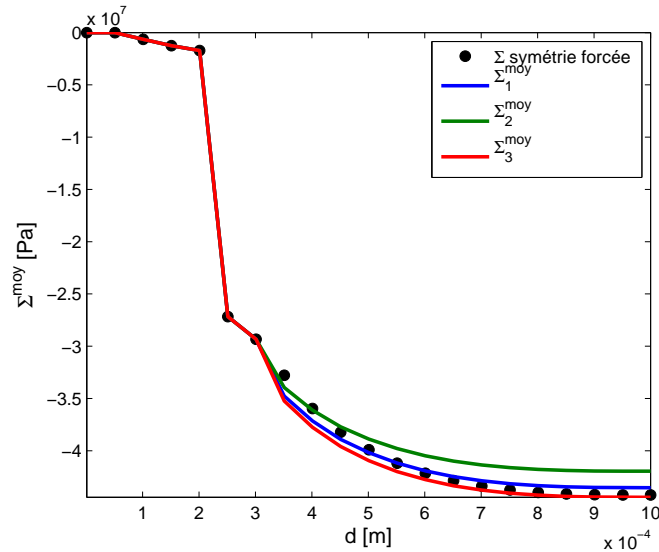


FIGURE 11.21 – Comparaisons de moyennes des contraintes sur 100 réalisations à symétrie libre et à la contrainte en symétrie forcée. Déformation nulle, une taille de grain.

Les résultats obtenus par ces deux approches sont très voisins lorsque l'on considère les moyennes sur plusieurs réalisations dans le cas à symétrie libre. Il est donc raisonnable de rester dans le cas à symétrie forcée puisque cela réduit le nombre de variables de la fonction énergie totale à minimiser, et facilite ainsi la résolution de notre problème.

11.3.1.2 Plusieurs familles de grains identiques

Deux familles de grains identiques, symétrie forcée Voyons comment évoluent les résultats si l'on choisit de mettre deux familles de grains de même taille. On choisit les tailles suivantes : $R^1 = 1$ mm et $R^2 = 1$ mm, chacune de fraction volumique $f^1 = f^2 = 0,15$, afin de voir l'influence de la séparation des grains en familles.

Si l'on observe l'évolution de la pression, on voit que la minimisation de l'énergie conduit à la décohésion d'une seule des deux familles (Fig. 11.22). La pression atteint, dans l'autre famille, des valeurs importantes sans pourtant que la décohésion ne se produise.

Ceci se vérifie sur la courbe des énergies totales (Fig. 11.23), où l'on voit en noir l'énergie de l'option à deux familles dont une seule subit une décohésion puis de la fissuration, être inférieure à celle, en rouge, du cas où tous les granulats sont forcés d'avoir un état de décohésion et fissuration identique.

De la même manière que relaxer la contrainte de symétrie forcée permet de trouver un trajet de fissuration à énergie plus faible, la solution du problème à deux familles à une énergie totale inférieure à celle du problème à une famille.

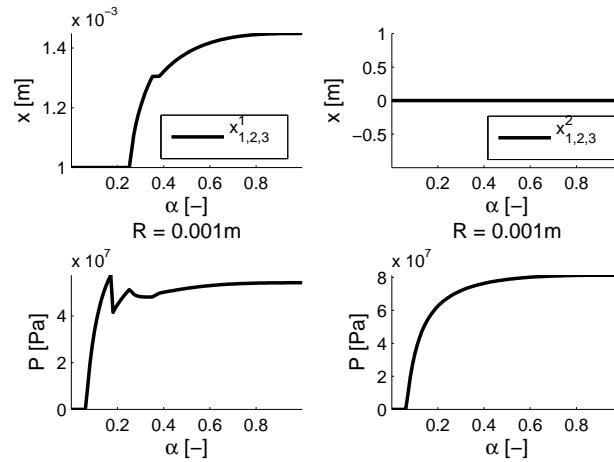


FIGURE 11.22 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain divisée en deux familles, symétrie forcée.

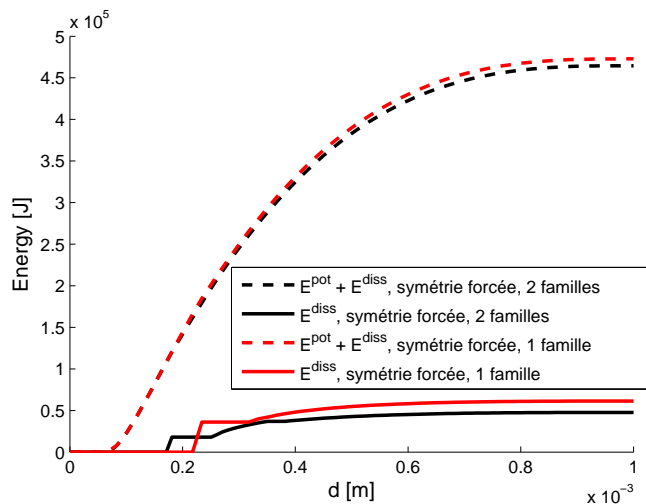


FIGURE 11.23 – Énergies totale $E^{pot} + E^{diss}$ et dissipée E^{diss} . Déformation nulle, une taille de grain divisée en deux familles, symétrie forcée.

Dix familles de grains identiques, symétrie forcée On peut pousser l'étude de ce phénomène en répartissant nos grains dans un plus grand nombre de familles. On en prend ici 10. Nous ne présentons pas les courbes, puisqu'elles sont parfaitement identiques à celles du cas à deux familles. En effet, il se forme deux groupes de 5 familles chacun qui suivent des évolutions identiques.

Deux familles de proportions variables, symétrie forcée Pour finir sur cette question, nous revenons au cas où il y a deux familles de grains de taille 1 mm. Nous faisons varier f^1 et f^2 en conservant $f^1 + f^2 = 0,3$, pour chercher la répartition optimale entre les grains qui subissent la décohésion et les autres. Il se trouve que l'énergie est la plus faible exactement pour $f^1 = f^2$. Si la répartition est inégale, c'est toujours la famille de plus faible fraction volumique qui subit la décohésion.

Six familles de grains identiques, symétrie non forcée Pour finir avec cette étude de la division d'une unique taille de grains en différentes familles, on ne force plus la symétrie. Celle-ci est alors rétablie naturellement par fissuration de trois familles dans les trois directions, tandis que la moitié des familles de subit pas de décohésion (Fig. 11.24).

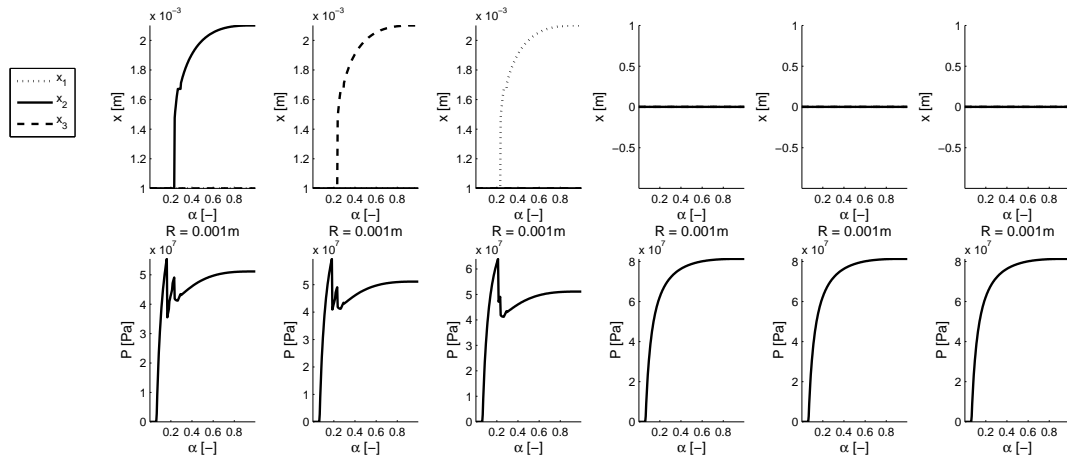


FIGURE 11.24 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain divisée en six familles, symétrie libre.

Les décohésions ne sont pas simultanées, et lissent donc la perte de propriétés mécaniques (Fig. 11.25). On voit sur ces courbes d'évolutions des modules d'Young que leur chute est fortement influencée par le choix du nombre de familles. S'il y a suffisamment de familles, une moitié seulement fissure, ce qui limite la perte de propriétés mécaniques. Il semble donc raisonnable de forcer la symétrie, mais pas de mettre tous les granulats dans une seule famille, même s'ils sont tous de la même taille.

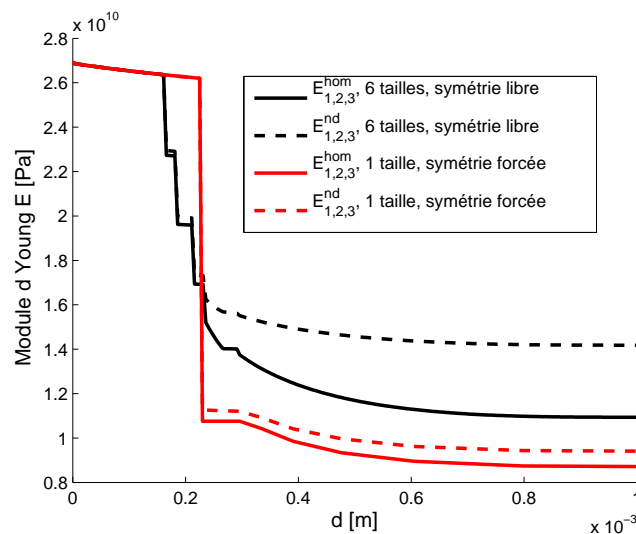


FIGURE 11.25 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, une taille de grain divisée en six familles, symétrie libre.

11.3.1.3 Plusieurs tailles de grains différentes, symétrie forcée

On échelonne nos cinq tailles de grains de $R^1 = 0,5$ mm à $R^2 = 1,5$ mm, en fractions volumiques identiques pour une fraction volumique totale toujours égale à 0,3. Lorsque les tailles de grains sont différentes, on fait le choix de les attaquer toutes à la même vitesse en termes de profondeur d'attaque absolue, non relative. Sur les différentes tailles de grains, à un instant donné, on a toujours la même valeur de $\alpha^i R^i$. On observe alors une décohésion qui débute par les grandes tailles et touche toutes les tailles de grains, tandis que la fissuration, qui débute également par les grandes tailles, reste limitée aux deux plus grandes (Fig. 11.26). On a également effectué la

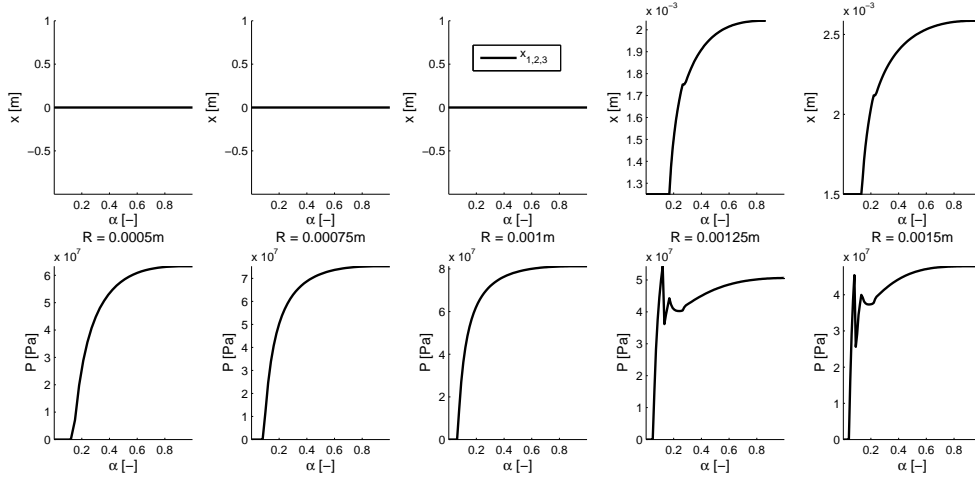


FIGURE 11.26 – Taille de fissure x et pression p . Déformation nulle, cinq tailles de grain différentes, symétrie forcée.

même simulation en doublant toutes les familles de grains. Les résultats sont assez proches. Il y a donc moins de risque à ne mettre qu'une seule famille de grains par taille de grains lorsque les tailles sont nombreuses que lorsque l'on n'a qu'une seule taille de grains.

11.3.2 Traction dans une direction

On teste ici des chargements du type :

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} 0,0001 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.3)$$

La traction dans une direction induit une direction préférentielle d'apparition des fissures. Comme dans la partie précédente, commençons par un exemple à une seule taille de grains.

11.3.2.1 Une famille de grains, symétrie axiale

On a donc $R^1 = 1$ mm et $f^1 = 0,1$. On force pour l'instant la fissuration à respecter la symétrie du chargement, c'est-à-dire que $x_2 = x_3$.

On a donc une contrainte de traction qui apparaît dans les trois directions à cause de l'effet Poisson, mais elle est plus importante dans la direction de traction. La fissuration débute donc préférentiellement dans la direction 1 (Fig. 11.27). Apparaît donc une anisotropie du matériau que l'on voit bien sur l'évolution des modules d'Young dans les trois directions (Fig. 11.28).

