



**HAL**  
open science

# Influence de l'anisotropie induite par la fissuration sur le comportement poromécanique de géomatériaux

Saïd Rahal

► **To cite this version:**

Saïd Rahal. Influence de l'anisotropie induite par la fissuration sur le comportement poromécanique de géomatériaux. Génie civil. INSA de Toulouse, 2015. Français. NNT : 2015ISAT0015 . tel-01197194

**HAL Id: tel-01197194**

**<https://theses.hal.science/tel-01197194>**

Submitted on 11 Sep 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *02/04/2015* par :

**Saïd RAHAL**

**Influence de l'anisotropie induite par la fissuration sur le comportement  
poromécanique de géomatériaux**

---

---

## JURY

CHRISTIAN LA BORDERIE

Pr. Université de Pau

Rapporteur

ALAIN MILLARD

DR CEA

Rapporteur

PIERRE ROSSI

DR IFSTTAR

Président du jury

ALAIN SELLIER

Pr. Université Paul Sabatier

Examinateur

GÉRALDINE CASAUX-GINESTET

MCF INSA de Toulouse

Examinatrice

---

**École doctorale et spécialité :**

*MEGEP : Génie civil*

**Unité de Recherche :**

*Laboratoire Matériaux et Durabilité des Constructions de Toulouse*

**Directeur(s) de Thèse :**

*Alain Sellier et Géraldine Casaux-Ginestet*

**Rapporteurs :**

*Christian La Borderie et Alain Millard*



---

# REMERCIEMENTS

Soyons reconnaissants aux personnes  
qui nous donnent du bonheur :  
elles sont les charmants jardiniers  
par qui nos âmes sont fleuries.

*Marcel Proust*

Ce travail de recherche est le fruit d'une collaboration collective, qui doit sa réalisation à l'engagement et au soutien de nombreuses personnes.

Je souhaiterais remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, tout particulièrement Alain Sellier, que je remercie pour ses qualités humaines et scientifiques, sa disponibilité quotidienne et son enthousiasme à toute épreuve lors de mes nombreux passages inopinés au bureau 113. J'espère qu'il trouvera en ces quelques lignes l'expression de ma profonde gratitude. Je remercie Géraldine Casaux-Ginestet, pour sa persévérance et les démarches administratives fastidieuses qu'elle a engagées pour financer ce travail, je la remercie également de m'avoir intégré durant mes deux premières années de thèse à l'équipe d'enseignants de l'INSA.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Matériaux et Durabilité des Constructions de Toulouse (LMDC). J'y ai bénéficié d'un cadre de travail agréable et convivial, entouré d'un personnel fort chaleureux. Je remercie Gilles Escadeillas, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein de cette institution.

Je tiens à remercier Pierre Rossi, Directeur de recherche à l'IFSTTAR de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de soutenance. Je remercie également mes rapporteurs, Christian La Borderie, Professeur des Universités à Pau et des Pays de l'Adour et Alain Millard, directeur de recherche au CEA de Saclay, pour l'intérêt porté à mon travail, votre lecture détaillée de mon manuscrit ainsi que vos critiques pertinentes m'ont apporté d'utiles éclaircissements.

## Remerciements

---

Je tiens à remercier explicitement l'ensemble des Professeurs et Maîtres de Conférence que j'ai côtoyés. À cet effet, je remercie vivement Jérôme Verdier, pour ses remarques pertinentes sur mon travail, son soutien et ses conseils bienveillants qui n'ont cessé de m'enrichir, tant d'un point de vue humain que scientifique.

Je tiens à remercier Marc Villa, directeur de la filière GCCD de l'IUT de Toulouse, de m'avoir accueilli dans cet établissement durant ma dernière année en tant qu'ATER. Cette expérience m'a grandement conforté dans l'intérêt que je porte à l'enseignement et la transmission du savoir.

Durant mon séjour au LMDC, j'ai côtoyé d'innombrables personnes, qui ont contribué de près ou de loin à ce travail. J'ai navigué d'étage en étage, passant par les bureaux 13, 16, 223 et 303. J'y ai parfois rencontré des rongeurs, mais essentiellement des doctorants et amis aux caractères bien trempés. Les anciens : Wahid, Batian, Nacim et Marie (alias lmds-ts), à qui je souhaite beaucoup de bonheur et de réussite dans leurs nouvelles vies. Mes collègues de bureau : Gaël, GinTonic, Morenon, Tom-Tom Martinez et camarade Petro. Une mention très spéciale à mes amis Hugo, Laura, Tito et Titi pour avoir organisé mon buffet de soutenance. Il y a aussi mes voisins des bureaux adjacents : François, Julie H, Laurent, Marilia, Pablo, Raphaël, Suaad et Youssef C-S-H. Mais aussi les doctorants des étages intermédiaires : Aurélie, Belal, Babacar, Caro, Célimène, Elsa, Ilgar, Julie A, Kahina, Khadim, Laïla, Maha, Mustapha, Nam, Nuraziz, Ponleu, Raphaëlle, Rémi, Sylvain et Thomas.

Je souhaite remercier chaleureusement mon père Hamid, ma mère Faïza, ainsi que mes frères Adel et Ramdane, pour leur soutien inconditionnel dans les moments les plus difficiles. Je remercie mes parents de m'avoir transmis le goût du travail et la volonté de persévérer lorsque les tâches à accomplir peuvent sembler insurmontables.

Les remerciements étant un exercice plus ou moins périlleux, je souhaite également remercier toutes les personnes non citées qui pourraient se sentir peignées de ne pas être mentionnées. Qu'elles trouvent en ces lignes l'expression de ma profonde considération.

---

# RÉSUMÉ DE LA THÈSE

Prédire l'évolution de la perméabilité avec la fissuration constitue un objectif primordial afin d'évaluer les conséquences d'un chargement mécanique sur la durabilité et l'étanchéité des structures. À l'issue de ce travail, un modèle d'évolution du tenseur de perméabilité est proposé. Ce modèle, qui est intégré dans le cadre de la poromécanique et de la théorie de l'endommagement, permet de prédire l'évolution anisotrope du tenseur de perméabilité en fonction de la fissuration. L'originalité de ce travail réside dans la prise en compte des ouvertures de fissure et des tailles anisotropes de l'élément fini durant la construction du tenseur de perméabilité. Ceci permet au débit total d'être indépendant du choix du maillage.

Ce modèle est ensuite utilisé pour simuler le débit de fuite dans un tirant en béton armé ainsi que le creusement et la consolidation poroviscoplastique d'une galerie souterraine destinée au stockage profond de déchets radioactifs. Pour cette dernière application, la prise en compte de l'anisotropie induite par la fissuration sur le tenseur de Biot est considérée via une loi issue de l'homogénéisation. Les résultats fournis par ce modèle sont confrontés aux mesures expérimentales *in situ*.

**Mots-clés :** Perméabilité, Poromécanique, Fissuration, Anisotropie, MEF.

Page laissée intentionnellement vide

---

# ABSTRACT

Cracking in structures significantly affects their durability, water transfer and ultimately their safety. This structural disorder provides a preferential path for the penetration of fluids and contributes significantly to the deterioration of structures.

This work provides a macroscopic model intended to predict the change of permeability with respect to cracking. The proposed development is implemented within an orthotropic damage model. It assumes an initially isotropic permeability tensor which becomes anisotropic with damage. The objectivity of the hydraulic response with respect to the finite element mesh is ensured by considering the crack localization problem when building the permeability tensor.

The model was used to simulate the flow rate through a reinforced concrete element subjected to tensile loading, as well as to simulate the excavation and the poro-visco-plastic consolidation of an underground gallery designed to store radioactive waste. For the latter application, the induced anisotropy of Biot's tensor was taken into account using the results provided by the homogenization theory. The simulation results were compared with experimental measurements.

**Key words:** Permeability ; Poromechanics ; Cracking ; Anisotropy ; FEM.



Page laissée intentionnellement vide

# Table des matières

Remerciements	3
Résumé de la thèse	5
Abstract	7
Table des figures	13
Liste des tableaux	25
Introduction générale	27
<b>I Étude bibliographique</b>	<b>29</b>
1 Introduction	31
2 Phénomène de consolidation	33
2.1 Théorie de Biot	33
2.2 Fluage des géo-matériaux	38
2.2.1 Paramètres influençant le comportement différé	38
2.2.2 Modélisation du fluage des géo-matériaux	41
3 Endommagement	47
3.1 Généralités sur l'endommagement	47
3.2 Quelques modèles d'endommagement	48
3.2.1 Les modèles isotropes	48
3.2.2 Modélisation de la refermeture des fissures	49
3.2.3 Les modèles anisotropes	51
3.3 Phénomènes d'adoucissement et de localisation	52
3.3.1 Les modèles non locaux	52
3.3.2 Les modèles locaux	54
4 Perméabilité	60
4.1 Mesure de la perméabilité	60
4.1.1 Mesure en régime laminaire	60
4.1.2 Mesure de la perméabilité en régime turbulent	62
4.2 Perméabilité des matériaux cimentaires	64

## Table des matières

---

4.2.1	Perméabilité en compression/cisaillement . . . . .	64
4.2.2	Effet de la température sur la perméabilité . . . . .	71
4.2.3	Perméabilité en traction . . . . .	74
4.3	Perméabilité des argilites . . . . .	84
4.3.1	Perméabilité à l'eau . . . . .	84
4.3.2	Perméabilité au gaz . . . . .	88
4.4	Modèles phénoménologiques de perméabilité . . . . .	91
4.4.1	Les modèles continus . . . . .	91
4.4.2	Les modèles discrets . . . . .	95
5	Conclusions . . . . .	102
<b>II</b>	<b>Perméabilité</b>	<b>103</b>
1	Introduction et problématiques . . . . .	105
2	Proposition d'un modèle de perméabilité . . . . .	107
2.1	Perméabilité en fonction de la fissuration de compression . . . . .	107
2.1.1	Validité des lois . . . . .	107
2.1.2	Existence d'un seuil de percolation . . . . .	109
2.1.3	Proposition d'une loi d'évolution en compression . . . . .	110
2.2	Perméabilité en fonction de la fissuration de traction . . . . .	118
2.2.1	Validité de la loi de Poiseuille . . . . .	118
2.2.2	Existence d'un seuil de percolation . . . . .	120
2.2.3	Implémentation numérique de la loi de perméabilité . . . . .	123
2.2.4	Généralisation au cas où plusieurs fissures coexistent . . . . .	125
2.2.5	Combinaison des fissures de traction et de compression . . . . .	126
2.3	Intérêt de l'anisotropie du tenseur de perméabilité . . . . .	128
3	Mise en œuvre et utilisation . . . . .	132
3.1	Essais sur un élément fini . . . . .	133
3.1.1	Essai cyclique de traction-compression . . . . .	133
3.1.2	Essai de traction bidirectionnel . . . . .	138
3.1.3	Essai de cisaillement pur . . . . .	141
3.2	Objectivité de la réponse hydraulique vis-à-vis de la taille des EF . . . . .	146
3.2.1	Essai de traction uniaxiale . . . . .	146
3.2.2	Essai de cisaillement . . . . .	150
4	Conclusions . . . . .	153
<b>III</b>	<b>Étude de cas</b>	<b>155</b>
1	Introduction . . . . .	157
2	Analyse du débit de fuite dans un tirant BA . . . . .	158
2.1	Description de l'essai . . . . .	158
2.2	Modélisation numérique de l'essai . . . . .	161

## Table des matières

---

2.2.1	Hypothèses et principe de la simulation . . . . .	161
2.2.2	Analyse des résultats . . . . .	163
3	Modélisation de l'excavation d'un tronçon d'argilite du projet CIGÉO . . .	168
3.1	Caractéristiques de l'argilite . . . . .	168
3.1.1	Minéralogie et microstructure . . . . .	168
3.1.2	Propriétés mécaniques . . . . .	173
3.2	Influence de l'anisotropie du tenseur de Biot . . . . .	180
3.2.1	Coefficient de Biot de l'argilite . . . . .	180
3.2.2	Étude comparative : Biot isotrope/Biot anisotrope . . . . .	194
3.3	Influence du couplage perméabilité/fluage de l'argilite . . . . .	205
3.3.1	Problématique . . . . .	205
3.3.2	Application au tunnel de Bure . . . . .	212
4	Conclusions . . . . .	220
	<b>Conclusions générales</b>	<b>221</b>
	<b>Perspectives</b>	<b>225</b>
A	<b>Description de l'opérateur taille de CAST3M</b>	<b>227</b>
B	<b>Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M</b>	<b>233</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>253</b>

Page laissée intentionnellement vide

# Table des figures

I.1	Représentation du principe de superposition de deux milieux continus [Coussy, 1991]. . . . .	33
I.2	Interprétation physique du coefficient $N$ . . . . .	36
I.3	Courbe schématique de consolidation : représentation des différentes phases. . . . .	38
I.4	Évolution de la déformation spécifique de fluage propre dans le temps du béton (non fibré) à base de CEM I à différentes températures (20, 50 et 80°C) d'après les résultats de [Ladaoui, 2010] ( $t_0$ correspond à la date de mise en charge). . . . .	40
I.5	Évolution de la déformation de fluage dans le temps sous un chargement de 7MPa pour des échantillons d'argilite présentant différents teneurs en eau [Pham, 2006]. . . . .	41
I.6	Représentation de la chaîne de Burger. . . . .	46
I.7	Représentation de la déformation de fluage d'un modèle rhéologique de Burger en fonction du temps. . . . .	46
I.8	Représentation de la section effective du solide endommagé. . . . .	47
I.9	Représentation du principe d'équivalence en déformation. . . . .	47
I.10	Représentation idéalisée d'un VER endommagé par de la micro-fissuration diffuse [Sellier et al., 2013a]. . . . .	55
I.11	Comportement du modèle de [Sellier et al., 2013a] sous chargement cyclique uniaxial : courbe de contrainte-déformation. . . . .	57
I.12	Simulation d'une courbe de contrainte-déformation sous chargements cycliques avec le modèle de [Sellier et al., 2013a]. . . . .	58
I.13	Détermination de la perméabilité intrinsèque par la méthode de [Klinkenberg, 1941]. . . . .	61
I.14	Inverse de la perméabilité apparente en fonction du débit total [Picandet et al., 2009]. . . . .	63
I.15	Évolution de la perméabilité en compression uniaxiale : chargement à 1 et 3 jours [Banthia et al., 2005]. . . . .	64
I.16	Schéma représentant les phénomènes pouvant être à l'origine de la diminution du débit d'écoulement dans la fissure [Desmettre, 2011]. . . . .	66
I.17	Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique avec une pression de confinement de 5MPa [Meziani and Skoczylas, 1999]. . . . .	67
I.18	Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement (1, 2 et 3MPa) [Wang et al., 2014]. . . . .	67

## Table des figures

I.19	Évolution de la perméabilité du granite de Beichan sous chargement déviatorique pour différentes contraintes de confinement (5, 15 et 30MPa) [Chen et al., 2014a]. . . . .	68
I.20	Extraction d'un disque d'une éprouvette préendommagée pour essai de perméabilité [Picandet, 2001]. . . . .	68
I.21	Accroissement absolu de la perméabilité en fonction du rapport de la déformation appliquée sur la déformation au pic [Picandet, 2001]. . . . .	69
I.22	Évolution du rapport entre les perméabilités sous chargement et après déchargement en fonction de la déformation axiale relative [Choinska, 2006].	69
I.23	Schéma illustrant la distribution des contraintes dans les zones proche et éloignée des plateaux de la presse pour un essai de compression uniaxiale [Picandet, 2001]. . . . .	70
I.24	Évolution de la perméabilité apparente en fonction du traitement thermique [Lion et al., 2005]. . . . .	71
I.25	Évolution du rapport des perméabilités de référence et initiale en fonction de la température [Choinska, 2006]. . . . .	72
I.26	Évolution du rapport des perméabilités sur échantillon endommagé et échantillon sain, en fonction du rapport de la déformation axiale sur la déformation au pic à différentes températures [Choinska, 2006]. . . . .	72
I.27	Essai brésilien utilisé par [Akhavan et al., 2012] : estimation de l'ouverture de la fissure avec 2 capteurs LVDTs placés à mi-hauteur de l'échantillon. .	74
I.28	Évolution de la perméabilité en fonction du déplacement latéral maximal du capteur [Picandet, 2001]. . . . .	74
I.29	Mise en place des capteurs LVDTs à l'arrière de l'échantillon [Picandet et al., 2009]. . . . .	76
I.30	Observation au microscope d'une fissure localisée par un essai de traction par fendage [Picandet et al., 2009]. . . . .	76
I.31	Recouvrance de l'ouverture de fissure après déchargement de l'éprouvette [Picandet, 2001]. . . . .	77
I.32	Évolution du débit relatif dans le temps pour différentes ouvertures de fissure [Reinhardt and Jooss, 2002]. . . . .	78
I.33	Représentation schématique du montage expérimental de [Rastiello et al., 2014]. Légende : 1) système de mesure de la masse, 2) thermocouple, 3) éprouvette, 4) capteur de pression différentielle, 5) joint en silicone, 6) capteur de déplacement LVDT, 7) pompe a vide, 8) système d'acquisition des données. . . . .	78
I.34	Variation de la géométrie de la fissure le long de l'éprouvette [Rastiello et al., 2014]. . . . .	80
I.35	Schématisation géométrique d'une fissure d'après [Akhavan et al., 2012]. .	80
I.36	Représentation schématique d'une fissure localisée par un essai de traction par fendage [Rastiello et al., 2014]. . . . .	81

## Table des figures

I.37	Représentation du champ de vitesse entre 2 plaques parallèles. . . . .	82
I.38	Perméabilité dans la fissure en fonction de l'ouverture moyenne [Rastiello, 2013]. . . . .	83
I.39	Principe de fonctionnement du <i>pulse-test</i> [Homand et al., 2004]. . . . .	84
I.40	Évolution de la variation de pression à partir d'un <i>pulse-test</i> sur un échantillon prélevé à -475m [Homand et al., 2004]. . . . .	84
I.41	Variation de la perméabilité en fonction de la contrainte effective. Valeurs expérimentales issues de [Homand et al., 2004]. . . . .	85
I.42	Variation de la perméabilité en fonction de la porosité sous diverses pressions de confinement [Mohajerani et al., 2011]. . . . .	86
I.43	Évolution de la déformation axiale en fonction du temps : déchargement de 28,35 à 14,17MPa. La perméabilité est estimée à $2.10^{-21}m^2$ [Mohajerani et al., 2011]. . . . .	86
I.44	Évolution de la déformation axiale en fonction du temps : déchargement de 113,4 à 56,7MPa. La perméabilité est estimée à $0,6.10^{-21}m^2$ [Mohajerani et al., 2011]. . . . .	86
I.45	Évolution de la perméabilité au gaz de l'argilite (perpendiculairement et parallèlement au litage) en fonction de la teneur en eau. . . . .	88
I.46	Évolution de la perméabilité au gaz de l'argilite (perpendiculairement et parallèlement au litage) en fonction de la contrainte de confinement. . . . .	88
I.47	Principe de l'essai triaxial avec mesure de la perméabilité sous charge [Zhang and Rothfuchs, 2008]. . . . .	89
I.48	Variation de la perméabilité radiale en fonction de la pression de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008]. . . . .	89
I.49	Variation de la perméabilité axiale en fonction de la pression de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008]. . . . .	89
I.50	Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008]. . . . .	90
I.51	Perméabilité intrinsèque de l'argilite en fonction de la refermeture de fissure. Comparaison avec une loi de Poiseuille présentant un seuil de percolation [Zhang, 2011]. . . . .	90
I.52	Illustration du principe de construction du tenseur de perméabilité pour le modèle de [Bary, 1996]. . . . .	92
I.53	Rapport des perméabilités sur échantillon endommagé et échantillon sain en fonction de l'endommagement dynamique [Picandet, 2001]. . . . .	93
I.54	Représentation d'un milieu multi-fissuré pour le calcul de la perméabilité dans les fissures [Olivella and Alonso, 2008]. . . . .	96
I.55	Rapport des perméabilités sur échantillon endommagé (après déchargement) et échantillon sain en fonction de l'endommagement (en phase pré-pic) [Choinska, 2006]. . . . .	97



## Table des figures

---

I.56	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain $\ln\left(\frac{k}{k_0}\right)$ , en fonction de l'endommagement $D$ [Choinska, 2006]. . . . .	98
I.57	Principe du modèle discret de [Chatzigeorgiou et al., 2005] : superposition des réseaux hydraulique et mécanique. . . . .	99
I.58	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain, en fonction de l'endommagement moyen [Chatzigeorgiou et al., 2005]. . . . .	99
II.1	Principes de modélisation en fonction de la fissuration. . . . .	105
II.2	Comparaison des modèles de perméabilité en fonction de l'endommagement. . . . .	107
II.3	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain $(k/k_0)$ , en fonction de l'endommagement. Comparaison des lois de [Picandet et al., 2001], [Gawin et al., 2002], [Jason, 2004] et [Choinska, 2006] (cas d'une fissuration diffuse pré-pic). . . . .	108
II.4	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain $(k/k_0)$ , en fonction du rapport de la contrainte subie sur la contrainte au pic [Choinska, 2006]. . . . .	109
II.5	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain $(k/k_0)$ , en fonction de l'endommagement. Comparaison des lois de [Bourdardot, 1991], [Picandet, 2001], [Gawin et al., 2002] et [Jason, 2004] avec les mesures de [Gérard et al., 1996] et [Choinska, 2006]. . . . .	110
II.6	Mesure de l'endommagement (avec prise en compte de la déformation permanente), à partir de la courbe expérimentale de contrainte-déformation [Choinska, 2006]. . . . .	111
II.7	Simulation de la courbe de contrainte-déformation. Comparaison avec les résultats expérimentaux de [Choinska, 2006]. . . . .	112
II.8	Évolution des rapports $\varepsilon/\varepsilon^{pic}$ et $\sigma/\sigma^{pic}$ en fonction de l'endommagement isotrope de compression $d^c$ issu d'un modèle d'endommagement sans déformation plastique. . . . .	112
II.9	Schéma expliquant l'écart des perméabilités en fonction du critère d'évaluation de l'endommagement (élastique ou élasto-plastique). . . . .	113
II.10	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain $(k/k_0)$ , en fonction du rapport de la déformation appliquée sur la déformation au pic de compression $(\varepsilon/\varepsilon^{pic})$ . Comparaison avec les points expérimentaux de la littérature. . . . .	114
II.11	Évolution simulée avec la loi de [Sellier et al., 2013a] du déviateur en fonction du rapport des déformations $(\varepsilon/\varepsilon^{pic})$ , pour un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec $\delta = 1$ ). . . . .	115
II.12	Évolution du rapport des perméabilités $(\frac{k}{k_0})$ en fonction du rapport des déformations $(\frac{\varepsilon}{\varepsilon^{pic}})$ , pour un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec $\delta = 1$ ). . . . .	115

## Table des figures

---

II.13	Simulation à l'aide d'un modèle micro-mécanique de l'évolution de la perméabilité axiale du grès des Vosges en fonction de la déformation axiale au cours d'un essai triaxial pour différentes pressions de confinement [Zhou, 2006]. . . . .	116
II.14	Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain ( $\frac{k}{k_0}$ ) en fonction de l'endommagement isotrope de compression $d^c$ , au cours d'un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec $\delta = 1$ ). . . . .	116
II.15	Photos de fissures localisées sur un mortier [Akhavan et al., 2012]. . . . .	118
II.16	Différentes formes d'aspérités d'une fracture [Yang, 2011]. . . . .	118
II.17	Perméabilité de la fissure en fonction de l'ouverture moyenne : comparaison avec la prévision théorique fournie par le modèle des plaques parallèles (PPM) [Rastiello, 2013]. . . . .	119
II.18	Perméabilité en fonction de l'ouverture de fissure effective. Comparaison avec le modèle des plaques parallèles [Akhavan et al., 2012]. . . . .	119
II.19	Évolution du rapport $k/k_0$ en fonction de l'ouverture de fissure à mi-hauteur de l'échantillon (COD). Comparaison entre les résultats de [Wang et al., 1997] et [Aldea et al., 2000] sur béton. . . . .	121
II.20	Évolution du rapport $k/k_0$ en fonction de l'ouverture de fissure à mi-hauteur de l'échantillon (COD). D'après les résultats d'Aldea et al. [1999b] sur pâte, mortier, béton ordinaire et béton haute performance. . . . .	121
II.21	Schéma d'une fissure avec considération d'un effet de seuil. . . . .	122
II.22	Comparaison de la loi [Rastiello, 2013] avec le modèle des plaques parallèle (PPM) avec et sans effet de seuil $w_{ref} = 16\mu\text{m}$ . . . . .	122
II.23	Évolution de la perméabilité en (m/s) en fonction de la déformation appliquée [Gérard et al., 1996]. . . . .	123
II.24	Représentation d'un élément fini traversé par une fissure. . . . .	123
II.25	Représentation d'un élément fini traversé par 2 fissures. . . . .	126
II.26	Représentation d'un élément fini fissuré de façon isotrope et localisée. . . . .	126
II.27	Représentation de la rangée d'élément imposée avec une résistance plus faible pour les différentes formes d'élément considérées. . . . .	128
II.28	Essai de traction uniaxiale avec des éléments isotropes : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope. . . . .	129
II.29	Essai de traction uniaxiale avec des éléments aplatis : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope. . . . .	130
II.30	Essai de traction uniaxiale avec des éléments élancés : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope. . . . .	131
II.31	Conditions aux limites mécaniques pour l'essai uniaxial. . . . .	133
II.32	Champ de pression imposé sur l'élément fini. . . . .	133
II.33	Réponse du modèle en terme de contrainte-déformation pour l'essai cyclique uniaxial suivant $z$ . . . . .	134

## Table des figures

II.34	Ouvertures de fissure ( $\mu m$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ) pour l'essai cyclique uniaxial suivant $z$ . . . . .	134
II.35	Perméabilités intrinsèques ( $m^2$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ). . . . .	135
II.36	Débit total sortant suivant $y$ ( $m^3/s$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ). . . . .	135
II.37	Perméabilités intrinsèques ( $m^2$ ) en fonction de l'endommagement principal $d_I^t$ . . . . .	136
II.38	Représentation d'un élément endommagé par traction. Le seuil de percolation de $16\mu m$ peut être interprété comme l'ouverture moyenne à partir de laquelle la fissure traverse effectivement l'élément fini (endommagement principal de traction de l'ordre de 0,7). . . . .	136
II.39	Évolution de la contrainte axiale $\sigma_{zz}$ en fonction du déplacement imposé $U_z$ au cours de l'ouverture et de la refermeture de la fissure. . . . .	137
II.40	Évolution des composantes $k_{xx}$ , $k_{yy}$ et $k_{zz}$ du tenseur de perméabilité en fonction du déplacement imposé $U_z$ au cours de l'ouverture et de la refermeture de la fissure. . . . .	137
II.41	Courbe de Force-Déplacement pour l'essai uniaxial bidirectionnel. . . . .	138
II.42	Ouvertures de fissure en fonction du temps pour l'essai uniaxial bidirectionnel. . . . .	139
II.43	Évolution des composantes du tenseur de perméabilité en fonction des ouvertures de fissure au cours d'un essai de traction bidirectionnel. . . . .	140
II.44	Évolution des débits totaux en fonction des ouvertures de fissure au cours d'un essai de traction bidirectionnel. . . . .	140
II.45	Conditions aux limites en déplacement pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	141
II.46	Contraintes dans l'élément en cisaillement pur. . . . .	141
II.47	Représentation des contraintes principales et de la déformée du maillage en cisaillement pur. . . . .	142
II.48	Courbes de 'Contraintes-Déformations' pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	142
II.49	Ouverture de fissure principale en fonction du déplacement imposé $U_y$ pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	143
II.50	Évolution des composantes du tenseur de perméabilité pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	144
II.51	Débits totaux par face en fonction de l'ouverture de fissure principale. . . . .	145
II.52	Représentation de la rangée d'éléments avec une résistance plus faible imposée. . . . .	146
II.53	Représentation schématique du principe de localisation au cours d'un essai de traction uniaxiale avec présence d'un maillon faible dans la structure. . . . .	147
II.54	Variation du champ de pression pour les différents maillages testés. . . . .	147
II.55	Courbes de Force-Déplacement, pour l'essai de traction uniaxiale avec présence d'un maillon faible. . . . .	148
II.56	Perméabilité $k_{xx}$ en fonction du déplacement imposé $U_z(\mu m)$ . . . . .	148

## Table des figures

II.57	Champs de perméabilité $k_{xx}$ à la fin de l'essai de traction ( $U_z = 250\mu m$ ). . . . .	148
II.58	Courbes de Débit total-Déplacement, pour l'essai de traction uniaxiale avec présence d'un maillon faible. . . . .	149
II.59	Ouverture de fissure $w_I(\mu m)$ en fonction du déplacement imposé $U_z(\mu m)$ . . . . .	149
II.60	Champs d'ouvertures de fissure $w_I(\mu m)$ à la fin de l'essai de traction ( $U_z = 250\mu m$ ). . . . .	149
II.61	Conditions aux limites pour l'essai de cisaillement avec plusieurs éléments. . . . .	150
II.62	Champs de pression dans les 2 structures cisailées. . . . .	150
II.63	Champs d'endommagement de compression $d^c$ , à différentes échéances. Figure du haut : $15 \times 15$ mailles. Figure du bas : $25 \times 25$ mailles. . . . .	151
II.64	Champs d'ouvertures de fissure principale $w_I(\mu m)$ , à différentes échéances. Figure du haut : $15 \times 15$ mailles. Figure du bas : $25 \times 25$ mailles. . . . .	151
II.65	Comparaison des courbes de Force-Déplacement imposé pour l'essai de cisaillement, pour les 2 maillages considérés. . . . .	152
II.66	Comparaison des courbes de Débit total-Déplacement imposé pour l'essai de cisaillement, pour les 2 maillages considérés. . . . .	152
III.1	Dispositif expérimental utilisé par [Desmettre and Charron, 2011]. . . . .	158
III.2	Force appliquée en fonction du déplacement et de l'ouverture des fissures [Desmettre and Charron, 2011]. . . . .	159
III.3	Évolution de la conductivité hydraulique en fonction de la force appliquée [Desmettre and Charron, 2011]. . . . .	160
III.4	Évolution de la conductivité hydraulique en fonction du temps [Desmettre and Charron, 2012]. . . . .	160
III.5	Évolution de la conductivité hydraulique en fonction de la contrainte moyenne [Desmettre and Charron, 2012]. . . . .	160
III.6	Section de la poutre simulée : principe de modélisation pour l'interface entre l'acier et le béton. . . . .	162
III.7	Description du maillage et des conditions aux limites du problème hydro-mécanique. . . . .	162
III.8	Champ d'ouverture de fissure $w_I(\mu m)$ , tracé sur le maillage déformé (facteur de déformation égal à 80), à différentes échéances. . . . .	163
III.9	Force (kN) en fonction du déplacement imposé (mm). . . . .	164
III.10	Débit total ( $m^3/h$ ) en fonction de la force subie (kN), avec $\xi = 1$ et $w_{ref} \in [0; 16]\mu m$ . . . . .	164
III.11	Comparaison de la loi de Poiseuille avec un seuil $w_{ref} \in [0; 16]\mu m$ et pour différentes valeurs de $\xi \in [0, 4; 1]$ , aux résultats expérimentaux de la littérature [Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013]. . . . .	166
III.12	Débit total ( $m^3/h$ ) en fonction de la force subie (kN) ( $w_{ref} = 16\mu m$ et $\xi = 0, 4$ ). . . . .	166
III.13	Micrographie de structure typique de l'argilite du COx : Calcite (Cal), Matrice Argileuse (MA), Porosité (P) et Quartz (Q) [Sammartino, 2001]. . . . .	168

## Table des figures

---

III.14	Distribution 2D/3D des phases minéralogiques dans l'argilite du COx [Robinet, 2008]. . . . .	168
III.15	Quelques valeurs issues de la littérature : porosité de l'argilite du COx ( $10\% < \phi < 20\%$ ). . . . .	170
III.16	Représentation schématique du réseau poreux de l'argilite du Callovo-Oxfordien [Leroy, 2005]. . . . .	171
III.17	Distribution des tailles de pores de l'argilites du COx [Gatmiri et al., 2011].	171
III.18	Évolution de la porosité moyenne obtenue par autoradiographie en fonction de la teneur moyenne en carbonates quantifiée par calcimétrie Bernard [Robinet, 2008]. . . . .	172
III.19	Variation du module de Young en fonction de la contrainte uniaxiale de compression et de la teneur en eau (en phase de désaturation) [Zhang and Rothfuchs, 2004]. . . . .	173
III.20	Évolution du module de Young en fonction de la teneur en eau d'après [Pham, 2006]. . . . .	174
III.21	Évolution du module de Young en fonction de la teneur en eau d'après [Chiarelli et al., 2003]. . . . .	174
III.22	Évolution du coefficient de Poisson en fonction de l'humidité relative [Pham, 2006]. . . . .	175
III.23	Évolution du coefficient de Poisson en fonction de l'humidité relative [Chiarelli et al., 2003]. . . . .	175
III.24	Valeurs du module de Young isotrope dans la littérature pour les différentes modélisations. . . . .	175
III.25	Valeurs du coefficient de poisson isotrope dans la littérature pour les différentes modélisations. . . . .	175
III.26	Valeurs de la résistance à la compression uniaxiale dans la littérature pour les différentes modélisations. . . . .	176
III.27	Évolution de la résistance uniaxiale à la compression avec la teneur en eau [Zhang and Rothfuchs, 2004; Pham, 2006]. . . . .	176
III.28	Comparaison des critères de Hoek et Brown, Mohr-Coulomb et Drucker Prager sur le plan contrainte déviatorique / contrainte radiale. . . . .	177
III.29	Réponse du modèle d'endommagement sous un chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement. Avec, $R^c = 25\text{MPa}$ , $\varepsilon^{pic,c} = 1,5\%$ et $\delta = 0,42$ . . . . .	177
III.30	Comportement des fissures localisées de l'argilite sous un chargement de compression. Comparaison entre la modélisation et les essais de [Zhang, 2011] et du LML [Gatmiri et al., 2011]. . . . .	178
III.31	Valeurs des coefficients de Biot de l'argilite de Bure issues de la littérature [Vincké et al., 1998; Escoffier, 2002; Bemmer et al., 2004; Salager, 2008]. . .	181
III.32	Variation du coefficient de Biot en fonction de la teneur en carbonate [Heitz, 1999]. Source [Mohajerani, 2011]. . . . .	183