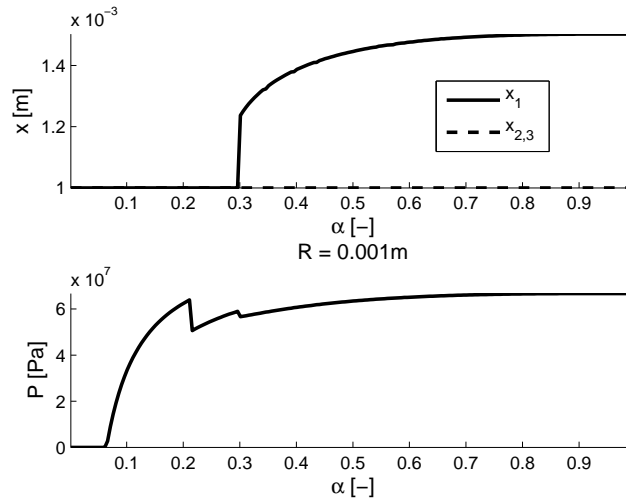


FIGURE 11.27 – Taille de fissure x et pression p . Déformation de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

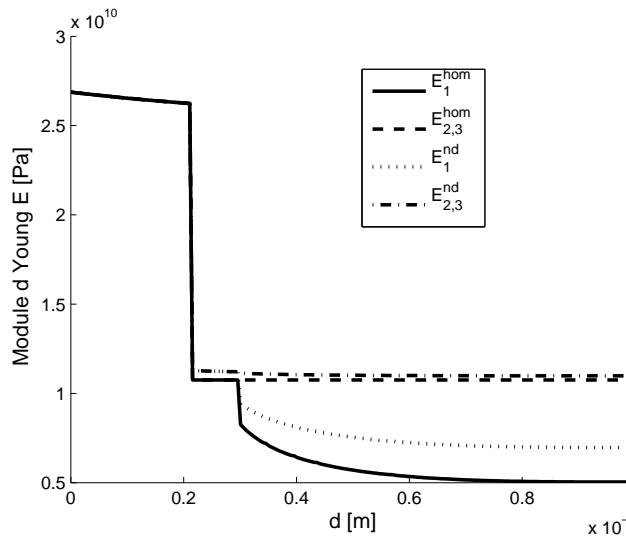


FIGURE 11.28 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Déformation de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

La direction 1 passe donc de direction de plus grande traction à direction de plus forte compression, à cause de l'apparition de ces fissures (Fig. 11.29).

11.3.2.2 Une famille de grains, symétrie libre

Dans le même esprit que l'étude que l'on a faite pour le cas du gonflement gêné, on reprend la simulation du paragraphe précédent en laissant cette fois la symétrie de la fissuration libre. La fissuration se déroule exactement de la même manière, on ne montre donc pas ces courbes.

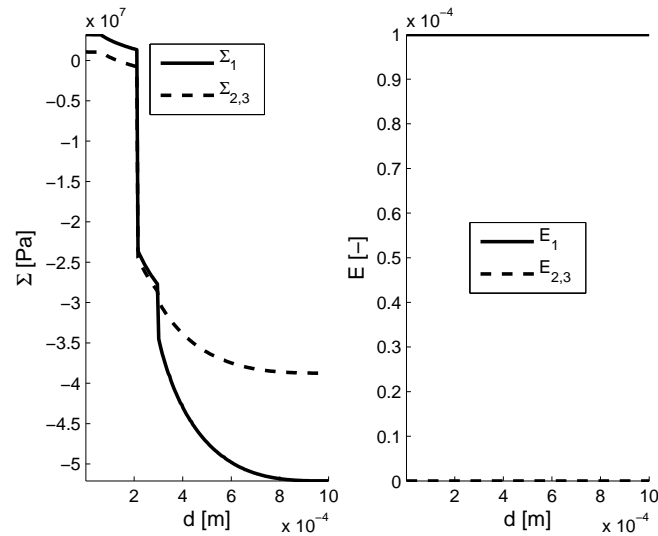


FIGURE 11.29 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Déformation de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

11.3.2.3 Plusieurs familles de grains identiques

Deux familles Comme dans le cas du gonflement gêné, la minimisation de la fonction énergie totale ne conduit à la décohésion que d'une seule des deux familles (Fig. 11.30).

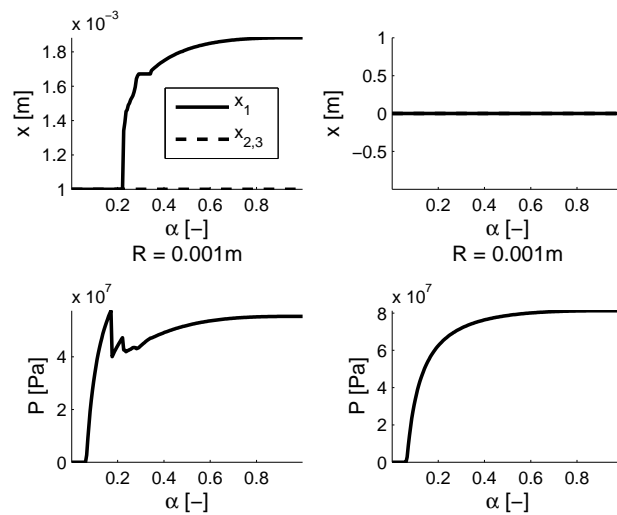


FIGURE 11.30 – Taille de fissure x et pression p . Déformation de traction uniaxiale, une taille de grain divisée en deux familles, symétrie axiale.

Dix familles De la même façon que pour le gonflement gêné, si l'on sépare l'unique taille de grains en 10 familles, cinq familles fissurent dans la direction 1, cinq autres ne subissent pas de décohésion. Les résultats sont donc identiques au cas à deux familles. Les commentaires que nous avons faits pour le cas du gonflement gêné s'appliquent également ici, en particulier en ce qui concerne la nécessité de dupliquer les familles de grains s'il y a peu de tailles de grains au total.

11.3.3 Compression dans une direction

On teste ici un chargement qui correspond en quelque sorte à l'essai oedométrique :

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} -0,0001 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.4)$$

11.3.3.1 Une famille de grains, symétrie axiale

On a donc $R^1 = 1$ mm et $f^1 = 0,1$. On force pour l'instant la fissuration à respecter la symétrie du chargement, c'est-à-dire que $x_2 = x_3$.

La fissuration se fait préférentiellement dans les directions 2 et 3 (Fig. 11.31), qui sont les directions dans lesquelles la compression initiale est faible.

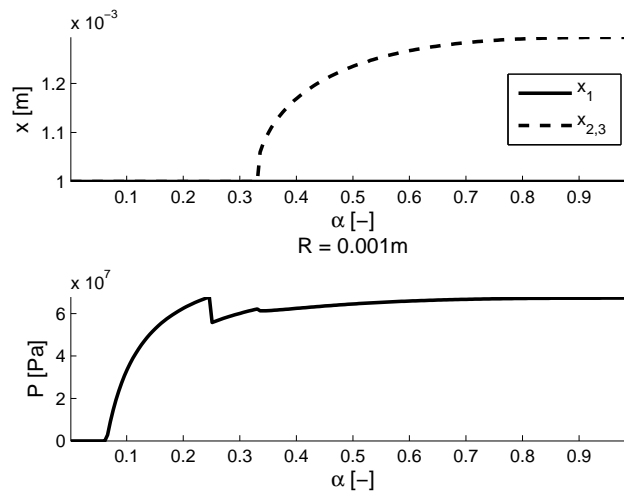


FIGURE 11.31 – Taille de fissure x et pression p . Déformation de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

Cela conduit à réduire la compression dans la direction où elle était la plus forte (Fig. 11.32).

11.3.3.2 Une famille de grains, symétrie libre

La fissuration ne se fait alors plus que dans une seule direction, c'est-à-dire la direction 2 ou la direction 3. Le matériau, initialement isotrope, devient donc isotrope transverse d'axe 2 ou 3, alors que le matériau initial et le chargement sont de symétrie autour de l'axe 1.

11.3.3.3 Comparaison des cas symétrie libre et forcée sur un plus grand nombre de familles

Dans ces simulations, on a une famille de grains qui occupe 50 % du volume total de grains, tandis que les 50 % restants sont répartis dans quinze familles. Les résultats diffèrent légèrement. Dans le cas symétrie libre, douze familles de grains subissent la décohesion, soit une proportion des grains de 40 %. Dans le cas forcé, cela monte à 14 familles, soit 47 %. Il peut paraître anormal que le choix de symétrie influe sur la décohesion qui est isotrope. Il se trouve cependant que dans le cas à symétrie libre, une première fissure apparaît après la douzième décohesion et empêche

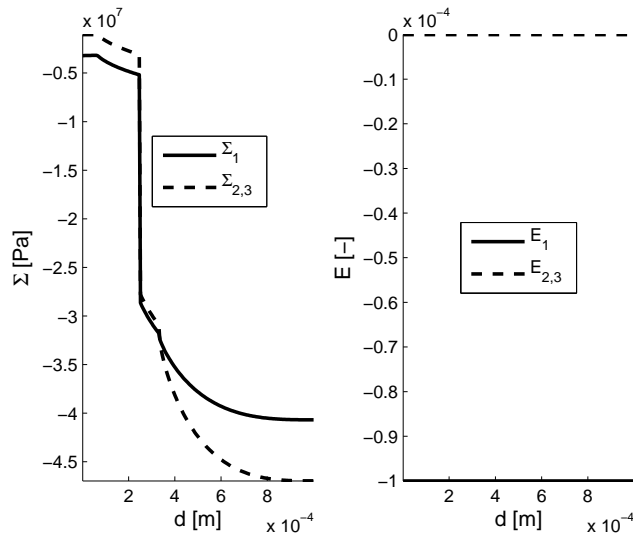


FIGURE 11.32 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Déformation de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

les décohésions suivantes, tandis que dans le cas forcé deux fissures sont obligées d’apparaître en même temps ce qui ne se produit qu’après la quatorzième décohésion.

La fissuration, sur les deux optimisations que nous avons faites (dont le résultat comporte une part d’aléa à cause de la procédure de choix des initialisations des tailles de fissures dans la recherche du minimum de l’énergie totale), donne des résultats différents mais difficiles à distinguer du point de vue énergétique (Fig. 11.33). La situation libre est tout de même d’énergie légèrement plus faible.

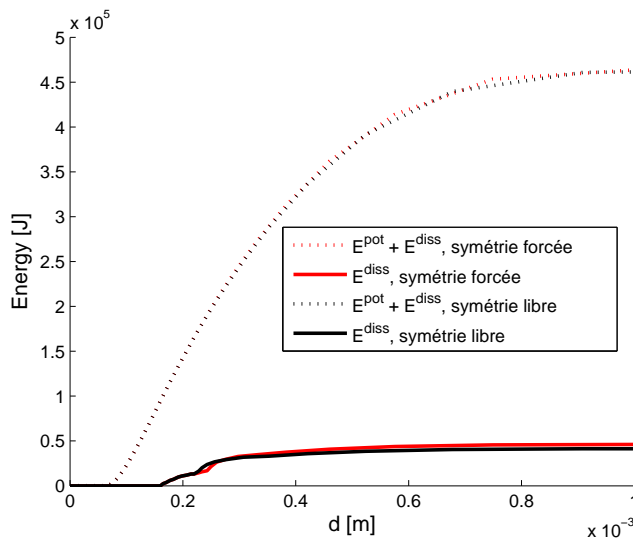


FIGURE 11.33 – Énergies totale $E^{pot} + E^{diss}$ et dissipée E^{diss} . Déformation de compression uniaxiale, une taille de grain divisée en 16 familles, symétrie axiale.

Dans le détail, la fissuration se fait comme suit :

- cas forcé : 5 familles fissurent dans la direction 1, 9 familles dans les directions 2-3 ;
- cas libre : 2 familles fissurent dans la direction 1, 6 dans la direction 2, 4 dans la direction 3.

Les contraintes obtenues dans les deux cas sont donc sensiblement différentes (Fig. 11.34). Il en est de même pour les propriétés mécaniques obtenues (Fig. 11.35).

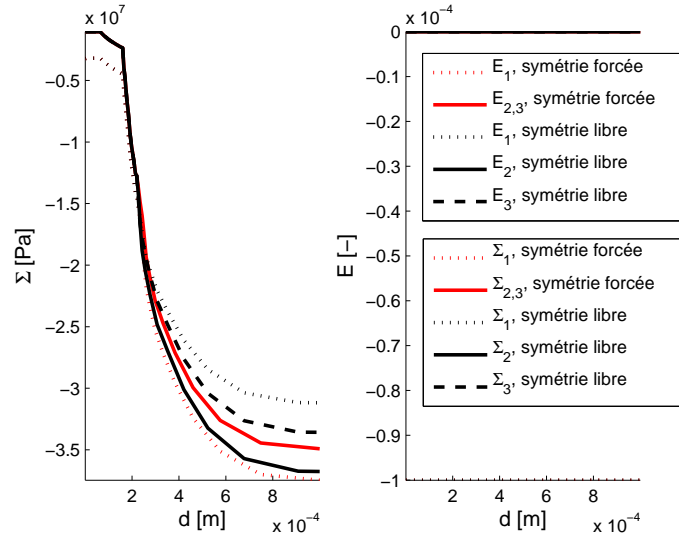


FIGURE 11.34 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Déformation de compression uniaxiale, une taille de grain divisée en 16 familles, symétrie axiale.

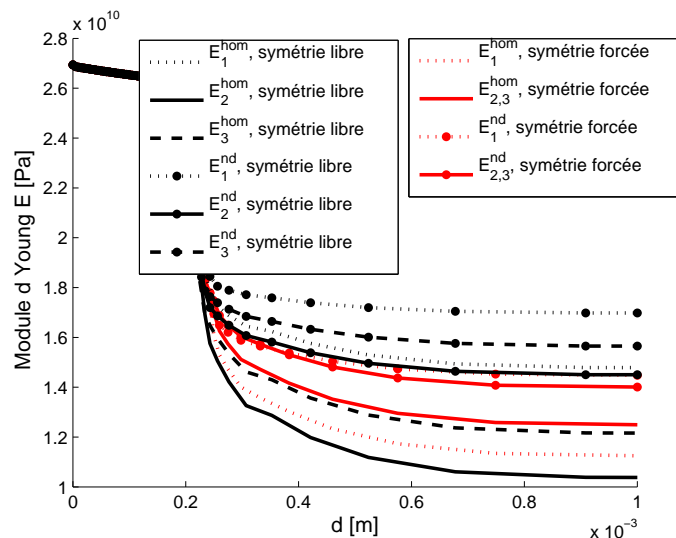


FIGURE 11.35 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Déformation de compression uniaxiale, une taille de grain divisée en 16 familles, symétrie axiale.

La première différence vient du nombre de familles ayant subi la décohésion en premier lieu, puis du fait que dans le cas forcé beaucoup plus de fissures choisissent la direction 1, qui se retrouve paradoxalement plus endommagée que les directions 2-3 (Fig. 11.35).

On a donc de l'ordre de 10-20 % d'écarts sur les estimations des propriétés mécaniques. Il nous semble qu'il reste préférable d'imposer la symétrie de façon à gagner en temps de calcul.

11.3.4 Conclusion sur l'attaque à déformation imposée

Nous avons étudié diverses situations d'attaque à déformation imposée. L'objectif était d'expliquer les mécanismes de décohésion et fissuration en fonction du chargement, et de déterminer l'influence des choix que l'on fait en termes de symétrie de la solution et du nombre de familles de grains. Nous avons montré que les solutions peuvent différer légèrement selon qu'on laisse la fissuration libre de choisir ses directions ou qu'on la contraint mais nous préférons imposer tout de même la symétrie de la solution, ce que nous avons argumenté en comparant les résultats à symétrie forcée et la moyenne de résultats à symétrie libre (§ 11.3.1.1), et en remarquant que même lorsqu'il y a des différences plus importantes, elles sont acceptables (§ 11.3.3.3). En ce qui concerne les tailles de grains, nous avons observé un comportement assez différent à faible nombre de tailles de grains, selon qu'on les découpe en sous-familles ou non, mais avons remarqué que lorsqu'il y a beaucoup de tailles de grains, il n'est plus nécessaire de les découper en sous-familles (§ 11.3.1.3). Ces conclusions sont cohérentes avec ce que l'on avait remarqué sur l'exemple plus simple du chapitre 7, qu'on avait résumé au § 7.4.5. Nous avons remarqué qu'à déformation imposée si les familles de grains de même taille avaient une histoire de fissuration différente, la fissuration finissait par s'équilibrer si l'injection était assez poussée. Il en était de même pour la symétrie. Nous n'avons pas observé le phénomène décrit au § 11.3.1.2 de comportement différent de la moitié des grains, sauf de manière transitoire. Cela conforte notre impression que la multiplication des familles de grains pour une même taille de grain n'est pas utile.

11.4 Étude générale du comportement du modèle à contrainte imposée

La plupart des essais en laboratoire sont faits sur des éprouvettes à contrainte imposée. La plupart du temps il s'agit de gonflement libre, mais il existe dans la littérature également des essais à contrainte de compression imposée sur des éprouvettes attaquées par l'alcali-réaction. Il est donc important de tester notre modèle dans ce cas là. On garde le même jeu de paramètres que dans la section précédente :

E_a	60 GPa	K_{gel}	0,3 GPa
E_c	20 GPa	ρ^1	0,1
$\nu_a = \nu_c$	0,25	δ	1,5
G_c^{decoh}	40 J.m ⁻²	l_c	10 μ m
G_c^{fiss}	80 J.m ⁻²	ρ^{itz}	0,3

(11.5)

11.4.1 Gonflement libre

La contrainte macroscopique est imposée nulle. C'est le cas d'une bonne partie des essais d'alcali-réaction dans la littérature. C'est aussi ce cas de figure que l'on a étudié dans l'article [3] que nous avons déjà cité, avec un formalisme micromécanique beaucoup plus simple.

On a donc :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.6)$$

11.4.1.1 Une famille de grains, symétrie forcée

Dans cette situation de symétrie forcée le comportement ressemble beaucoup à ce qu'on a eu à déformation nulle, en dehors du fait que les tailles de fissures atteintes en gonflement libre sont

plus importantes (Fig. 11.36).

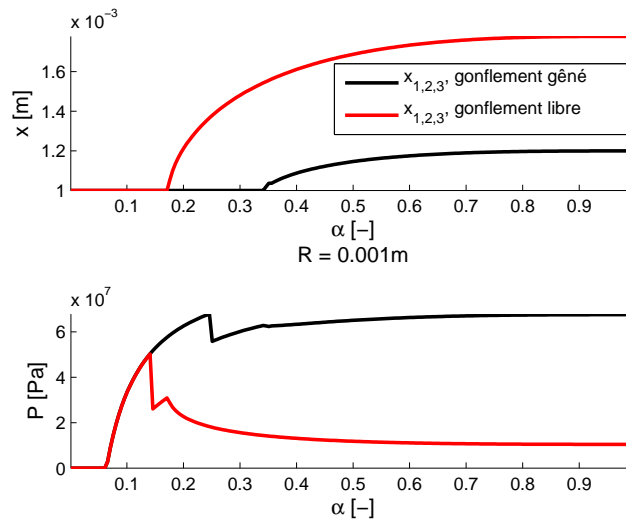


FIGURE 11.36 – Taille de fissure x et pression p . Rouge : gonflement libre. Comparaison des résultats à déformation nulle et à contrainte nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

L'endommagement du matériau, comme on le voit aux modules d'Young, est lui aussi plus important à attaque identique, dans le cas libre (Fig. 11.37).

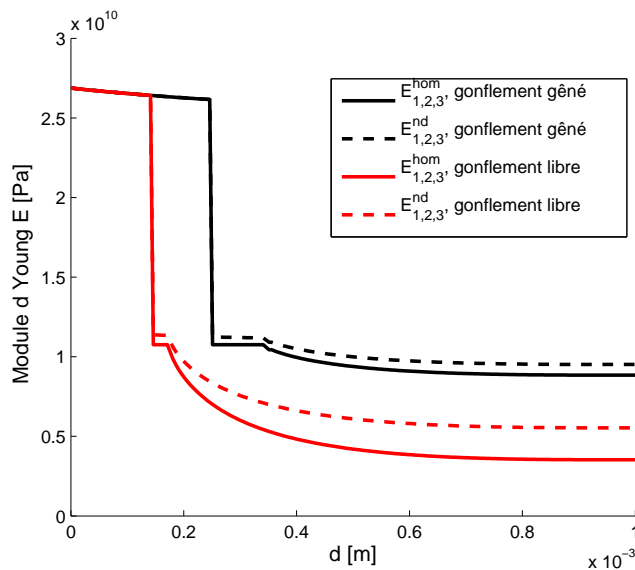


FIGURE 11.37 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Rouge : gonflement libre. Comparaison des résultats à déformation nulle et à contrainte nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

11.4.1.2 Une famille de grains, symétrie libre

Dans ce cas, comme dans le cas de gonflement gêné que l'on a montré, la fissuration se fait dans une seule direction. C'est d'autant plus compréhensible ici puisqu'il n'y a pas de limites au gonflement dans chaque direction autres que la ruine complète du matériau. Il n'y a donc pas de raison pour que le gonflement s'arrête dans la direction où il a démarré pour se répartir dans une autre direction.

11.4.1.3 Deux familles de grains de la même taille, symétrie forcée

Ici comme le gonflement est libre, il y a moins de freins à la fissuration que dans le cas de la déformation nulle. Les deux familles subissent donc décohésion puis fissuration simultanément (Fig. 11.38). Raffiner le nombre de familles de grains dans le cas des contraintes imposées semble donc moins utile que dans le cas à déformation imposée.

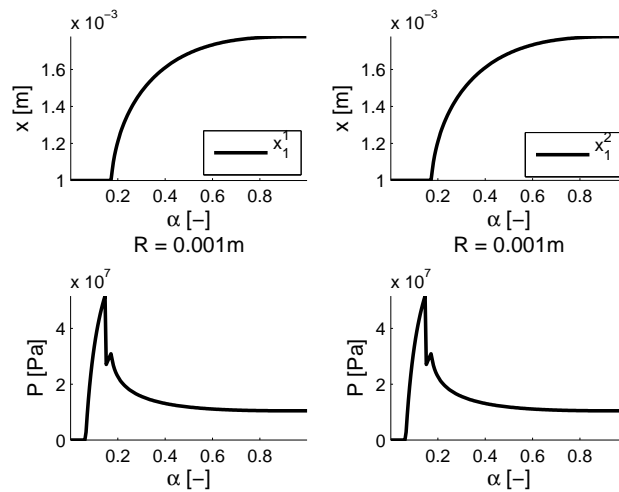


FIGURE 11.38 – Taille de fissure x et pression p . Contrainte nulle, une taille de grain, symétrie forcée.

11.4.2 Traction dans une direction

On prend une seule taille de grain ($R^1 = 1$ mm, $f^1=0,3$), mais on met cette fois notre échantillon en traction dans la direction 1 en imposant la contrainte macroscopique suivante :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \begin{pmatrix} \Sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.7)$$

Avec successivement $\Sigma_1 = 0,1$ MPa et $\Sigma_1 = 5$ MPa. Ces états de traction sont très endommageants pour le matériau. La fissuration se développe dans la direction en traction uniquement (Fig. 11.39), et la taille de la fissure est importante. Elle entraîne une diminution considérable du module d'Young calculé à partir du tenseur des modules non drainée dans la direction 1 que l'on peut assimiler à la rupture de l'échantillon dans cette direction (Fig. 11.40). Notre modèle considère qu'il reste encore une certaine rigidité dans la direction 1 lorsque l'on regarde les modules non drainés. Le gel est en effet forcé de rester dans les fissures ce qui assure une cohésion un peu artificielle à l'échantillon. Les évolutions de fissures trouvées pour nos deux cas de chargement

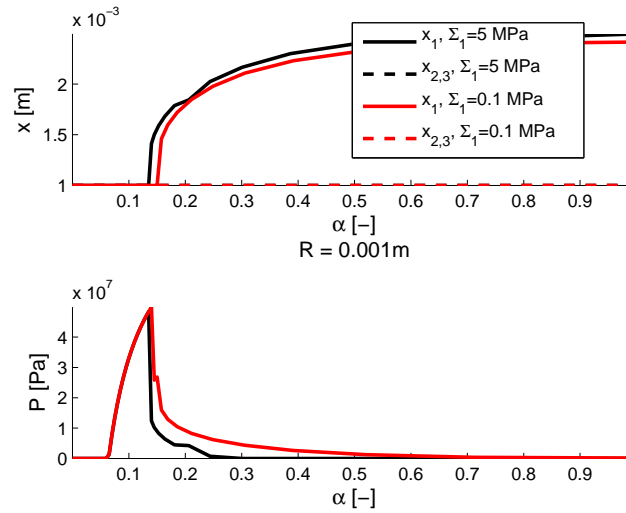


FIGURE 11.39 – Taille de fissure x et pression p . Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

sont très proches. Le chargement de traction a donc pour principal rôle de fixer l'orientation des fissures mais ne joue pas véritablement sur leur taille (conclusion qui serait probablement fautive si on avait un gel beaucoup plus souple et que la rupture était donc essentiellement due au chargement extérieur, mais notre modèle n'est de toute façon pas fait pour représenter ce type de fissuration).

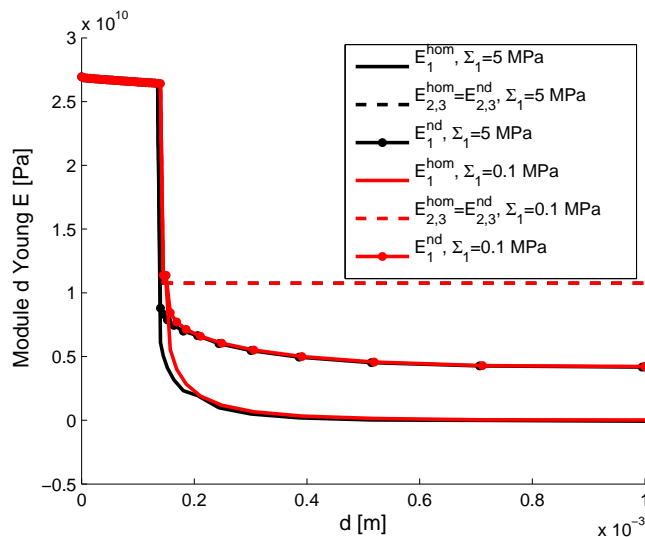


FIGURE 11.40 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

Les gonflements obtenus sont très importants, dépassant le pour-cent (Fig. 11.41). L'énergie totale est plus petite que l'énergie dissipée dans le cas 5 MPa, c'est-à-dire que l'énergie potentielle est négative (Fig. 11.42). Ceci est dû à une très forte contribution du travail des efforts extérieur dans l'énergie potentielle, alors que la partie élastique diminue à cause de la perte de rigidité. On

atteint là les limites de notre modèle de micromécanique qui échoue à estimer correctement les énergies élastiques à de hauts niveaux d'endommagement tels qu'atteints ici.