## Table des figures

III.33	Variation du coefficient de Biot en fonction de l'humidité relative (au cours de la désaturation) d'après [Pham, 2006]. . . . .	183
III.34	Évolution des coefficients de Biot du grès saturé pour différentes pressions de confinement [Hu et al., 2010]. . . . .	185
III.35	Évolution des coefficients de Biot en fonction de l'orientation de la cavité ellipsoïdale [Tan and Konietzky, 2013]. $n$ porosité, $R$ rapport d'aspect, $\alpha_i$ coefficients de Biot. . . . .	185
III.36	Évolution des coefficients de Biot longitudinal (suivant 1) et transversal (suivant 3) en fonction du schéma d'homogénéisation [Huynh, 2006] (Dil = dilué, MT = Mori-Tanaka, PCW = Ponte-Castaneda et Willis). . . . .	186
III.37	Atténuation du coefficient de Poisson d'après [Sellier et al., 2013a]. . . . .	188
III.38	Conditions aux limites de chargement en compression. . . . .	190
III.39	Courbe de contrainte $\sigma_{zz}$ déformation $\varepsilon_{zz}$ pour l'essai de compression. . . . .	190
III.40	Évolution des composantes de Biot en fonction de l'endommagement isotrope de compression $d^c$ . . . . .	190
III.41	Évolution des composantes de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic $\varepsilon_{zz}/\varepsilon^{pic,c}$ . . . . .	190
III.42	Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement isotrope de compression $d^c$ . . . . .	190
III.43	Évolution du module de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic $\varepsilon_{zz}/\varepsilon^{pic,c}$ . . . . .	190
III.44	Conditions aux limites de chargement en traction. . . . .	192
III.45	Courbe de contrainte $\sigma_{zz}$ déformation $\varepsilon_{zz}$ pour l'essai de traction. . . . .	192
III.46	Évolution des composantes de Biot en fonction de l'endommagement principal de traction $d_{zz}^t$ . . . . .	192
III.47	Évolution des composantes de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic $\varepsilon_{zz}/\varepsilon^{pic,t}$ . . . . .	192
III.48	Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement principal de traction $d_{zz}^t$ . . . . .	192
III.49	Évolution du module de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic $\varepsilon_{zz}/\varepsilon^{pic,t}$ . . . . .	192
III.50	Conditions aux limites pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	193
III.51	Courbes de contraintes déformations pour l'essai de cisaillement pur. . . . .	193
III.52	Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement principal de traction $d_{zz}^t$ . . . . .	193
III.53	Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement isotrope de compression $d^c$ . . . . .	193
III.54	Anisotropie du champ de contrainte dans l'argilite du Callovo-Oxfordien [Wileveau et al., 2007] ( $\sigma_h$ contrainte horizontale mineure, $\sigma_H$ contrainte horizontale majeure, $\sigma_v$ contrainte verticale). . . . .	194

## Table des figures

---

III.55	Maillage et conditions aux limites pour le problème hydromécanique de creusement suivant $\sigma_H$ . . . . .	196
III.56	Illustration des mécanismes de fissuration de l'argilite au cours du déconfinement des parois du sol. . . . .	197
III.57	Évolution de l'endommagement principal de traction au cours du creusement suivant $\sigma_H$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 1 et 2). . . . .	199
III.58	Évolution de l'endommagement principal de traction au cours du creusement suivant $\sigma_h$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 3 et 4). . . . .	200
III.59	Évolution de l'endommagement de compression/cisaillement au cours du creusement suivant $\sigma_H$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 1 et 2). . . . .	202
III.60	Évolution de l'endommagement de compression/cisaillement au cours du creusement suivant $\sigma_h$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 3 et 4). . . . .	203
III.61	Composantes du tenseur de Biot anisotrope (à 20 jours) pour les calculs de creusement suivant $\sigma_H$ et $\sigma_h$ (cas 2 et 4). . . . .	204
III.62	Représentation des systèmes considérés pour l'étude de consolidation uniaxiale. . . . .	207
III.63	Représentation des conditions initiales de chargement pour le modèle uniaxial de consolidation. . . . .	207
III.64	Variation de la déformation dans le temps avec $k = 5.10^{-21}m^2$ . Les temps caractéristiques sont : $\tau_p^* = 12,6$ jours, $\tau_K^* = 1,15$ jours et $\tau_c^* = 13,5$ jours. . . . .	210
III.65	Variation de la déformation dans le temps avec $k = 5.10^{-20}m^2$ . Les temps caractéristiques sont : $\tau_p^* = 1,26$ jours, $\tau_K^* = 1,15$ jours et $\tau_c^* = 2,25$ jours. . . . .	210
III.66	Variation de la déformation dans le temps avec $k = 5.10^{-18}m^2$ . Les temps caractéristiques sont : $\tau_p^* = 1,26.10^{-2}$ jours, $\tau_K^* = 1,15$ jours et $\tau_c^* = 1,15$ jours. . . . .	210
III.67	Variation de la pression au bas de l'échantillon ( $z = 0$ ) en fonction du temps. Cas de la poro-élasticité et poro-visco-élasticité avec $k = 5.10^{-20}m^2$ . . . . .	210
III.68	Variation de la pression dans le modèle unidimensionnel à différentes échéances. Cas de la poro-élasticité avec $k = 5.10^{-20}m^2$ . . . . .	211
III.69	Variation de la pression dans le modèle unidimensionnel à différentes échéances. Cas de la poro-visco-élasticité avec $k = 5.10^{-20}m^2$ . . . . .	211
III.70	Évolution du chargement mécanique de compression en fonction du temps pour l'essai de fluage réalisé au LML [Gatmiri et al., 2011]. . . . .	213
III.71	Courbe de consolidation : comparaison entre la modélisation et l'expérimentation LML [Gatmiri et al., 2011]. . . . .	213

## Table des figures

---

III.72	Évolution de la convergence verticale de la galerie. Comparaison entre l'expérimentation (sections de mesure 1, 2, 3 et 4) et la modélisation dans le cas d'un creusement suivant $\sigma_H$ . . . . .	215
III.73	Évolution de la convergence horizontale de la galerie. Comparaison entre l'expérimentation (sections de mesure 1, 2, 3 et 4) et la modélisation dans le cas d'un creusement suivant $\sigma_H$ . . . . .	215
III.74	Évolution de la vitesse de convergence horizontale de la galerie rapportée au rayon. Comparaison entre l'expérimentation et la modélisation dans le cas d'un creusement suivant $\sigma_H$ . . . . .	216
III.75	Évolution de la perméabilité dans la zone endommagée en fonction de la distance à la zone fracturée mesurée sur carotte [Armand, 2009]. . . . .	217
III.76	Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-mécanique + fluage + endommagement. Comparaison avec les mesures <i>in situ</i> de pression stabilisée. . . . .	218
III.77	Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-mécanique + fluage. Comparaison avec les mesures <i>in situ</i> de pression stabilisée. . . . .	218
III.78	Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-mécanique + endommagement. Comparaison avec les mesures <i>in situ</i> de pression stabilisée. . . . .	219
III.79	Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-élasticité. Comparaison avec les mesures <i>in situ</i> de pression stabilisée. . . . .	219
A.1	Représentation d'un élément fini de type "QUA4" dans les repères physique et de référence. . . . .	229
A.2	Représentation d'une bande de localisation par cisaillement. . . . .	230
B.1	Organisation globale des fichiers sous CAST3M avant l'appel de <i>nomate.eso</i> . . . . .	237
B.2	Structure générale du fichier <i>nomate.eso</i> . . . . .	238
B.3	Exemple d'une modification réalisée dans <i>nomate.eso</i> . . . . .	239
B.4	Structure du fichier <i>perm-3d.eso</i> . . . . .	243



Page laissée intentionnellement vide

# Liste des tableaux

I.1	Variations de la perméabilité intrinsèque de l'argilite, en fonction du fluide utilisé pour la mesure [Lion et al., 2004]. . . . .	84
II.1	Valeurs des paramètres matériau du modèle d'endommagement, pour simuler l'essai de compression uniaxiale de [Choinska, 2006] (hauteur de l'éprouvette 22cm). . . . .	112
II.2	Valeurs du coefficient $\xi$ dans la littérature. . . . .	120
II.3	Paramètres matériau utilisés pour l'étude paramétrique justifiant les avantages d'un calcul avec une taille anisotrope. . . . .	129
II.4	Paramètres matériau utilisés pour les cas tests élémentaires. . . . .	132
III.1	Paramètres matériaux utilisés pour la simulation de l'essai d'arrachement du tirant. Les paramètres * sont estimés dans la modélisation. . . . .	161
III.2	Quelques valeurs issues de la littérature : fractions volumiques des minéraux de l'argilite du Calovo-Oxfordien. . . . .	169
III.3	Modules de Young et coefficients de Poisson de l'argilite [Homand et al., 2006]. ( $N/L/T$ : coefficients normal, longitudinal et transversal au litage). . . . .	174
III.4	Paramètres mécaniques de l'argilite du COx en condition saturée. . . . .	180
III.5	Synthèse des différentes simulations de creusement réalisées du projet CIGÉO. . . . .	194
III.6	Paramètres matériau utilisés pour les simulations de creusements du projet CIGÉO. . . . .	195
III.7	Comparaison des extensions (en cm) des faciès de fissuration de traction obtenues par la modélisation (Biot isotrope/Biot anisotrope) avec celles observées <i>in situ</i> . . . . .	198
III.8	Synthèse des modèles de la littérature pour la modélisation du comportement poro-visco-plastique de l'argilite de Bure. . . . .	205
III.9	Paramètres matériau considérés pour l'étude des 3 réponses visqueuses. Poro-élastique, couplage visco-poro-élastique et Kelvin-Voigt. . . . .	209
III.10	Paramètres matériau utilisés pour la modélisation du fluage de l'argilite. . . . .	212

Page laissée intentionnellement vide

---

# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le couplage entre la perméabilité des géo-matériaux (béton, roche...) et la fissuration suscite un intérêt grandissant auprès de la communauté scientifique et de l'industrie du Génie Civil. En effet, les structures doivent assurer un rôle qui dépasse la simple résistance mécanique. C'est le cas par exemple du problème de fissuration des barrages, des centrales nucléaires ou encore des galeries de l'ANDRA (Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs) destinées au stockage profond des déchets radioactifs. En effet, ces fissures constituent un chemin préférentiel pour la pénétration des fluides ou d'autres agents agressifs. Cette fissuration a pour conséquence d'altérer la durabilité, la pérennité et l'étanchéité des structures. La connaissance et la maîtrise des risques liés à la fissuration passent donc par l'étude de la perméabilité de ces structures.

Ce travail de thèse bénéficie d'un financement ministériel. Il s'inscrit dans le cadre des études en cours et en partie dans le programme de simulation UPS4 qui concerne l'étude et la modélisation du béton des alvéoles de stockage des déchets radioactifs de l'ANDRA. Pour compléter cette étude, la prise en compte des interactions sol/structure s'impose. Un site géologique dans la Meuse et Haute-Marne a été choisi par l'ANDRA. Les caractéristiques mécaniques et d'étanchéité de l'argilite du Callovo-Oxfordien (COx) en font un candidat prometteur dans l'optique d'enfouir ces déchets. Cette formation géologique qui est située à -500m de profondeur est totalement saturée par l'eau. Pour étudier ces structures, la théorie de Biot pourrait être utilisée. Celle-ci associe le comportement différé au mouvement de l'eau dans la porosité connectée. Elle suppose que le comportement du squelette solide est élastique. Or, la campagne de mesures menée par l'ANDRA suggère plutôt un comportement de type visco-élasto-plastique endommageable du squelette. Dans la littérature on retrouve très peu de modèles qui couplent à la fois visco-élasto-plasticité et perméabilité. L'objectif principal de cette thèse consiste à développer un modèle poro-mécanique fortement couplé qui soit à même de calculer ce type d'ouvrage. La prise en compte de ces interactions passe par l'étude de l'influence de la fissuration sur les propriétés hydromécaniques de ces matériaux (tenseurs de perméabilité et de Biot).

Ce manuscrit est articulé autour de trois chapitres. Le premier chapitre a pour objectif de regrouper l'ensemble des phénomènes où la perméabilité peut intervenir.

La première section de ce chapitre s'intéresse au phénomène de consolidation de façon générale où deux aspects sont discutés : la théorie de Biot et le comportement visqueux intrinsèque du squelette solide.

Dans la deuxième section du chapitre d'étude bibliographique, on s'intéresse à la modélisation de l'endommagement où les différentes approches de la littérature sont présentées et discutées.

La dernière section présente l'effet de la fissuration sur la perméabilité de géo-matériaux (mortier, béton, argilite). Cette partie s'articule essentiellement autour des matériaux à base cimentaire car la bibliographie est beaucoup plus étendue (du fait que les études sont plus anciennes). Cette partie a pour objectif de faire ressortir les tenants et les aboutissants dont doit tenir compte la modélisation. Les modèles d'évolution de la perméabilité retrouvés dans la littérature seront également présentés puis discutés.

Le deuxième chapitre a pour objectif de proposer un modèle d'évolution du tenseur de perméabilité. Ce modèle traitera l'évolution de la perméabilité liée à un endommagement de type compression/cisaillement ou traction. Ce modèle est intégré à une loi d'endommagement développée au sein du LMDC avec couplage fort à la théorie de la poro-mécanique.

Pour le dernier chapitre, on étudie la réponse du modèle sur des structures réelles, deux études sont réalisées.

La première étude concerne l'évolution du débit de fuite qui traverse un tirant en béton armé fissuré.

Pour la seconde application, on s'intéresse à la modélisation d'un tronçon d'argilite en cours d'excavation du centre CIGÉO. Pour cette étude, une loi d'évolution du tenseur de Biot avec la fissuration est également proposée. L'étendue des faciès de fissuration fournie par le modèle sera confrontée à la profondeur dégradée mesurée *in situ*.

En dernier lieu, le modèle de perméabilité est associé à une loi de fluage propre développée au LMDC. La réponse de ce modèle poro-visco-élasto-plastique est alors confrontée à des mesures de convergence des galeries réalisées sur plus de 4 années.

---

---

# CHAPITRE I

---

## ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

### Sommaire

---

1	Introduction . . . . .	<b>31</b>
2	Phénomène de consolidation . . . . .	<b>33</b>
2.1	Théorie de Biot . . . . .	33
2.2	Fluage des géo-matériaux . . . . .	38
2.2.1	Paramètres influençant le comportement différé . . . . .	38
2.2.2	Modélisation du fluage des géo-matériaux . . . . .	41
3	Endommagement . . . . .	<b>47</b>
3.1	Généralités sur l'endommagement . . . . .	47
3.2	Quelques modèles d'endommagement . . . . .	48
3.2.1	Les modèles isotropes . . . . .	48
3.2.2	Modélisation de la refermeture des fissures . . . . .	49
3.2.3	Les modèles anisotropes . . . . .	51
3.3	Phénomènes d'adoucissement et de localisation . . . . .	52
3.3.1	Les modèles non locaux . . . . .	52
3.3.2	Les modèles locaux . . . . .	54
4	Perméabilité . . . . .	<b>60</b>
4.1	Mesure de la perméabilité . . . . .	60
4.1.1	Mesure en régime laminaire . . . . .	60
4.1.2	Mesure de la perméabilité en régime turbulent . . . . .	62
4.2	Perméabilité des matériaux cimentaires . . . . .	64
4.2.1	Perméabilité en compression/cisaillement . . . . .	64
4.2.2	Effet de la température sur la perméabilité . . . . .	71
4.2.3	Perméabilité en traction . . . . .	74
4.3	Perméabilité des argilites . . . . .	84
4.3.1	Perméabilité à l'eau . . . . .	84
4.3.2	Perméabilité au gaz . . . . .	88
4.4	Modèles phénoménologiques de perméabilité . . . . .	91

4.4.1	Les modèles continus . . . . .	91
4.4.2	Les modèles discrets . . . . .	95
5	Conclusions . . . . .	<b>102</b>

---

# 1 Introduction

La fissuration joue un rôle primordial sur la durabilité, l'étanchéité et la sûreté des structures. Elle constitue un chemin préférentiel pour la pénétration des fluides ou d'autres agents agressifs et contribue significativement à la dégradation des ouvrages.

Par conséquent, pour assurer la pérennité et la sûreté des structures, la maîtrise des risques liés à la fissuration passe par l'étude du coefficient de perméabilité associé à la loi de Darcy. Cette dernière caractérise l'aptitude du matériau à se laisser traverser par un fluide sous l'effet d'un gradient de pression. En mécanique des sols, il est admis que celle-ci joue un rôle important sur la durée de consolidation.

Ainsi, l'effet du temps sur les propriétés des géo-matériaux peut se manifester par différents phénomènes qui peuvent être d'origine mécanique, hydraulique, chimique ou encore thermique. On peut regrouper ces phénomènes comme suit :

1. La consolidation : diminution de volume dans le temps suite à un drainage du matériau (phénomène hydromécanique).
2. Le fluage : déformation différée suite à l'application d'une charge constante.
3. La relaxation : relâchement des contraintes sous déformation constante.
4. Le gonflement : augmentation de volume liée à une modification chimique de la structure, comme la sorption de molécules d'eau entre les feuillets d'argile, ou l'hydratation des grains de ciment.
5. Le vieillissement : détérioration des caractéristiques mécaniques suite à une altération chimique des minéraux constitutifs du matériau.
6. La cicatrisation : phénomène par lequel le matériau retrouve partiellement ou totalement ses propriétés.

Maintenus sous charge constante, les géo-matériaux continuent à se déformer après la réponse élastique instantanée. L'importance de la déformation différée dépend du géo-matériau, des conditions expérimentales et peut devenir supérieure aux déformations instantanées.

L'existence des déformations différées dans les matériaux à base cimentaire ou argileuse est mise en évidence par de nombreux auteurs dans la littérature. Les effets différés peuvent avoir diverses origines :

1. Ils peuvent être liés à un comportement visqueux intrinsèque du squelette solide (glissement des feuillets de C-S-H pour le béton ou des feuillets d'argile).
2. Ils peuvent être associés à une plastification ou à un endommagement. En général, les effets différés se manifestent davantage lorsque le seuil de développement de la micro-fissuration est dépassé.
3. Ils peuvent être la conséquence d'un drainage ou résulter de la variation au cours du temps des pressions interstitielles dans les pores et fissures (consolidation primaire).
4. Ils peuvent résulter d'un changement de condition aux limites pendant la construction des ouvrages (creusement d'une galerie par exemple).



Dans un premier temps, on s'intéressera au phénomène de consolidation de façon générale pour lequel deux aspects seront discutés : la diffusion des pressions associée à la théorie de Biot ainsi que le comportement différé attribuable à la viscosité intrinsèque du squelette solide. Dans un second temps, on abordera les différents aspects du phénomène d'endommagement des géo-matériaux.

En dernier lieu, on s'intéressera à l'évolution de la perméabilité des géo-matériaux (essentiellement béton et argilite) sous charge (mécanique, thermique...). Ce paramètre clé est associé à la vitesse de diffusion des pressions dans la porosité connectée.

## 2 Phénomène de consolidation

### 2.1 Théorie de Biot

À l'échelle macroscopique, un milieu poreux est représenté par la superposition dans le temps et l'espace de deux milieux continus, l'un représentant la matrice solide qu'on appelle également squelette, l'autre le fluide (cf. figure I.1). Ce dernier peut soit se déplacer librement au sein de l'espace poreux connecté, soit se trouver emprisonné dans le constituant solide : on dira qu'il est *occlus*. Le schéma ci-dessous représente le principe de superposition proposé initialement par [Biot, 1941] pour un milieu poreux saturé par un seul fluide.

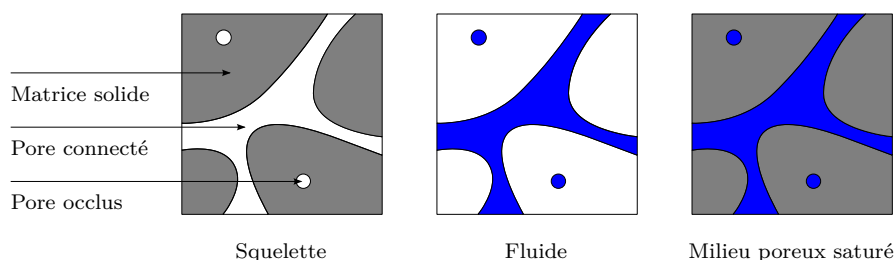


FIGURE I.1 – Représentation du principe de superposition de deux milieux continus [Coussy, 1991].

Contrairement à la théorie classique des milieux continus, ce nouveau système ainsi défini peut *a priori* échanger de la matière avec le milieu extérieur, on parlera de milieu « ouvert » [Coussy, 1991]. Dans la suite de ce manuscrit, on adoptera les notations en poro-mécanique telles que proposées par [Dangla, 2005].

### Équations de conservation

**Conservation de la masse solide** Dans un premier temps, on suppose qu'il n'y a pas de création ou de perte de masse de la part du solide. On suppose en outre que le fluide n'arrache aucune particule de squelette au cours de la transformation. Dans ces conditions, on dit qu'il y a conservation de la masse solide. Ceci revient à écrire que :

$$\frac{\partial m_s}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.1})$$

Où,  $m_s$  représente la masse de squelette par unité de volume de milieu poreux défini dans la configuration de référence.

**Conservation de la masse fluide** Soit  $m_f$  la masse de fluide par unité de volume de milieu poreux dans la configuration de référence. Contrairement au bilan de masse solide, le volume de contrôle considéré peut *a priori* échanger de la matière fluide avec le milieu extérieur. Le système est dit « ouvert ». L'équation de conservation de la masse fluide s'écrit alors :

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = -\text{div } \underline{\omega} \quad (\text{I.2})$$

$\underline{\omega}$  correspond au flux de masse fluide. Cette équation traduit par conséquent la continuité du fluide dans le milieu poreux. L'écoulement du fluide est décrit par la loi de Darcy ci-dessous détaillée.

### Loi de Darcy

La loi de Darcy fut établie initialement à partir d'une expérience de percolation sur un sable saturé par de l'eau, elle fut par la suite généralisée à d'autres milieux poreux. Celle-ci est valable sous réserve des hypothèses suivantes :

1. Le milieu poreux est saturé par un seul fluide.
2. Les effets d'inertie sont négligés.
3. Il n'y a pas d'interaction chimique entre le fluide et le squelette.
4. Le matériau est isotrope et homogène à l'échelle macroscopique.

Son expression est fonction du vecteur flux volumique de masse fluide  $\underline{q}_f$  et s'écrit :

$$\underline{q}_f = -\frac{k}{\eta}(\nabla p - \rho_f \underline{g}) \quad (\text{I.3})$$

Où,  $k$  est la perméabilité intrinsèque,  $p$  la pression interstitielle du fluide et  $\eta$  la viscosité dynamique du fluide,  $\rho_f$  la masse volumique du fluide et  $g$  la gravité. De plus,  $\underline{q}_f$  et  $\underline{m}_f$  sont reliés par :

$$\underline{m}_f = \rho_f \underline{q}_f \quad (\text{I.4})$$

### Principe de la contrainte effective

Pour décrire le comportement d'un milieu poreux saturé, la notion de contrainte effective proposée par [Terzaghi, 1925] est utilisée. Elle fut développée intuitivement en 1920 à partir d'un essai de consolidation unidimensionnel, et constitue la base fondamentale pour le développement de la mécanique des sols. Celle-ci est définie comme : *une fonction de la contrainte totale et de la pression interstitielle de l'eau, qui contrôle les effets mécaniques dus à une modification de l'état de contrainte auquel est soumis un élément de sol* [Delage and Cui, 2001].

La contrainte effective de [Terzaghi, 1925] repose sur deux hypothèses fortes. D'une part, la matrice solide est considérée comme étant incompressible à l'échelle des grains. D'autre part, la relation entre contrainte et déformation est supposée linéaire et réversible (le sol a un comportement élastique). Ainsi, la déformation macroscopique ne peut être due qu'à une variation du volume de fluide. La contrainte effective  $\boldsymbol{\sigma}'$  s'écrit alors comme :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} + p\mathbf{1} \quad (\text{I.5})$$

Il faudra attendre 1941 pour que [Biot, 1941, 1955] décrive le couplage hydromécanique de façon plus réaliste. Ceci en étendant les travaux de consolidation unidimensionnelle de

[Terzaghi, 1925] sur des sols dont les grains sont supposés déformables pour une analyse tridimensionnelle de la consolidation.

[Biot, 1941, 1955] introduit un coefficient de couplage hydromécanique  $b$  permettant de répercuter l'influence de la pression sur la contrainte totale.

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} + bp\mathbb{1} \quad (\text{I.6})$$

Ainsi, quand  $b$  atteint sa valeur maximale ( $b = 1$ ), on retrouve la formulation initiale de [Terzaghi, 1925] (I.5).

$b$  apparaît comme un coefficient de partage entre ce qui est repris par le squelette solide et le fluide. Il apporte donc une contribution au module apparent ou drainé du matériau.

$$K_0 = (1 - b)K_s \quad \Rightarrow \quad b = 1 - \frac{K_0}{K_s} \quad (\text{I.7})$$

Ici,  $K_0$  représente le module de compressibilité apparent (drainé) et  $K_s$  le module de compressibilité du squelette solide seul (sans les vides).

La relation (I.6) n'est valable que dans un cadre élastique isotrope, linéaire et de petites déformations du squelette solide. Le fluide saturant est régi par la loi de Darcy en régime stationnaire.

### Comportement du fluide

En poro-mécanique la variation de porosité ( $\delta\phi = \phi - \phi_0$ ) prend en compte l'effet de la pression intraporeuse  $p$  et la déformation volumique macroscopique ( $\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon}$ ). Ainsi, en l'absence de pression initiale, son expression est donnée sous la forme suivante :

$$\delta\phi = b(\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon}) + Np \quad (\text{I.8})$$

Cette relation est directement liée à l'accroissement de la porosité connectée. Ainsi, une dépression crée une contraction alors qu'une surpression engendre un gonflement.

Dans cette expression, on retrouve le coefficient de Biot précédemment défini, ainsi qu'un nouveau coefficient noté  $N$ , tel que :

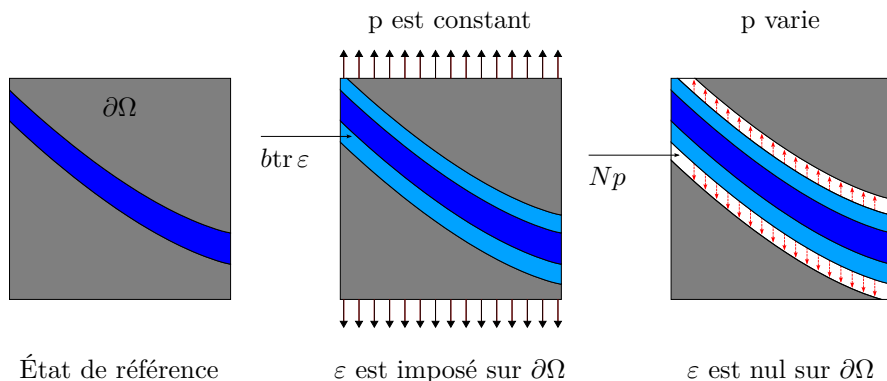
$$N = \frac{b - \phi_0}{K_s} \quad (\text{I.9})$$

Où,  $\phi_0$  représente la porosité initiale.

Comme le montre la figure I.2, le coefficient  $N$  caractérise la relation entre les variations du volume poreux et de pression lors d'une expérience où la déformation macroscopique est maintenue constante.

On définit la variation de volume fluide  $\delta v_f$  comme le rapport entre la variation de masse fluide et la masse volumique initiale du fluide :

$$\delta v_f = \frac{\delta m_f}{\rho_{f_0}} \quad (\text{I.10})$$


 FIGURE I.2 – Interprétation physique du coefficient  $N$ 

En exprimant l'équation de compressibilité du fluide, on peut montrer sous l'hypothèse de linéarisation (en négligeant les termes de second ordre) que  $\delta v_f$  vaut :

$$\delta v_f = b \operatorname{tr} \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{p}{M} \quad (\text{I.11})$$

Le coefficient  $M$  est appelé le module de Biot, il est fonction de la compressibilité du squelette  $k_s$ , du fluide  $k_f$ , du coefficient de Biot  $b$  ainsi que de la porosité initiale  $\phi_0$  :

$$\frac{1}{M} = \frac{b - \phi_0}{K_s} + \frac{\phi_0}{K_f} \quad (\text{I.12})$$

L'équation (I.11) constitue la loi de comportement macroscopique du fluide. Comme pour la partie mécanique (I.6), elle dépend de la pression et de la variation volumique, c'est la raison pour laquelle on parle de couplage fort.

### Porosité-élasticité linéaire anisotrope

Les équations de porosité-élasticité peuvent être généralisées aux matériaux présentant une anisotropie initiale. Pour cela il faut prendre en compte à la fois l'anisotropie des propriétés mécaniques du squelette (tenseur d'élasticité), ainsi que l'anisotropie des propriétés hydrauliques (tenseurs de perméabilité et de Biot).

Sous ces hypothèses, la formulation drainée de la loi de comportement mécanique prend la forme :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}_0 : \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{B}p \quad (\text{I.13})$$

Où,  $\mathbb{C}_0$  correspond au tenseur d'élasticité drainé et  $\mathbf{B}$  représente le tenseur de Biot.

L'écoulement du fluide dans la porosité connectée obéit à la loi de Darcy en tenant compte du caractère éventuellement anisotrope du tenseur de perméabilité  $\mathbf{k}$ , ainsi, le flux volumique de masse  $q_f$  devient :

$$\underline{q}_f = -\frac{\mathbf{k}}{\eta} (\nabla p - \rho_f \underline{g}) \quad (\text{I.14})$$

Enfin, le comportement macroscopique du fluide tient compte du caractère anisotrope du tenseur de Biot.

$$\delta v_f = \mathbf{B} : \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{p}{M} \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas de géo-matériaux fragiles ou quasi-fragiles, les propriétés mécaniques et hydrauliques évoluent en raison des micro ou macro-fissures orientées. L'anisotropie est dite induite par le chargement, elle correspond généralement à de la fissuration orientée.

## 2.2 Fluage des géo-matériaux

Le fluage se traduit par la progression des déformations d'un matériau sous chargement constant. Les diverses observations expérimentales permettent de décomposer ce phénomène en 3 phases :

1. Fluage primaire : période de durcissement du matériau (écrouissage).
2. Fluage secondaire ou stabilisé : la vitesse de déformation est une fonction puissance de la contrainte appliquée.
3. Fluage tertiaire : perte de la capacité portante conduisant à la rupture, décrite par des variables d'endommagement.

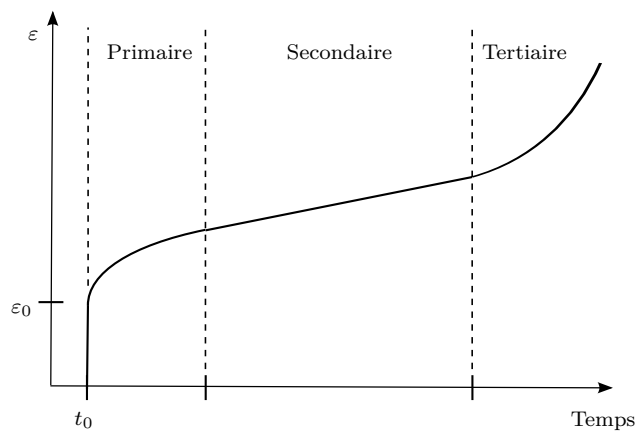


FIGURE I.3 – Courbe schématique de consolidation : représentation des différentes phases.

La première phase se produit juste après l'application du palier de charge, durant celle-ci la vitesse de déformation diminue très rapidement. Cette phase correspond à la phase de fluage primaire. La deuxième phase est caractérisée par une vitesse de déformation qui diminue d'abord progressivement, pour ensuite, soit rester constante à long terme, soit diminuer asymptotiquement, soit augmenter après un point d'inflexion, pour donner accès au fluage tertiaire. Ces trois phases sont illustrées sur la figure I.3.

### 2.2.1 Paramètres influençant le comportement différé

Le comportement rhéologique lors d'un essai de compression simple permet d'estimer le potentiel de fluage. [Morlier, 1966] donne la classification suivante pour les roches :

1. Matériau élasto-fragile : tels que le calcaire, les granites et tout matériau ne présentant pas de propriétés visqueuses. En général, si l'on charge jusqu'à 80% de la résistance à la compression et sur des durées relativement courtes, seul le fluage primaire se développe.
2. Matériau visco-élastique : l'amplitude des déformations est importante, celles-ci peuvent atteindre jusqu'à 40% des déformations instantanées. Une fois déchargé, on observe une restitution progressive et partielle des déformations différées. Les déformations réversibles peuvent être modélisées par un étage de Kelvin-Voigt.

3. Matériau visco-plastique : Comme la craie ou le sel de gemme. Pour ces matériaux, les trois phases de fluage sont couramment observées, avec une dilatation de l'échantillon initialisée au cours du fluage secondaire. Ici, les déformations différées ont des amplitudes bien supérieures à celles des déformations instantanées et sont en grande partie irréversibles.