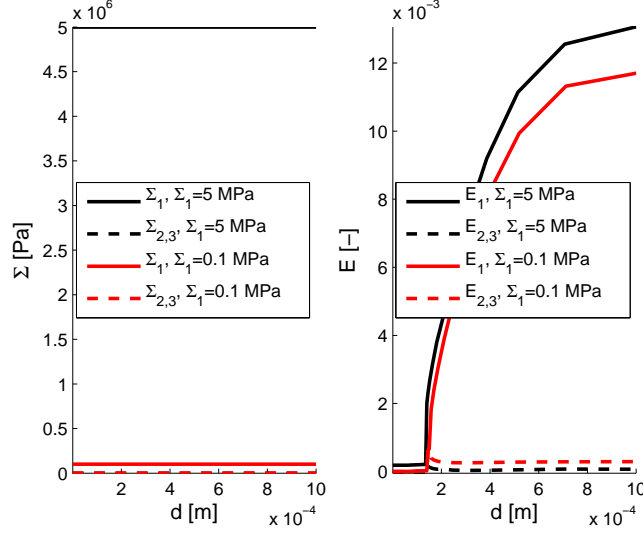


FIGURE 11.41 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

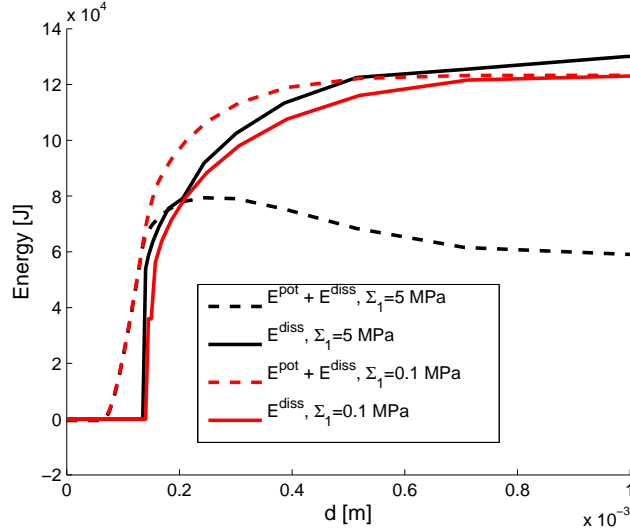


FIGURE 11.42 – Énergies totale $E^{pot} + E^{diss}$ et dissipée E^{diss} . Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

On trace le détail des contributions à l'énergie totale pour essayer de mieux comprendre pourquoi elle devient si faible (Fig. 11.43).

On voit que la contribution qui tire la valeur de l'énergie potentielle vers le bas est le travail des efforts extérieurs $\underline{\underline{\Sigma}}^{imp} : \underline{\underline{E}}$ qui est soustrait à l'énergie élastique pour obtenir l'énergie potentielle. On peut réécrire l'expression théorique de l'énergie pour comprendre ceci. L'énergie élastique, de manière condensée (voir chapitre 10), s'écrit :

$$E^{el} = \frac{1}{2} \underline{\underline{E}} : \mathbb{C}^{hom} : \underline{\underline{E}} + \frac{1}{2} \sum_i b^i (p^i)^2 \quad (11.8)$$

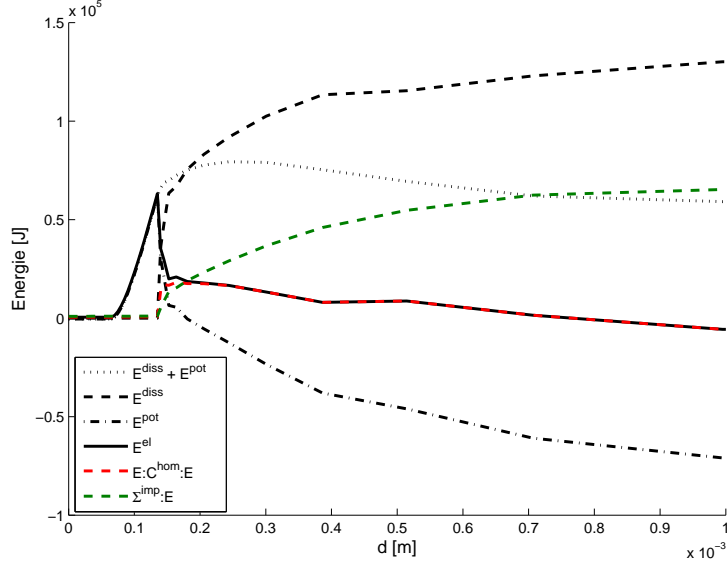


FIGURE 11.43 – Énergies dans le cas 5 MPa. Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

Tandis que la pression, donnée aux équations 10.13 et 10.17, s'écrit :

$$p^i = \frac{a^i - \underline{\underline{B}}^i : \underline{\underline{E}}}{b^i} \quad (11.9)$$

Où les coefficients a^i , b^i sont propres à chaque famille. On a dans notre cas, pour toutes les familles :

$$a^i = (\delta - 1)F^i - 3f^i \frac{\rho_{itz}}{R^i} \quad (11.10)$$

qui représente la différence entre le volume nécessaire et le volume disponible pour le gel à déformation extérieure nulle. $F^i = f^i \rho^i [1 - (1 - \alpha^i)^3]$ est le volume attaqué au site considéré. Puis pour les sites de *Type II*,

$$b^i = M^i + \frac{\delta F^i}{K_g} + \frac{f^i - F^i}{K_a} \quad (11.11)$$

le dernier terme n'étant pas présent pour les sites de *Type I*. Ce terme représente les variations de volumes des différentes composantes du béton (pâte de ciment, gel, granulats si considéré indépendamment de la pâte de ciment). Avec ces notations condensées, le tenseur des modules d'élasticité non drainée et la précontrainte chimique s'écrivent alors (voir § 10.4) :

$$\mathbb{C}_{nd}^{hom} = \mathbb{C}^{hom} + \sum_i \frac{\underline{\underline{B}}^i \otimes \underline{\underline{B}}^i}{b^i} \quad (11.12)$$

Et,

$$\underline{\underline{\Sigma}}^* = - \sum_i \frac{a^i}{b^i} \underline{\underline{B}}^i \quad (11.13)$$

Lorsqu'on remplace la pression par l'expression donnée ci-dessus dans l'expression de l'énergie élastique, on peut la réécrire :

$$E^{el} = \frac{1}{2} \underline{\underline{E}} : \mathbb{C}_{nd}^{hom} : \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{\Sigma}}^* : \underline{\underline{E}} + \frac{1}{2} \sum_i \frac{(a^i)^2}{b^i} \quad (11.14)$$

Il nous semble logique d'appeler le dernier terme énergie de précontrainte chimique e^* , puisque c'est l'énergie élastique emmagasinée dans le béton attaqué si la déformation est nulle. Rappelons l'équation qui lie contraintes et déformations et définit les modules non drainés et la précontrainte chimique :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \mathbb{C}_{nd}^{hom} : \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{\Sigma}}^* \quad (11.15)$$

Dans notre situation actuelle, toutes les composantes de contraintes sont imposées, si bien que l'énergie élastique et l'énergie potentielle sont liées par la relation :

$$E^{pot} = E^{el} - \underline{\underline{\Sigma}} : \underline{\underline{E}} \quad (11.16)$$

On en retire l'expression finale de l'énergie potentielle :

$$E^{pot} = -\frac{1}{2} \underline{\underline{E}} : \mathbb{C}_{nd}^{hom} : \underline{\underline{E}} + e^* \quad (11.17)$$

Le premier terme de cette expression est négatif, le second est positif. Il peut être intéressant de réécrire cette expression :

$$E^{pot} = -\frac{1}{2} (\underline{\underline{\Sigma}}^{imp} - \underline{\underline{\Sigma}}^*) : \mathbb{S}_{nd}^{hom} : (\underline{\underline{\Sigma}}^{imp} - \underline{\underline{\Sigma}}^*) + e^* \quad (11.18)$$

Où apparaît la différence entre la contrainte imposée et la précontrainte chimique. Cette écriture de l'énergie potentielle fait apparaître plus clairement pourquoi elle devient négative, ce que l'on représente sur la Fig. 11.44. La contribution (E, E) à l'énergie élastique drainée $(\underline{\underline{E}} : \mathbb{C}^{hom} : \underline{\underline{E}})$

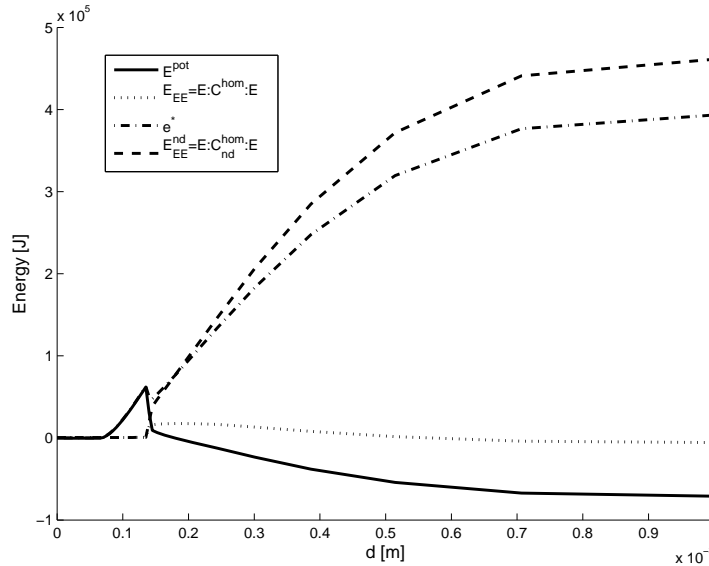


FIGURE 11.44 – Énergies dans le cas 5 MPa. Contrainte de traction uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

est très faible, voire négative, ce qui souligne une faiblesse du schéma *IDD* que l'on a déjà abordée dans le chapitre 4 et qui nous a conduit à utiliser la variante *FRIDD* du schéma *IDD* (ce qui n'a pas complètement résolu ce problème), qui se manifeste ici par un tenseur des modules d'élasticité drainée dont certaines composantes ne sont plus positives. Par exemple, à la fin du

calcul à 5 MPa, le tenseur des modules homogénéisés est :

$$\mathbb{C}^{hom} = \begin{pmatrix} -0,063 & -0,019 & -0,019 & 0 & 0 & 0 \\ -0,36 & 11,3 & 2,6 & 0 & 0 & 0 \\ -0,36 & 2,6 & 11,3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 8,7 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,95 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,95 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (11.19)$$

Le tenseur de souplesse est lui également problématique, avec pour les mêmes raisons des termes négatifs :

$$\mathbb{S}^{hom} = \begin{pmatrix} -15 & -0,022 & -0,022 & 0 & 0 & 0 \\ -0,40 & 0,093 & -0,022 & 0 & 0 & 0 \\ -0,40 & -0,022 & 0,093 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,11 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1,1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1,1 \end{pmatrix} \text{ GPa}^{-1} \quad (11.20)$$

On peut d'ailleurs en tirer la valeur finale du module d'Young $E_1 = -0,064$ GPa, dont l'évolution est visible sur la Fig. 11.40. L'utilisation du schéma *FRIDD* permet d'éviter des effets très indésirables comme l'énergie tendant vers l'infini, mais n'est pas parfaite. La comparaison du schéma *IDD* au schéma *PCW* peut permettre de comprendre ses limites. Certaines conditions de symétrie des fonctions de distribution des particules ne sont pas vérifiées dans le cadre du schéma *IDD* alors que lors de l'établissement de leur schéma, Ponte-Castañeda et Willis montrent qu'elles sont nécessaires pour assurer la positivité du tenseur d'élasticité homogénéisé [22]. Comme on le voit sur la même figure (Fig. 11.44), l'énergie élastique (E, E) non drainée ($\underline{\underline{E}} : \mathbb{C}^{nd} : \underline{\underline{E}}$), c'est-à-dire prenant en compte la contribution du contenu des cavités (gel, grains) à la rigidité de l'ensemble, ne s'approche pas de zéro. Le tenseur des modules non drainés se comporte de manière beaucoup plus régulière que le tenseur des modules d'élasticité drainée.

11.4.3 Compression dans une direction

11.4.3.1 Compression modérée

On met ici notre échantillon en compression dans la direction 1 en imposant la contrainte macroscopique suivante :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \begin{pmatrix} -5 \text{ MPa} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.21)$$

La fissuration se fait ici dans les directions 2 et 3, qui sont les moins comprimées. Elle est moins importante que dans le cas d'une traction (Fig. 11.45). On a cette fois deux directions fortement endommagées mais qui conservent une rigidité résiduelle beaucoup plus importante que dans le cas de la traction (Fig. 11.46).

La déformation est presque nulle dans la direction d'application de la charge, hormis une légère dilatation entre le moment de la décohésion du grain et le début de la fissuration (Fig. 11.47).