Les principaux paramètres influençant le comportement différé (vitesse de consolidation, amplitude des déformations, contrainte à la rupture) peuvent être la conséquence des facteurs suivants :

### Les contraintes de cisaillement

On suppose généralement que le fluage secondaire peut se transformer en fluage décéléré ou en fluage accéléré. Si le fluage s'accélère, c'est que la rupture est proche de se produire. D'après [Schmid, 1962], la rupture peut être définie comme le point à partir duquel la vitesse de déformation commence à croître.

Le comportement rhéologique des sols dépend à la fois des contraintes normale et de cisaillement. Quatre types de réponse peuvent être obtenues en fonction du niveau de contrainte de cisaillement permettant de définir différents comportements :

1. Un domaine de très faibles contraintes de cisaillement sans fluage : les contraintes de cisaillement sont trop faibles pour déclencher des déformations à long terme.
2. Un domaine de faibles contraintes de cisaillement : les faibles contraintes de cisaillement sont capables de produire une légère déformation de cisaillement ralentissant avec le temps et détectable seulement par des mesures très précises ou par des observations à très long terme [Gasc-Barbier et al., 2004].
3. Le domaine des fortes contraintes de cisaillement peut provoquer la rupture du matériau.

### L'état de contrainte et la pression de confinement

Le déviateur de contrainte appliqué influence le comportement du matériau, mais également la durée de l'essai. Cette observation expérimentale a pu être réalisée sur différents matériaux et par de nombreux auteurs. Par exemple, à partir d'un essai de fluage primaire sur le sel, [Gonze, 1988] conclut que l'augmentation du déviateur diminue la durée du fluage primaire et fait apparaître le fluage secondaire puis tertiaire en accélérant progressivement la vitesse de déformation.

### Influence de la température

En 2001 l'ANDRA a réalisé une campagne d'essais de fluage sur de l'argilite de l'Est [Gasc-Barbier et al., 2004; Zhang and Rothfuchs, 2004]. Il est montré que la température tend à augmenter l'amplitude et les vitesses des déformations différées.



[Gasc-Barbier et al., 2004] constatent que la vitesse de déformation augmente avec l'augmentation du déviateur des contraintes.

Pour le béton, les travaux de [Ladaoui, 2010; Ladaoui et al., 2011] mettent en évidence l'augmentation de la déformation de fluage propre spécifique avec la température. Comme le suggère la figure I.4, ils montrent que ces déformations sont amplifiées 2,5 fois à 50°C et jusqu'à 7 fois à 80°C, pour un béton non fibré à base de CEM I (par rapport aux mesures de fluage à température ambiante), ce qui traduit un endommagement thermique.

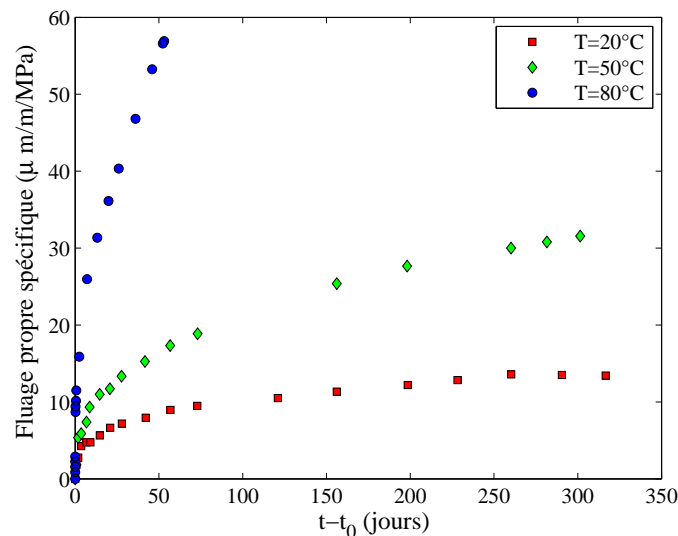


FIGURE I.4 – Évolution de la déformation spécifique de fluage propre dans le temps du béton (non fibré) à base de CEM I à différentes températures (20, 50 et 80°C) d'après les résultats de [Ladaoui, 2010] ( $t_0$  correspond à la date de mise en charge).

### Influence de la teneur en eau

Les essais de fluage réalisés sur de l'argilite par [Zhang and Rothfuchs, 2004] montrent que la teneur en eau impacte significativement l'amplitude des déformations différées. Ainsi, en changeant les conditions hygrométriques (les échantillons sont placés dans une salle où l'humidité relative est de 24%), les déformations augmentent durant les premiers jours puis finissent par se stabiliser alors que la charge est maintenue constante. L'accroissement de l'amplitude de la déformation est sûrement induit par le retrait complémentaire au cours de la désaturation. La stabilisation de la déformation est probablement causée par la friction qui est accentuée quand la quantité d'eau diminue. En effet, on peut supposer que le fluide agit comme un lubrifiant qui favorise le glissement des feuillets d'argilite. Des résultats similaires sont obtenus par [Pham, 2006]. En effet, la figure I.5 permet de constater que l'amplitude des déformations est accentuée jusqu'à 15 fois quand la teneur en eau passe de 2,61 à 6,53%. On pourra également remarquer que la vitesse de consolidation est plus importante pour les teneurs en eau plus élevées.

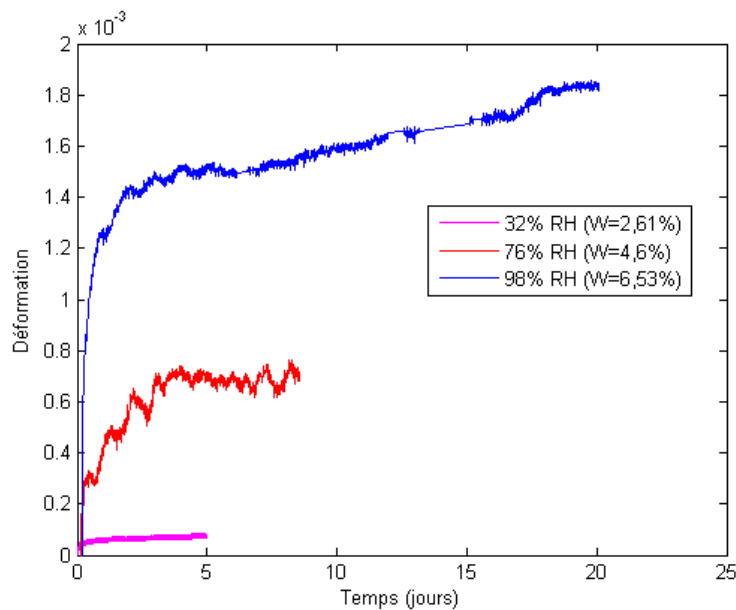


FIGURE I.5 – Évolution de la déformation de fluage dans le temps sous un chargement de 7MPa pour des échantillons d'argilite présentant différentes teneurs en eau [Pham, 2006].

### 2.2.2 Modélisation du fluage des géo-matériaux

Les modèles de fluage dans la littérature peuvent être décomposés en 2 catégories. Les modèles visco-plastiques dont l'activation de la viscosité nécessite le franchissement du critère d'écoulement visco-plastique, ainsi que les modèles rhéologiques de fluage. On peut également retrouver des modèles « mixtes » combinant comportement rhéologique et écoulement visco-plastique.

Cette section a pour but de décrire non pas tous les modèles de la littérature, mais une certaine classe faisant partie des catégories précédemment énoncées.

Le modèle rhéologique utilisé au cours de la thèse [Sellier et al., 2012b] sera détaillé en dernier lieu.

#### Le modèle visco-plastique de Norton

Le modèle de Norton permet de caractériser des corps dits solides parfaitement viscoplastiques. La vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_{vp}$  est fonction uniquement de la contrainte appliquée et des caractéristiques du matériau. La loi de Norton s'écrit :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = A(T)\sigma^n \quad (\text{I.16})$$

$n$  est un paramètre qui dépend du matériau. La fonction  $A(T)$  ne dépend que de la température ( $T$ ), le plus souvent une loi de type Arrhenius est utilisée.  $A(t)$  est définie de la façon suivante :

$$A(t) = A_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (\text{I.17})$$

### Modèle visco-plastique de Bingham

Le modèle de Bingham permet de décrire un certain type de comportement différé visco-plastique. L'hypothèse est qu'il existe un seuil en dessous duquel il n'y a pas ou plus de comportement différé.

Ce modèle comporte un ressort en série avec un amortisseur, un patin et un ressort montés en parallèle. Sa forme générale est la suivante :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{vp} = \alpha \left\langle \frac{f(\boldsymbol{\sigma})^n}{\boldsymbol{\sigma}_0} \right\rangle \frac{\partial f(\boldsymbol{\sigma})}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad (\text{I.18})$$

Ici,  $\alpha$  et  $n$  sont des paramètres matériaux et  $f(\boldsymbol{\sigma})$  le critère visco-plastique.

### Modèle visco-plastique de Lemaitre

La loi de Lemaitre permet de prendre en compte le caractère visco-plastique (avec écrouissage) du matériau considéré. En effet, elle suppose que la vitesse de déformation dépend à la fois de la contrainte appliquée et de la déformation visqueuse du matériau. Ainsi, la loi de comportement s'écrit sous sa forme générale suivante :

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{vp} = 10^{-6} \left( \frac{\dot{\xi}^\alpha}{q} \right) \mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma}) & \text{avec,} \quad \dot{\xi} = \left( \frac{q}{k} \right)^{\frac{\beta}{\alpha}} \\ \mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma}) = q \frac{\partial q}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \frac{3}{2} \mathbf{s} \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

Où,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $k$  sont des constantes qui dépendent du matériau.  $q$  représente la contrainte équivalente de Von-Mises et  $\mathbf{s}$  la partie déviatorique de  $\boldsymbol{\sigma}$ .

Ce modèle suppose implicitement que la déformation visco-plastique se produit sans variation de volume  $\text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^{vp}) = 0$ .

Dans le cas d'un chargement déviatorique, il est possible de montrer que l'expression de  $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{vp}$  se réduit à :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{vp} = 10^{-6} \left( \frac{q}{k} \right)^\beta t^\alpha \quad (\text{I.20})$$

Le modèle décrit par (I.19) est adapté à un matériau isotrope. Dans le cas d'un milieu isotrope transverse, [Rouabhi et al., 2007] proposent d'augmenter la contrainte équivalente de Von-Mises proportionnellement à l'accroissement de la contrainte de cisaillement  $\boldsymbol{\tau}$ . Ceci est réalisé en introduisant les paramètres  $\theta$  et  $\omega$  dans l'expression de  $q$ . Celle-ci est alors donnée par :

$$q = \sqrt{\frac{3}{2} \mathbf{s} : \mathbf{s} + \omega (\boldsymbol{\tau} : \boldsymbol{\tau})} = (\sigma_1 - \sigma_3) \left( 1 + \frac{\omega}{4} \sin^2(2\theta) \right) \quad (\text{I.21})$$

Où  $\omega$  est un paramètre du modèle et  $\theta$  l'angle compris entre la direction perpendiculaire à la stratification et la direction  $\sigma_1$ . Ainsi, l'expression de  $\mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma})$  devient :

$$\mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma}) = q \frac{\partial q}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \frac{3}{2} \mathbf{s} + \frac{\omega}{2} (\boldsymbol{\tau} \otimes \underline{\mathbf{n}} + \underline{\mathbf{n}} \otimes \boldsymbol{\tau}) \quad (\text{I.22})$$

Pour simuler le comportement visco-plastique des argilites, [Martin Blanco et al., 2011] proposent d'introduire un paramètre  $A$  à l'expression (I.22). Ainsi, la nouvelle expression de  $\mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma})$  devient :

$$\mathbf{a}(\boldsymbol{\sigma}) = q \frac{\partial q}{\partial \boldsymbol{\sigma}} + A \left( q \frac{\partial q}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} \right) \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \quad (\text{I.23})$$

$A$  prend en compte l'expansion du matériau (la variation de volume n'est plus nulle quand l'écoulement se produit). Ainsi, la variation de volume visco-plastique est donnée par :

$$\text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^{vp}) = 10^{-6} \frac{3}{2} \left( \frac{\dot{\xi}^\alpha}{q} \right) A (\mathbf{n} : \mathbf{s}) \quad (\text{I.24})$$

### Modèle rhéologique de [Sellier et al., 2012b]

Plusieurs auteurs tels que [Ulm et al., 1999; Benboujema, 2002; Bernard et al., 2003] préconisent une partition de la contrainte effective comme la somme des parties sphérique et déviatorique sur le squelette solide du béton. Avec cette décomposition, la partie sphérique est associée à l'eau dans la porosité capillaire, alors que la partie déviatorique est associée au glissement des feuillets de C-S-H dans la nano-porosité du béton.

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}'_s + \boldsymbol{\sigma}'_d \quad (\text{I.25})$$

La modélisation adoptée pour le fluage propre réversible de [Sellier and Buffo-Lacarrière, 2009] est composée d'une chaîne de Kelvin-Voigt et d'un ressort mis en série. Pour la partie irréversible, un dissipateur de Maxwell est ajouté en série à la chaîne précédente pour modéliser le fluage au long terme, constituant ainsi une chaîne de Burger présentée sur la figure I.6. Le principe de ce modèle est illustré sur le schéma I.7.

En s'appuyant sur les observations d'Acker [2003], [Sellier and Buffo-Lacarrière, 2009] proposent un modèle dans lequel le retrait et le fluage, qu'ils soient de dessiccation ou non, sont considérés comme des déformations issues d'un seul modèle de comportement mécanique soumis aux chargements hydromécaniques interne ou extérieur.

En effet, selon [Acker, 2003], les phénomènes de retrait et de fluage ne peuvent être dissociés et traités séparément (la somme des deux est relativement constante). C'est ce que l'on appelle le « potentiel de consolidation ». Dans ces conditions, plus il y a de fluage moins il y a de retrait et inversement.

La déformation totale s'écrit de façon incrémentale sous la forme suivante :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_e + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{KV} + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_M \quad (\text{I.26})$$

Où,

$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_e$  est l'incrément de déformation élastique instantanée,

$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{KV}$  est l'incrément de déformation de fluage réversible modélisé par le solide linéaire de Kelvin-Voigt,

$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_M$  est l'incrément de déformation de fluage permanent modélisé par le corps de Maxwell.

Les parties sphérique et déviatorique sont représentées par les indices  $s$  et  $d$ .

Le modèle de comportement est un modèle visco-élastique non linéaire. La notion de limite de consolidation doit être indépendante de la contrainte appliquée. Ainsi, la non linéarité du problème réside uniquement dans le choix affecté à la viscosité du corps de Maxwell. Pour modéliser cette non-linéarité [Sellier and Buffo-Lacarrière, 2009] introduisent un coefficient de consolidation  $C_c$  tel que :

$$\begin{cases} \eta_M^s = C_c \eta_{M_0}^s \\ \eta_M^d = C_c \eta_{M_0}^d \end{cases} \quad (\text{I.27})$$

Où,  $\eta_M^s$  et  $\eta_M^d$  sont respectivement les viscosités sphérique et déviatorique du corps de Maxwell. L'indice 0 est affecté à la viscosité initiale.

$C_c$  est choisi tel que :

$$C_c = \exp\left(\frac{\varepsilon^{eq}}{\varepsilon^{sk}}\right) \quad (\text{I.28})$$

$\varepsilon^{eq}$  est la déformation équivalente de fluage ; elle est une mesure de la déformation cumulée de fluage subie par le matériau. Compte tenu du caractère tridimensionnel du modèle, l'énergie dissipée par les processus visqueux  $\Phi_v$  est utilisée. En introduisant la constante des gaz parfait  $R = 8,314 \text{ J.Mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , cette énergie prend la forme suivante :

$$\Phi_v = \int_{\Delta t} (\varphi^d + \varphi^s) \left( \exp\left(-\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \right) dt \quad (\text{I.29})$$

Dans l'expression précédente (I.29),  $\varphi^s$  et  $\varphi^d$  sont respectivement les dissipations associées aux parties sphérique et déviatorique, elles sont définies de la façon suivante :

$$\begin{cases} \varphi^s = \boldsymbol{\sigma}_M^s : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_M^s \\ \varphi^d = \boldsymbol{\sigma}_M^d : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_M^d \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

Dans ces conditions, la consolidation est une fonction de la déformation cumulée réelle et non de la déformation cumulée pondérée par la viscosité.

$\varepsilon^{sk}$  est la déformation caractéristique de consolidation, c'est un paramètre de calage du modèle.  $\varepsilon^{eq}$  est définie telle que :

$$\varepsilon^{eq} = \frac{6\beta}{R^c(1+2\beta)} \Phi_v \quad (\text{I.31})$$

Dans cette expression  $R^c$  est la résistance à la compression uniaxiale. Pour calculer l'énergie dissipée, la loi d'Arrhenius est utilisée dans la relation (I.29), elle permet de prendre en compte la diminution de la viscosité avec la température. Une énergie d'activation  $E_a$  de l'ordre de  $4300 \times 8.314 \text{ J.Mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$  est proposée par [Ladaoui, 2010; Ladaoui et al., 2011] suite à la campagne expérimentale qu'ils ont menée sur le BHP ANDRA. Elle permet de ramener la valeur de la dissipation qui a lieu à une température quelconque  $T$ , à la température de référence  $T_0$ . Ainsi, la déformation équivalente est indépendante de l'histoire des températures. Ici, la température de référence est celle pour laquelle les viscosités sont calées.

Le coefficient  $\beta$  permet d'avoir une déformation équivalente indépendante du coefficient de Poisson pour les essais de fluage uni-axiaux, cela évite d'avoir à recalculer le modèle si l'on veut changer la valeur de  $\nu$ . Il est choisi tel que :

$$\beta = \frac{\eta^s}{\eta^d} \simeq \frac{k}{2\mu} \quad (\text{I.32})$$

De plus, la contrainte qui transite dans tous les étages du modèle est la même. Ainsi sur l'étage de Kelvin,

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}'_{KV^e} + \boldsymbol{\sigma}'_{KV^v} \quad (\text{I.33})$$

Où,  $\boldsymbol{\sigma}'_{KV^e}$  et  $\boldsymbol{\sigma}'_{KV^v}$  sont respectivement, les contraintes effectives élastique et visqueuse de l'étage de Kelvin-Voigt. Ainsi, la loi d'écoulement pour la déformation visqueuse de Kelvin-Voigt est donnée par :

$$\boldsymbol{\sigma}'_{KV^v} = \eta_{KV}^{s,d} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{KV} \quad (\text{I.34})$$

On a de même pour la déformation de Maxwell :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \eta_M^{s,d} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_M \quad (\text{I.35})$$

Ici,  $\eta_{KV}$  est la viscosité du corps de Kelvin-Voigt.

En écrivant l'expression de la contrainte sphérique sur chacun des étages, on obtient :

$$\begin{cases} \dot{\sigma}'_s = k_e \dot{\varepsilon}_e^s + \dot{k}_e \varepsilon_e^s & \text{Élastique} \\ \dot{\sigma}'_s = k_{KV} \dot{\varepsilon}_{KV^e}^s + \dot{k}_{KV} \varepsilon_{KV^e}^s + \eta_{KV}^s \ddot{\varepsilon}_{KV^e}^s + \dot{\eta}_{KV}^s \dot{\varepsilon}_{KV^e}^s & \text{Kelvin-Voigt} \\ \dot{\sigma}'_s = \eta_M^s \ddot{\varepsilon}_M^s + \dot{\eta}_M^s \dot{\varepsilon}_M^s & \text{Maxwell} \end{cases} \quad (\text{I.36})$$

De la même façon pour la déformation déviatorique on a :

$$\begin{cases} \dot{\sigma}'_d = k_e \dot{\varepsilon}_e^d + \dot{k}_e \varepsilon_e^d & \text{Élastique} \\ \dot{\sigma}'_d = k_{KV} \dot{\varepsilon}_{KV^d} + \dot{k}_{KV} \varepsilon_{KV^d} + \eta_{KV}^d \ddot{\varepsilon}_{KV^d} + \dot{\eta}_{KV}^d \dot{\varepsilon}_{KV^d} & \text{Kelvin-Voigt} \\ \dot{\sigma}'_d = \eta_M^d \ddot{\varepsilon}_M^d + \dot{\eta}_M^d \dot{\varepsilon}_M^d & \text{Maxwell} \end{cases} \quad (\text{I.37})$$

$k_e$  et  $k_{KV}$  sont respectivement les coefficients de compressibilité des étages élastique et de Kelvin-Voigt.

Récemment, [Sellier et al., 2012b] ont généralisé le modèle pour des taux de chargement élevés en affectant au potentiel de consolidation  $\varepsilon^{sk}$  une fonction de l'endommagement.

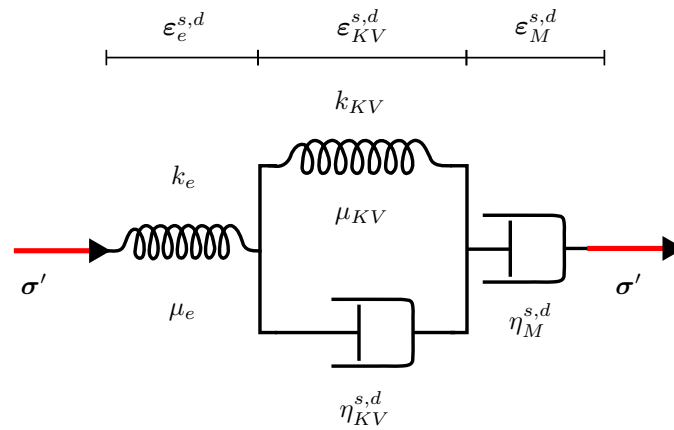


FIGURE I.6 – Représentation de la chaîne de Burger.

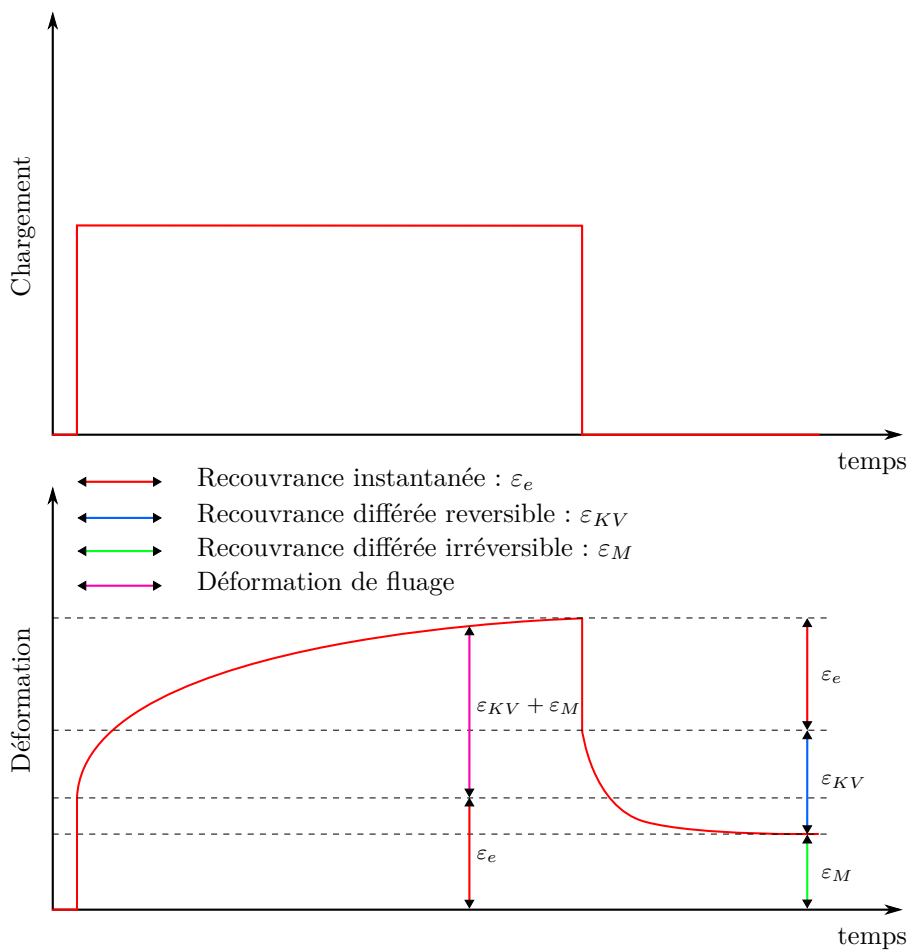


FIGURE I.7 – Représentation de la déformation de fluage d'un modèle rhéologique de Burger en fonction du temps.

### 3 Endommagement

#### 3.1 Généralités sur l'endommagement

Pour décrire la perte de raideur attribuable à l'apparition progressive des microfissures jusqu'à l'amorçage des macro-fissures (rupture), la théorie de l'endommagement basée sur la mécanique des milieux continus peut être utilisée.

Cette notion initialement proposée par [Kachanov, 1958] pour modéliser la rupture des métaux par fluage postule l'existence d'une contrainte effective  $\tilde{\sigma}$  qui s'applique sur la partie saine du matériau (cf. figure I.8).

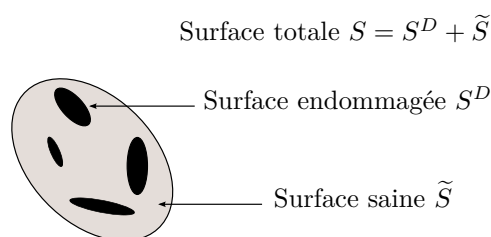


FIGURE I.8 – Représentation de la section effective du solide endommagé.

On introduit la variable scalaire  $D$  comprise entre 0 et 1 pour caractériser le matériau sain et totalement désagrégé. La contrainte effective est alors définie de la façon suivante :

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (\text{I.38})$$

Cette idée a été reprise par [Rabotnov, 1971] puis en France par [Lemaitre, 1971].

Il est aussi possible de définir le module de Young du matériau endommagé ou son module dit effectif  $E = (1 - D)E_0$ , par le principe d'équivalence des déformations [Lemaitre et al., 2009] présenté sur la figure I.9. Celui-ci postule que :

*Le tenseur des contraintes effectives  $\tilde{\sigma}$  est celui qu'il faudrait appliquer à l'élément vierge afin d'obtenir la même déformation que dans l'élément endommagé soumis à la contrainte  $\sigma$ .*

$$\sigma = E\varepsilon_e \quad \tilde{\sigma} = E_0\varepsilon_e \quad (\text{I.39})$$

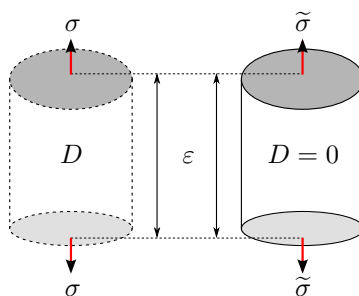


FIGURE I.9 – Représentation du principe d'équivalence en déformation.



## 3.2 Quelques modèles d'endommagement

### 3.2.1 Les modèles isotropes

Modèle élastique isotrope de [Mazars, 1984].

[Mazars, 1984] formule un modèle élastique isotrope endommageable pour le béton qui fait référence et dont de nombreux auteurs se sont inspirés dans la littérature [La Borderie, 1991; de Vree et al., 1995; Hamon and Mazars, 2012].

Le modèle de [Mazars, 1984] introduit une variable d'endommagement scalaire  $D$ .

Le matériau est élastique et isotrope à l'état sain et reste isotrope quand il s'endommage.

Le module endommagé est donné par :  $E = (1 - D)E_0$

La prise en compte de la dissymétrie du comportement en traction-compression se fait dans la définition du seuil d'endommagement et de l'évolution de l'endommagement.

Ce modèle associe l'endommagement à l'état de l'extension locale par la variable  $\hat{\varepsilon}$ . [Mazars, 1984] définit la déformation équivalente telle que :

$$\hat{\varepsilon} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \langle \varepsilon_i \rangle_+^2} \quad (\text{I.40})$$

Ici, les  $\varepsilon_i$  sont les composantes principales du tenseur des déformations et  $\langle \varepsilon_i \rangle_+$  une fonction introduite pour privilégier les déformations d'extension. Elle est définie telle que :

$$\langle \varepsilon_i \rangle_+ = \begin{cases} \varepsilon_i & \text{si, } \varepsilon_i \geq 0 \\ 0 & \text{si, } \varepsilon_i < 0 \end{cases} \quad (\text{I.41})$$

Le seuil initial d'endommagement est défini par :

$$\hat{\varepsilon} = \kappa_0 \quad (\text{I.42})$$

Une fois le seuil initial atteint, on introduit le seuil d'évolution de l'endommagement, fonction de l'état d'endommagement par :

$$\hat{\varepsilon} = \kappa(D) \quad \text{avec,} \quad \kappa(D = 0) = \kappa_0 \quad (\text{I.43})$$

Modèle de [de Vree et al., 1995]

[de Vree et al., 1995] utilisent une formulation proche de celle développée par [Mazars, 1984]. Cette formulation ne comporte qu'une seule variable scalaire d'endommagement, ce qui la rend moins adaptée pour les bétons. La déformation équivalente est introduite sous la forme :

$$\hat{\varepsilon} = \frac{k-1}{2k(1-2\nu)} I_1 + \frac{1}{2k} \sqrt{\frac{(k-1)^2}{(1-2\nu)^2} I_1^2 + \frac{6k}{(1+\nu)^2} J_2^2} \quad (\text{I.44})$$

Avec,

$$I_1 = \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{1} \quad \text{et} \quad J_2 = \sqrt{\frac{3}{2} \boldsymbol{\varepsilon}^d : \boldsymbol{\varepsilon}^d} \quad (\text{I.45})$$

La dissymétrie en traction-compression est prise en compte par ce modèle. Néanmoins, l'allure des courbes en traction et en compression est similaire, contrairement à l'observation expérimentale où le comportement du béton est fragile en traction et ductile en compression.

La déformation équivalente est une fonction directe des invariants des déformations (I.45) et ne nécessite que 3 paramètres de calage. De plus, les dérivées des contraintes par rapport aux déformations ne présentent pas de singularité, contrairement au modèle de Mazars où la fonction  $\langle \cdot \rangle_+$  n'est pas différentiable en zéro.

### 3.2.2 Modélisation de la refermeture des fissures

Dans le cas des bétons ou plus généralement des géo-matériaux, l'évolution de l'endommagement et de la fissuration va principalement dépendre de la nature du chargement.

Au niveau structurel, il existe des fissures dites *diffuses* et des fissures dites *localisées*. En traction, les fissures diffuses sont beaucoup moins ouvertes que les fissures localisées du fait qu'elles apparaissent en phase pré-pic et se referment rapidement dès que le pic est passé. C'est pourquoi, le plus souvent, on ne modélise que les fissures localisées.

Quand le matériau est sollicité en compression, les micro-défauts ou micro-cavités induites par la traction se referment partiellement ou totalement. C'est ce qu'on appelle le phénomène unilatéral ou quasi-unilatéral lorsqu'elles se referment partiellement [Lemaitre et al., 2009]. Ceci entraîne une restitution de la raideur du matériau ainsi qu'un ralentissement de la croissance de l'endommagement.

Un modèle d'endommagement qui ne prend pas en compte l'effet unilatéral n'est intéressant que dans le cas où les fissures sont en phase de propagation. Dans un calcul de structure, il est utile d'avoir un modèle plus général.

Les modèles suivants illustrent les différentes façon de traiter l'effet unilatéral.

#### Modèle de [Mazars, 1984]

Dans le modèle de [Mazars, 1984], l'endommagement moyen  $D$  est construit par une combinaison linéaire des endommagements de traction  $D_t$  et de compression  $D_c$ .

$$D = \alpha_t D_t + \alpha_c D_c \quad (\text{I.46})$$

Les coefficients  $\alpha_t$  et  $\alpha_c$  gèrent la transition entre un chargement de traction pur  $\alpha_c = 0$  et un de compression  $\alpha_t = 0$ .

L'équation (I.46) pose quelques problèmes sous chargement cyclique. En effet, dans le cas d'une sollicitation alternée traction puis compression, la variable  $\alpha_c = 0$  est nulle en traction, lorsque le matériau passe en compression  $\alpha_t = 0$ . La raideur est alors restituée en affectant une valeur plus faible à  $D$ , ce qui va à l'encontre du second principe de la thermodynamique qui impose une condition de croissance de l'endommagement  $\dot{D} \geq 0$ .

## Modèle de [La Borderie, 1991]

[La Borderie, 1991] utilise une partition de l'énergie basée sur le signe de la contrainte pour représenter l'effet de refermeture des micro-fissures. Deux variables d'endommagement sont considérées suivant le signe de la contrainte. La déformation totale  $\boldsymbol{\varepsilon}$  est décomposée en parties élastique  $\boldsymbol{\varepsilon}_e$  et anélastique  $\boldsymbol{\varepsilon}_{an}$  :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_e + \boldsymbol{\varepsilon}_{an} \quad (\text{I.47})$$

La déformation anélastique est introduite par une fonction  $F(\boldsymbol{\sigma})$  permettant de gérer l'ouverture et la refermeture des fissures,

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{an} = \frac{\beta_1 D_1}{E(1 - D_1)} F(\boldsymbol{\sigma}) + \frac{\beta_2 D_2}{E(1 - D_2)} \mathbb{1} \quad (\text{I.48})$$

$\beta_1$  et  $\beta_2$  sont des paramètres matériaux. Il est aussi intéressant de remarquer que si la déformation anélastique est nulle ( $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ) et que l'endommagement est isotrope alors les modèles de [Mazars, 1984] et [La Borderie, 1991] présentent la même formulation.

La difficulté de ce modèle réside surtout dans sa formulation implicite qui nécessite d'inverser la loi de comportement à chaque itération.

Ce modèle est principalement utilisé pour la modélisation de poutres en raison de sa bonne aptitude à modéliser le comportement uniaxial de fibres.

## Modèle de [Rouquand and Pontiroli, 2007]

De façon comparable, [Rouquand and Pontiroli, 2007] proposent un modèle à deux variables scalaires, pour les matériaux fragiles (roches et bétons). [Rouquand and Pontiroli, 2007] introduisent ce qu'ils définissent comme les tenseurs de contrainte et de déformation de fermeture des fissures, respectivement  $\boldsymbol{\sigma}_f^t$  et  $\boldsymbol{\varepsilon}_f^{t,c}$ . La formulation de la loi de comportement est donnée par :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma} = & \alpha_t(1 - D_t) \left[ \lambda \left( (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_f^t) : \mathbb{1} \right) \mathbb{1} + 2\mu \left( \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_f^t \right) \right] \\ & + \alpha_c(1 - D_c) \left[ \lambda \left( (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_f^c) : \mathbb{1} \right) \mathbb{1} + 2\mu \left( \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_f^c \right) \right] + \boldsymbol{\sigma}_f^t \end{aligned} \quad (\text{I.49})$$

## Modèle de [Lemaitre et al., 2009]

Pour tenir compte du caractère unilatéral tout en gardant une seule variable interne d'endommagement, [Lemaitre et al., 2009] introduisent dans le cas d'une compression uniaxiale, la relation suivante entre la contrainte effective  $\tilde{\sigma}$  et la contrainte totale  $\sigma$ .

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1 - hD} \quad (\text{I.50})$$

$h$  est un paramètre compris entre 0 et 1 qui caractérise l'effet de refermeture des fissures. À titre d'exemple, pour les métaux ce coefficient est pris égal à 0,2 en compression et à 1 en traction.

### 3.2.3 Les modèles anisotropes

Dans le cas du béton, la fissuration apparaît perpendiculairement aux extensions principales. À cet effet, il est commode d'utiliser une variable non plus scalaire mais tensorielle [Chaboche, 1981; Leckie and Onat, 1981; Lemaitre et al., 2009; Sellier et al., 2013a].

De nombreuses théories sont développées pour définir une variable d'endommagement allant du vecteur au tenseur d'ordre 4. Les tenseurs d'ordre impair peuvent être éliminés puisqu'ils ne conservent pas les invariants quand le repère initial tourne [Lemaitre et al., 2009]. De plus, cela deviendrait trop difficile à mettre en place pour les expérimentateurs en raison du nombre conséquent des composantes d'un tel tenseur. Une autre alternative beaucoup plus simple consiste à considérer un tenseur d'ordre 2 dont seules les valeurs propres peuvent évoluer.

On a vu dans le cas du béton que les ouvertures de fissure étaient perpendiculaires aux directions d'extension et parallèles aux directions de compression. Dans ces conditions, il est raisonnable de considérer que le tenseur  $\mathbf{D}$  soit défini par ses directions principales d'extension [Mazars et al., 1990; Gating et al., 2006; Desmorat, 2006; Lemaitre et al., 2009]. Par exemple, en traction suivant 1 ( $\varepsilon_1 > 0$  et  $\varepsilon_{2,3} < 0$ ), on aurait :

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_+ = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \mathbf{D} \approx \begin{pmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.51})$$

En compression suivant 1 ( $\varepsilon_1 < 0$  et  $\varepsilon_{2,3} > 0$ ), on obtient par effet Poisson dans les directions 2 et 3 :

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \mathbf{D} \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_2 \end{pmatrix} \quad (\text{I.52})$$

À titre d'illustration, cet état est représenté par un tenseur symétrique du second ordre  $\mathbf{D}$  par [Desmorat, 2006], ses trois valeurs propres correspondent à trois systèmes de fissures orthogonales. Le potentiel thermodynamique  $\rho\Psi_e^*$  de [Desmorat, 2006] est donné par :

$$\rho\Psi_e^* = \frac{1+\nu}{2E} \text{tr}(\mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}^d \cdot \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}^d) + \frac{1-2\nu}{6E} \frac{(\text{tr} \boldsymbol{\sigma})^2}{1-\eta D_H} \quad (\text{I.53})$$

Où,

- $\eta$  est un paramètre de sensibilité du matériau à la contrainte hydrostatique. Pour la plupart des matériaux, il prend la valeur de 3 [Lemaitre et al., 2009].
- $D_H$  est l'endommagement hydrostatique.
- $\mathbf{H}$  un tenseur symétrique d'endommagement effectif.

Dans la base principale les tenseurs  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{H}$  prennent la forme suivante :

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 \end{pmatrix} \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{1-D_1} & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{1-D_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sqrt{1-D_3} \end{pmatrix} \quad (\text{I.54})$$

La loi d'élasticité s'écrit :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_e = \rho \frac{\partial \Psi^*}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \frac{1 + \nu}{E} \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \frac{\nu}{E} (\tilde{\boldsymbol{\sigma}} : \mathbb{1}) \quad (\text{I.55})$$

Où la contrainte effective est définie indépendamment du coefficient de Poisson.

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \left( \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}^d \cdot \mathbf{H} \right)^d + \frac{\sigma_H}{1 - \eta D_H} \mathbb{1} \quad (\text{I.56})$$

La prise en compte du caractère unilatéral est réalisée en introduisant un paramètre de pondération pour l'endommagement  $h$  [Lemaitre et al., 2009] :

$$\begin{aligned} \rho \Psi_e^* = & \frac{1 + \nu}{2E} \left[ \text{tr} \left( \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}_+^d \cdot \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}_+^d \right) + \text{tr} \left( \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}_-^d \cdot \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}_-^d \right) \right] \\ & + \frac{3(1 - 2\nu)}{2E} \left[ \frac{\langle \sigma_H \rangle^2}{1 - \eta D_H} + \frac{\langle -\sigma_H \rangle^2}{1 - h\eta D_H} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.57})$$

Une démonstration rigoureuse de la validité thermodynamique de cette formulation peut être trouvée dans [Desmorat, 2006; Lemaitre et al., 2009].

### 3.3 Phénomènes d'adoucissement et de localisation

Les phénomènes d'adoucissement s'accompagnent d'une localisation des déformations. Lors d'une modélisation de type éléments finis, les déformations se localisent dans les éléments finis les plus faibles ou les plus chargés. Par conséquent, la largeur des bandes de localisation est généralement d'un élément.

Numériquement, cela se traduit pour un élément en traction pur, par une perte d'ellipticité des équations de la statique conduisant à l'existence d'une infinité de solutions (cf. [Benallal et al., 1988] et [Simo, 1988]; cité par [Nadjar, 1995]).

D'un point de vue énergétique, l'énergie dissipée post-pic diminue avec la taille de l'élément et finit par tendre vers zéro si le maillage est très fin.

Il devient donc nécessaire de pratiquer une correction mathématique du problème afin de rendre la réponse du modèle de matériau endommagé indépendante de la taille du maillage. Pour cela, il existe des méthodes dites de « régularisation » permettant de s'affranchir des problèmes liés à la taille du maillage.

#### 3.3.1 Les modèles non locaux

La théorie non locale contrairement au principe de l'état local considère que l'état de contrainte en un point matériel dépend de la déformation de tous les autres points matériels du milieu considéré. Concrètement cela revient à considérer les interactions à distance entre les points de la structure. Généralement, ces méthodes supposent que l'influence de ces interactions diminue avec la distance.

### α) Formulation moyenne ou intégrale

Cette méthode présente l'avantage de répartir la zone de localisation ce qui facilite la convergence EF [Dufour, 2007]. Par contre, elle ne permet pas de traiter de façon directe les refermetures de fissures et pose encore quelques problèmes aux limites.

D'après [Bazant and Pijaudier-Cabot, 1987], une variable non-locale est mieux adaptée pour décrire les changements de la microstructure qu'une variable locale.

Pour une formulation en terme de déformation telle que celle donnée par [Mazars, 1984], la déformation équivalente est remplacée par une variable non locale  $\bar{\varepsilon}$  qui est définie de la façon suivante :

$$\bar{\varepsilon}(x) = \begin{cases} \frac{1}{V_r(x)} \int_V \Psi(x-y) \hat{\varepsilon}(y) dv & \text{si, } y \leq 2l_c \\ 0 & \text{si, } y > 2l_c \end{cases} \quad (\text{I.58})$$

$V_r(x)$  correspond au volume représentatif au point  $x$  et  $\Psi(x-y)$  représente la fonction poids. Cette fonction est supposée homogène et isotrope.

Dans la littérature cette fonction est souvent définie comme une Gaussienne. Elle est fonction d'une longueur caractéristique  $l_c$  qui est évaluée à 3 fois le diamètre maximum des agrégats [Reynouard and Pijaudier-Cabot, 2005]. Cette formulation fait également l'objet d'un modèle anisotrope d'endommagement développé par [Gatuingt et al., 2006]. La formulation non-locale n'est utilisable numériquement que si plusieurs points de Gauss se trouvent dans la zone d'influence du point considéré. Elle n'est donc pas adaptée dans le cas des structures maillées avec de gros éléments [Sellier and Bary, 2002; Sellier et al., 2013a]. Dans la pratique, cette méthode est difficile à appliquer quand la taille des éléments est supérieure à 10cm, sous peine de ralentir considérablement le calcul.

### β) Modèle à gradient supérieur

L'idée de ce modèle est d'augmenter l'ordre du développement limité permettant de calculer la déformation ou la déformation équivalente. La localisation est alors évitée en générant un champ de déformations régularisées [Peerlings et al., 1996; Engelen et al., 2003].

La déformation équivalente non locale  $\bar{\varepsilon}$  est liée à la déformation locale à travers l'opérateur laplacien  $\Delta$  :

$$\bar{\varepsilon} - c_1(l_c) \Delta \hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon} \quad (\text{I.59})$$

Le coefficient  $c_1(l_c)$  caractérise le milieu hétérogène. Ainsi, l'implémentation d'un modèle à gradient devient similaire à l'implémentation d'un modèle local, dans lequel la déformation effective est remplacée par la solution de l'équation (I.59).

### 3.3.2 Les modèles locaux

#### $\alpha$ ) Modèle visco-plastique avec effet retard

Dans ce type de modèle, on introduit un terme de viscosité pour régulariser la solution EF [Needlman, 1988; Marcin et al., 2010]. On considère que l'endommagement ne peut pas croître de façon instantanée, il s'agit là d'une régularisation visqueuse. Cette méthode est particulièrement délicate à utiliser car elle induit généralement une dépendance de la résistance à la vitesse de chargement.

#### $\beta$ ) Modèle d'interface avec des éléments de type « joint »

Dans cette approche les éléments finis (triangulaires) sont séparés par des éléments « joints » de très faibles épaisseurs. Les joints en contact entre les éléments finis constituent la zone d'interface permettant la localisation des fissures [Rossi and Richer, 1987]. Par sa formulation en déplacement, ce modèle présente l'avantage de ne pas nécessiter de régularisation. Par contre, il présente l'inconvénient de doubler le nombre de nœuds (pour traiter les contacts). De plus, il nécessite deux lois de comportement (une pour l'élément fini, l'autre pour l'interface) et reste difficile à mettre en œuvre pour des calculs tridimensionnels en raison des intersections entre les joints.

#### $\gamma$ ) Modèle d'Hillerborg et al. [1976]

La méthode dite d'Hillerborg et al. [1976] par son caractère local est la plus simple à implanter. De plus, elle permet de considérer plusieurs fissures localisées en un même point (croisement de fissures). D'après [Sellier and Bary, 2002; Sellier et al., 2013a], elle facilite nettement le traitement de l'anisotropie (voir également Meschke et al. [1998]). Lorsque la contrainte de traction maximale est atteinte dans un élément fini, la fissuration de traction se localise et la phase adoucissante du comportement démarre. La dissipation d'énergie a lieu dans l'élément fini le plus chargé. L'énergie dissipée est proportionnelle à la taille de l'élément et doit être égale à l'énergie de fissuration par unité de surface  $G_f^t$ . La taille de l'élément fini est par conséquent reliée à l'énergie de fissuration qui est donnée par la relation suivante :

$$G_f^t = \mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)} \ell_I \quad (\text{I.60})$$

Où,

- $\mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}$  représente l'aire sous la courbe de contrainte-déformation.
- $\ell_I$  la taille de l'élément fini dans la direction principale de traction.

#### $\delta$ ) Modèle d'endommagement de [Sellier et al., 2013a]

On présente ici le modèle local d'endommagement anisotrope de [Sellier et al., 2013a] développé au LMDC. Ce modèle sera utilisé au cours de la thèse avec couplage fort à la théorie de la poro-mécanique. Il permet de modéliser divers aspects liés au comportement du béton tels que :

la dissymétrie des résistances en traction et compression,  
 les boucles d'hystérésis au cours des cycles d'ouverture et de refermeture de la fissure,  
 le phénomène unilatéral...

Ce modèle se trouve également adapté pour traiter d'autres type de matériaux telles que la maçonnerie [Stablon, 2011] ou encore l'argilite [Rahal et al., 2013].

### \* Comportement en traction

En phase pré-pic, l'endommagement est faible et diffus. Dans cette phase, le modèle mécanique s'appuie sur la solution du problème d'homogénéisation car les fissures ne sont pas encore localisées. Une fois que le pic est franchi, en raison du comportement adoucissant du matériau, une fissure apparaît dans la zone de faiblesse ou la plus chargée. L'endommagement devient localisé, cela se traduit par la formation d'une macro-fissure localisée. Cette loi de comportement intègre les deux types d'endommagement (diffus et localisé) qui correspondent au franchissement du critère de Rankine. Elle présente l'avantage de passer d'une zone avec fissuration diffuse à une zone avec fissuration localisée sans remaillage ni enrichissement de la formulation.

La figure I.10 représente un élément fini présentant deux fissures orientées localisées, le Volume Élémentaire Représentatif de cet élément est endommagé par de la micro-fissuration diffuse également orientée.

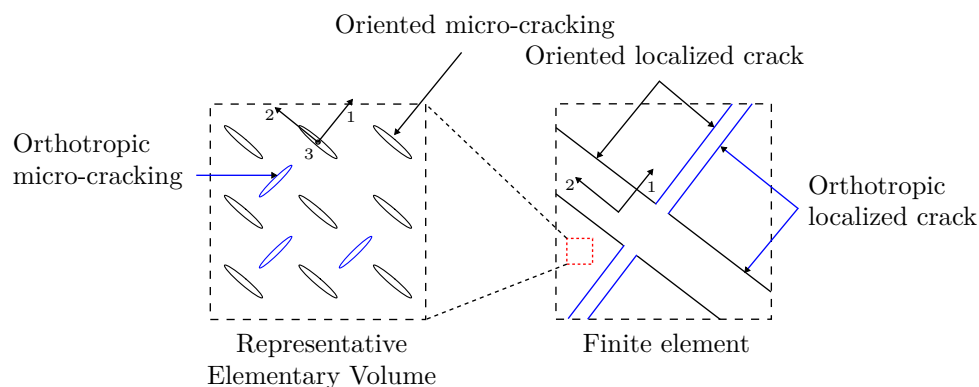


FIGURE I.10 – Représentation idéalisée d'un VER endommagé par de la micro-fissuration diffuse [Sellier et al., 2013a].

L'endommagement diffus pré-pic de ce modèle est donné par :

$$d_I^t = 1 - \exp\left(-\frac{1}{m^t} \left(\frac{\tilde{\sigma}_I^R}{\sigma_u^t}\right)^{m^t}\right) \quad (\text{I.61})$$

Avec,

$\tilde{\sigma}_I^R$  qui représente la contrainte de Rankine dans la direction principale.

$\sigma_u^t$  et  $m^t$  sont des paramètres du modèle, ils sont choisis de façon à ce que la loi de comportement passe par le point  $(\varepsilon^{pic,t}, R^t)$



Lorsque la contrainte de traction maximale est atteinte dans l'élément, la fissuration de traction se localise et la phase adoucissante du comportement démarre. La dissipation d'énergie a lieu dans l'élément fini le plus chargé ou le plus faible. L'énergie dissipée est proportionnelle à la taille de l'élément et doit être égale à l'énergie de fissuration par unité de surface  $G_f^t$ .

$$G_f^t = \left( \frac{(R^t)^2}{2E} + \int_{\varepsilon^{pic,t}}^{\varepsilon_I^t} E(1 - d_I^t) \varepsilon_I d\varepsilon_I \right) \ell_I \quad (I.62)$$

Où,  $\varepsilon_I^t$  représente la déformation de rupture dans la direction principale et dépend de la taille de l'élément fini dans cette direction. En phase post-pic, les paramètres de la loi d'endommagement s'ajustent automatiquement à la taille de la maille dans la direction principale.

### \* Comportement en compression

En compression l'évolution de l'endommagement s'appuie sur un critère de compression cisaillement. Ce critère rend compte de l'augmentation de la résistance avec la pression de confinement. Le critère de Drucker-Prager permet de traiter ces deux aspects du comportement. Contrairement à la traction, les fissures de compression ne présentent pas d'orientation aussi marquée. Les observations expérimentales montrent que les éprouvettes sont parfois « broyées ». La résistance de la zone toute entière est atténuée quelle que soit la direction de sollicitation. L'endommagement de compression est par conséquent modélisé de façon isotrope.

Comme pour la traction, l'endommagement diffus pré-pic s'appuie sur la théorie de l'homogénéisation. Bien que celui-ci soit isotrope, il est évalué dans la direction principale de compression pour des raisons énergétiques.

$$d^c = 1 - \exp \left( -\frac{1}{m^c} \left( \frac{\tilde{\sigma}^{DP}}{\sigma_u^c} \right)^{m^c} \right) \quad (I.63)$$

Avec,

$\tilde{\sigma}^{DP}$  qui représente la contrainte équivalente de Drucker-Prager.

$\sigma_u^c$  et  $m^c$  sont des paramètres du modèle, ils sont choisis de façon à ce que la loi de comportement passe par le point  $(\varepsilon^{pic,c}, R^c)$

Tout comme pour la traction, une fois que le pic de compression est franchi, la localisation débute dans la direction principale de compression.

La figure I.11 représente une courbe de contrainte-déformation simulée avec le modèle de [Sellier et al., 2013a] sous chargement cyclique. L'endommagement diffus pré-pic de compression ainsi que la dissymétrie des résistances en traction et compression y sont illustrés.

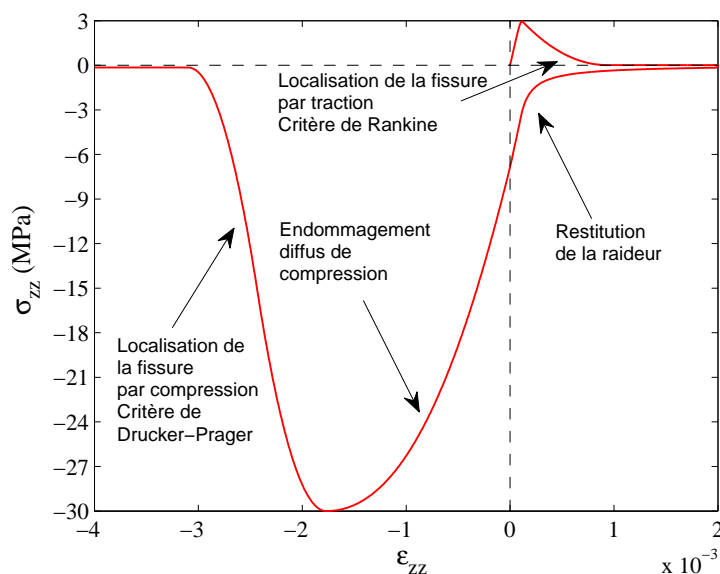


FIGURE I.11 – Comportement du modèle de [Sellier et al., 2013a] sous chargement cyclique uniaxial : courbe de contrainte-déformation.

### \* Lois constitutives

Le modèle proposé par [Sellier et al., 2013a] permet de traiter l'effet unilatéral sans affecter les variables d'endommagement. Quand de la compression est appliquée sur le matériau après un chargement de traction (ayant franchi le pic), une contrainte de compression se développe parallèlement sur les bords de la fissure  $\tilde{\sigma}^f$  (elle est nulle en phase de propagation). Cette contrainte est intégrée à la loi de comportement présentée ci-dessous :

$$\boldsymbol{\sigma}' = (\mathbb{I} - \mathbb{D}^c) (\mathbb{I} - \mathbb{D}^t) \overbrace{\mathbb{C}^0 : \boldsymbol{\varepsilon}^e}^{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}} + (\mathbb{I} - \mathbb{D}^c) \mathbb{D}^t \overbrace{\mathbb{C}^0 : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^f)}^{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^f = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^{pl}} \quad (\text{I.64})$$

La contrainte principale dans la fissure  $\tilde{\sigma}_I^f$  dépend de l'ouverture de fissure  $w_I$ . La fonction choisie permet de traiter l'évolution de cette contrainte avec la refermeture de la fissure.

$$\tilde{\sigma}_I^f = \left( -R^t \frac{w^{ref}}{w_I + \alpha w^{ref}} \right) \times \inf \left( \sqrt{\frac{w_I^{max}}{\varepsilon_I^t \ell_I}}, 1 \right) \quad (\text{I.65})$$

Avec,

$w_I^{max}$  est l'ouverture de fissure maximale du matériau lors de son histoire de chargement.

$w^{ref}$  est l'ouverture de fissure de référence. Ce paramètre correspond à l'ouverture de la fissure pour  $\tilde{\sigma}_I^f = -R^t$

Le coefficient  $\alpha$  est choisi proche de zéro de façon à éviter la division par zéro si la compression est trop importante.

Le tenseur des contraintes plastiques  $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^{pl}$  est choisi de sorte que  $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^f$  reste dans son domaine de validité en utilisant la méthode du retour radial.

Lorsque la fissure se referme sous l'action de la contrainte normale, les rugosités s'enchêvêtrent et permettent de faire transiter une contrainte de cisaillement. Celles-ci sont modélisées suivant le critère de Mohr-Coulomb où l'angle de friction interne  $\phi$  permet de gérer l'intensité du frottement.

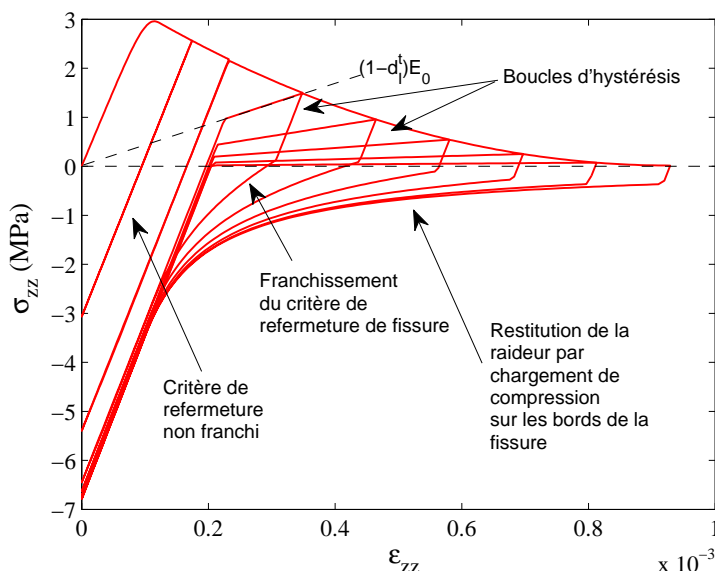


FIGURE I.12 – Simulation d'une courbe de contrainte-déformation sous chargements cycliques avec le modèle de [Sellier et al., 2013a].

On représente sur la figure I.12, la réponse du modèle sous plusieurs cycles de chargement. Deux aspects importants du modèle y sont illustrés : la restitution de la raideur qui correspond au franchissement du critère de refermeture de fissure ainsi que les boucles d'hystérésis au cours des différents cycles, qui correspondent au franchissement du critère de Rankine.

#### \* Estimation de l'ouverture de fissure

Le modèle présenté permet d'accéder à l'ouverture de la fissure. En effet, il donne l'ouverture des fissures localisées mais aussi leurs orientations. Il s'agit d'une approximation de l'ouverture et de son orientation, car la procédure numérique repose sur l'idéalisation du système de fissures en un « *rotating crack* » orthotrope.

Si un élément fini est soumis à une déformation mécanique supérieure ou égale à  $\varepsilon_I^t$  dans une direction principale de traction, alors cet élément fini est totalement déchargé dans cette direction. Par conséquent, le déplacement au bord de l'élément correspond à l'ouverture de fissure et sa densité de fissuration tend vers 1. Il est alors admis que l'ouverture de fissure dans la direction principale vérifie la condition suivante :

$$d_I^t \rightarrow 1 \quad \Rightarrow \quad w_I = \varepsilon_I \ell_I \quad (\text{I.66})$$

La fonction choisie par [Sellier et al., 2012b] prend en compte cette condition. Elle permet d'accéder à l'ouverture de fissure depuis l'amorçage de la fissuration, celle-ci utilise la densité de fissuration dans la direction principale  $d_I^t$ , pondérée par l'endommagement au pic de traction  $d^{pic,t}$  :

$$w_I = \langle \tilde{\sigma}_I \rangle_+ \frac{\ell_I}{E} \left\langle \frac{d_I^t - d^{pic,t}}{1 - d^{pic,t}} \right\rangle_+ \quad (\text{I.67})$$

Dans ces conditions, seuls les contraintes effectives positives  $\langle \tilde{\sigma}_I \rangle_+$  ainsi que les endommagements supérieurs à la valeur au pic peuvent ouvrir une fissure.

D'autres formulations comparables sont possibles afin d'obtenir une estimation de l'ouverture de fissure [Matallah et al., 2010]. Elle peut également être estimée à partir de la déformation équivalente non locale du modèle de Mazars [Dufour et al., 2008].

## 4 Perméabilité

### 4.1 Mesure de la perméabilité

#### 4.1.1 Mesure en régime laminaire

##### α) Fluide incompressible

Dans le cas d'un fluide incompressible, la perméabilité du milieu peut être directement obtenue en appliquant la relation de Darcy. Cette loi est rappelée dans l'équation ci-dessous :

$$\underline{q} = -\frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}} p \quad (\text{I.68})$$

La loi de Darcy n'est valable que dans la mesure où l'écoulement du fluide percolant le milieu est de type laminaire, que les forces de viscosité du fluide sont prépondérantes par rapport aux forces d'inertie et que l'on néglige les interactions physicochimiques entre le milieu et le fluide.

Pour un écoulement unidirectionnel, le débit volumique  $Q$  ( $m^3/s$ ) du fluide est défini par :

$$Q = \frac{kS}{\eta} \frac{\Delta p}{L} \quad (\text{I.69})$$

Avec,  $S$  la surface de percolation,  $L$  la longueur du matériau dans la direction du flux.

##### β) Fluide compressible

La loi présentée pour la détermination de la perméabilité des fluides incompressibles ne peut être appliquée directement pour obtenir la perméabilité des gaz. En effet, le caractère compressible des gaz et leur écoulement non exclusivement visqueux à travers le milieu poreux sort du domaine de validité de la loi.

Ainsi, quand l'écoulement du gaz se fait de manière permanente, la vitesse varie en tout point avec la pression. Par contre, le débit massique reste constant, il est alors possible de déterminer la perméabilité apparente.

En supposant que la mesure du débit se fasse en sortie, la perméabilité apparente du matériau peut être évaluée par :

$$k_a = \frac{2\eta p_s L Q_s}{(p_s^2 - p_e^2) S} \quad (\text{I.70})$$

Où,  $Q_s$  représente le débit volumique total mesuré en sortie.

##### γ) Approche de Klinkenberg

[Klinkenberg, 1941] propose une relation linéaire entre la perméabilité apparente  $k_a$  et la perméabilité intrinsèque  $k$ .

$$k_a = k \left( 1 + \frac{\beta}{p_m} \right) \quad (\text{I.71})$$

Où,  $p_m$  est la pression moyenne du gaz et  $\beta$  le coefficient intrinsèque de [Klinkenberg, 1941]. Il traduit l'influence de la morphologie de l'espace poreux sur l'intensité du phénomène de glissement. Dans la relation (I.71), la perméabilité apparente évolue de façon linéaire en fonction de l'inverse de la pression moyenne.

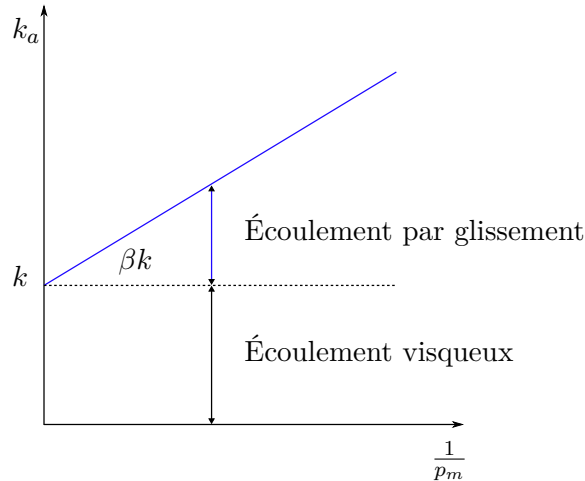


FIGURE I.13 – Détermination de la perméabilité intrinsèque par la méthode de [Klinkenberg, 1941].

Ainsi, la perméabilité intrinsèque  $k$  présentée sur le schéma I.13 correspond à la valeur de la perméabilité apparente lorsque  $p_m$  tend vers l'infini. De plus, comme le coefficient  $\beta$  dépend de la morphologie et de la géométrie de l'espace poreux, il est formulé de la manière suivante par [Klinkenberg, 1941] :

$$\beta = \frac{4c\bar{\lambda}p_m}{r} \quad (\text{I.72})$$

Où,  $c$  est une constante,  $\bar{\lambda}$  le parcours moyen des molécules de gaz et  $r$  le rayon du pore. Ainsi, plus les pores sont « étroits » plus le coefficient  $\beta$  est élevé.

En pratique, la perméabilité au gaz  $k$  n'est jamais purement intrinsèque au milieu, car elle dépend du degré de saturation. En effet, elle diminue lorsque la saturation du milieu augmente.

#### δ) Approche de Carman

Dans cette approche la perméabilité apparente  $k_a$  est définie à partir des perméabilités  $k$  et  $k_{gl}$ . Elles correspondent respectivement aux perméabilités des écoulements visqueux et par glissement. Elles sont considérées comme intrinsèques au matériau.

De façon comparable à [Klinkenberg, 1941], l'approche de [Carman, 1956] se traduit par plusieurs mesures de débits en changeant pour chaque essai la pression moyenne appliquée. Elle permet de déterminer les constantes dites de Carman  $A_m$  et  $B_m$ .

$$p_s q_s \frac{L}{\Delta p} = A_m p_m + B_m \quad (\text{I.73})$$

Les coefficients  $A_m$  et  $B_m$  sont estimés par corrélation. Ils sont donnés en fonction de  $k$  et  $k_{gl}$ .

$$\begin{cases} A_m = \frac{kM}{RT\eta} \\ B_m = \frac{4}{3}k_{gl}\bar{q} \end{cases} \quad \text{avec,} \quad \bar{q} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (\text{I.74})$$

Où,  $M$  et  $\bar{q}$  sont respectivement la masse et la vitesse moléculaire. Le coefficient de Klinkenberg est alors défini de la façon suivante :

$$b = \frac{B_m}{A_m} = \frac{4}{3} \frac{k}{k_{gl}} \eta q \quad (\text{I.75})$$

#### 4.1.2 Mesure de la perméabilité en régime turbulent

##### $\alpha$ ) Nombre de Reynolds

En fonction de la géométrie du réseau poreux et de la vitesse d'écoulement, il est possible de distinguer différents types d'écoulement. Lorsque la vitesse  $q$  du fluide augmente, on observe la formation spontanée de petits tourbillons dans la masse de fluide. Ces tourbillons génèrent une dissipation d'énergie supérieure à celle causée par l'écoulement laminaire. L'écoulement devient alors turbulent. Le nombre de Reynolds permet de caractériser le mode d'écoulement d'un fluide, il se définit de la manière suivante :

$$R_e = \frac{\rho_f \bar{q} d}{\eta} \quad (\text{I.76})$$

Où,  $d$  correspond à la distance caractéristique de l'écoulement, elle est généralement prise égale au diamètre des pores (dans le cas d'une approche de type tubes capillaires) ou à l'ouverture de la fissure (dans le cas d'une approche de type plaques parallèles).  $\bar{q}$  représente la vitesse moyenne. Pour de l'eau par exemple, si  $R_e$  est inférieur à 2300, le régime d'écoulement est laminaire, lorsqu'il est supérieur à 3000, il est turbulent, entre les deux modes d'écoulement, ce sont les conditions d'écoulement transitoire.

##### $\beta$ ) Perméabilité pour un écoulement turbulent

Pour des vitesses élevées, l'écoulement se fait de manière turbulente. Dans ce cas, la contribution des écoulements par glissement peut être négligée. Les approches de type Klinkenberg ou Carman ne permettent pas d'évaluer la perméabilité de façon fiable. Ce phénomène est observable lorsqu'un gaz de faible viscosité traverse un réseau poreux dans lequel le milieu s'oppose faiblement à la percolation.

L'équation de [Forchheimer, 1901] permet alors la détermination de la perméabilité intrinsèque du milieu. Elle est valable aussi bien pour un liquide que pour un gaz. Elle repose sur l'idée que la résistance à l'écoulement du milieu poreux est une superposition de la résistance due aux forces d'inertie et de viscosité du fluide.

Cette loi est donnée par la relation suivante :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = \alpha_t \eta q + \beta_t \rho_g q^2 \quad (\text{I.77})$$

$\alpha_t$  et  $\beta_t$  sont dans la plupart des applications des coefficients constants. Le premier est équivalent à  $\frac{1}{k}$  alors que  $\beta_t$  est un coefficient correctif de la loi, il est principalement lié au réseau poreux.