11.4.3.2 Compression importante

Cette fois-ci on choisit une contrainte très importante :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \begin{pmatrix} -20 \text{ MPa} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.22)$$

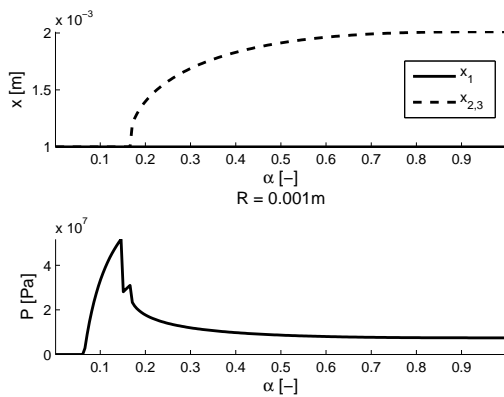


FIGURE 11.45 – Taille de fissure x et pression p . Contrainte de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

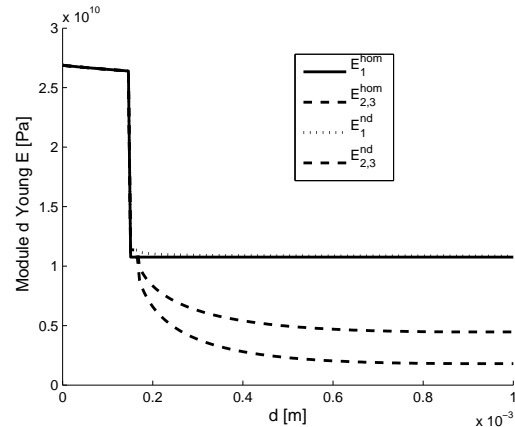


FIGURE 11.46 – Modules d'Young drainés E^{hom} et non drainés E^{nd} . Contrainte de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

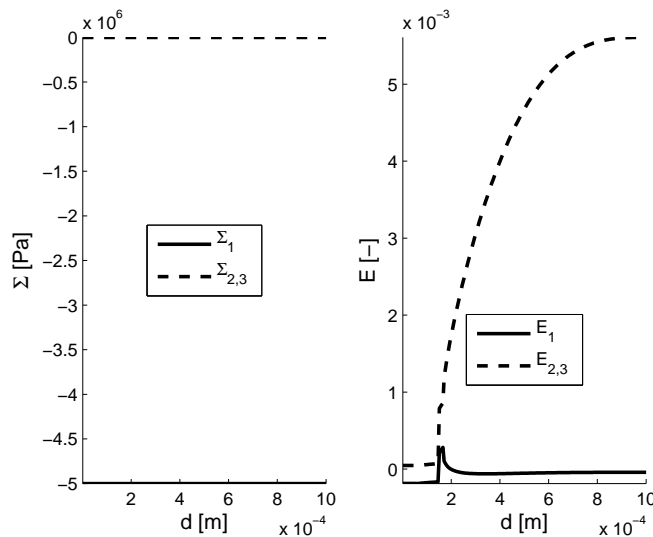


FIGURE 11.47 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Contrainte de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

Les compressions très élevées induisent le phénomène suivant : certaines configurations de fissuration, qui sont favorables énergétiquement, correspondent à une situation où il y a interpénétration soit entre le granulat et la pâte de ciment, soit entre les lèvres opposées d'une même fissure (§ 9.4). Comme nous l'avons expliqué en début de chapitre, notre algorithme de minimisation est construit de façon à ne pas engendrer d'état de fissuration où il y a interpénétration. Ceci a pour effet de retarder la décohésion et donc la fissuration (Fig. 11.48). Dès que la décohésion se produit on a un saut de taille de fissure qui permet de dissiper le trop plein d'énergie accumulé alors que la décohésion était énergétiquement possible mais bloquée par l'interdiction de l'interpénétration. Cela est un défaut de notre modèle qui, pour être atténué, nécessiterait de détailler la décohésion en différentes phases et de prendre en compte le contact entre les surfaces fissurées.

Cette contrainte très importante provoque également une sorte d'effondrement dans la direc-

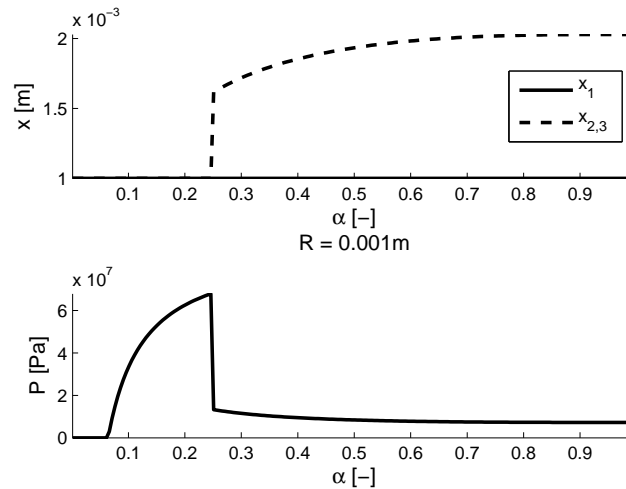


FIGURE 11.48 – Taille de fissure x et pression p . Contrainte de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

tion 1 au moment de la décohésion (Fig. 11.49).

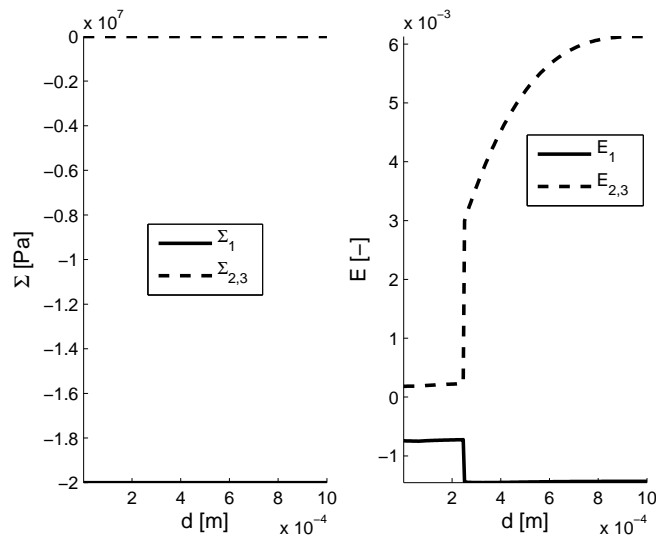


FIGURE 11.49 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Contrainte de compression uniaxiale, une taille de grain, symétrie axiale.

11.4.4 Conclusion sur l'attaque à contrainte imposée

Dans cette partie nous avons tout d'abord remarqué que de manière générale, les chargements imposés en contrainte provoquent plus d'endommagement que les chargements imposés en déformation. En particulier, les chargements de traction, quelle que soit leur intensité, conduisent pratiquement à la ruine de l'échantillon (§ 11.4.2). Nos simulations suivantes ont montré tout d'abord qu'il n'était pas nécessaire de raffiner les tailles de grains en sous-familles, car deux familles identiques suivent le même trajet de fissuration (contrairement à ce que l'on a observé

en déformation imposée, § 11.4.1.3). Par contre, la symétrie choisie influe sur le résultat, mais nous reprenons les conclusions de la comparaison faite à déformation imposée entre un essai à symétrie imposée et la moyenne d'essais à symétrie libre pour conclure qu'il est satisfaisant d'imposer la symétrie afin d'accélérer le calcul et de ne pas avoir besoin de multiplier les réalisations (§ 11.3.1.1). Ceci nous rassure sur le problème de l'irréversibilité de l'asymétrie de la fissuration à contrainte imposée que l'on a remarquée dans notre exemple simple au chapitre 7 (voir § 7.4.5). Enfin, les essais en compression montrent une des principales limites de notre modèle, qui est la prise en compte grossière de la décohésion à la fois en ce qui concerne la progression de la fissure de décohésion, que nous avons considérée comme instantanée et complète, et également en raison de l'absence de prise en compte du contact entre les faces d'une fissure de décohésion. Cela ne se manifeste cependant qu'à des niveaux de chargement de compression très élevés (20 MPa).

11.5 Étude de l'essai de Multon

L'essai de Multon [18] est un certain type d'essai d'alcali-réaction sous contrainte où une partie du chargement est réalisée par des anneaux qui confinent les éprouvettes dans leur direction radiale. Nous avons décrit l'analyse mécanique de cet essai au § 10.5.4, en particulier en ce qui concerne le calcul des contraintes et des déformations.

11.5.1 Une famille de grains

Ici on choisit encore la taille de grain $R^1 = 1$ mm, et l'on force une symétrie axiale de direction 1, considérant que l'échantillon que l'on est en train de tester est un cylindre de hauteur quelconque et de rayon 65 mm, comme dans les essais de Multon [18]. On impose ensuite $\Sigma_{11} = -10$ MPa, tandis que dans les directions 2 et 3, le gonflement est restreint par la présence d'anneaux de 3 mm d'épaisseur.

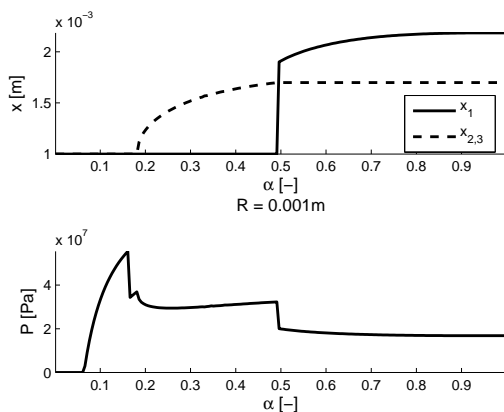


FIGURE 11.50 – Taille de fissure x et pression p . Essai de Multon, une taille de grain, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 3 mm, symétrie axiale.

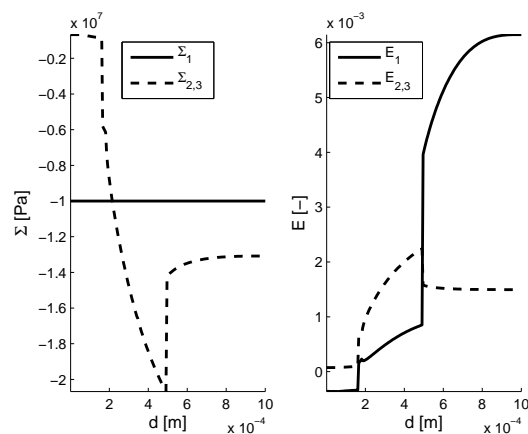


FIGURE 11.51 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Essai de Multon, une taille de grain, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 3 mm, symétrie axiale.

Au démarrage de l'attaque, l'effet des anneaux ne se fait pas encore sentir. La fissuration démarre dans les directions restreintes, à cause de la contrainte de compression appliquée dans la direction longitudinale de l'éprouvette (Fig. 11.50). Cette fissuration fait apparaître une forte

contrainte de compression dans les directions 2 et 3, dont l'amplitude dépasse largement la contrainte imposée (Fig. 11.51). Cela réoriente la fissuration vers la direction la moins contrainte.

11.5.2 Nombreuses familles de grains de même taille

Avec deux ou dix familles de grains identiques, toujours en symétrie axiale, on obtient exactement le même comportement qu'avec une seule.

11.5.3 Répartition des tailles de grains

On utilise les mêmes conditions aux limites mais cette fois nos grains font de $R^1=0,5$ mm à $R^5=1,5$ mm et sont répartis en 5 classes de fractions volumiques égales, pour un total de 0,3.

La décohésion et une fissuration dans la direction d'action des anneaux se font de manière similaire dans les quatre tailles les plus grandes (Fig. 11.52). On a apparition d'une importante contrainte de compression dans ces directions qui ne se traduit pourtant pas par l'apparition d'une fissuration dans la direction d'application du chargement (Fig. 11.53).

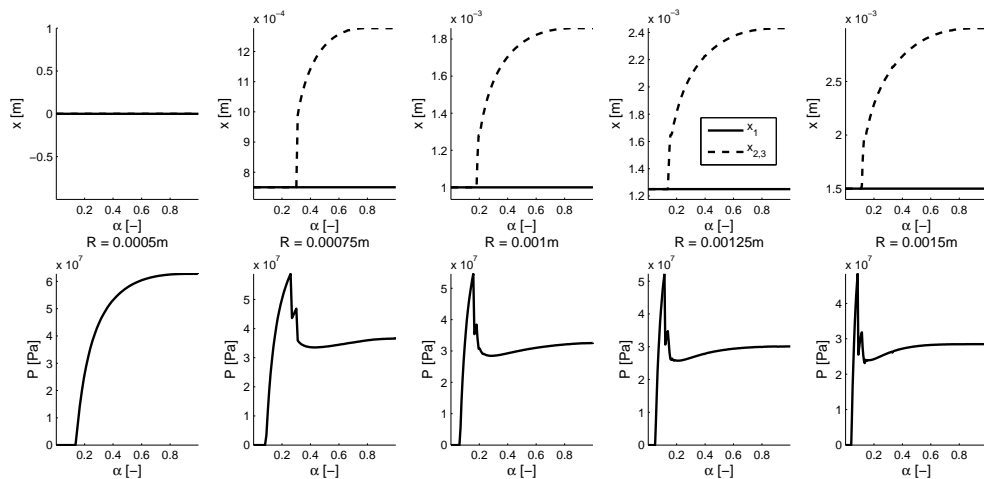


FIGURE 11.52 – Taille de fissure x et pression p . Essai de Multon, cinq tailles de grain différentes, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 3 mm, symétrie axiale.

On répète la même expérience en choisissant cette fois des anneaux d'épaisseur 5 mm et un chargement de compression axiale de 20 MPa. Le comportement est tout à fait similaire, on ne montre donc pas les courbes.

Enfin on teste une troisième combinaison de chargement et d'épaisseurs d'anneaux : chargement de 10 MPa et anneaux de 5 mm. Cette fois après une première fissuration qui met l'éprouvette en compression transversale, les anneaux restreignent suffisamment l'expansion pour empêcher la fissuration de progresser dans cette direction, donc elle se réoriente dans la direction d'application du poids (Fig. 11.54). On remarque la fissuration de la plus petite taille de grains alors que l'attaque y est terminée, à cause de l'évolution des chargements mécaniques qu'elle subit.

Cela induit une réorientation des gonflements et une atténuation de la compression radiale (Fig. 11.55).

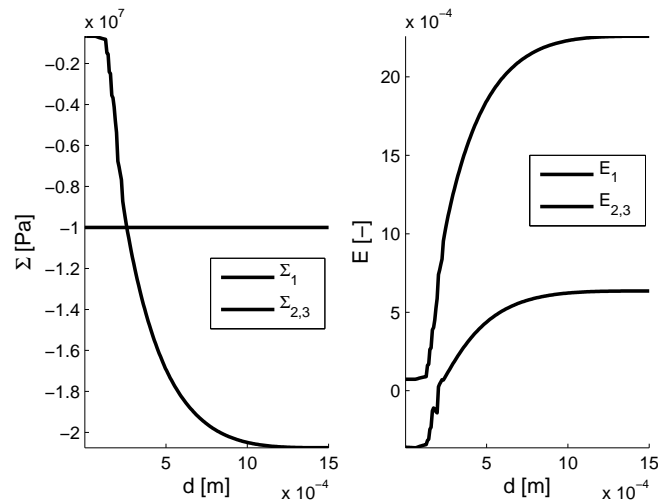


FIGURE 11.53 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Essai de Multon, cinq tailles de grain différentes, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 3 mm, symétrie axiale.