Le terme de second ordre ( $\rho_g q^2$ ) traduit la perte de charge du fluide au cours de l'écoulement. Cette perte de charge est proportionnelle à l'énergie cinétique du fluide. Ainsi, pour de faibles vitesses d'écoulement, le terme de second ordre ( $\rho_g q^2$ ) peut être négligé, on retrouve ainsi la loi de Darcy.

En supposant que le gaz est parfait et en appliquant le principe de conservation de la masse pour déterminer la vitesse du flux en sortie (coté aval), on peut montrer que l'expression de perméabilité apparente est donnée par :

$$\frac{1}{k_a} = \frac{1}{k} + \left( \beta_t \frac{M}{RT} \frac{p_s}{\eta S} \right) Q_s \quad (\text{I.78})$$

Cette relation présente l'inverse de la perméabilité apparente comme une fonction affine du débit sortant. L'intersection de cette courbe avec l'axe des ordonnées correspond à l'inverse de la perméabilité intrinsèque du milieu. De façon comparable à Klinkenberg, il est possible de déterminer l'allure de cette fonction en obtenant plusieurs valeurs de perméabilités apparentes issues de différentes mesures expérimentales des débits en régime turbulents.

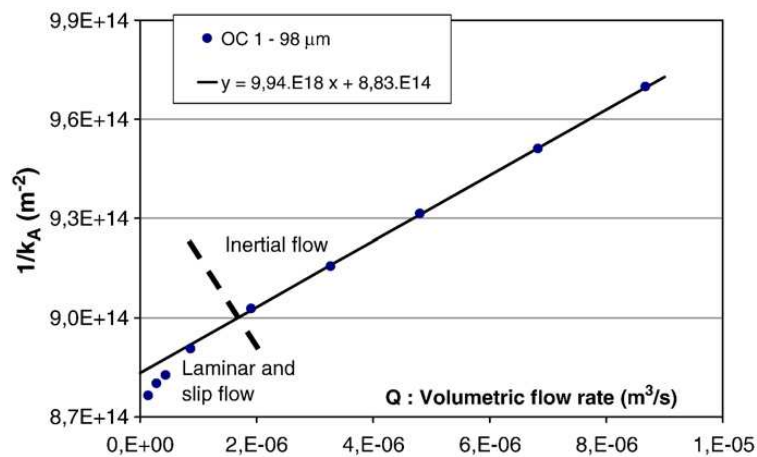


FIGURE I.14 – Inverse de la perméabilité apparente en fonction du débit total [Picandet et al., 2009].

La figure I.14 est issue de [Picandet et al., 2001], elle présente la courbe expérimentale de l'inverse de la perméabilité apparente en fonction du débit total dans le cas d'un écoulement turbulent.



## 4.2 Perméabilité des matériaux cimentaires

### 4.2.1 Perméabilité en compression/cisaillement

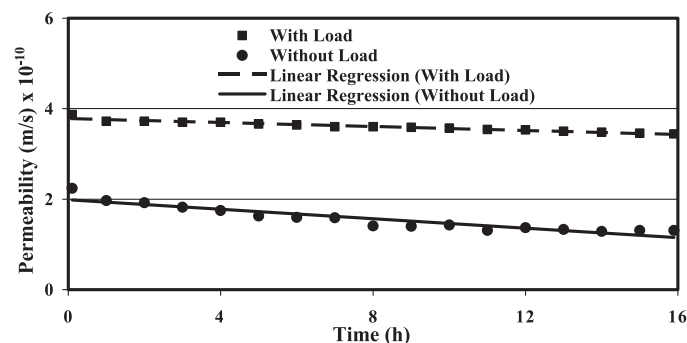
#### α) Perméabilité à l'eau

L'influence de la fissuration sur les propriétés de transfert du béton ou plus généralement des géo-matériaux a fait l'objet de nombreuses investigations dans la littérature.

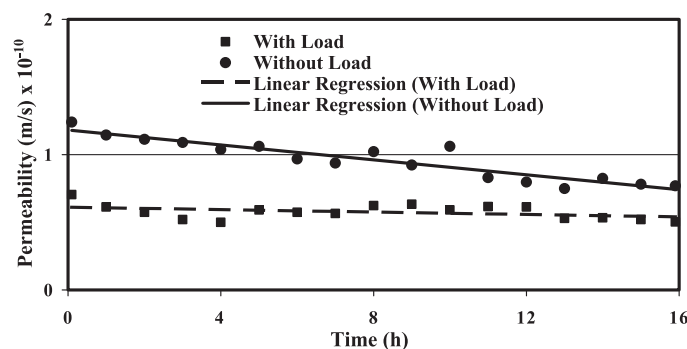
[Kermani, 1991] met en évidence l'évolution de la perméabilité avec le chargement en compression du béton. Il réalise des mesures de perméabilité sur des disques en béton extraits de la partie centrale d'éprouvettes cylindriques préalablement chargées en compression uniaxiale. Il réalise ces essais sur 3 bétons différents (béton contenant du ciment portland, béton contenant des cendres volantes et béton léger). Il constate que la perméabilité résiduelle (mesurée après déchargement) commence à augmenter à partir de 40% de la contrainte au pic. À 70% de la charge au pic,  $k = 100k_0$  pour le béton léger et  $k = 1400k_0$  pour le béton contenant du ciment portland.

En suivant le même protocole expérimental, [Hearn, 1999] n'aboutit pas aux mêmes résultats. Il réalise des mesures de perméabilité sur 5 bétons différents, en changeant pour chaque essai le rapport eau/ciment ( $0,42 \leq e/c \leq 0,77$ ).

Il constate que la perméabilité résiduelle du béton reste insensible au chargement quand celui-ci n'excède pas 80% de la contrainte au pic.



Permeability plots for stressed (1 day @  $0.4f_u$ ) and unstressed specimen (Series 2).



Permeability plots for stressed (3 days @  $0.3f_u$ ) and unstressed specimen (Series 3).

FIGURE I.15 – Évolution de la perméabilité en compression uniaxiale : chargement à 1 et 3 jours [Banthia et al., 2005].

Les protocoles expérimentaux de [Kermani, 1991] et [Hearn, 1999] sont globalement les mêmes, car la perméabilité à l'eau est mesurée après déchargement. Cependant, les auteurs n'ont pas percolé la zone endommagée sous la même pression (respectivement 10,5MPa et 2MPa). Ceci pourrait expliquer pourquoi les échantillons de [Kermani, 1991] sont plus sensibles au chargement. En effet, on peut supposer que la forte pression de l'eau a peut-être endommagé encore plus qu'il ne l'était le matériau.

Enfin, les résultats expérimentaux de [Banthia et al., 2005] sont réalisés sur des cylindres perforés (diamètre extérieur de 100 mm, diamètre intérieur de 50 mm, hauteur de 200 mm). Ils mettent en évidence une décroissance légère de la perméabilité (pour un béton âgé d'un jour) quand la contrainte appliquée est inférieure à 20% de la contrainte au pic. Par ailleurs, quand la contrainte dépasse 40% de la contrainte au pic, la perméabilité change jusqu'à 3 fois d'ordre de grandeur pour ce même béton.

[Banthia et al., 2005] soulignent l'influence du temps ainsi que l'état de contrainte sur la perméabilité. En effet, ils montrent que la perméabilité du béton chargé prématurément à l'âge d'un jour (jusqu'à 40% de la contrainte au pic) peut être jusqu'à quatre fois plus grande que celle mesurée sur un béton chargé à l'âge de trois jours (cf. figure I.15).

### Phénomène de cicatrisation

Les résultats expérimentaux de [Banthia et al., 2005] montrent une décroissance du débit en fonction du temps. Dans ces conditions, la perméabilité ne peut pas être considérée comme intrinsèque au matériau car des phénomènes d'autocolmatage et de cicatrisation des pores peuvent intervenir. C'est pourquoi les mesures au gaz sont généralement préférées, elles permettent de réduire les interactions chimiques entre l'eau et la matrice cimentaire. Dans la plupart des applications, l'azote est utilisé, car il reste inerte vis-à-vis des constituants du béton.

De nombreux chercheurs ont étudié le phénomène de cicatrisation et ont confirmé son existence (mortier, pâte de ciment, béton, argilite...). Ce phénomène caractérise les propriétés auto-réparatrices des fissures. En effet, en présence d'eau celles-ci sont capables de se refermer partiellement ou totalement.

Comme le mentionnent [Hearn and Lok, 1998] ou encore [Desmettre, 2011], les phénomènes en jeu dans le processus de cicatrisation des fissures sont controversés. En effet, il est parfois admis qu'un seul phénomène est à l'origine de la cicatrisation, alors que d'autres auteurs pensent qu'il s'agit d'effets concomitants de différents phénomènes physico-chimiques.

Les principaux phénomènes pouvant potentiellement être à l'origine de la cicatrisation sont reportés ci-dessous :

- La formation de carbonate de calcium ( $\text{CaCO}_3$ ), plus spécifiquement de calcite, dans la fissure. Ce phénomène se caractérise par la présence de traces blanches au bord des lèvres de la fissure [Homma et al., 2009; Ranaivomanana et al., 2013].
- La présence de grains anhydres entraînant une hydratation continue dans le chemin d'écoulement [Banthia et al., 2005; Zhong and Yao, 2008; Li and Li, 2011].

- Le blocage de l'écoulement de l'eau par la présence d'impuretés, par des microparticules qui se sont « détachées » des lèvres de la fissure et qui bloquent le passage de l'eau ou encore par des produits de corrosion dans le cas du béton armé.

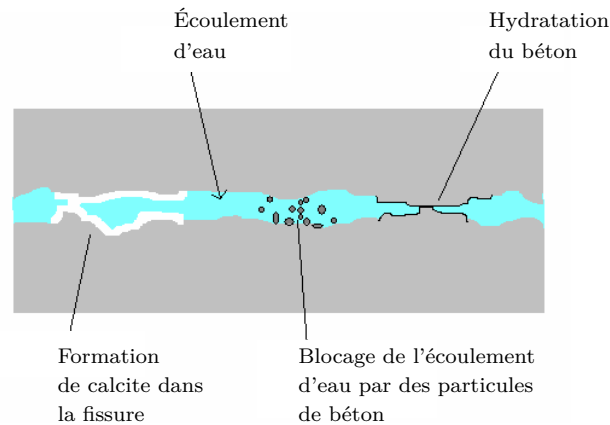


FIGURE I.16 – Schéma représentant les phénomènes pouvant être à l'origine de la diminution du débit d'écoulement dans la fissure [Desmettre, 2011].

Le schéma I.16 est issu de [Desmettre, 2011], il représente les phénomènes physiques pouvant être à l'origine d'une diminution du débit dans la fissure.

[Hearn and Lok, 1998] soulignent certains phénomènes « réversibles » qui pourraient au premier abord s'apparenter à de la cicatrisation. Par exemple : une mauvaise saturation des échantillons (présence d'air dans la matrice), ou encore l'expansion des C-S-H lorsque l'eau pénètre dans le béton, peuvent entraîner une diminution du débit dans le temps. Une mesure du débit en amont et en aval ou le suivi continu de la variation de la masse peuvent par exemple être utilisés pour vérifier la bonne saturation de l'échantillon et permettent par conséquent de s'affranchir de ces phénomènes.

### $\beta$ ) Perméabilité au gaz

Les essais de [Sugiyama et al., 1996] sont réalisés sous un chargement de compression uniaxiale sur des éprouvettes perforées (diamètre extérieur de 150 mm, diamètre intérieur de 75 mm, hauteur de 230 mm). La perméabilité au gaz est mesurée radialement dans ces essais. L'influence du rapport  $e/c$  sur la perméabilité est mise en évidence dans cette étude. En effet, pour un rapport de 0,6 la perméabilité augmente sensiblement à partir de 76% de la résistance au pic, alors qu'elle évolue à partir de 80% quand le rapport  $e/c = 0,4$ .

[Sugiyama et al., 1996] attribuent le seuil d'augmentation de la perméabilité au changement de comportement volumique du béton sous compression uniaxiale (il passe d'un comportement contractant à un comportement dilatant). D'après [Sugiyama et al., 1996], ce seuil correspond au développement d'interconnexions entre les fissures.

Des résultats comparables sont obtenus dans [Hearn and Lok, 1998]. Ces auteurs retrouvent un seuil d'augmentation qui coïncide avec le changement volumique du comportement du mortier. Ce seuil est proche de 70% de la contrainte au pic.

Les mesures de [Hearn and Lok, 1998] sont réalisées sur des éprouvettes cylindriques avec une mesure axiale de la perméabilité au gaz (azote).

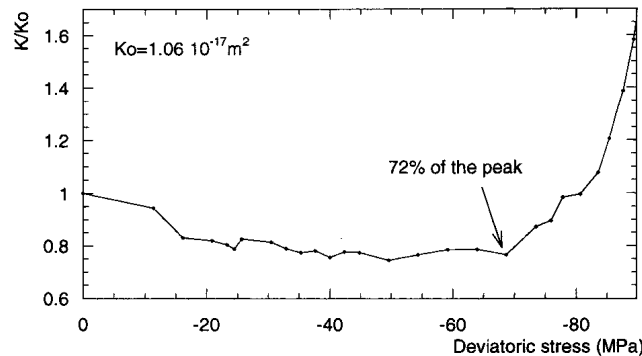


FIGURE I.17 – Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique avec une pression de confinement de 5MPa [Meziani and Skoczylas, 1999].

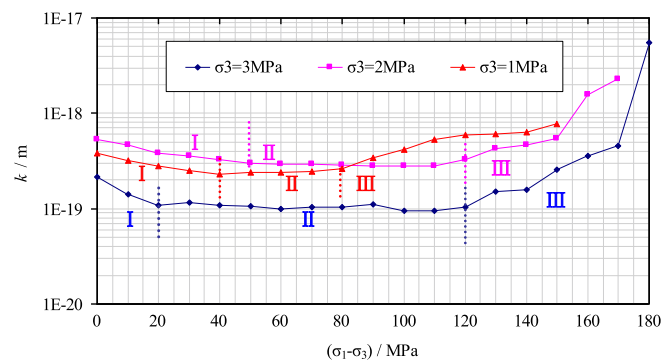


FIGURE I.18 – Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement (1, 2 et 3MPa) [Wang et al., 2014].

[Meziani and Skoczylas, 1999] décomposent l'évolution de la perméabilité du mortier en 3 phases sous chargement déviatorique :

1. La première correspond à une diminution de la perméabilité. Elle est attribuée à la fermeture initiale de la porosité et des microfissures existantes.
2. Une phase brève où la perméabilité reste constante. Elle correspond à l'apparition de microfissures dont l'impact sur la perméabilité est masqué par la phase 1.
3. Enfin, une phase d'augmentation nette de la perméabilité à partir de 72% de la contrainte au pic (cf. figure I.17). Elle correspond à la dégradation du matériau.

Ces phases sont bien observables sur la figure I.17.

Cette évolution de la perméabilité suivant les 3 phases présentées est également retrouvée par [Schulze et al., 2001] pour le sel de gemme, par [Choinska, 2006; Choinska et al., 2007] dans le cas d'un chargement uniaxial du béton mais également par [Wang et al., 2014] dans le cas d'un chargement déviatorique du granite gneiss (cf. figure I.18).

Dans les travaux de [Chen et al., 2014a], la perméabilité à l'eau du granite de Beichan est mesurée sous chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement (5, 15, 20 et 30MPa), les mesures de perméabilité présentent des tendances similaires à celles décrites par [Meziani and Skoczylas, 1999] pour du mortier (cf. figure I.19).

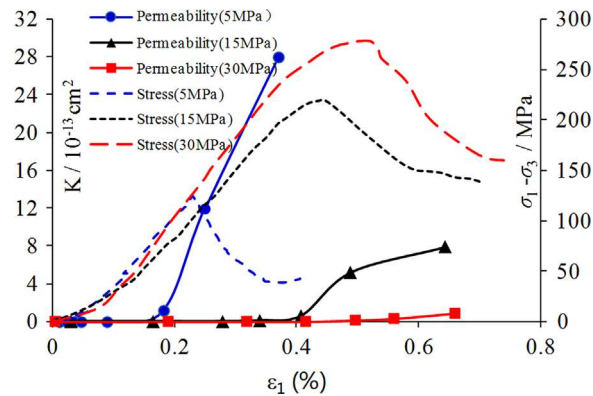


FIGURE I.19 – Évolution de la perméabilité du granite de Beichan sous chargement déviatorique pour différentes contraintes de confinement (5, 15 et 30MPa) [Chen et al., 2014a].

Dans les travaux de [Picandet et al., 2001], la variation de la perméabilité sous chargement uniaxial est étudiée sur 3 bétons différents (béton ordinaire, béton à haute performance et béton fibré à haute performance). La perméabilité au gaz est mesurée sur la partie centrale d'éprouvettes préendommagées par compression jusqu'à 90% de la résistance au pic. La dimension des échantillons testés est représentée sur la figure I.20.

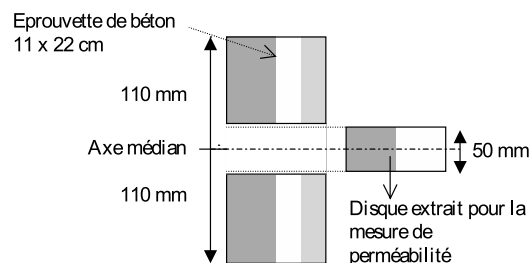


FIGURE I.20 – Extraction d'un disque d'une éprouvette préendommagée pour essai de perméabilité [Picandet, 2001].

[Picandet et al., 2001] observent que la perméabilité change jusqu'à 10 ordres de grandeur (par rapport à la perméabilité initiale). Par ailleurs, l'accroissement absolu de la perméabilité ne semble pas dépendre de la nature du béton étudié quand la fissuration est diffuse (cf. figure I.21).

Pour caractériser l'endommagement, [Picandet et al., 2001] utilisent 2 méthodes. Dans la première, l'endommagement est évalué à partir de la pente de la courbe de contrainte-déformation en phase de déchargement. Dans la seconde, l'endommagement est évalué par une technique ultrasonique. [Picandet et al., 2001] observent qu'une évaluation de l'endommagement par propagation d'onde permet de réduire la dispersion des mesures par rapport à la première méthode.

Dans [Choinska, 2006; Choinska et al., 2007], les auteurs s'intéressent au caractère réversible de la perméabilité post-chargement. De façon comparable à [Sugiyama et al., 1996], la perméabilité au gaz (azote) est mesurée radialement sur des éprouvettes perforées (diamètre intérieur 14 mm, diamètre extérieur 110 mm, hauteur 220 mm).

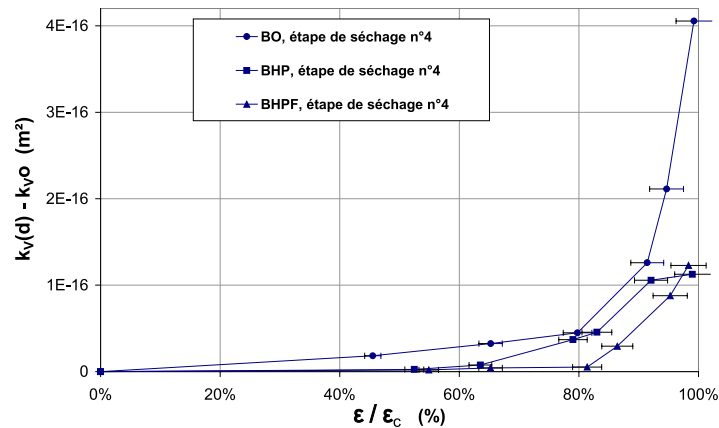


FIGURE I.21 – Accroissement absolu de la perméabilité en fonction du rapport de la déformation appliquée sur la déformation au pic [Picandet, 2001].

Les mesures sont faites en phase de chargement et après déchargement. Il en ressort les éléments suivant :

- Quand le rapport entre la déformation actuelle et la déformation au pic de compression est inférieur à 70%, la perméabilité déterminée sous charge est inférieure à la perméabilité déterminée après déchargement (cf. figure I.22). Dans ces conditions, le chargement en compression vient réduire la porosité. La formation possible des microfissures non connectées est compensée par la fermeture des pores et des microfissures existantes [Choinska, 2006; Choinska et al., 2007]. Cette phase est réversible (après déchargement, les fissures induites par le chargement appliqué peuvent se refermer), elle se produit quand le comportement volumique du béton est contractant.

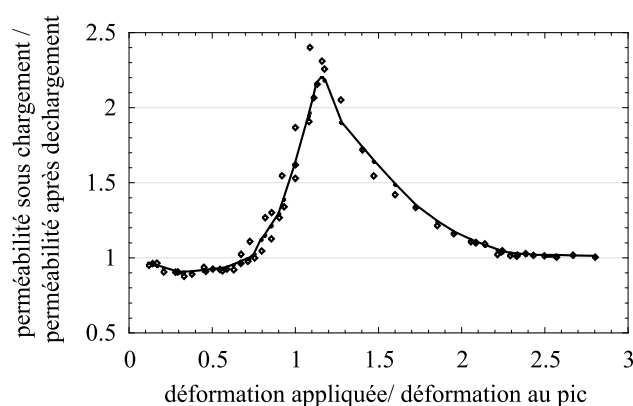


FIGURE I.22 – Évolution du rapport entre les perméabilités sous chargement et après déchargement en fonction de la déformation axiale relative [Choinska, 2006].

- Au delà de 70%, le comportement volumique du béton est dilatant. La perméabilité déterminée sous chargement dépasse les valeurs après déchargement. C'est-à-dire que la densité des microfissures formées est suffisante pour compenser l'effet de la fermeture de la porosité initiale.
- La figure I.22 indique l'aptitude du matériau à rétablir partiellement la perméabilité suite à la refermeture des fissures après déchargement. Cette capacité est significative dans la phase pré-pic et au début de la phase post-pic, puis décroît fortement dans la phase post-pic (les fissures ne sont pas totalement refermées). Les perméabilités sous chargement et après déchargement sont confondues [Choinska et al., 2007].

Si on compare les résultats expérimentaux de [Picandet, 2001] et [Choinska, 2006], on constate que l'allure des courbes est globalement la même, cependant l'intensité avec laquelle la perméabilité évolue est différente. Dans [Picandet, 2001]  $k_{max} \approx 10k_0$  en phase pré-pic alors que dans [Choinska, 2006]  $k_{max} \approx 2,5k_0$ . L'écart entre ces deux résultats expérimentaux peut être expliqué par les éléments suivant :

1. Sens de l'écoulement : dans [Choinska, 2006] la perméabilité est mesurée dans le sens radial, alors que dans [Picandet, 2001] c'est une perméabilité axiale qui est évaluée.
2. Les débits mesurés sur les échantillons de [Picandet, 2001] sont mesurés sur la partie centrale des éprouvettes endommagées (cf. figure I.20). Ce choix est justifié par le fait que la zone centrale subit une compression uniaxiale car elle n'est pas influencée par le frétage des plateaux de la presse (cf. figure I.23). Ceci permet d'expliquer pourquoi les échantillons de [Picandet, 2001] sont plus perméables. En effet, dans les travaux de [Choinska, 2006] les débits sont évalués sur l'éprouvette toute entière.

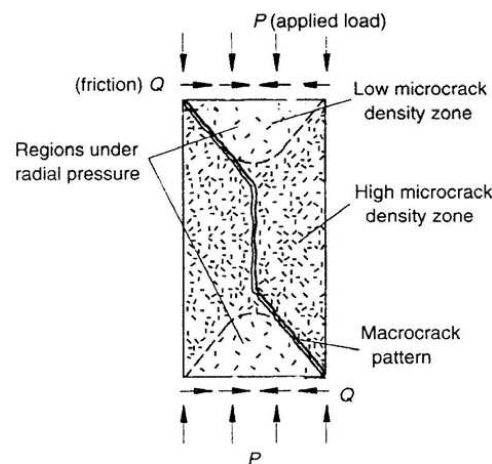


FIGURE I.23 – Schéma illustrant la distribution des contraintes dans les zones proche et éloignée des plateaux de la presse pour un essai de compression uniaxiale [Picandet, 2001].

### 4.2.2 Effet de la température sur la perméabilité

[Lion et al., 2005] réalisent des mesures de perméabilité au gaz (argon) sur des éprouvettes cylindriques (diamètre de 37mm et hauteur de 70mm) en mortier ordinaire normalisé ( $e/c = 0,5$ ) séchées à 60°C (état de référence).

L'évolution de la perméabilité résiduelle des échantillons soumis à un traitement thermique de 150 ou 250°C montre une augmentation de la perméabilité apparente jusqu'à 7 fois supérieure à la perméabilité de référence (cf. figure I.24). Pour [Picandet, 2001], ce phénomène peut être attribué à une diminution du coefficient de Klinkenberg  $\beta$  indicateur de la « finesse » du réseau poreux. D'après [Lion et al., 2005; Choinska, 2006], ce coefficient qui est inversement proportionnel au diamètre des pores ne peut être considéré comme intrinsèque au matériau avec la température. En effet, l'agitation moléculaire est accentuée avec l'échauffement, le libre parcours moyen des molécules de gaz augmente également (prépondérance des écoulements par glissement). D'après [Choinska, 2006], si la température reste inférieure à 105°C,  $\beta$  reste un indicateur fiable de finesse du réseau poreux. Ainsi, pour les fortes températures, [Lion et al., 2005] attribuent l'augmentation de la perméabilité à une micro-fissuration durant la déshydratation (séchage) du mortier (élargissement de la taille des pores avec la température).

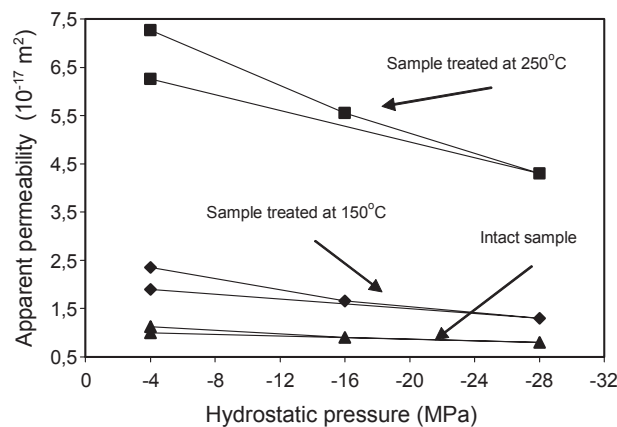


FIGURE I.24 – Évolution de la perméabilité apparente en fonction du traitement thermique [Lion et al., 2005].

Des résultats comparables sont obtenus par [Chen et al., 2010, 2013] sur un mortier ordinaire normalisé ( $e/c = 0,5$ ), où la perméabilité au gaz est mesurée à différentes pressions de confinement (5, 12, 15, 20 et 25MPa), sur une plage de température variant de 60 à 400°C. Ainsi, la perméabilité intrinsèque augmente jusqu'à 5 ordres de grandeur à 300°C et jusqu'à 20 ordres de grandeur à 400°C par rapport à la perméabilité initiale. Par ailleurs, à température fixe, l'accroissement de la pression de confinement vient réduire la porosité accessible entraînant une légère diminution de la perméabilité ( $\times 0,8$ ), ceci, quelle que soit la température (60, 105, 200, 300 et 400°C).

[Burlion et al., 2003] s'intéressent à l'orientation de la fissuration du béton ayant subi des traitements thermiques.



Ils réalisent des mesures de perméabilité sur des carottes issues d'échantillons prismatiques séchés dans différentes directions. À travers ces résultats, ils montrent que le séchage engendre des fissures orientées préférentiellement le long du plus grand gradient thermique. En effet, le rapport des perméabilités transversale et longitudinale ( $k_T/k_L$ ) varie de 1 à 1,31 après 10 mois de séchage (fissuration radiale).

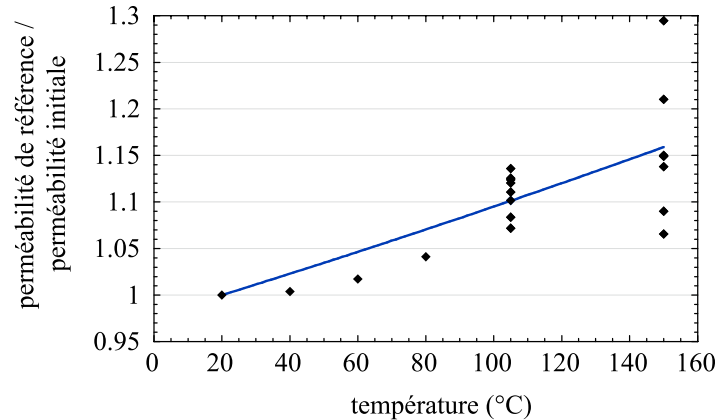


FIGURE I.25 – Évolution du rapport des perméabilités de référence et initiale en fonction de la température [Choinska, 2006].

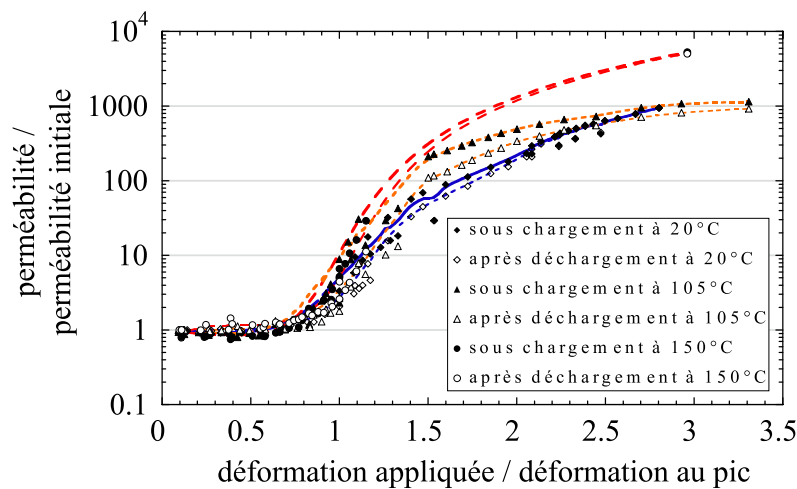


FIGURE I.26 – Évolution du rapport des perméabilités sur échantillon endommagé et échantillon sain, en fonction du rapport de la déformation axiale sur la déformation au pic à différentes températures [Choinska, 2006].

Les mesures de perméabilité au gaz de [Choinska, 2006] sont réalisées sur des échantillons placés dans une enceinte climatique permettant de contrôler l'hygrométrie ainsi que la température. La figure I.25 montre que la perméabilité de référence est jusqu'à 1,3 fois supérieure à la perméabilité initiale quand la température passe de 20 à 150°C.

Les bâtis de chargement ont également été placés dans l'enceinte climatique, ils permettent alors d'accéder à l'évolution de la perméabilité en fonction de la température sous charge.

La figure I.26 présente les mesures de perméabilité obtenues par [Choinska, 2006] pour différentes températures (20, 105 et 150°C). Ainsi, pour le même état de déformation, la perméabilité est plus importante lorsque la température est plus élevée. D'après [Choinska, 2006], la température rendrait le comportement du béton plus ductile. Ainsi, lorsque l'essai est réalisé à 20°C, plusieurs macro-fissures apparaissent (en compression uniaxiale) alors que la rupture est plutôt fragile pour les températures plus élevées où une seule macro-fissure traversante apparaît à 150°C (formation nette d'un plan de cisaillement). À 105°C la rupture semble être assez proche de celle obtenue à 20°C.

### 4.2.3 Perméabilité en traction

#### α) Généralités sur l'essai brésilien

L'essai de traction par fendage plus connu sous le nom d'essai brésilien (présenté sur la figure I.27), a été initialement introduit par Carneiro et Barcellos en 1953, il est souvent utilisé pour déterminer indirectement la résistance à la traction des bétons. En effet, la solution élastique, dans le cas de la compression diamétrale d'un cylindre, donne une distribution quasi-uniforme des contraintes transversales de traction suivant la ligne du chargement (à l'exception des contraintes transversales de compression qui sont concentrées au voisinage des zones de chargement).

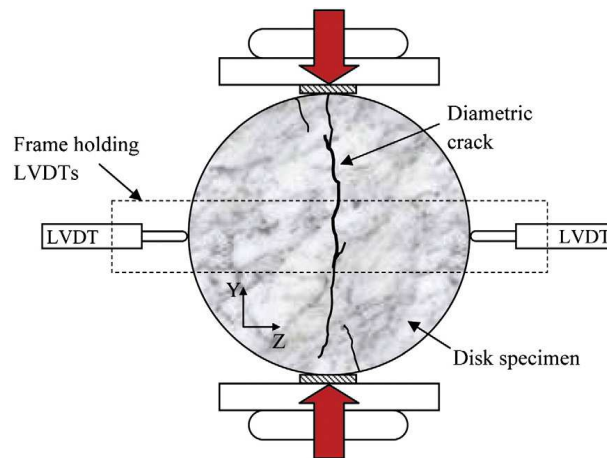


FIGURE I.27 – Essai brésilien utilisé par [Akhavan et al., 2012] : estimation de l'ouverture de la fissure avec 2 capteurs LVDTs placés à mi-hauteur de l'échantillon.

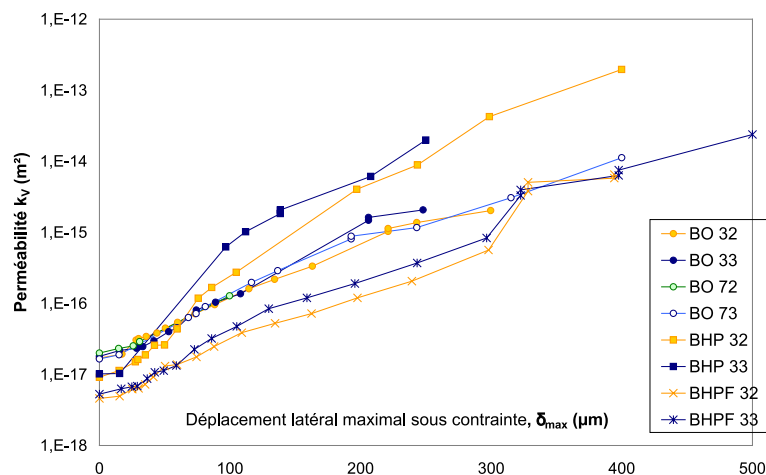


FIGURE I.28 – Évolution de la perméabilité en fonction du déplacement latéral maximal du capteur [Picandet, 2001].

Cet essai a fait l'objet de nombreuses études expérimentales pour déterminer l'influence d'une fissuration localisée sur l'évolution des propriétés de transfert du béton.

Bien que ces essais diffèrent de par la méthodologie adoptée (positions des capteurs, estimation de l'ouverture de fissure et de la perméabilité) mais aussi en ce qui concerne les fluides utilisés : gaz [Picandet, 2001; Picandet et al., 2009] ou liquide [Wang et al., 1997; Aldea et al., 1999b, 2000; Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014], les travaux de la littérature s'accordent sur le fait que le débit traversant l'échantillon dépend de l'ouverture de la fissure.

La figure I.28 illustre quelques résultats obtenus par [Picandet, 2001] sur différents bétons (béton ordinaire, béton haute performance et béton fibré haute performance) avec cette technique de mesure. Il apparaît clairement une augmentation considérable ( $\times 10^4$ ) de la perméabilité quand le déplacement latéral maximal du capteur passe de 0 à  $500\mu m$ .

### $\beta$ ) Protocoles expérimentaux

Bien que les protocoles expérimentaux soient différents dans la littérature, l'idée est toujours d'avoir une estimation de la perméabilité en fonction de l'ouverture locale de la fissure (ou du déplacement latéral du capteur). Cette estimation conduit à faire certaines approximations qui ne reflètent pas forcément l'état local du matériau sous charge. Par exemple :

- mesure de la perméabilité sur des fissures après déchargement mécanique,
- estimation de l'ouverture moyenne de la fissure à partir de la mesure des capteurs placés à mi-hauteur de l'échantillon, alors que la morphologie de la fissure varie le long de l'éprouvette.

Comme pour les mesures de la perméabilité en compression, la mesure du débit peut se faire en temps réel ou alors sur des échantillons déchargés (mesures résiduelles).

**Mesure résiduelle de la perméabilité** Ces protocoles expérimentaux sont retrouvés dans la plupart des études [Wang et al., 1997; Aldea et al., 1999b, 2000; Picandet, 2001; Picandet et al., 2009]. Il peuvent être synthétisés en 4 étapes :

1. La fissure localisée est générée par un essai de compression diamétrale. Cet essai est contrôlé au minimum par 2 capteurs LVDTs positionnés à mi-hauteur de l'éprouvette (cf. figures I.27 et I.29). L'ouverture de fissure est alors estimée à hauteur du capteur (avant ou après déchargement).
2. Cette étape est optionnelle, elle permet d'identifier la géométrie de la fissure. Dans [Picandet, 2001; Picandet et al., 2009] une caractérisation géométrique de la fissure est réalisée. Elle est faite à l'aide d'instruments optiques (cf. figures I.30). Cette caractérisation peut se faire de façon plus sophistiquée par des profils digitalisés [Akhavan et al., 2012] ou alors par corrélation d'images [Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014].
3. La 3<sup>ème</sup> phase concerne l'essai de perméabilité de l'échantillon fissuré. Il est réalisé en percolant le matériau par un fluide ou par un gaz (les méthodes classiques de mesure sont utilisées).

4. Dans la dernière étape, la perméabilité est mise en relation avec la mesure des déplacements ou de l'ouverture de fissure estimée en 1 [Wang et al., 1997; Aldea et al., 1999b, 2000] ou 2.

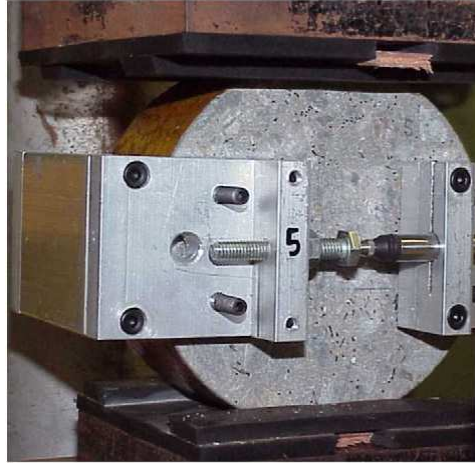


FIGURE I.29 – Mise en place des capteurs LVDTs à l'arrière de l'échantillon [Picandet et al., 2009].

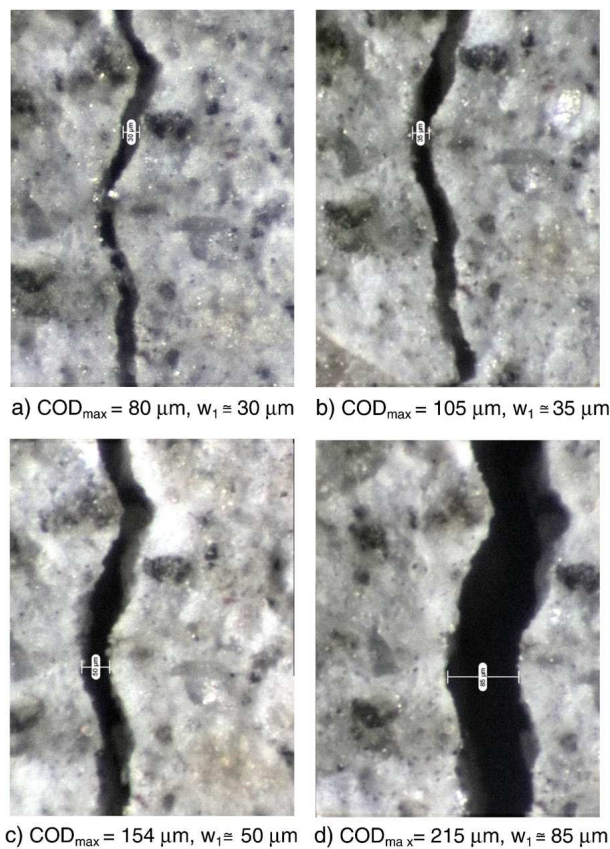


FIGURE I.30 – Observation au microscope d'une fissure localisée par un essai de traction par fendage [Picandet et al., 2009].

**Mesure de la perméabilité sous charge** Dans les essais présentés, les capteurs sont généralement positionnés à l'arrière de l'éprouvette (cf. figure I.29). Ils ne permettent donc pas d'effectuer des mesures de perméabilité en temps réel [Rastiello, 2013] (impossibilité de mise en place d'un système de mise en pression).

De plus, quand le matériau est déchargé, la recouvrance des déplacements est importante. En effet, comme le montre la figure I.31 le déplacement résiduel est proche de la moitié de celui initialement mesuré [Picandet et al., 2009].

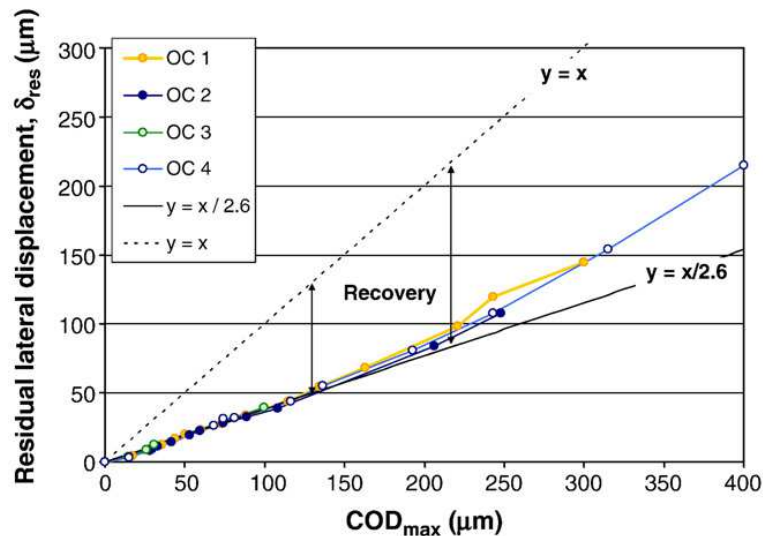


FIGURE I.31 – Recouvrance de l'ouverture de fissure après déchargement de l'éprouvette [Picandet, 2001].

[Wang et al., 1997; Aldea et al., 1999b, 2000; Picandet, 2001; Picandet et al., 2009] caractérisent la fissure par la moyenne des ouvertures à mi-hauteur de l'éprouvette avant ou après déchargement. Cependant, l'utilisation de l'ouverture de fissure avant déchargement, comme dans les travaux de [Wang et al., 1997] et de [Aldea et al., 1999b] peut comporter quelques difficultés pour l'interprétation des résultats car la géométrie de la fissure peut varier suite à l'action mécanique des pressions radiales de confinement induite par le protocole expérimental.

Tout comme pour les essais de perméabilité à l'eau en compression [Banthia et al., 2005], des phénomènes de cicatrisation associés à l'hydratation des grains de ciment, à la formation de portlandite ou de calcite, sont possibles quand les fissures sont localisées [Reinhardt and Jooss, 2002].

La figure I.32 représente l'évolution du débit relatif en condition isotherme en fonction du temps pour différentes ouvertures de fissure. On s'aperçoit alors que le débit relatif est tributaire de la durée de l'essai pour les différentes plages d'ouvertures de fissure considérées.

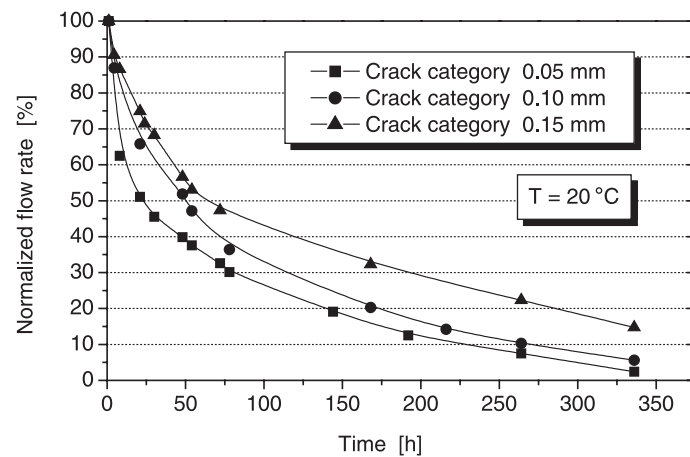


FIGURE I.32 – Évolution du débit relatif dans le temps pour différentes ouvertures de fissure [Reinhardt and Jooss, 2002].

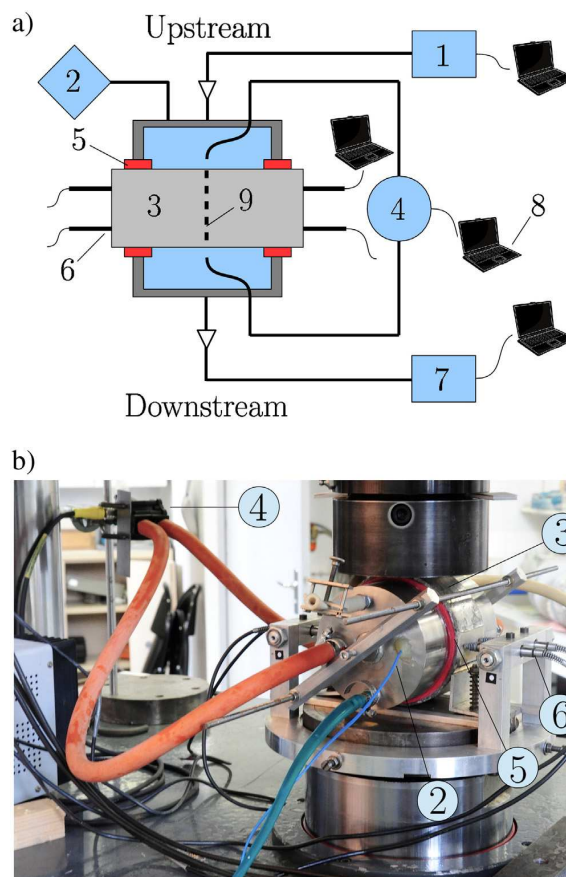


FIGURE I.33 – Représentation schématique du montage expérimental de [Rastiello et al., 2014]. Légende : 1) système de mesure de la masse, 2) thermocouple, 3) éprouvette, 4) capteur de pression différentielle, 5) joint en silicone, 6) capteur de déplacement LVDT, 7) pompe a vide, 8) système d'acquisition des données.

[Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014] proposent d'utiliser l'essai de traction par fendage dans le but d'évaluer en temps réel la perméabilité du béton sous charge ainsi que l'ouverture de la fissure.

Pour cela, ils utilisent une combinaison linéaire de 4 capteurs (positionnés latéralement), ils permettent d'éviter les phénomènes d'instabilité mécanique associés à l'essai brésilien. Pour la mesure de la perméabilité, deux réservoirs sont collés sur les deux faces de l'échantillon et remplis d'une solution ionique. Dans cette étude, les protocoles mécanique et hydraulique sont réalisés en parallèle.

Le dispositif expérimental utilisé par [Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014] est présenté sur la figure I.33.

Enfin, pour éviter les problèmes de cicatrisation, [Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014] suggèrent de contrôler la durée de maximale de l'essai (maximum 3h). Si on se réfère aux résultats de [Banthia et al., 2005] et [Reinhardt and Jooss, 2002], cette durée semble raisonnable pour éviter la dépendance du débit par rapport au temps. Une méthode alternative aurait pu être envisagée telle que proposée par [Ranaivomanana et al., 2013]. Elle consiste à maîtriser le taux de carbonate dans l'eau injectée.

À l'exception du chargement mécanique, ce mode opératoire est comparable à celui proposé par [Desmettre and Charron, 2011], dans le cas d'une traction uniaxiale réalisée sur une poutrelle en béton armé.

**Estimation de l'ouverture moyenne de la fissure** Quand la localisation de la fissure débute au cours de l'essai brésilien, elle apparaît dans un premier temps au centre de l'éprouvette puis se propage pour atteindre les parties supérieure et inférieure jusqu'à rupture de l'échantillon en 2 parties. De plus, la fissuration n'apparaît pas simultanément sur les deux faces de l'éprouvette. Comme le montre la figure I.34, l'ouverture de fissure n'est pas homogène le long du disque de béton. Il y a donc nécessité de caractériser la fissure pour estimer l'ouverture moyenne sur toute la géométrie de l'éprouvette.

Une première caractérisation peut être obtenue à l'aide d'instruments optiques telle que proposée par [Picandet, 2001; Picandet et al., 2009] (cf. figure I.30). Elle permet d'estimer l'ouverture de fissure résiduelle.

[Akhavan et al., 2012] proposent une caractérisation plus fine de la géométrie de la fissure. Sur la base d'une série de profils digitalisés, ils proposent de schématiser la fissure comme une succession de plaques parallèles. L'ouverture de fissure « effective » ( $h_{\text{eff}}$ ) est calculée comme la moyenne des ouvertures rapportées sur une succession de plaques parallèles.

$$h_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\frac{m}{\sum_{i=1}^m \left(\frac{1}{h_i^3}\right)}} \quad \text{avec,} \quad h_i = \sqrt[3]{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^{j=n} h_{ij}^3} \quad (\text{I.79})$$

Où,  $n$  représente le nombre de plaques en ligne et  $m$  le nombre de plaques en colonne, comme cela est illustré sur la figure I.35.



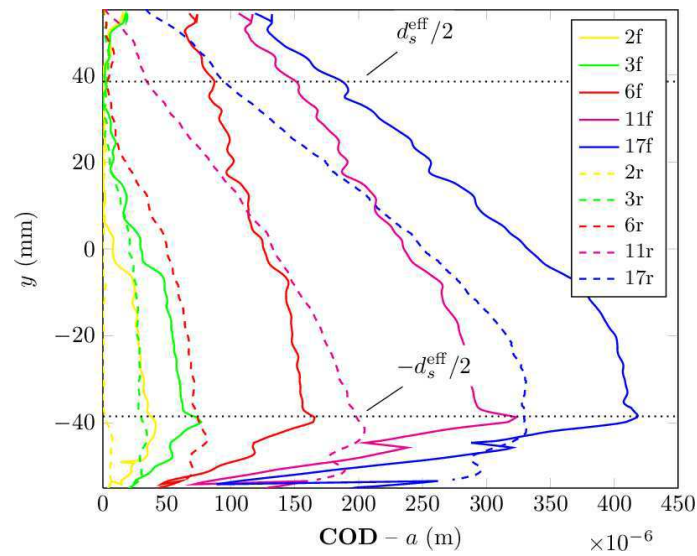


FIGURE I.34 – Variation de la géométrie de la fissure le long de l'éprouvette [Rastiello et al., 2014].

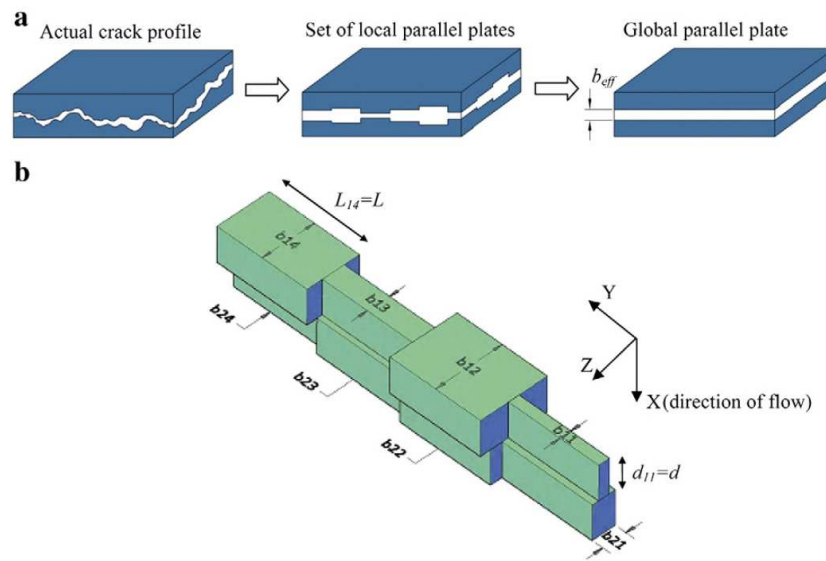


FIGURE I.35 – Schématisation géométrique d'une fissure d'après [Akhavan et al., 2012].

Dans [Rastiello, 2013; Rastiello et al., 2014], la caractérisation géométrique de la fissure est obtenue en utilisant une technique de corrélation d'images numériques. Ces mesures complémentaires permettent de valider les informations fournies par les capteurs. Elles permettent également d'obtenir des informations sur la géométrie extérieure de la fissure : la surface de percolation ou encore l'ouverture moyenne.

La surface de percolation  $A_F$  est estimée comme valeur moyenne de la surface effective  $\Omega_F^{\text{eff}}$  de la fissure calculée sur les faces amont  $\Omega_{F,in}$  et aval  $\Omega_{F,out}$  :

$$A_F = \Omega_F^{\text{eff}} = \frac{\Omega_{F,in}^{\text{eff}} + \Omega_{F,out}^{\text{eff}}}{2} \quad (\text{I.80})$$

La simplification géométrique de la fissure est représentée sur la figure I.36. Elle permet en outre d'estimer l'ouverture moyenne qui sera utilisée pour la modélisation.

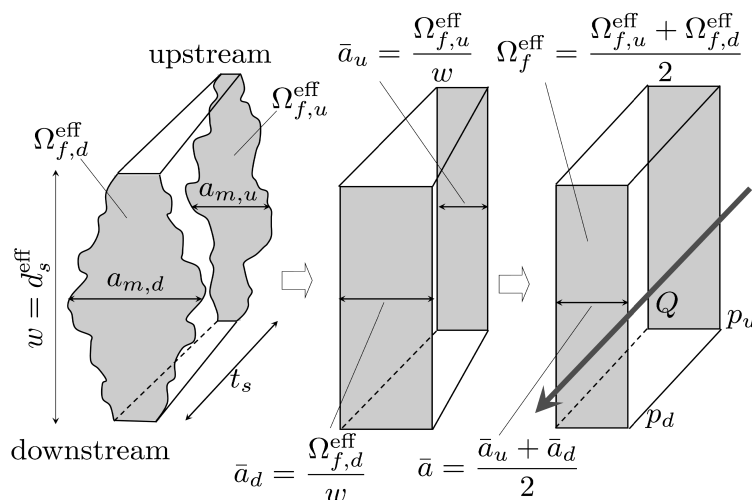


FIGURE I.36 – Représentation schématique d'une fissure localisée par un essai de traction par fendage [Rastiello et al., 2014].

### γ) Modèles de tubes ou plaques

Décrire l'écoulement du fluide à travers la fissure (ou les pores) est complexe car le phénomène d'écoulement est fortement influencé par la morphologie, la géométrie (ouverture, largeur, longueur) et la topologie (connectivité, tortuosité) du réseau poreux ou de la fissure.

Une relation empirique est proposée par [Kozeny, 1927] modifiée par [Carman, 1937, 1956]. Cette idéalisation est obtenue en considérant le réseau poreux comme une succession de tubes capillaires connectés pour lesquels les équations de Navier-Stokes sont applicables. Bien que les deux auteurs n'aient jamais publié ensemble, l'équation suivante est connue sous le nom Kozeny-Carman (cité par [Chapuis and Aubertin, 2003]).

$$k_h = C \frac{ge^3}{\mu_w \rho_w S^2 D_r^2 (1+e)} = \frac{gn^3}{\mu_w \rho_w S^2 D_r^2 (1-n)^2} \quad (\text{I.81})$$

Avec,

- $k_h$  est la perméabilité hydraulique (m/s),
- $C$  une constante,
- $D_r$  le rapport entre la masse volumique du squelette seul et la masse volumique du fluide,
- $S$  la surface spécifique,
- $e$  l'indice des vides,
- $n$  la porosité,
- et  $\mu_w$  la viscosité cinématique.

Cependant, l'application de l'équation de Kozeny-Carman pour déterminer la perméabilité des sols cohérents peu perméables et donc des roches argileuses reste discutable [Chapuis and Aubertin, 2003]. En effet, son application suppose d'assimiler l'espace poreux à un réseau de pores homogènes (cylindres réguliers) et de taille suffisante ce qui est peu représentatif des roches argileuses. De plus, elle n'est pas valable pour les sols plastiques et les paramètres intervenant sont difficiles à mesurer expérimentalement [Chapuis and Aubertin, 2003].

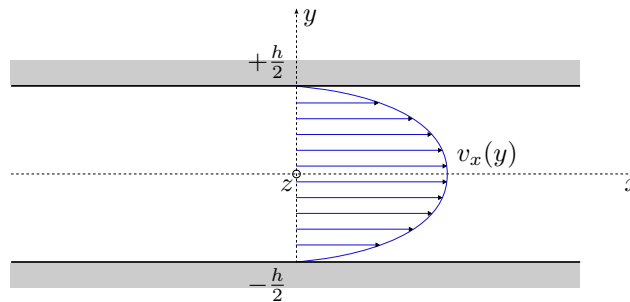


FIGURE I.37 – Représentation du champ de vitesse entre 2 plaques parallèles.

Une seconde idéalisation consiste à représenter la fissure comme deux plaques parallèles espacées d'une distance équivalente à l'ouverture de la fissure.

Ainsi, quelle que soit l'approche choisie, une perméabilité équivalente peut être obtenue à partir de la solution analytique des équations de Navier-Stokes.

Dans le cas des plaques parallèles (PPM), si on considère la masse volumique et la viscosité du fluide uniformes et stationnaires, en négligeant les forces de volume et en supposant le parement des plaques lisses (écoulement sans frottement), il est possible de montrer que l'expression finale de la vitesse en tout point du fluide est donnée par l'équation (I.82).

$$v_x(y) = \frac{1}{2\eta} \left( y^2 - \frac{h^2}{4} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{I.82})$$

Sous les hypothèses énoncées précédemment on peut supposer valide la loi de Darcy. L'égalité entre le débit donné par les équations de Navier-Stokes et Darcy permet d'accéder à la perméabilité équivalente du modèle décrit sur la figure I.37. Son expression est alors donnée par :

$$k_F = \frac{h^2}{12} \quad (\text{I.83})$$

L'équation (I.83) montre une proportionnalité entre la perméabilité intrinsèque et le carré de l'ouverture de la fissure. Elle établit que le débit d'un fluide traversant une section transversale, pour un gradient de pression donné, est complètement caractérisé par un paramètre géométrique unique indépendamment de la distribution parabolique des vitesses dans la section.

La validité de la loi de Poiseuille (PPM) (I.83) reste à ce jour largement discutée dans la littérature [Aldea et al., 2000; Picandet et al., 2001; Choinska et al., 2007; Akhavan et al., 2012; Rastiello et al., 2014].

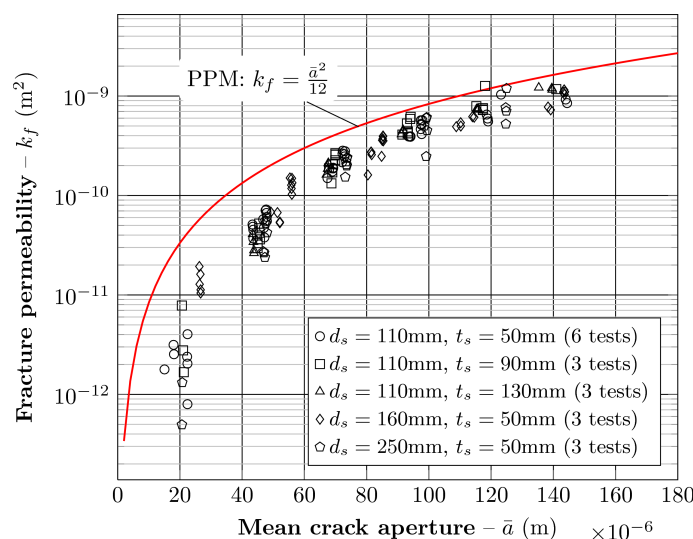


FIGURE I.38 – Perméabilité dans la fissure en fonction de l'ouverture moyenne [Rastiello, 2013].

En effet, les fissures réelles dans les géo-matériaux présentent des ouvertures variables (cf. figure I.34), de plus, les rugosités ne sont pas prises en compte. Comme le montre la figure I.38 la loi des plaques parallèles surestime la perméabilité du milieu.

Ainsi, l'application de l'équation (I.83) dans le cadre d'une modélisation nécessite la prise en compte de ces considérations.

À cet effet, [Louis, 1974] propose d'introduire ce qu'il définit comme la rugosité relative  $R_r$  dans l'expression de la perméabilité :

$$k_F = \frac{h^2}{12(1 + 8,8R_r^{1,5})} \quad (\text{I.84})$$

Où,  $R_r = R_a/2h$ .  $R_a$  correspond à la rugosité absolue, elle est définie comme la hauteur moyenne des aspérités [Akhavan et al., 2012].

Cette équation empirique n'est valable que dans le cas d'un écoulement laminaire. D'après [Louis, 1974], si la rugosité relative est très faible ( $R_r < 0.033$ ), la transition entre les régimes laminaire et turbulent peut se produire lorsque  $R_e$  atteint la valeur critique de 2300. Cependant l'ordre de grandeur proposé par [Louis, 1974] reste discutable. En effet, dans [Akhavan et al., 2012] la rugosité relative est comprise entre 0,07 et 1 ( $R_a = 10\mu m$ ). L'écoulement deviendrait turbulent lorsque  $R_e$  avoisinerait la valeur de 1000. À notre connaissance, il n'existe pas à l'heure actuelle d'études fiables concernant la valeur de ce seuil pour le béton.

D'autres travaux concernant l'écoulement dans les roches [Kosakowski and Berkowitz, 1999; Brush and Thomson, 2003] suggèrent plutôt de considérer la valeur de 100. Au delà, les équations de Darcy et Poiseuille ne sont plus valables. L'écoulement dans le milieu peut être décrit par l'équation de [Forchheimer, 1901] :

$$k = \sqrt{\frac{\eta}{\rho\alpha_t}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial z} \right]^{-0.5} \quad (\text{I.85})$$

### 4.3 Perméabilité des argilites

Les argilites du Callovo-Oxfordien présentent une faible perméabilité intrinsèque par rapport à d'autres géo-matériaux. D'après [Gatmiri et al., 2011], elle serait comprise entre  $10^{-20}$  et  $10^{-22}m^2$ , contre en moyenne  $10^{-17}m^2$  pour le béton.

Comme pour les bétons, on observe que la perméabilité des argilites est tributaire du fluide utilisé au cours de l'essai. En effet, il existe des interactions physicochimiques entre le squelette argileux et le fluide.

Le tableau ci-dessous regroupe les valeurs mesurées par [Lion et al., 2004] pour différents fluides :

Tableau I.1 – Variations de la perméabilité intrinsèque de l'argilite, en fonction du fluide utilisé pour la mesure [Lion et al., 2004].

Liquide	Perm. intrinsèque $\times 10^{-21}m^2$
Eau	2,0
Acétone	3,5
Éthanol	2,5

#### 4.3.1 Perméabilité à l'eau

Du fait de la très faible perméabilité de l'argilite, les méthodes transitoires sont préférées aux méthodes permanentes [Homand et al., 2004]. Ainsi, la perméabilité est mesurée à l'aide de la méthode dite de *pulse-test*.

Cette méthode est utilisée par de nombreux auteurs [Escoffier, 2002; Homand et al., 2004] pour mesurer la perméabilité du COx.

Cet essai initialement proposé par [Brace et al., 1968] consiste à raccorder un échantillon cylindrique mince d'une roche (ici de l'argilite), puis de relier l'échantillon à deux réservoirs, l'un positionné en amont l'autre en aval (voir figure I.39 et I.40).

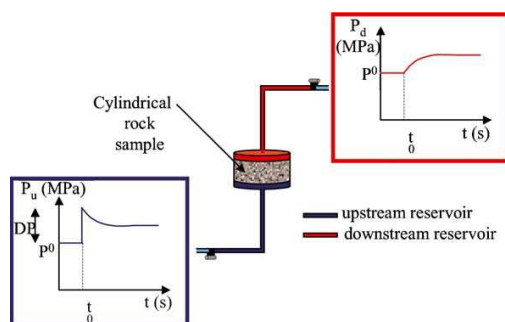


FIGURE I.39 – Principe de fonctionnement du *pulse-test* [Homand et al., 2004].

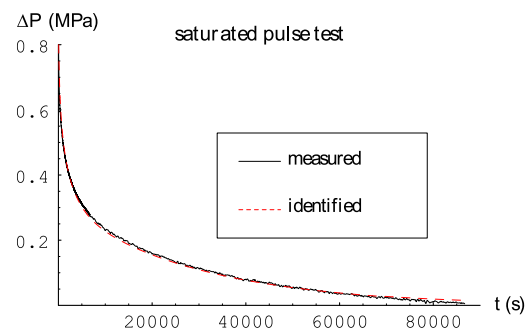


FIGURE I.40 – Évolution de la variation de pression à partir d'un *pulse-test* sur un échantillon prélevé à -475m [Homand et al., 2004].

Après saturation de l'échantillon et équilibre des pressions intra-poreuses (approximativement 3 semaines d'après [Homand et al., 2004]), on augmente subitement la pression dans le réservoir amont. La perméabilité intrinsèque est évaluée en comparant la pression des deux réservoirs avec la courbe de diffusion théorique.

[Escoffier, 2002] mesure la perméabilité du COx sur différents échantillons prélevés à différentes profondeurs (-454 et -463m), sous diverses pressions de confinement (4, 10 et 20MPa) et pour différentes pressions interstitielles (1 à 1,28MPa).

Une pression de confinement de l'ordre de 12MPa permet de simuler un état de contrainte proche de celui rencontré in-situ à -500m. Ces résultats situent la valeur de la perméabilité intrinsèque entre  $0,65$  et  $10.10^{-20}\text{m}^2$ .

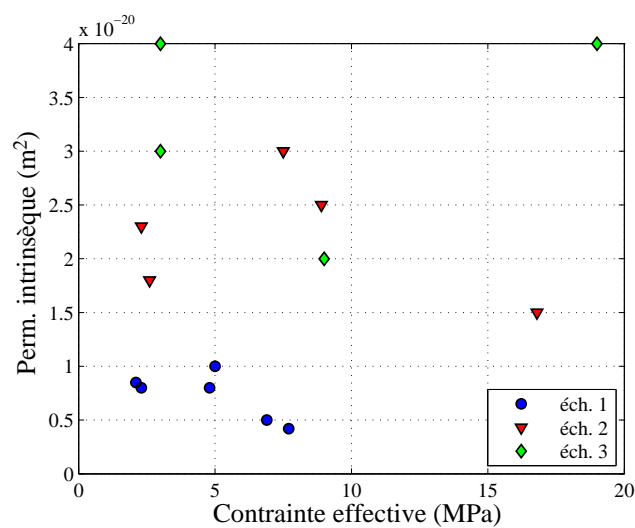


FIGURE I.41 – Variation de la perméabilité en fonction de la contrainte effective. Valeurs expérimentales issues de [Homand et al., 2004].

De façon comparable, [Homand et al., 2004] réalisent un essai de *pulse-test* sur plusieurs échantillons du COx. Ses principaux résultats sont regroupés dans la figure I.41. Il apparaît que la perméabilité intrinsèque est comprise entre  $0,42$  et  $4.10^{-20}\text{m}^2$  quand la contrainte effective varie de 2,1 à 19MPa.

[Mohajerani et al., 2011] étudient également l'effet de la sollicitation mécanique sur la perméabilité. Ils montrent que l'augmentation de la pression de confinement entraîne une diminution de la porosité et par conséquent de la perméabilité (cf. figure I.42).