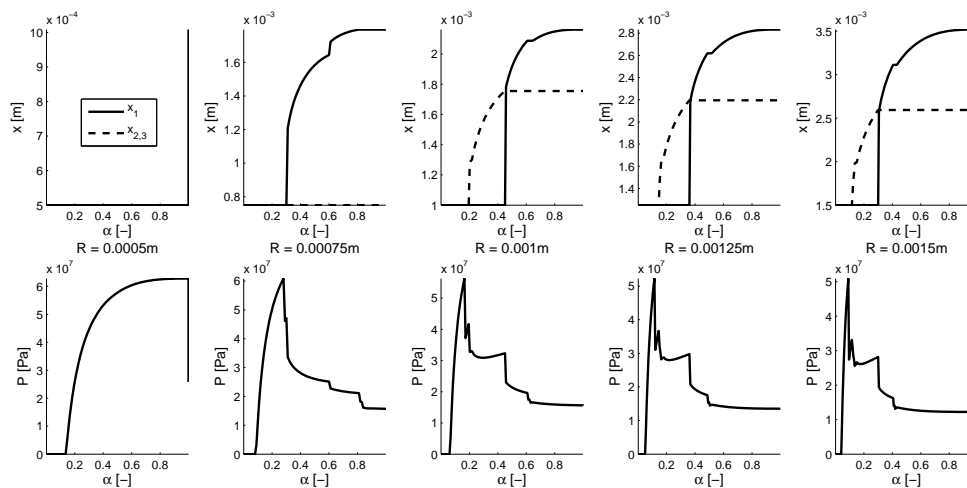


FIGURE 11.54 – Taille de fissure x et pression p . Essai de Multon, cinq tailles de grain différentes, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 5 mm, symétrie axiale.

11.5.4 Conclusion sur l'essai de Multon

Notre modèle permet de simuler cet essai de manière satisfaisante, le phénomène de changement de direction de la fissuration se produit dans les simulations, et correspond de manière qualitative à ce qui est observé dans les essais. On observe bien une fissuration qui au départ se développe de manière influencée par la charge de compression, puis dans un second temps influencée par la présence des anneaux, à condition qu'il y ait un certain équilibre entre la valeur de la contrainte imposée par la charge, et celle due aux anneaux. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une étude plus détaillée de cet essai, avec pour objectif d'identifier les paramètres du modèle.

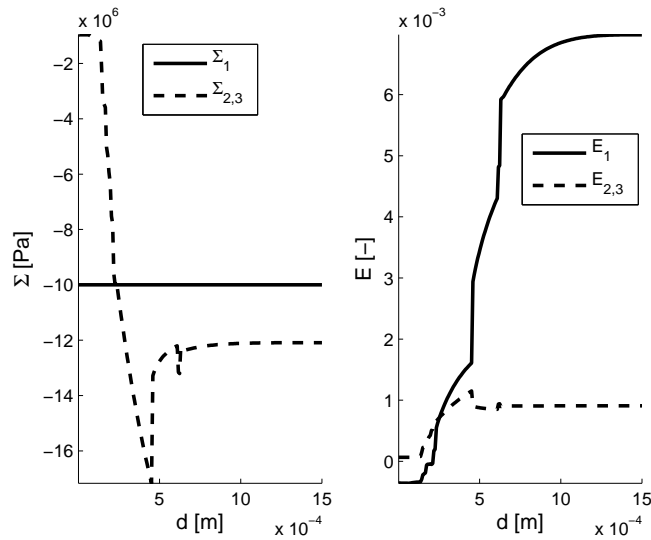


FIGURE 11.55 – Contraintes macroscopiques Σ et déformations macroscopiques E . Essai de Mul-ton, cinq tailles de grain différentes, $\Sigma_{11} = -10$ MPa, anneaux de 5 mm, symétrie axiale.

11.6 Identification des paramètres de notre modèle sur les essais de Mul-ton

Pour tester notre modèle, il est important de le confronter à des résultats expérimentaux. Nous avons choisi les résultats de Mul-ton, présentés dans sa thèse [18] ainsi que dans l'article [19]. Il nous a en effet semblé que ces résultats étaient les plus complets pour discuter de l'évolution de l'anisotropie d'un béton chargé et subissant l'alcali-réaction. L'essai a été brièvement expliqué au § 10.5.4 lorsqu'il s'agissait de pouvoir calculer pour différents cas de chargement les contraintes et les déformations. Nous rappelons ici le principe de cet essai.

11.6.1 Essais de Mul-ton

Les essais que nous avons choisis sont au nombre de 9 cas de chargements sur des éprouvettes réactives, et 3 cas de chargement sur des éprouvettes aux granulats non réactifs (toutes sans anneaux), de façon à corriger les résultats finaux du retrait et du fluage du béton. Les courbes de gonflement expérimentales que l'on montre sont donc ces courbes corrigées. Ce procédé de soustraction des déformations de retrait et de fluage aux déformations réelles pour tenter de ne garder que les déformations dues à l'alcali-réaction est bien sûr discutable, mais en l'absence de mieux nous récupérons sans modifications les courbes corrigées de Mul-ton. Nous pensons néanmoins qu'il est intéressant d'essayer de simuler ces phénomènes conjointement à l'alcali-réaction plutôt que de devoir les retrancher des courbes expérimentales, ce qui est fait dans certains modèles à l'échelle de la structure comme celui de Grimal [11, 12]. Aucun modèle à l'échelle microscopique n'est capable à l'heure actuelle de prendre le fluage en compte, mais il y a des efforts numériques dans ce sens (Giorla, [10]).

Les éprouvettes cylindriques, de diamètre 6,5 cm et de hauteur 24 cm recouvertes d'une feuille d'aluminium de façon à limiter les échanges d'eau et de produits chimiques avec l'extérieur. Elles sont soumises à deux niveaux de contraintes longitudinales de compression (10 MPa et 20 MPa) grâce à un bâti de fluage. Les anneaux qui restreignent le gonflement radial sont en acier, de 3 mm ou de 5 mm d'épaisseur. Les anneaux sont de 1 cm de hauteur et ne se touchent pas de façon à éviter les frottements entre anneaux et béton au maximum. Les éprouvettes sont conservées

à 38 °C. Comme Multon, on note SF les essais sans anneaux (sans frettage). Les neuf essais disponibles sont donc : SF-0, SF-10, SF-20, 3-0, 3-10, 3-20, 5-0, 5-10, 5-20. La fraction volumique de silice réactive dans les granulats, qui est dans notre modèle égale à la porosité de la *zone attaquée* du granulat, est toujours fixée pour tous les granulats réactifs à $\rho=0,1$, en accord avec les valeurs données par Multon dans l'article [17].

La granulométrie utilisée est la suivante :

- fraction volumique de 0,23 de granulats non réactifs (les détails de leur taille, etc. ne nous intéressent pas puisqu'ils ne seront pas amenés à se fissurer), auxquels on affecte arbitrairement une taille de 1 mm. Ces granulats non réactifs sont en fait le sable non réactif.
- pour les granulats réactifs, la courbe granulométrique est donnée sur les figures 11.56 et 11.57. Le granulat est un granulat de calcaire avec des veines de silice. Le granulat étant concassé, on pense que la silice dissoute et les gels créés ont la possibilité de migrer facilement vers l'aurole de transition. Nous considérons donc que notre modèle est bien adapté pour ce type de granulat, et qu'il est raisonnable de supposer que les phénomènes de rupture sont essentiellement localisés à l'interface entre granulat et pâte de ciment, et dans la pâte de ciment.

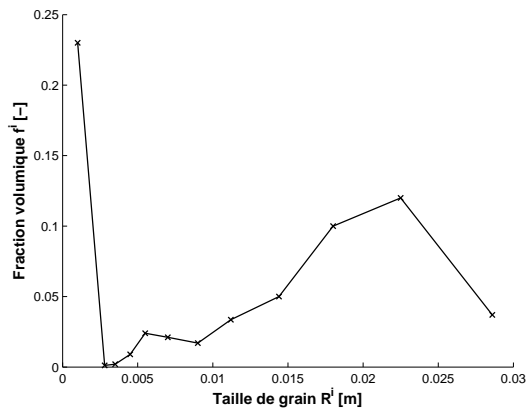


FIGURE 11.56 – Granulométrie du béton réactif de Multon

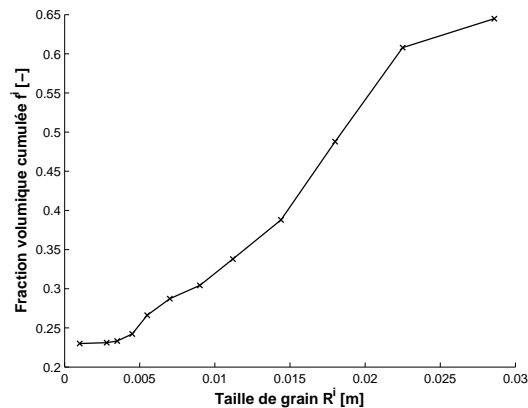


FIGURE 11.57 – Granulométrie cumulée du béton réactif de Multon

On remarque que les grains réactifs sont tous assez gros, et qu'il n'y a pas de sable réactif. Présentons tout d'abord les résultats de Multon sur ces neuf essais, que nous avons extraits de sa thèse [18]. On représente tout d'abord les déformations dans les deux directions (Fig. 11.58). Puis les contraintes, certaines étant imposées, d'autres résultant de la compression des anneaux (Fig. 11.59). Les résultats montrent certaines tendances générales. Tout d'abord, lorsque l'on s'intéresse aux déformations (Fig. 11.58). On voit sur la courbe sans charge axiale et sans anneaux (SF-0) l'anisotropie en gonflement libre de ce béton (mentionné par Comi et Grimal qui ont également travaillé sur ces résultats [12, 5]). Le gonflement longitudinal (E_{zz}) diminue lorsque l'on augmente la charge dans cette direction, avec deux exceptions notables qui sont le passage de 3-10 à 3-20, et celui de 5-10 à 5-20. Ensuite, lorsqu'on augmente l'épaisseur des anneaux, la déformation longitudinale a tendance à augmenter, mais encore une fois cela se voit peu lorsque l'on passe de 3-10 à 5-10, et de 3-20 à 5-20. Pour ce qui est des déformations radiales, elles augmentent légèrement avec la charge appliquée, mais ce n'est pas toujours très prononcé, et diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur des anneaux, ce qui semble un peu plus net. Ces déformations n'ont donc pas toujours une évolution très facile à interpréter, ce qui peut avoir deux causes : des erreurs de mesures mentionnées par Multon concernant les mesure radiales sur

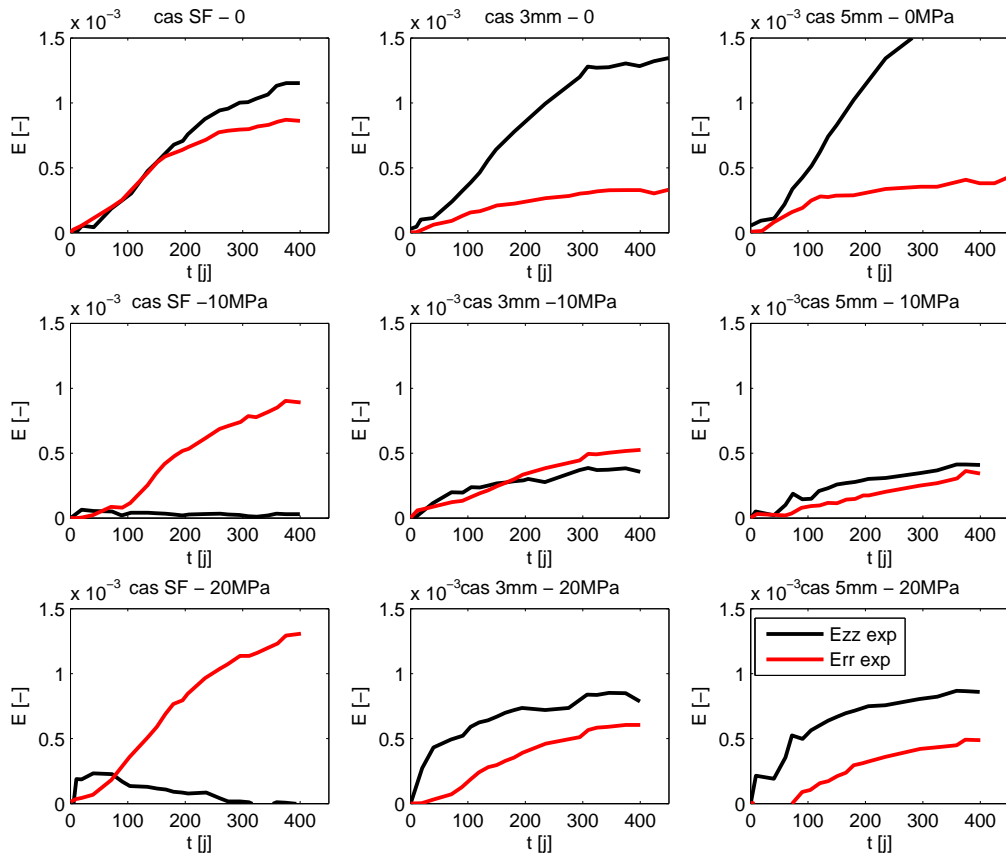


FIGURE 11.58 – Neuf essais de Multon sous chargement triaxial. Déformations.

éprouvettes avec anneaux de 5 mm, ou la procédure de soustraction aux déformations mesurées du retrait et du fluage mesuré sur des éprouvettes non réactives dans les mêmes conditions de chargement axial (mais pas radial).

La mesure des contraintes est en revanche plus brute (Fig. 11.59). Elle provient de la conversion directe de la déformation radiale en connaissance de la rigidité des anneaux. Il semble alors un peu plus net que la contrainte radiale augmente avec la charge appliquée, et avec l'épaisseur des anneaux.

L'objectif de cette section est donc d'identifier les paramètres de notre modèle sur certains de ces essais, puis d'utiliser ces paramètres pour essayer de reproduire les autres.