Cette perméabilité est obtenue par analyse inverse à partir d'un essai de compression à l'œdomètre. L'argilite est ici considérée comme un milieu poreux saturé isotrope transverse dont on rappelle l'expression de la matrice d'élasticité :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} \\ -\frac{\nu_{21}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} \\ -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} \quad (\text{I.86})$$

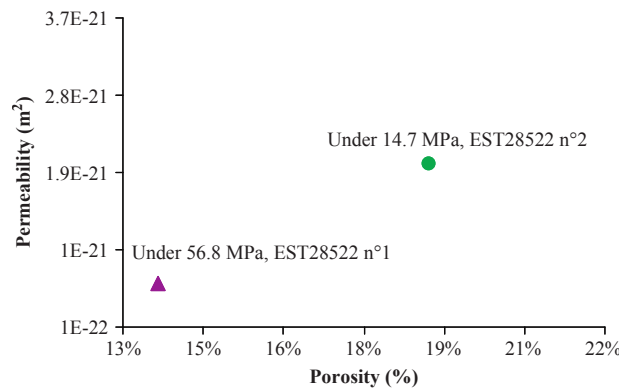


FIGURE I.42 – Variation de la perméabilité en fonction de la porosité sous diverses pressions de confinement [Mohajerani et al., 2011].

Dans ces conditions de chargement, la pression interstitielle est régie par une équation de diffusion pure [Coussy, 2004] :

$$\frac{dp}{dt} = C_v \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad C_v = \frac{k}{\eta_w} \left( \frac{1}{1 + b^2 M C_{oedo}} \right) \quad C_{oedo} = \frac{1}{E_1} \left( 1 - 2 \frac{\nu_{12} \nu_{21}}{1 - \nu_{23}} \right) \quad (I.87)$$

La théorie de la poro-mécanique permet de déduire la déformation axiale à partir de la pression  $p$ . La perméabilité est alors choisie de façon à ce que la solution analytique de la déformation axiale passe par les points expérimentaux (cf. figures I.43 et I.44).

On pourra remarquer que les valeurs issues de [Mohajerani et al., 2011] sont nettement plus petites que celles estimées par [Escoffier, 2002] et [Homand et al., 2004] (perméabilités de  $0,6 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$  et  $2 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$ ). Ces écarts s’expliquent d’une part par la forte pression de confinement appliquée (56MPa), d’autre part, la nature de l’essai est fondamentalement différente. En effet, [Mohajerani et al., 2011] effectuent une relaxation des contraintes, l’échantillon est préalablement consolidé sous une pression de confinement 2 fois supérieure à la pression de relâchement.

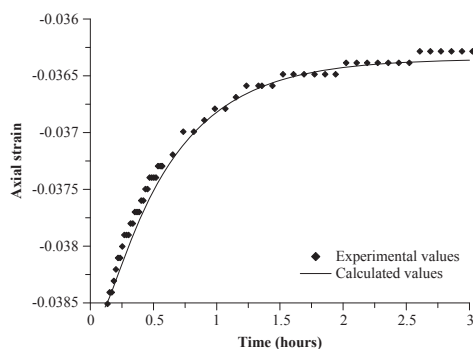


FIGURE I.43 – Évolution de la déformation axiale en fonction du temps : déchargement de 28,35 à 14,17MPa. La perméabilité est estimée à  $2 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$  [Mohajerani et al., 2011].

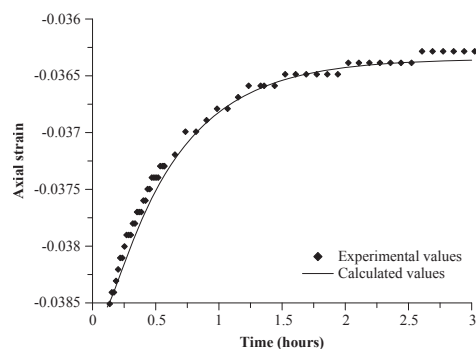


FIGURE I.44 – Évolution de la déformation axiale en fonction du temps : déchargement de 113,4 à 56,7MPa. La perméabilité est estimée à  $0,6 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$  [Mohajerani et al., 2011].

Bien que le calage par analyse inverse semble de bonne qualité, on peut s'interroger sur l'homogénéité de la contrainte dans une cellule œdométrique. En effet, l'échantillon subit des frottements sur ses faces latérales et un frettage sur ses faces supérieure et inférieure. Compte tenu des effets de bord, on peut penser que la contrainte n'est pas homogène au sein de l'échantillon, d'autant plus que les échantillons testés sont de très petite taille (hauteur de 10 ou 15mm). Or, la théorie de Biot qu'utilisent [Mohajerani et al., 2011] repose sur une contrainte homogène dans tout l'échantillon et sur des conditions aux limites sans frottements. De plus, cette théorie fait l'hypothèse que le squelette solide présente un comportement purement élastique en condition drainée. Or, il est montré par [Gasc-Barbier, 2002] et par [Zhang and Rothfuchs, 2004], que le squelette de l'argilite présente un comportement visco-plastique en condition drainée. C'est-à-dire que la déformation axiale mesurée comprend : la viscosité intrinsèque du squelette et le comportement différé associé au mouvement de l'eau dans la porosité connectée. Ces remarques semblent justifiées, car les résultats obtenus sont jusqu'à 100 fois inférieurs à ceux mesurés par [Homand et al., 2004] et [Escarrier, 2002].



### 4.3.2 Perméabilité au gaz

[Zhang and Rothfuchs, 2004] mesurent la perméabilité au gaz (azote) de l'argilite en régime permanent dans deux directions : perpendiculairement et parallèlement au plan de stratification naturel, pour des échantillons présentant différentes teneurs en eau et sous différentes pressions de confinement (de 14 à 16MPa). Ils remarquent que la perméabilité diminue avec l'augmentation de la teneur en eau  $w$  car l'écoulement du gaz est empêché par l'eau interstitielle (cf. figure I.45). Ces résultats mettent également en évidence une anisotropie de la perméabilité qui s'explique par une densité plus importante des pores interconnectés parallèlement au litage (cf. figure I.46).

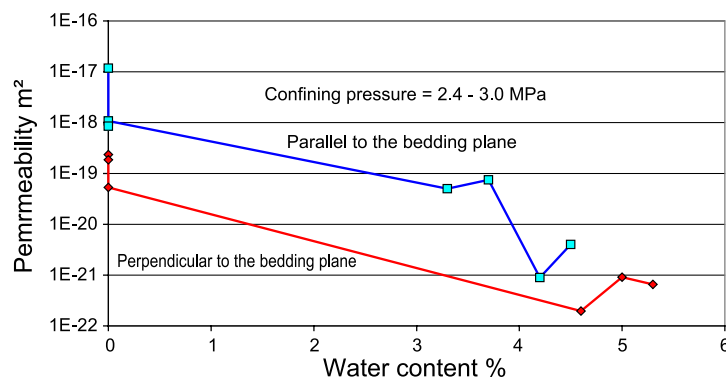


FIGURE I.45 – Évolution de la perméabilité au gaz de l'argilite (perpendiculairement et parallèlement au litage) en fonction de la teneur en eau.

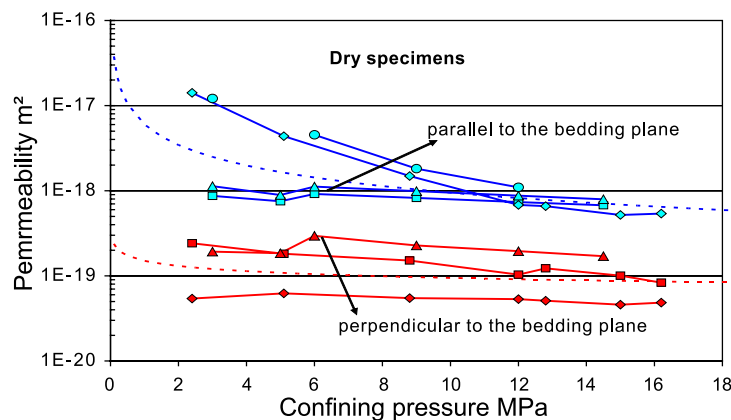


FIGURE I.46 – Évolution de la perméabilité au gaz de l'argilite (perpendiculairement et parallèlement au litage) en fonction de la contrainte de confinement.

Dans [Zhang and Rothfuchs, 2008], la perméabilité au gaz est mesurée sous charge sur des échantillons préalablement fracturés transversalement (cf. dispositif expérimental I.47). Les chargements appliqués sont choisis de façon à appliquer une contrainte normale sur la fissure. Cet essai permet par conséquent d'étudier l'effet de la recompaction sur la perméabilité de l'argilite.

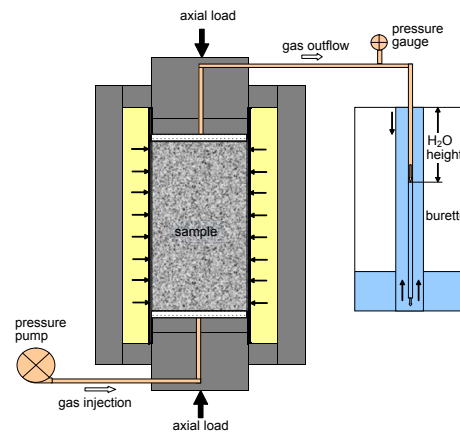


FIGURE I.47 – Principe de l'essai triaxial avec mesure de la perméabilité sous charge [Zhang and Rothfuchs, 2008].

Pour une contrainte de confinement égale à la contrainte moyenne au niveau -490m du laboratoire souterrain (environ 12MPa), la perméabilité diminue de plusieurs ordres de grandeur pour atteindre une valeur proche de celle des argilites intactes (cf. figures I.48 et I.49). Après déchargement total, les fractures ne se rouvrent pas complètement, elles ne récupèrent qu'en partie leur perméabilité (cf. figure I.48).

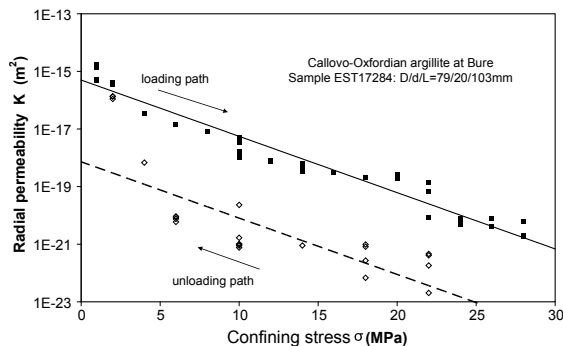


FIGURE I.48 – Variation de la perméabilité radiale en fonction de la pression de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008].

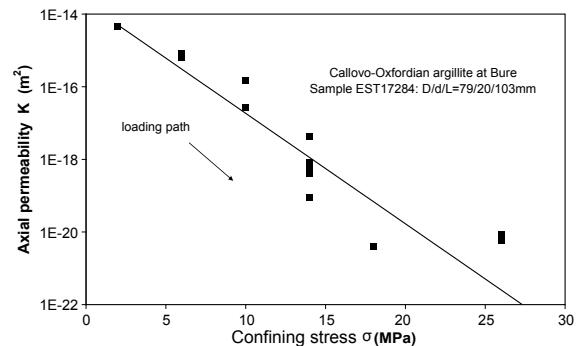


FIGURE I.49 – Variation de la perméabilité axiale en fonction de la pression de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008].

Pour se rapprocher des champs de contraintes rencontrés par le matériau en cours d'excavation, des essais de perméabilité au gaz sous chargement déviatorique sont également réalisés. Il apparaît que la perméabilité varie très peu sous cet état de contrainte (cf. figure I.50), il n'est cependant pas possible de définir précisément un seuil de percolation, car les éprouvettes n'ont pas été fracturées de façon uniforme.

[Yang et al., 2010] utilisent le dispositif *pulse-test* décrit précédemment. Le gaz utilisé correspond à de l'argon. Ces essais sont réalisés sur des échantillons présentant différents degrés de saturation. De façon comparable à [Zhang and Rothfuchs, 2008], la perméabilité diminue avec l'accroissement de la teneur en eau.

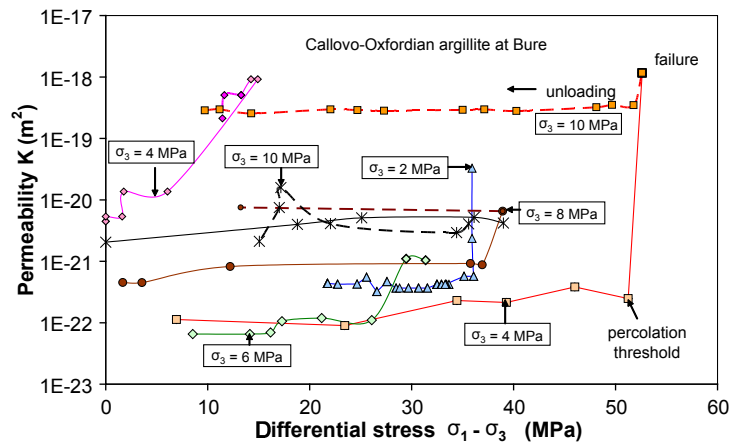


FIGURE I.50 – Évolution de la perméabilité sous chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement [Zhang and Rothfuchs, 2008].

De plus, il apparaît que la perméabilité augmente pendant le chargement et diminue durant le déchargement lors d'un cycle déviatorique. Ceci peut s'expliquer par une refermeture des microfissures durant le chargement et une décontraction de celles-ci au cours de la décharge [Yang et al., 2010].

Dans [Zhang, 2011], des mesures de perméabilité sous charge en cours de refermeture de la fissure sont réalisées. Il apparaît que la perméabilité diminue avec l'accroissement de la contrainte normale à la fissure.

Une loi de Poiseuille avec seuil de percolation est proposée pour décrire l'écoulement du gaz à travers la fissure (cf. figure I.51).

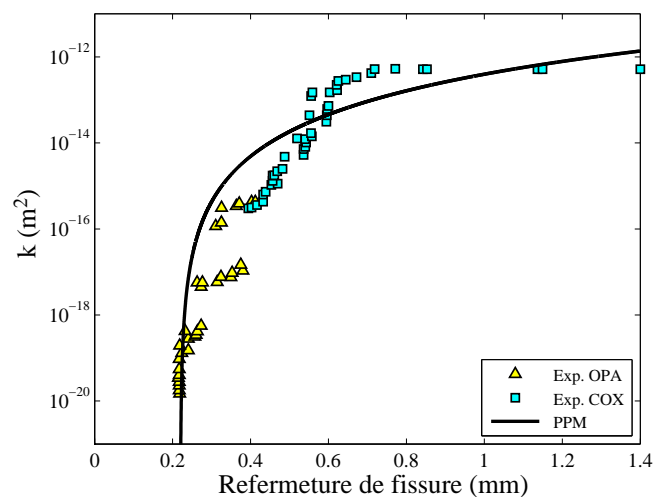


FIGURE I.51 – Perméabilité intrinsèque de l'argillite en fonction de la refermeture de fissure. Comparaison avec une loi de Poiseuille présentant un seuil de percolation [Zhang, 2011].

## 4.4 Modèles phénoménologiques de perméabilité

Pour traiter l'accroissement de la perméabilité avec la fissuration, on distingue dans la littérature 2 types d'approche :

- Les approches dites continues sont prépondérantes. Dans ces modèles, la perméabilité peut être exprimée en fonction de la/des variable(s) d'endommagement(s). Dans certains cas, elle peut aussi être fonction de la déformation (élastique ou plastique).
- Les approches dites discrètes s'appuient le plus souvent sur la loi de Poiseuille décrivant l'écoulement du fluide entre 2 plaques parallèles (PPM). Comme l'ouverture de la fissure n'est pas accessible dans tous les codes de calcul, ces modèles dépendent le plus souvent de la déformation et donc implicitement de l'ouverture.

Pour chacune de ces approches, le tenseur de perméabilité peut être considéré isotrope ou anisotrope. Les modèles que nous allons présenter feront référence à ces deux approches de modélisation.

### 4.4.1 Les modèles continus

#### Modèle de [Bourdarot, 1991]

Ce modèle correspond à la première approche où la perméabilité est représentée en fonction de l'endommagement. L'endommagement et la perméabilité sont supposés isotropes. La formulation de [Bourdarot, 1991] (cité par [Bary, 1996]) est donnée par la fonction suivante :

$$k = k_0 \left( \frac{k_U}{k_0} \right)^D \quad (\text{I.88})$$

Où,  $k_0$  est la perméabilité du matériau sain et  $k_U$  est la perméabilité « ultime » du matériau totalement désagrégé. Cependant, l'auteur donne très peu d'information sur la façon de déterminer  $k_U$ , ce qui rend son application très délicate.

#### Modèle de [Bary, 1996; Bary et al., 2000]

En s'inspirant des travaux de [Bourdarot, 1991], [Bary, 1996] propose un modèle dans lequel la variation de perméabilité dans le plan est associée à une extension dans une direction perpendiculaire à ce dernier (car les ouvertures de fissures se font dans les directions d'extensions). Cela se traduit par un tenseur de perméabilité anisotrope qui est donné par la forme suivante :

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_1(D_2^+, D_3^+) & 0 & 0 \\ 0 & k_2(D_1^+, D_3^+) & 0 \\ 0 & 0 & k_3(D_2^+, D_3^+) \end{pmatrix} \quad (\text{I.89})$$

Où, les  $D_i^+$  sont les variables d'endommagement associées aux déformations d'extension dans la direction  $i$ .

Quand les deux directions perpendiculaires à la direction  $j$  sont soumises à de l'endommagement, la valeur de la perméabilité dans la direction  $j$  est donnée par :

$$k_j = \alpha \exp \left( \beta \sum_{i \neq j} (D_i^+)^{\gamma} \right) \quad (\text{I.90})$$

Où,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont des paramètres matériaux. Dans son travail destiné aux barrages en béton, les paramètres du modèle prennent les valeurs suivantes :  $\alpha = 8.10^{-8}$ ,  $\beta = 9,43$  et  $\gamma = 0,859$ .

Le modèle (I.90) tel que présenté n'est valable que pour des chargements monotones, la refermeture de fissure n'affecte pas la perméabilité. Pour prendre en compte la diminution de la perméabilité avec la refermeture de la fissure, [Bary, 1996] introduit le terme  $R_i$ . Ainsi, si  $R_i = 0$  on est en présence d'une fissure totalement ouverte et si  $R_i = 1$  la fissure est totalement fermée (dans le plan perpendiculaire à la direction  $i$ ).

La nouvelle expression de la perméabilité est alors,

$$k_j = 8.10^{-8} \exp \left( 9,43 \sum_{i \neq j} (1 - 0,909R_i)^{0,756} (D_i^+)^{0,859} \right) \quad (\text{I.91})$$

La figure I.52 illustre la façon dont est construit le tenseur de perméabilité pour ce modèle (dans le cas de 2 fissures).

$$k_3 = \alpha \exp \left( \beta (D_1^+)^{\gamma} + \beta (D_2^+)^{\gamma} \right)$$

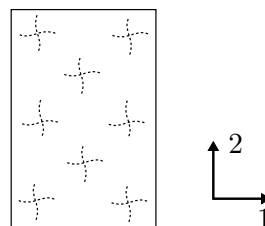


FIGURE I.52 – Illustration du principe de construction du tenseur de perméabilité pour le modèle de [Bary, 1996].

### Modèle de [Picandet, 2001; Picandet et al., 2001]

[Picandet et al., 2001] réalisent une étude sur trois types de béton : béton ordinaire, béton haute performance et béton haute performance renforcé par des fibres d'acier. La perméabilité au gaz est mesurée et l'endommagement est obtenu à partir de mesures par ultrasons. Les mesures sont réalisées avant et après chargement afin d'obtenir les modules élastiques initiaux et finaux.

Une fonction exponentielle est proposée pour exprimer la relation entre la perméabilité et l'endommagement :

$$k = k_0 \exp \left( (\alpha D)^{\beta} \right) \quad (\text{I.92})$$

Ici,  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients de calage, fixés respectivement à 11,3 et 1,64 pour refléter au mieux le comportement des 3 bétons testés.

La fonction (I.92) est présentée sur la courbe I.53. Elle n'est valable que pour de faibles valeurs d'endommagement (comprises entre 0 et 0.15) qui correspondent à de la fissuration diffuse pré-pic.

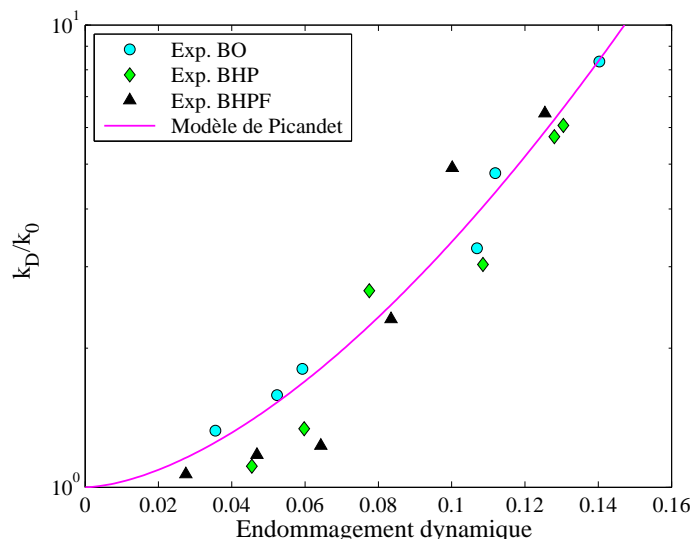


FIGURE I.53 – Rapport des perméabilités sur échantillon endommagé et échantillon sain en fonction de l'endommagement dynamique [Picandet, 2001].

#### Modèle de [Souley et al., 2001]

[Souley et al., 2001] proposent un modèle de perméabilité isotrope pour le comportement des granites. Dans cette approche, l'évolution de la perméabilité est donnée en fonction du rayon de la micro-fissure  $a$ .

Dans ce modèle un seuil de percolation  $\ell_{rat}$  est introduit. Il s'apparente à une condition de création de connexions entre les micro-cavités.

L'expression générale du modèle est la suivante :

$$\begin{aligned} \log\left(\frac{k}{k_0}\right) &= C\left(\frac{a^3}{a_0^3} - \ell_{rat}^3\right) & \text{si, } \frac{a}{a_0} \geq \ell_{rat} \\ k &= k_0 & \text{si, } \frac{a}{a_0} < \ell_{rat} \end{aligned} \quad (\text{I.93})$$

Où,  $a_0$  est le rayon initial.

#### Modèle de [Gawin et al., 2002, 2003]

Le modèle de [Gawin et al., 2002] correspond à une fonction logarithmique de l'endommagement mécanique, elle n'est valable que lorsque  $D \in [0, 2 - 0, 8]$ . Son expression est donnée par :

$$k = k_0 \left(10^{AD}\right)^D \quad (\text{I.94})$$

Ce modèle est enrichi par [Gawin et al., 2003] pour prendre en compte l'effet concomitant des endommagements thermique et mécanique. La relation suivante est alors proposée :

$$k = k_0 f(T) \left( \frac{p_g}{p_0} \right)^{A_p} (10^{A_D})^D \quad (\text{I.95})$$

La fonction  $f(T)$  dépend du type de béton, sa forme générale est la suivante :

$$f(T) = 10^{A_T^2 (T-T_0)^2 + A_T^1 (T-T_0)} \quad (\text{I.96})$$

Avec,  $A_T^1$  et  $A_T^2$  des constantes de calage.

D'après [Dal Pont, 2004], les effets de la température sont négligeables à l'échelle de l'endommagement macroscopique mécanique. À cet effet, il propose donc de se contenter de la forme I.94.

#### Modèle de [Jason, 2004; Jason et al., 2007]

Ce modèle présente l'intérêt de définir un seuil de percolation d'endommagement  $D_0$  à partir duquel une augmentation significative de la perméabilité est observée. Ainsi, en s'appuyant sur les travaux de [Gérard et al., 1996], [Picandet et al., 2001] et [Souley et al., 2001], [Jason, 2004] propose la relation suivante :

$$\begin{aligned} k &= k_0 10^{C(D-D_0)} & \text{si, } D > D_0 \\ k &= k_0 & \text{si, } D \leq D_0 \end{aligned} \quad (\text{I.97})$$

Où,  $C$  est une constante qui est fixée à 8,67 et le seuil  $D_0$  est estimé à 0,035 par l'auteur à partir des résultats de [Picandet et al., 2001].

Rappelons que cette approche est utilisée dans le cadre d'un endommagement isotrope. Par conséquent, du fait que l'endommagement isotrope  $D$  ne puisse pas diminuer, la loi n'est pas sensible à l'orientation de la fissure et au relâchement des contraintes (tout se passe comme si les fissures restaient ouvertes après déchargement), ce qui constitue une limite du modèle.

#### Modèle de [Yang, 2011]

[Yang, 2011] choisit de faire dépendre la perméabilité de la déformation d'extension équivalente  $\hat{\epsilon}$ . À cet effet, la relation suivante est proposée :

$$k = k_0 \left( 1 + m \left( 1 - \frac{1}{\exp(n\hat{\epsilon})} \right)^2 \right) \quad (\text{I.98})$$

$\hat{\epsilon}$  est calculé à partir de la courbe de contrainte-déformation. La perméabilité est calée sur la base des résultats expérimentaux de *pulse-test* à partir de la variation de pression.

Ici,  $n$  et  $m$  sont des paramètres de calage. Ils sont ajustés sur la courbe d'évolution de la perméabilité en fonction de la déformation équivalente d'extension.

[Yang, 2011] obtient pour un béton à base de CEM I (sous des pressions de confinement faibles et modérées) les valeurs de :  $m=360$  et  $n=200$ .

**Modèle de [Chen et al., 2014a]**

Ce modèle qui dépend de la variable d'endommagement s'inspire également des travaux de [Souley et al., 2001]. Il est proposé pour le granite Beichan et permet de reproduire les résultats expérimentaux obtenus sous chargement déviatorique (i.e. diminution de la perméabilité avec l'accroissement de la pression de confinement). La forme de la loi de perméabilité est la suivante :

$$k = k_0 p_c^{-\beta} \exp(\alpha \langle D - D_0 \rangle) \quad (\text{I.99})$$

Où,  $D_0$  correspond au seuil de percolation,  $\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres de calage, ils contrôlent l'influence de l'endommagement et la pression de confinement  $p_c$  sur la perméabilité. La valeur de ces paramètres est la suivante :

$$\begin{cases} k_0 = 8,529.10^{-14} \text{cm}^2 \\ \beta = 0,3797 \\ \alpha = 0,1715 p_c + 5,41 \\ D_0 = 0,003874 p_c + 0,02296 \end{cases} \quad (\text{I.100})$$

**Modèle de [Chen et al., 2014b]**

Il s'agit là d'une généralisation du modèle de [Jason, 2004] dans le cas d'un tenseur de perméabilité anisotrope. Ainsi, de façon comparable au modèle de [Bary, 1996], quand un chargement est appliqué dans la direction principale 1, la perméabilité croît dans les directions 2 et 3. La forme générale de la loi est la suivante :

$$\begin{aligned} k_i &= k_0 10^{C(\max(D_j, D_k) - D_0)} && \text{si, } \max(D_j, D_k) > D_0 \\ k_i &= k_0 && \text{si, } \max(D_j, D_k) \leq D_0 \end{aligned} \quad (\text{I.101})$$

Les valeurs des paramètres  $C$  et  $D_0$  restent conformes au modèle initial.

**4.4.2 Les modèles discrets**

Les modèles continus utilisent des relations constitutives dans lesquelles l'effet de la fissuration est décrit généralement par les variables d'endommagement. Les modèles discrets constituent une alternative pour la description de ces comportements. Ils permettent d'étudier la fissuration progressive dans les matériaux hétérogènes en prenant en compte le caractère aléatoire des propriétés mécaniques ou alors en décrivant le comportement local.

**Modèle de [Fauchet, 1991]**

[Fauchet, 1991] propose une relation entre la perméabilité intrinsèque  $\mathbf{k}$  et la partie positive du tenseur des déformations plastiques  $\boldsymbol{\varepsilon}_+^p$ . Cette formulation anisotrope est basée sur la loi de Poiseuille (PPM).



Le tenseur de perméabilité proposé comprend la perméabilité initiale  $\mathbf{k}_0$  (supposée isotrope) du matériau sain ainsi que la perméabilité attribuable aux déformations plastiques  $\mathbf{k}(\boldsymbol{\varepsilon}_+^p)$  :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}(\boldsymbol{\varepsilon}_+^p) \quad (\text{I.102})$$

La forme générale du tenseur  $\mathbf{k}(\boldsymbol{\varepsilon}_+^p)$  dans la base principale est la suivante :

$$\mathbf{k}(\boldsymbol{\varepsilon}_+^p) = \begin{pmatrix} k(\beta\varepsilon_2^p) + k(\beta\varepsilon_3^p) & 0 & 0 \\ 0 & k(\beta\varepsilon_1^p) + k(\beta\varepsilon_3^p) & 0 \\ 0 & 0 & k(\beta\varepsilon_1^p) + k(\beta\varepsilon_2^p) \end{pmatrix} \quad (\text{I.103})$$

Les termes  $k(\beta\varepsilon_i^p)$  prennent l'expression suivante :

$$k(\beta\varepsilon_i^p) = \frac{\xi\Delta^2(\beta\varepsilon_i^p)^3}{12} \quad (\text{I.104})$$

Ici,  $\xi$  est un coefficient qui prend en compte la géométrie de la fissure,  $\beta$  un paramètre du modèle et  $\Delta$  est l'espacement entre les fissures. Ce modèle est donc plutôt adapté aux lois de plasticité.

#### Modèle d'Olivella and Alonso [2008]

Dans leur modélisation élasto-plastique et dans l'hypothèse d'une répartition uniforme des fissures dans la zone endommagée, [Olivella and Alonso, 2008] proposent une formulation comparable à celle de [Fauchet, 1991].

$$k = k_0 + \frac{w^3}{12a} \quad (\text{I.105})$$

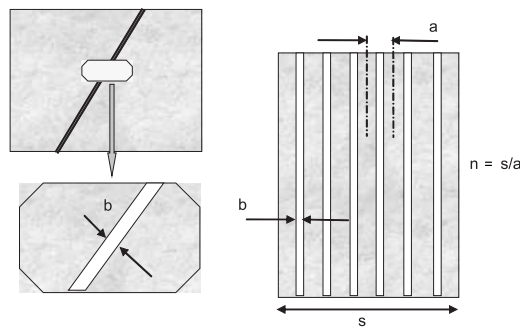


FIGURE I.54 – Représentation d'un milieu multi-fissuré pour le calcul de la perméabilité dans les fissures [Olivella and Alonso, 2008].

L'ouverture de la fissure est estimée à partir de la déformation et du coefficient  $a$  qui est défini comme la distance moyenne entre les fissures (cf. figure I.54). Son inverse  $1/a$  correspond à la densité de fissuration ( $m/m^2$ ). Il est considéré comme un paramètre intrinsèque du matériau.

$$w = a \langle \varepsilon - \varepsilon_0 \rangle_+ \quad (\text{I.106})$$

Ce modèle se différencie de celui de [Fauchet, 1991], par l'introduction d'un seuil de percolation  $\varepsilon_0$ , qui correspond à la déformation « seuil » à partir de laquelle un chemin préférentiel d'écoulement se développe. Ce modèle est donc adapté aux matériaux présentant une fissuration diffuse.

#### Modèle de [Choinska, 2006; Dufour, 2007; Pijaudier-Cabot et al., 2009]

L'écriture de  $k$  en fonction de  $D$  n'a de sens que pour de faibles endommagements. En effet, dans les zones où la fissuration est localisée, la signification physique de la relation n'est plus assurée. Dans ces conditions, c'est l'ouverture de fissure qui devient le paramètre déterminant de la loi [Chatzigeorgiou et al., 2005; Choinska, 2006; Dufour, 2007; Picandet et al., 2009; Pijaudier-Cabot et al., 2009; Rastiello et al., 2014].

Il ne semble pas exister de paramètre unique permettant de décrire l'évolution de la perméabilité depuis l'amorçage de la micro-fissuration jusqu'à l'ouverture de la macro-fissure. Probablement parce qu'il n'existe pas de paramètres capables de décrire le comportement mécanique du début de l'endommagement jusqu'à la rupture.

Partant de ce constat, [Choinska, 2006] propose une formulation basée sur une loi des mélanges. Cette loi permet d'assurer la continuité entre les perméabilités pour les faibles et forts endommagements (car les ordres de grandeur sont très différents).

Ce modèle est utilisé dans le cadre d'un endommagement isotrope de Mazars (adapté sous une forme non locale intégrale). L'expression de la perméabilité qui est supposée isotrope est la suivante :

$$\ln(k) = (1 - D) \ln(k_D) + D \ln(k_F) \quad (\text{I.107})$$

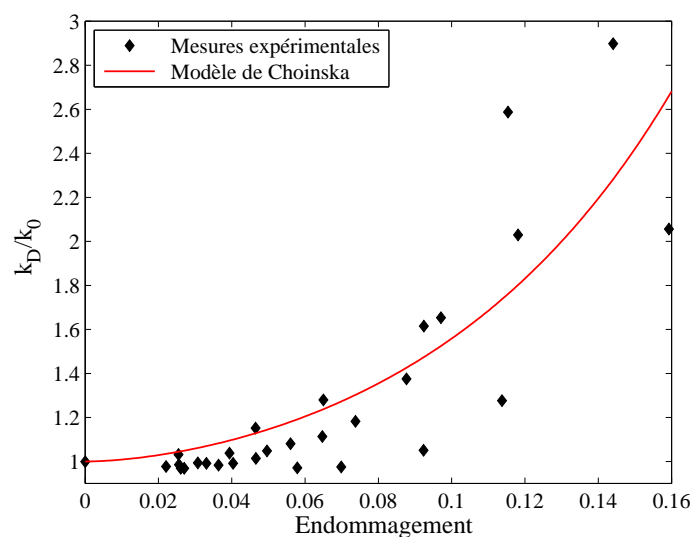


FIGURE I.55 – Rapport des perméabilités sur échantillon endommagé (après déchargement) et échantillon sain en fonction de l'endommagement (en phase pré-pic) [Choinska, 2006].