11.6.2 Identification de paramètres du modèle

Pour procéder à une identification on s'est restreint à 4 essais : SF-0, SF-10, 3-0, 3-10. On a cherché à approcher au mieux les résultats donnés par Multon pour ces quatre cas de figure en minimisant la somme des carrés des écarts absolus entre simulations et expériences, divisés par le temps, de façon à ne pas trop mettre l'accent sur les temps longs où les gonflements sont toujours plus importants. On ne considère que les déformations radiales et longitudinales. On a effectué plusieurs minimisations avec comme paramètres fixés :

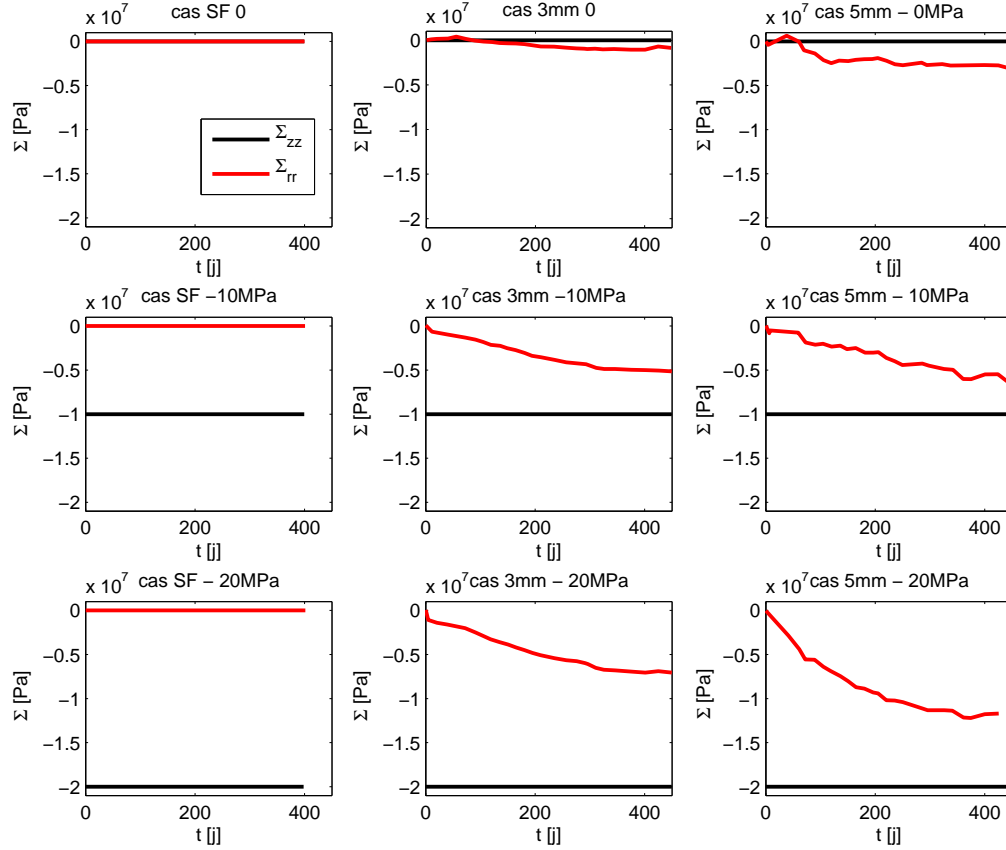


FIGURE 11.59 – Neuf essais de Multon sous chargement triaxial. Contraintes.

E_a	60 GPa	ρ^{itz}	0,3
E_c	20 GPa	ρ^i	0,1
$\nu_a = \nu_c$	0,25	X	10^{-10}

(11.23)

Les paramètres recherchés sont alors : $K_g, l_c, \delta, \eta, G^{dec}$, sachant que l'on garde $G^{fiss} = 2G^{dec}$, en s'inspirant de valeurs données dans [1]. Le paramètre η que nous n'avons pas encore mentionné, sert d'échelle de temps. Nous avons choisi de faire une attaque à profondeur d'attaque identique sur tous les granulats. La progression de l'attaque étant intimement liée à un processus de diffusion, nous choisissons de faire varier la profondeur d'attaque en racine carrée du temps, comme dans notre article [3], forme suggérée par Multon [16], ou Furusawa (§ 2.2.1, [9]). La profondeur d'attaque vaut donc à un temps donné et pour un grain de taille R^i :

$$d(t) = \eta\sqrt{t} \quad (11.24)$$

Le résultat est très dépendant du jeu initialement choisi pour la minimisation. Nous choisissons ici de représenter les résultats obtenus avec le jeu de paramètres suivant :

K_g	0,36 GPa	η	$2,4 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-1/2}$
l_c	$9,5 \mu\text{m}$	G^{dec}	243 J.m^{-2}
δ	1,7	G^{fiss}	$2G^{dec}$

(11.25)

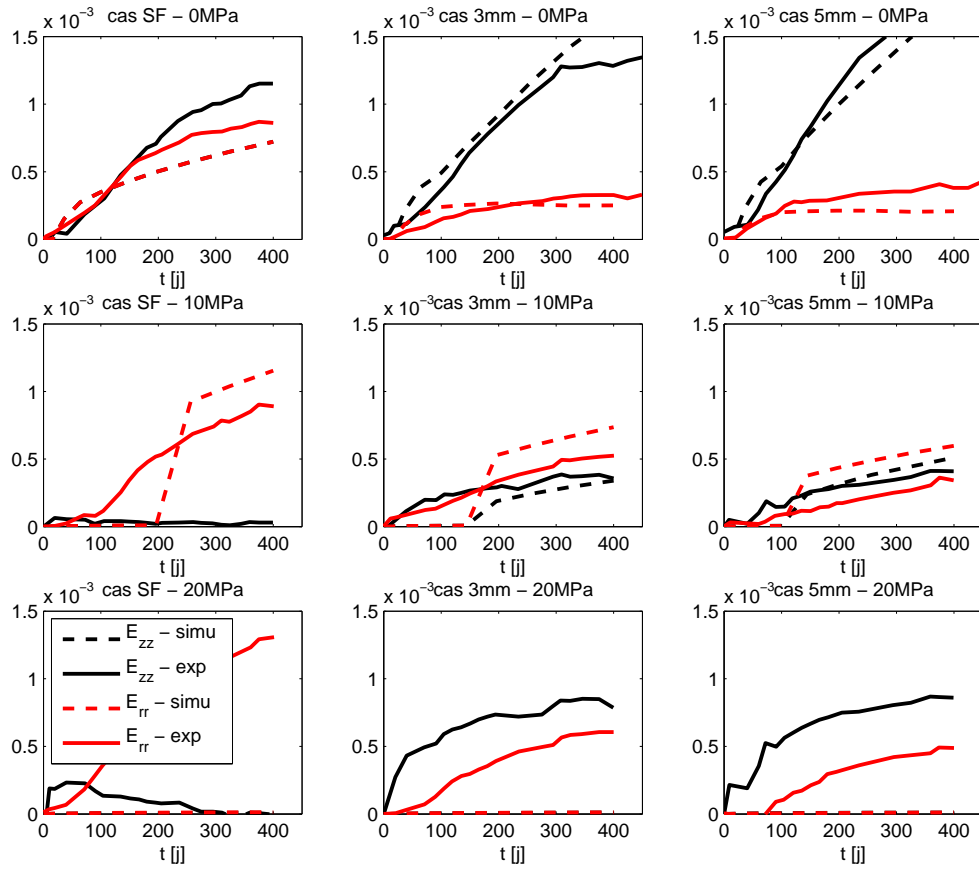


FIGURE 11.60 – Déformations pour les 9 cas de chargements de Multron. Identification effectuée sur les 4 cas de chargement SF-0, SF-10, 3-0, 3-10

L'accord est, pour la plupart des courbes de gonflement ayant servi à l'identification, plutôt satisfaisant (Fig. 11.60). La décohésion reste un événement trop brutal, ce qui est dû au relativement faible nombre de tailles de grains conservé pour la simulation d'une part, et au fait qu'elle peut être artificiellement retardée par l'interdiction de l'interpénétration du grain et de sa cavité après décohésion, interdiction qui ne se comporte pas de la même façon que l'optimisation énergétique de la décohésion, du point de vue des tailles de grains. Le cas 3-10 montre que l'on a du mal à exactement capter le phénomène de report de l'expansion vers la direction verticale une fois que les anneaux mettent l'éprouvette en compression radiale. On capte cependant assez bien les gonflements sur ces 4 cas ayant servi à l'identification. Mentionnons cependant dès maintenant un second défaut : les énergies de fissuration identifiées. Alors que la rigidité du gel $K_g = 0,36$ GPa et son coefficient de dilatation $\delta = 1,7$ ont des valeurs vraisemblables, de même que l'épaisseur de l'auréole de transition $l_c = 9,5$ μm , l'énergie de fissuration est trop importante. On a fixé dans l'identification $G^{fiss} = 2G^{dec}$. On a donc $G^{fiss} = 486$ $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$. Il nous semble que les valeurs admises pour les pâtes de ciment sont en général inférieures à cette valeur d'un ordre de grandeur [1, 27]. Nous discuterons de ce défaut ultérieurement. L'ordre de grandeur des pressions est d'ailleurs également en dehors des valeurs communément admises, puisque les pressions sont de l'ordre de 100 MPa avant décohésion, et entre 10 et 30 MPa après décohésion, ce qui semble trop élevé, bien que ces pressions ne soient pas bien connues dans la littérature.

Shin utilise néanmoins une pression de l'ordre de 10 MPa dans son modèle par éléments finis [25], ce qui est également cohérent avec les mesures de Struble [26].

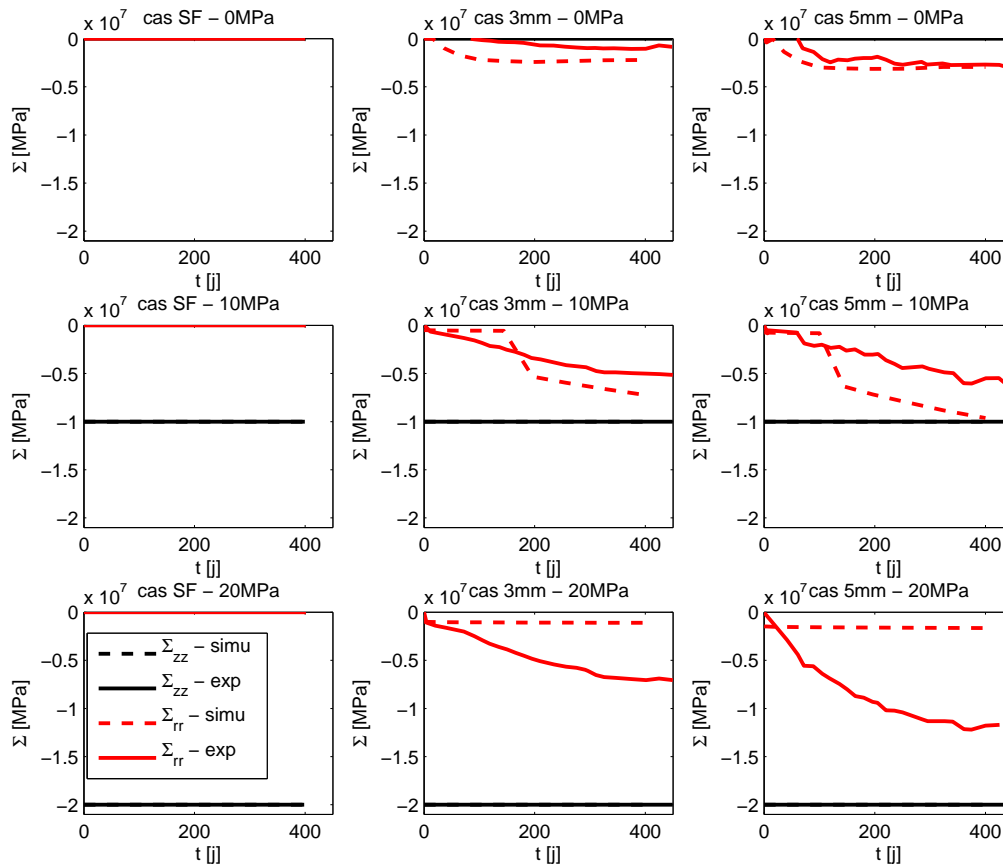


FIGURE 11.61 – Contraintes pour les 9 cas de chargements de Multon. Identification effectuée sur les 4 cas de chargement SF-0, SF-10, 3-0, 3-10

Nous pouvons également comparer les contraintes obtenues lors de ces simulations aux contraintes expérimentales (Fig. 11.61). Les contraintes sont légèrement surestimées pour les deux cas ayant servi à l'identification (3-0 et 3-10). On voit encore, sous chargement (cas 3-10) la brutalité de la décohésion qui provoque une discontinuité de contrainte artificielle.

11.6.3 Utilisation de ce jeu de paramètres dans les autres cas de chargement

Observons maintenant comment notre modèle se comporte sur les cinq autres cas de chargements, qui occupent la troisième colonne et la troisième ligne sur les figures 11.60 et 11.61). Concernant les déformations, les prévisions sont assez satisfaisantes lorsque l'on augmente l'épaisseur des anneaux à 5 mm. La solution souffre alors des mêmes défauts que lorsque les anneaux étaient de 3 mm, c'est-à-dire que la décohésion est brutale (cas 5-10), et que le report de l'expansion depuis la direction radiale, initialement non chargée, vers la direction longitudinale, n'est pas exactement reproduite, même si le phénomène est visible. On peut faire les mêmes commentaires concernant la prévision de contrainte radiale dans les cas (5-0 et 5-10). L'extension du modèle à ces cas souffre de défauts mais est néanmoins satisfaisante.

On est en revanche moins satisfait par l'utilisation du modèle avec ce jeu de paramètre pour les cas où la charge de compression est de 20 MPa. Le phénomène de retard de la décohésion prend alors encore plus d'importance et entraîne l'absence de décohésion sur tout l'intervalle de temps considéré. Les déformations (Fig. 11.60) ainsi que les contraintes (Fig. 11.61) sont en conséquence largement sous-estimées. Il semble que ce soit un défaut sérieux de notre modèle. Nous avons essayé d'autres jeux de paramètres, mais aucun ne diminuait significativement ce phénomène.

11.6.4 Conclusion sur l'identification des paramètres

Nous avons effectué notre identification de paramètres sur quatre essais de Multon. Comi, qui a travaillé sur les mêmes résultats expérimentaux, avait choisi de n'utiliser que les essais sans anneaux pour l'identification, puis d'utiliser les autres pour la validation [5]. Nous avons fait des tentatives de ce genre. L'identification donne des résultats aussi bons si l'on n'utilise par exemple que les essais SF-0 et 3-10, mais pas si l'on considère des essais sous 20 MPa. Si on inclut un de ces essais dans l'identification, les énergies de fissuration ont tendance à augmenter de manière encore plus démesurée, ce qui nous confirme que ces grandes énergies compensent d'autres défauts du modèle. Cela nous conforte dans l'idée que notre modèle ne peut pas reproduire ces essais sous très forte compression, ce dont nous discutons dans la partie suivante.

11.7 Discussion sur le fonctionnement de notre modèle

Nous pensons, tout d'abord, que le modèle est adapté aux chargements inférieurs à 10 MPa. Cela est démontré par l'identification de paramètres que nous avons effectuée. Les défauts mentionnés, tels que la brutalité de la décohésion et la trop grande valeur des énergies de fissuration donnent des pistes d'amélioration mais n'invalident pas le modèle. Aux plus forts chargements, les résultats expérimentaux ne sont plus reproduits du tout, puisque la décohésion est bloquée. Nous pensons que les défauts principaux de notre modèle sont :

- l'excessive orientation de la fissuration ;
- la simplicité de la description de la décohésion ;
- l'absence d'aléa sur la fissuration.

Pour ce qui est de l'orientation des fissures, nous pensons qu'elle s'aligne trop avec la direction principale de compression. La raison de cette impression est que les simulations effectuées avec des énergies de fissuration de l'ordre de grandeur de ce qui était attendu (40 J/m²), montrent une orientation plus franche que les résultats présentés (Fig. 11.60) obtenus avec un jeu optimisé. L'augmentation des énergies de fissuration retarde la fissuration, et permet donc à la pression d'augmenter dans les cavités. La contribution de la pression dans l'énergie élastique est ainsi augmentée, ce qui rend la fissuration optimale moins dépendante du chargement, relativement. Pour appuyer cet argument, traçons ce que Multon appelle l'anisotropie du gonflement. On calcule d'abord la déformation chimique imposée, qui est chez Multon la déformation si l'on décharge. On a généralisé son écriture pour obtenir dans notre cas :

$$\underline{\underline{E}}^{ch} = \underline{\underline{E}} - (\mathbb{C}^{nd})^{-1} : \underline{\underline{\Sigma}} = (\mathbb{C}^{nd})^{-1} : \underline{\underline{\Sigma}}^* \quad (11.26)$$

On a fait apparaître le lien de cette déformation imposée avec la précontrainte chimique définie au § 10.4. Chez Multon, lorsque l'on trace la déformation chimique imposée longitudinale en fonction de la déformation chimique imposée transversale, ce qu'il appelle l'anisotropie, on obtient des droites de pentes qui augmentent avec l'épaisseur des anneaux et diminuent avec la charge de compression. Dans nos résultats, on n'obtient pas des droites lorsque l'on trace ces courbes, toujours pour le même jeu de paramètres (Fig. 11.62). Tant que la décohésion n'a pas eu lieu,

les valeurs des déformations chimiques sont très faibles, ce que l'on voit surtout sur les essais à 20 MPa, pour lesquels elle reste presque nulle. La décohé sion provoque un saut de déformation durant lequel, comme c'est un événement isotrope, on a une anisotropie de 1. Dès que la fissuration démarre dans une direction, le gonflement cesse presque totalement dans les autres, ce que l'on voit bien sur les cas 5-0 et 3-0 où les anneaux empêchent totalement le gonflement radial, et sur les cas SF-10 et 3-10, où la charge empêche totalement le gonflement longitudinal. Seul le cas 5-10 est relativement équilibré, ce qui se comprend également si l'on retourne à la Fig. 11.61 sur laquelle on voit que c'est le seul cas où les contraintes radiales atteignent presque la charge longitudinale, et donc où une véritable compétition se joue entre les directions de fissurations.

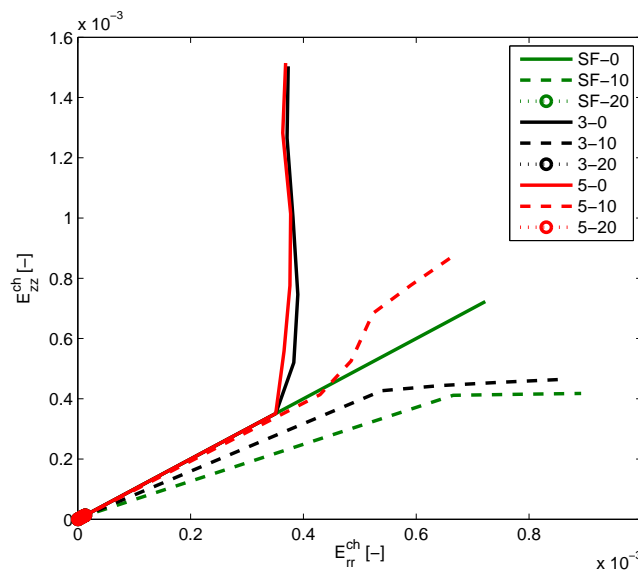


FIGURE 11.62 – Anisotropie pour les neuf cas de chargement de Multon simulés.

Pour ce qui est de la description de la décohé sion, il est manifeste que le choix que nous avons fait de décrire la décohé sion par une variable discrète, représentant l'état soit totalement collé, soit totalement décollé du granulat, est trop grossier. Il est évident, en effet, que sous de forts chargements de compression, la décohé sion doit être partielle. Notre interdiction de l'interpénétration du grain avec la pâte de ciment n'est pas une erreur de modélisation, mais simplement une conséquence de la simplicité de la description de la décohé sion. Le choix alternatif d'autoriser l'interpénétration ne donne pas de meilleurs résultats, mais représente un autre extrême. L'idéal, bien sûr, est de trouver le juste milieu entre les deux, qui consiste à considérer une décohé sion progressive, ainsi que le contact entre les lèvres de fissures en compression. Nous donnons un exemple d'évolution de module d'Young durant l'attaque, pour le cas SF-0, toujours pour le même jeu de paramètres, sur la Fig. 11.63. La diminution des modules d'Young dans la direction 1 (la fissuration est ici isotrope) est très importante en comparaison des diminutions observées habituellement (voir § 1.5.2). On a pratiquement division par quatre des modules drainés et non drainés, et cette diminution est presque exclusivement due à la décohé sion. Ceci renforce l'impression que la décohé sion est trop simplifiée. On perd par nature du modèle poromécanique toute la rigidité en cisaillement des granulats. Remarquons que cette excessive perte de rigidité n'est pas sans conséquence pour notre identification des paramètres du modèle, puisqu'à contrainte donnée, les déformations sont alors plus importantes. Les déformations initiales sont soustraites aux courbes présentées, mais pas ces déformations dues à l'assouplissement du matériau sous contrainte constante, hormis lorsque l'on présente la déformation chimique imposée.

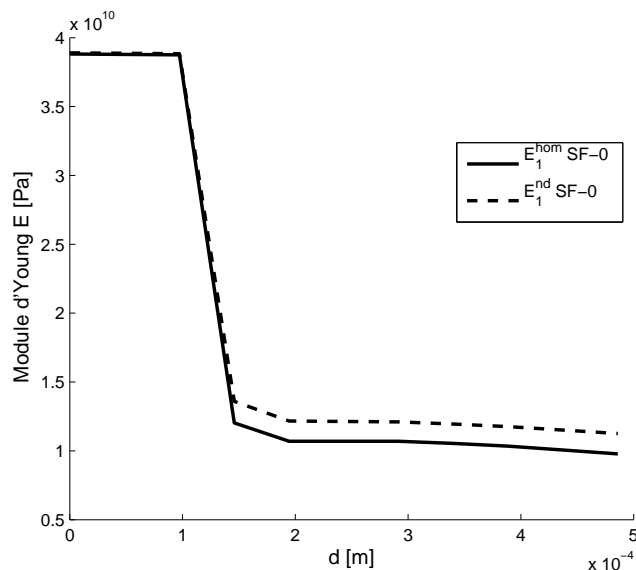


FIGURE 11.63 – Évolution des module d’Young drainés (*hom*) et non drainés (*nd*) pour le cas SF-0 de Multon.

On peut tout à fait imaginer qu’il soit possible de trouver une superposition d’ellipsoïdes qui décrive la décohésion de manière progressive, dans la continuité de ce que nous avons décrit au § 9.3.1.2. Si cela s’avère trop grossier, rien n’empêche de procéder par éléments finis, comme nous l’avons fait dans notre article [3] pour déterminer les énergies élastiques des diverses configurations fissurées. Dans la perspective de faire de la fissuration sous chargement, il est bien sûr nécessaire de simuler chaque chargement pour un certain nombre de configurations de fissuration, ce qui peut entraîner un grand nombre de simulations assez simples.

Pour ce qui est de l’absence d’aléa, elle se ressent de deux façons. Tout d’abord sur la simultanéité de la décohésion puis de la fissuration autour d’une fraction volumique non négligeable des granulats. Si l’on observe les courbes de la Fig. 11.62, on remarque que leur forme coudée serait lissée si les instants de décohésion et fissuration étaient moins proches. On ressent aussi cette absence d’aléa, en conjonction avec notre choix de ne modéliser que trois fissures orthogonales, sur l’excessive orientation de la fissuration. Sellier a bien montré dans sa thèse [24] que la prise en compte d’un aléa sur les énergies de fissuration dans les différentes directions atténue le phénomène d’orientation de la fissuration.

11.8 Conclusion

Ce chapitre a été l’occasion de montrer un certain nombre de simulations effectuées avec notre modèle complet. Nous avons tout d’abord expliqué l’algorithme de fissuration utilisé pour faire évoluer la microstructure. Pour chaque pas de chargement, on effectue une recherche des directions dont la décohésion entraîne une énergie totale optimale, puis une optimisation des tailles de fissure, avec comme contraintes la croissance des paramètres d’endommagement et l’interdiction de l’interpénétration du granulat et de la cavité qui le contient d’une part, et des lèvres des fissures d’autre part.

Nous présentons tout d’abord des exemples élémentaires qui nous servent principalement à prolonger les réflexions du chapitre 7 sur la nécessité de discrétiser plus ou moins la granulométrie et le choix de la symétrie que l’on impose à la solution a priori. Les simulations à déformation

imposée montrent que si le nombre de tailles de granulat est très faible, il est utile de les subdiviser en familles pour optimiser l'énergie. Si en revanche il y a de nombreuses tailles de granulat, cela ne semble pas nécessaire. À contrainte imposée, il n'est pas utile de subdiviser les tailles de granulats en familles car deux familles de même taille de grain se comportent de manière identique. Dans les deux types de chargement, il est préférable d'imposer la symétrie du chargement afin de diminuer le nombre de variables lors de l'optimisation, les résultats à symétrie libre ou imposée étant très proches lorsque l'on moyenne sur plusieurs réalisations.

Les essais à forte contrainte imposée ont soulevé un gros défaut du modèle, qui prend racine dans l'excessive simplicité de la description de la décohéation des granulats. Cette constatation se prolonge lorsque l'on simule des essais de Multon. Aux charges inférieures à 10 MPa, le modèle se comporte de façon raisonnable, mais on remarque déjà que la décohéation est un phénomène un peu trop brutal. Lorsque l'on atteint la contrainte très importante de 20 MPa, l'interdiction de l'interpénétration des surfaces fissurées bloque complètement la décohéation.

L'identification des paramètres du modèle sur les essais triaxiaux de Multon donne de bons résultats aux chargements modérés, jusqu'à 10 MPa. Les courbes de gonflement triaxial sont bien reproduites, et les contraintes calculées sont assez proches des contraintes mesurées par Multon. On considère donc que dans cette gamme de chargement le modèle se comporte de manière satisfaisante. On note néanmoins que les énergies de fissuration identifiées sont largement supérieures à ce que l'on attendait, ce que l'on attribue à l'excessive orientation de la fissuration dans notre modèle, due en partie au choix de représenter des distributions variées d'orientation de fissure par au maximum trois familles de fissures orthogonales. Ce défaut peut être réglé dans le cadre de la modélisation présentée, et n'est donc pas un défaut majeur. La principale difficulté réside dans la mauvaise reproduction des résultats aux forts chargements qui est due à la simplicité de la description de la décohéation. Cette description peut être améliorée en restant dans le cadre poromécanique actuel, au besoin en mettant un motif plus compliqué et en déterminant les tenseurs de localisation nécessaires par éléments finis plutôt que par superposition de solutions analytiques.

Notre travail a donc montré que l'approche micromécanique pour l'estimation des modifications microstructurales et des déformations dues à l'alcali-réaction permet d'obtenir des résultats très intéressants. Comme nous l'avons dit au début de ce mémoire, l'objectif de telles simulations est de pouvoir les mettre au service de codes à l'échelle de la structure. Avant de pouvoir faire ce travail de connexion des différentes échelles avec notre modèle, nous avons souligné la nécessité d'améliorer quelques points de la description de l'alcali-réaction, particulièrement en ce qui concerne la décohéation des granulats. L'approche nous semble dans l'ensemble valide.