Où,

- $k_D$  est la perméabilité donnée par la loi de [Picandet et al., 2001] pour de faibles endommagements. Comme cela fut présenté, les résultats de [Picandet et al., 2001] et [Choinska, 2006] divergent légèrement (bien que l'allure des points soit la même). À cet effet, [Choinska, 2006] propose d'utiliser la même loi que [Picandet et al., 2001] avec les paramètres suivant :  $\alpha = 6,2$  et  $\beta = 1,7$  (pour la phase pré-pic du béton). Ces paramètres conduisent à la courbe présentée sur la figure I.55.
- $k_F$  est la perméabilité donnée par la loi de Poiseuille. Elle est exprimée en fonction de l'endommagement en effectuant un changement de variable entre l'ouverture de fissure et  $D$  à travers la déformation équivalente de Mazars.

Ainsi, dans (I.107) quand  $D$  augmente, le produit  $(1 - D) \ln(k_D)$  devrait diminuer et le terme  $D \ln(k_F)$  devenir prépondérant. Mais  $k_D$  est défini par une fonction exponentielle [Picandet et al., 2001], son logarithme croît beaucoup plus vite que le terme  $(1 - D)$  ne diminue, voire même plus vite que  $D \ln(k_F)$ . Il est donc nécessaire de diminuer son influence. Pour ce faire, [Choinska, 2006] exprime le développement limité de  $k_D$  quand  $D$  est proche de 0. Son expression est alors donnée par :

$$k_D \simeq k_0 \left[ 1 + (\alpha D)^\beta + \frac{(\alpha D)^{2\beta}}{2} + \frac{(\alpha D)^{3\beta}}{6} \right] \quad \text{quand } D \rightarrow 0 \quad (\text{I.108})$$

Ainsi, la vitesse de croissance de  $\ln(k_D)$  s'en trouve diminuée sans pour autant modifier sa valeur quand  $D$  est petit. Cela est illustré dans la figure I.56.

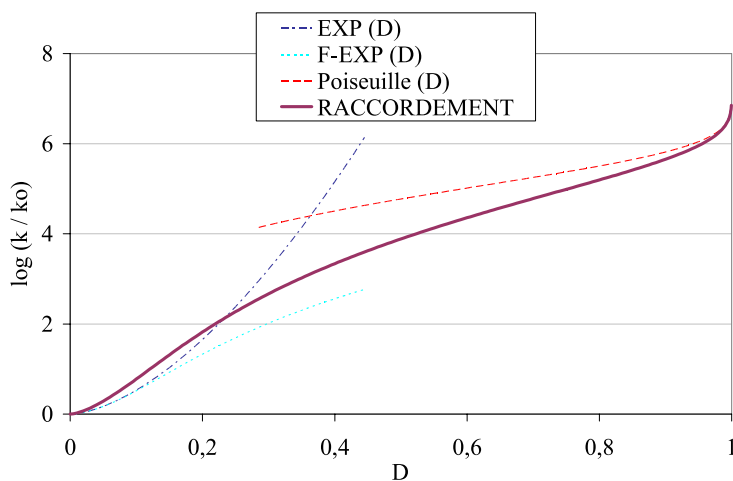


FIGURE I.56 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain  $\ln\left(\frac{k}{k_0}\right)$ , en fonction de l'endommagement  $D$  [Choinska, 2006].

## Modèle de [Chatzigeorgiou et al., 2005]

Pour décrire le comportement hydromécanique, un réseau hydraulique en interaction avec un réseau mécanique sont considérés. Quand un lien mécanique est cassé, il crée un chemin préférentiel pour le flux hydraulique décrit par la loi de Darcy dans la direction perpendiculaire au chargement (cf. figure I.57). C'est la raison pour laquelle, le problème hydraulique est représenté par un réseau perpendiculaire au réseau mécanique.

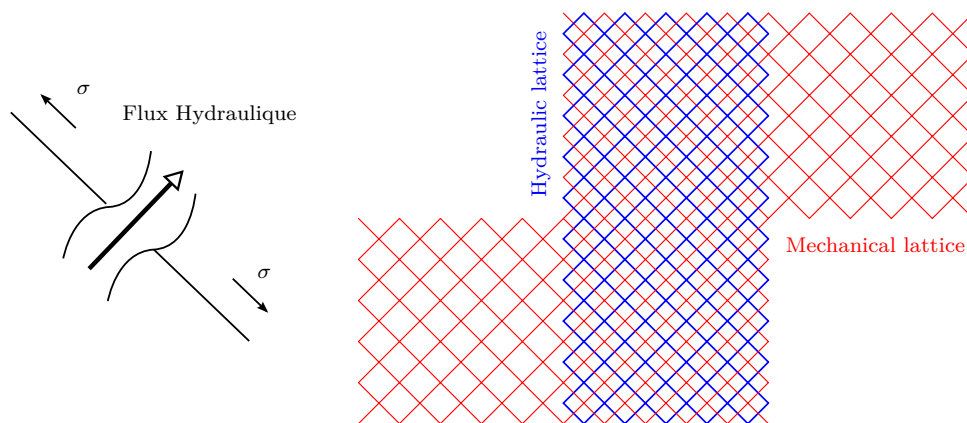


FIGURE I.57 – Principe du modèle discret de [Chatzigeorgiou et al., 2005] : superposition des réseaux hydraulique et mécanique.

Les calculs de [Chatzigeorgiou et al., 2005] mettent en évidence l'existence d'une corrélation entre l'endommagement et la perméabilité. Cette corrélation est indépendante de la taille du réseau pour les faibles endommagements (cf. figure I.58).

Ces résultats permettent de corroborer les observations expérimentales de [Picandet et al., 2001] et [Choinska, 2006]. En effet, pour des sollicitations n'excédant pas le pic ( $D < 0, 2$ ), l'évolution de la perméabilité peut être décrite par la variable d'endommagement.

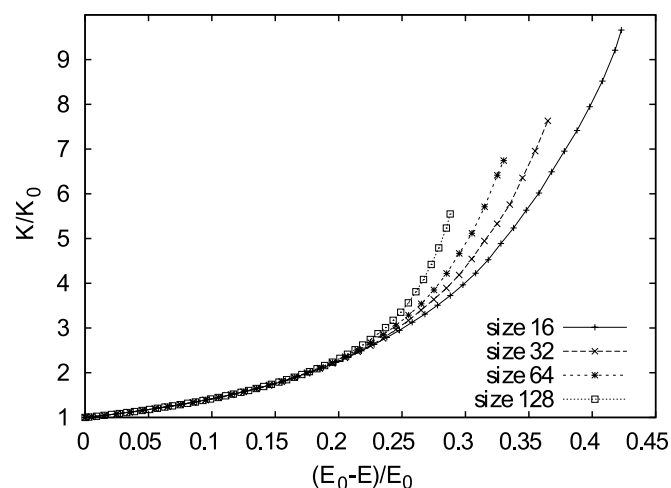


FIGURE I.58 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain, en fonction de l'endommagement moyen [Chatzigeorgiou et al., 2005].

**Modèle d'Oda et al. [2002]**

[Oda et al., 2002] proposent un tenseur de perméabilité d'ordre 2 pour les éléments poreux fissurés de façon anisotrope. Un tenseur symétrique qui dépend de la géométrie des fissures est introduit (ouverture, orientation...).

Ce tenseur est utilisé par [Oda et al., 2002] pour modéliser les couplages entre la perméabilité et l'endommagement. Ce tenseur prend la forme suivante :

$$\mathbf{k} = \frac{15\pi\lambda\eta^3 \langle l^4 \rangle}{48 \langle l \rangle} S \begin{pmatrix} N_{22} + N_{33} & -N_{12} & -N_{13} \\ -N_{12} & N_{11} + N_{33} & -N_{23} \\ -N_{13} & -N_{23} & N_{11} + N_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{I.109})$$

Avec,

- $\eta$  un paramètre d'endommagement, il est relatif à la porosité induite par les fissures par rapport à la densité de fissuration,
- $S$  correspond à la surface de la fracture par unité de volume,
- $\mathbf{N}$  est le tenseur des fissures. Il caractérise le rayon, la direction et l'ouverture des fissures. Ce tenseur est obtenu par traitement statistique des relevés de fissuration,
- $\langle l \rangle$  et  $\langle l^4 \rangle$  sont relatifs aux fissures.

**Modèle de [Zhou, 2006].**

Dans ce modèle [Zhou, 2006], un tenseur d'endommagement du second ordre est utilisé pour modéliser la distribution aléatoire des micro-fissures. Celles-ci sont représentées par des ellipsoïdes distribuées aléatoirement dans l'espace dont les propriétés géométriques varient. L'évolution de l'endommagement est déterminée par une fonction de propagation des fissures. Il s'agit d'un critère en contrainte qui traduit une augmentation de l'endommagement perpendiculairement au plan de fissuration avec l'accroissement du déviateur. La perméabilité est mise en relation avec l'endommagement induit par le chargement en moyennant le champ de fissuration sur le VER. Dans cette approche, le réseau hydraulique issu de l'endommagement se superpose au réseau poreux initial en utilisant la notion de connectivité hydraulique. C'est-à-dire que la perméabilité n'évolue pas avec le chargement, tant qu'il n'existe pas de connectivités entre les fissures.

**Modèle de [Maleki and Pouya, 2010]**

Dans l'approche proposée par [Maleki and Pouya, 2010], les fissures sont représentées par des ellipsoïdes distribuées dans l'espace. Les propriétés géométriques de chaque disque (orientation, rayon...) suivent une distribution statistique qui dépend du type de chargement. Une modélisation multi-échelle à double porosité est utilisée (principe de superposition), elle permet de simuler le flux dans la porosité connectée (Darcy) et les fissures (par la loi de Poiseuille).

La forme générale du tenseur de perméabilité homogénéisé estimé par [Maleki and Pouya, 2010] est donnée par :

$$\mathbf{k} = \frac{f(\eta)}{\eta} ((\alpha_e(d_1 - d_2) + 2\alpha_c(d_2 - d_3) + d_3)\mathbf{1} + (d_1 - d_2)(1 - 3\alpha_e)\underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 + 2(d_2 - d_3)(1 - 3\alpha_c)\underline{e}_3 \otimes \underline{e}_3) \quad (\text{I.110})$$

Avec,

- $d_i$  qui correspond à l'endommagement dans la direction  $\underline{e}_i \otimes \underline{e}_i$  (l'endommagement est maximal suivant 1).
- $\eta = d_1 + d_2 + d_3$ .
- $f(\eta)$  est la fonction d'intensité, elle est estimée numériquement en générant un champ de fissuration aléatoire dans le VER pour différents cas de charge. Dans cette approche, la notion de seuil de percolation est également utilisée.
- $\alpha_c$  et  $\alpha_e$  sont des paramètres qui dépendent du rapport des perméabilités majeure et mineure. Ils prennent respectivement les valeurs de  $\frac{1}{4}$  et  $\frac{5}{12}$  pour de l'argilite.

#### Modèle de [Rastiello, 2013]

Ce modèle est basé sur la prise en compte des hétérogénéités du béton tel que proposé par [Rossi et al., 1994]. Chaque élément fini est considéré comme représentatif d'un volume de matière hétérogène dont le comportement est géré par son degré d'hétérogénéité  $r_e$  défini de la façon suivante :

$$r_e = \frac{V_e}{V_g} \quad (\text{I.111})$$

Où,  $V_e$  représente le volume de l'élément et  $V_g$  le volume du plus gros granulat.

Localement, les caractéristiques mécaniques (module de Young, résistance à la traction, énergie de fissuration...) sont soumises à des variations aléatoires et dépendent du volume de matériau sollicité.

La perméabilité est ici calculée à partir de l'ouverture de fissure qui est estimée à partir d'une taille isotrope de l'élément fini.

$$k_F = \xi(w) \frac{w^2}{12} \quad (\text{I.112})$$

Où,  $\xi(w)$  est un paramètre variable qui dépend de la morphologie de la fissure.

## 5 Conclusions

Dans un premier temps, les différentes approches théoriques de la littérature sont synthétisées. Celles-ci concernent essentiellement le phénomène de consolidation qui regroupe à la fois la théorie de Biot ainsi que l'approche par des modèles rhéologiques ou visco-plastiques. La théorie de l'endommagement sur laquelle s'appuient les deux chapitres suivants est également illustrée.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la perméabilité des géo-matériaux (mortier, béton et argilite). La recherche bibliographique présente les différents phénomènes dont doit tenir compte la modélisation. Ainsi, il apparaît que la perméabilité intrinsèque dépend du fluide qui est utilisé pour la mesure. Généralement, les mesures de perméabilité au gaz sont préférées car il reste inerte vis-à-vis des constituants du béton ou de l'argilite et permet par conséquent de s'affranchir des phénomènes parasites tels que la carbonatation, l'hydratation ou plus généralement des phénomènes de cicatrisation. De plus, il apparaît que la perméabilité croît avec la fissuration, qu'elle soit diffuse, localisée ou d'origine thermique.

Que ce soient pour des échantillons endommagés par de la compression/cisaillement ou par de la traction, les mesures de perméabilité peuvent être réalisées sous charge ou sur des échantillons déchargés, on parlera alors de mesures résiduelles. Les mesures de perméabilité sous charge [Choinska, 2006; Rastiello, 2013] sont préférables car elles permettent de tenir compte de la variabilité des ouvertures de fissure avec le chargement.

Enfin, les modèles de perméabilité proposés dans la littérature sont présentés et les inconvénients liés aux formulations simplifiées sont discutés. On retrouve principalement deux approches. Dans la première, c'est la variable d'endommagement (isotrope ou anisotrope) qui pilote la variation de la perméabilité, on parlera de modèles continus. Dans un second temps, l'évolution de la perméabilité est déterminée par la loi de Poiseuille (PPM), on parlera d'approches discrètes.

Le chapitre suivant a pour but de proposer une loi de perméabilité pouvant traiter l'accroissement de la perméabilité sous un chargement de compression/cisaillement ou sous un chargement de traction.

---

---

# CHAPITRE II

---

## PERMÉABILITÉ

### Sommaire

---

1	Introduction et problématiques . . . . .	<b>105</b>
2	Proposition d'un modèle de perméabilité . . . . .	<b>107</b>
2.1	Perméabilité en fonction de la fissuration de compression . . . . .	107
2.1.1	Validité des lois . . . . .	107
2.1.2	Existence d'un seuil de percolation . . . . .	109
2.1.3	Proposition d'une loi d'évolution en compression . . . . .	110
2.2	Perméabilité en fonction de la fissuration de traction . . . . .	118
2.2.1	Validité de la loi de Poiseuille . . . . .	118
2.2.2	Existence d'un seuil de percolation . . . . .	120
2.2.3	Implémentation numérique de la loi de perméabilité . . . . .	123
2.2.4	Généralisation au cas où plusieurs fissures coexistent . . . . .	125
2.2.5	Combinaison des fissures de traction et de compression . . . . .	126
2.3	Intérêt de l'anisotropie du tenseur de perméabilité . . . . .	128
3	Mise en œuvre et utilisation . . . . .	<b>132</b>
3.1	Essais sur un élément fini . . . . .	133
3.1.1	Essai cyclique de traction-compression . . . . .	133
3.1.2	Essai de traction bidirectionnel . . . . .	138
3.1.3	Essai de cisaillement pur . . . . .	141
3.2	Objectivité de la réponse hydraulique vis-à-vis de la taille des EF . . . . .	146
3.2.1	Essai de traction uniaxiale . . . . .	146
3.2.2	Essai de cisaillement . . . . .	150
4	Conclusions . . . . .	<b>153</b>

---



Page laissée intentionnellement vide

## 1 Introduction et problématiques

L'étude bibliographique a montré que la perméabilité varie en fonction de la fissuration. Elle peut évoluer de façon isotrope quand la fissuration est diffuse [Picandet et al., 2001; Dal Pont, 2004; Choinska, 2006; Dufour, 2007], mais elle peut également évoluer de façon anisotrope lorsque les fissures sont localisées [Aldea et al., 1999b; Picandet et al., 2009; Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013].

Dans la modélisation numérique, on retrouve le même schéma. Le tenseur de perméabilité est choisi isotrope [Bourdarot, 1991; Souley et al., 2001; Gawin et al., 2002; Jason, 2004; Dal Pont, 2004; Rastiello, 2013] ou anisotrope [Fauchet, 1991; Bary, 1996; Oda et al., 2002; Maleki, 2004; Zhou, 2006; Maleki and Pouya, 2010; Chen et al., 2014b]. Pour chacun de ces cas, il est choisi soit en fonction de l'endommagement, soit de l'ouverture de la fissure et rarement en fonction des deux [Choinska, 2006; Dufour, 2007; Pijaudier-Cabot et al., 2009]. Il peut également être estimé à partir de techniques d'homogénéisation [Maleki, 2004; Zhou, 2006; Maleki and Pouya, 2010]. La figure II.1 présente les principes de modélisation en fonction du type de fissuration.

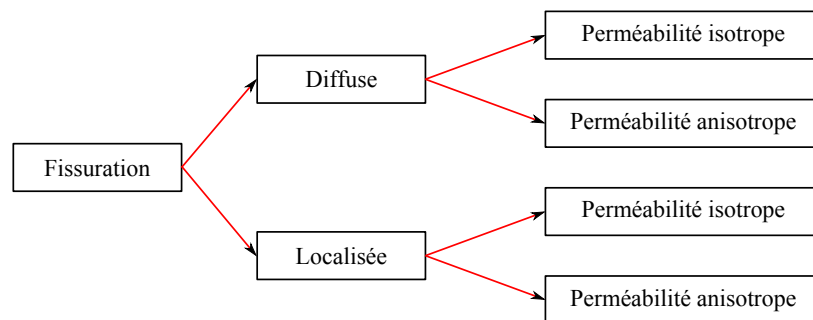


FIGURE II.1 – Principes de modélisation en fonction de la fissuration.

Les formulations avec endommagement sont utilisées dans la littérature, car ces variables internes sont accessibles dans la plupart des codes aux éléments finis. Elles présentent l'avantage de décrire efficacement l'évolution de la perméabilité quand la fissuration est diffuse, mais leur application dans le cas d'une localisation des déformations est largement discutée [Picandet et al., 2001; Jason, 2004; Choinska, 2006; Dufour, 2007; Rastiello, 2013]. En effet, ces formulations ont tendance à surestimer la valeur de la perméabilité quand l'endommagement est supérieur à 0,15 [Jason, 2004]. De plus, elles font l'hypothèse que la perméabilité est bornée quand l'endommagement atteint la valeur critique de 1. Enfin, elles ne permettent pas de reproduire la décroissance de la perméabilité avec la refermeture des fissures. En effet, la condition de croissance de l'endommagement doit être vérifiée ( $\dot{D} \geq 0$ ) pour assurer le second principe de la thermodynamique.

Les formulations qui dépendent des ouvertures anélastiques de fissure sont plutôt rares. Elles s'accordent sur le fait que le débit traversant une fissure localisée est régi par la loi de Poiseuille. Numériquement l'ouverture de fissure peut être estimée en utilisant la taille de l'élément fini [Sellier and Bary, 2002; Matallah et al., 2010; Sellier et al., 2013a].

Un opérateur permettant d'accéder efficacement à la taille des éléments quelle que soit leur forme est plutôt rare dans les codes de calcul. C'est pourquoi, dans certain cas, c'est une taille isotrope équivalente qui est utilisée quelle que soit la géométrie.

L'usage d'une taille isotrope est assez délicat, car l'utilisateur doit s'assurer d'avoir des éléments relativement isotropes en terme de taille, sous peine d'aboutir à une dépendance de la solution en fonction de la forme des mailles.

Le chapitre suivant a pour but de :

- Proposer une loi de comportement qui traite la variation de la perméabilité en fonction de la fissuration de traction et de compression, qu'elle soit diffuse ou localisée.
- Montrer l'intérêt que présente cette loi, ainsi que les inconvénients des formulations simplifiées.
- Comprendre le comportement général du modèle et vérifier sa robustesse par une série d'essais numériques simples.

## 2 Proposition d'un modèle de perméabilité

### 2.1 Perméabilité en fonction de la fissuration de compression

#### 2.1.1 Validité des lois

Les formulations avec endommagement sont généralement utilisées pour modéliser la fissuration diffuse. En effet, si on se réfère à la définition d'une variable d'endommagement  $D$ , elle correspond à une densité de micro-fissuration, c'est-à-dire, la proportion de matériau endommagé par rapport au matériau sain.

$$D = \frac{S^D}{S} \quad (\text{II.1})$$

Où,  $S^D$  représente le volume des micro-cavités et  $S$  le volume total.

Bien que les formulations s'accordent sur le fait que la perméabilité du matériau déchargé augmente avec l'endommagement, le choix entre une loi exponentielle [Picandet et al., 2001; Bary, 1996], logarithmique [Gawin et al., 2002; Dal Pont, 2004] et logarithmique avec seuil [Souley et al., 2001; Jason, 2004; Chen et al., 2014b] n'est pas encore vraiment tranché, car plusieurs questions demeurent :

- Quelle valeur prendre quand le matériau est totalement dégradé ( $D \rightarrow 1$ ) ?
- Quelle est le domaine de validité de chacune des lois (pré-pic ou post-pic) ?

Pour la première, la perméabilité du matériau totalement dégradé est souvent fixée arbitrairement. Dans le modèle de [Bary, 1996], elle est par exemple fixée à  $10^{-3}\text{m/s}$  sur la base des résultats expérimentaux de [Gérard et al., 1996].

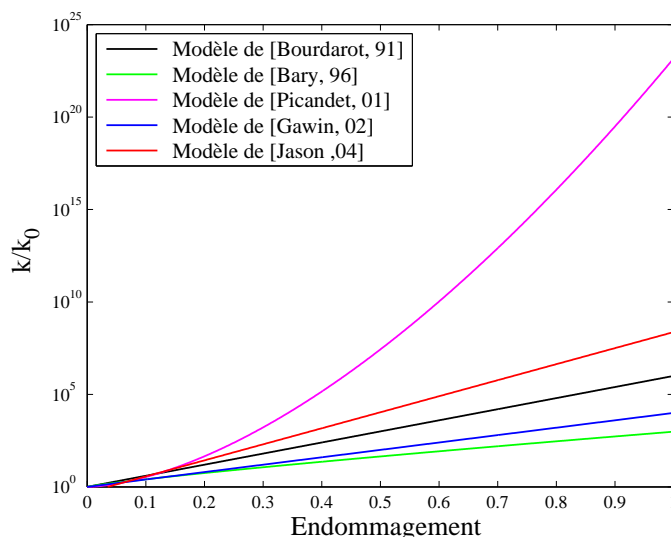


FIGURE II.2 – Comparaison des modèles de perméabilité en fonction de l'endommagement.

Dans le modèle de [Bourdarot, 1991], la loi est donnée en fonction de la perméabilité ultime  $k_U$ , qui joue implicitement le rôle d'un paramètre de calage.  $k_U$  est choisi en fonction de la dimension des mailles de façon à apporter une solution physique au problème.

En réalité, une fois que le pic est franchi, toutes les formulations divergent (cf. figure II.2). Cet écart est d'autant plus accentué que l'endommagement est grand.

Pour la seconde question, [Jason, 2004] apporte quelques éléments de réponse sur la base des résultats expérimentaux de [Picandet et al., 2001] :

- Une relation de la forme  $k = k_0 10^{A_D D}$  [Gawin et al., 2002; Dal Pont, 2004] s'écarte des résultats expérimentaux de [Picandet et al., 2001]. La figure II.3 montre qu'elle s'écarte également des résultats de [Choinska, 2006].
- Il est possible de corriger cet écart en définissant un seuil de percolation qui correspond à une valeur de  $D$  où la perméabilité commence effectivement à augmenter.

Une bonne concordance est alors obtenue avec les mesures de [Picandet et al., 2001]. Dans les lois présentées [Bourdarot, 1991; Bary, 1996; Picandet et al., 2001; Gawin et al., 2002; Jason, 2004; Choinska, 2006], soit l'auteur présente les limites du modèle en précisant que celui-ci n'est valable que pour de faibles endommagements [Picandet et al., 2001], soit, c'est la même loi qui est utilisée pour les fissurations diffuse et localisée [Bourdarot, 1991; Gawin et al., 2002; Dal Pont, 2004; Jason, 2004].

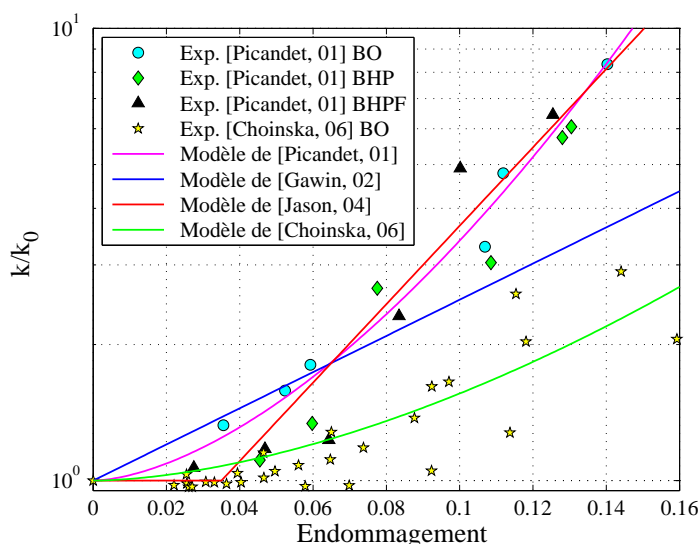


FIGURE II.3 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain ( $k/k_0$ ), en fonction de l'endommagement. Comparaison des lois de [Picandet et al., 2001], [Gawin et al., 2002], [Jason, 2004] et [Choinska, 2006] (cas d'une fissuration diffuse pré-pic).

Or, les mesures de [Picandet et al., 2001] sont réalisées sur des échantillons préalablement comprimés (BO, BHP, BHPF), c'est-à-dire endommagés de façon quasi-isotrope. Leur domaine de validité ne devrait donc pas s'étendre à de la traction où l'orientation de la fissuration est beaucoup plus marquée. De plus, si on se réfère à la figure II.3, la loi de [Jason, 2004] avec seuil reproduit aussi bien les résultats expérimentaux que la loi de [Picandet et al., 2001]. Par conséquent, nous allons maintenant étudier l'intérêt d'intégrer un effet de seuil dans un modèle de perméabilité.

### 2.1.2 Existence d'un seuil de percolation

À ce jour, la prise en compte d'un seuil de percolation ne fait pas l'unanimité. Pour justifier son existence, on peut s'appuyer sur les études expérimentales de la littérature [Sugiyama et al., 1996; Hearn and Lok, 1998; Meziani and Skoczylas, 1999; Schulze et al., 2001; Souley et al., 2001; Choinska, 2006; Wang et al., 2014]. Dans ces études, il apparaît clairement que la perméabilité n'augmente pas avant 70% à 90% de la contrainte au pic (que ce soit en compression simple ou sous chargement déviatorique). En réalité, on s'aperçoit même qu'elle diminue légèrement. Cette diminution est attribuable à une refermeture initiale de la porosité connectée en phase pré-pic (cf. figure II.4). On peut également penser que les micro-fissures ne sont pas encore assez connectées pour que le débit augmente avec le chargement mécanique. Au cours de cette phase, le comportement volumique du matériau est contractant. Au-delà de ce seuil, la perméabilité augmente, le comportement volumique du béton devient dilatant.

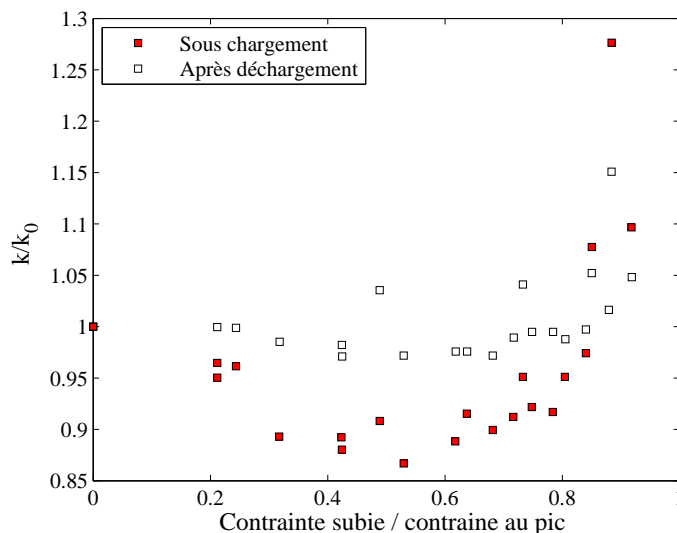


FIGURE II.4 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain ( $k/k_0$ ), en fonction du rapport de la contrainte subie sur la contrainte au pic [Choinska, 2006].

Dans la mesure où une chute du module existe avant 80% de la charge au pic, l'ensemble des études expérimentales suggèrent qu'un seuil de percolation doit être considéré. Une loi avec seuil de type [Jason, 2004] paraît être plus appropriée.

Le modèle de perméabilité proposé par [Jason, 2004] est choisi de façon à traiter simultanément les fissures diffuse et localisée. Pour la fissuration diffuse, la loi s'appuie sur les résultats expérimentaux de [Picandet et al., 2001] (cf. figure II.3).

Pour la fissuration localisée, elle s'appuie sur les essais BIPEDE [Gérard et al., 1996] (cf. figure II.5). Cependant, la nature de la sollicitation est différente pour les deux essais : compression uniaxiale dans le cas de [Picandet et al., 2001] et endommagement de diffus de traction pour les essais BIPEDE.

Elle ne peut donc pas être utilisée dans le cas d'une localisation de la fissuration par compression / cisaillement. En effet, les fissures de compression, contrairement à celles de traction ne présentent pas d'orientation aussi marquée qu'en traction (la zone endommagée est parfois broyée).

La figure II.5 montre que la loi de [Picandet et al., 2001] surestime significativement les résultats expérimentaux BIPEDE [Gérard et al., 1996] et [Choinska, 2006] quand  $D$  est supérieur à 0,2.

Enfin, la loi de [Gawin et al., 2002], coïncide parfaitement avec les points expérimentaux de [Choinska, 2006] quand la fissuration est localisée (cf. figure II.5).

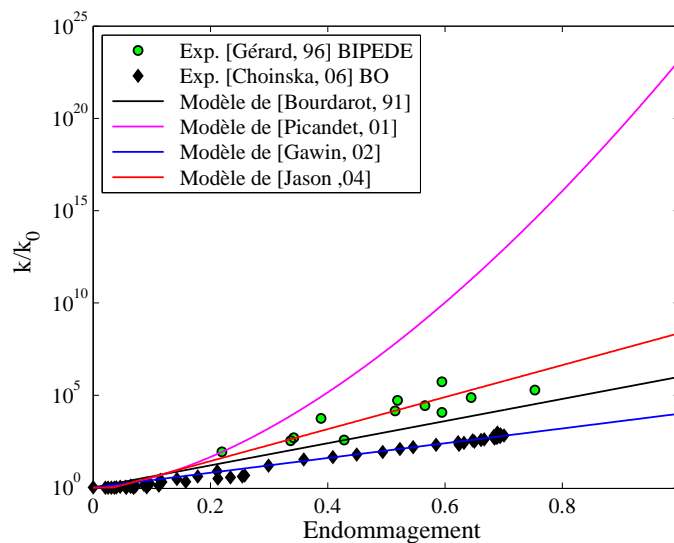


FIGURE II.5 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain ( $k/k_0$ ), en fonction de l'endommagement. Comparaison des lois de [Bourdarot, 1991], [Picandet, 2001], [Gawin et al., 2002] et [Jason, 2004] avec les mesures de [Gérard et al., 1996] et [Choinska, 2006].

Dans notre application, on choisit de s'appuyer sur les mesures expérimentales réalisées par [Choinska, 2006] pour les raisons suivantes :

- Le carottage et les différents cycles de séchage (jusqu'à 105°C) subis par les éprouvettes de [Picandet et al., 2001] ont probablement endommagé davantage les échantillons. Ceci permet d'expliquer pourquoi les échantillons de [Picandet et al., 2001] sont plus perméables en phase pré-pic.
- Dans [Picandet et al., 2001], il s'agit de mesures résiduelles de perméabilité, alors que les essais de [Choinska, 2006] sont réalisés sous charge.
- Les résultats de [Picandet et al., 2001] ne présentent pas de mesures post-pic.

### 2.1.3 Proposition d'une loi d'évolution en compression

#### $\alpha$ ) Limites des modèles simplifiés

Les éléments précédents permettent de faire ressortir les remarques suivantes :

1. Il existe un seuil de percolation permettant d'initier l'accroissement de la perméabilité en fonction de l'endommagement de compression/cisaillement.
2. Le modèle doit s'appuyer sur le même essai pour traiter les fissures diffuses et localisées.
3. Les formulations avec endommagement ne permettent pas de simuler les éléments très fortement endommagés (du fait que la perméabilité soit bornée).

Il faut toutefois noter que l'endommagement expérimental est mesuré sur la courbe  $(\sigma - \varepsilon)$  à partir de la pente en cours de déchargement par un critère plastique-endommageable [Picandet et al., 2001; Choinska, 2006]. Il n'est donc pas égal à celui issu d'un modèle d'endommagement élastique (c'est-à-dire sans déformation permanente). Des mesures ultrasoniques peuvent également être réalisées pour évaluer  $D$  [Picandet et al., 2001]. Dans tous les cas, c'est bien la raideur réelle du matériau qui est utilisée pour l'évaluation de l'endommagement et non les ouvertures de fissure ou les dilatances.

La figure II.6 est issue de [Choinska, 2006], elle présente la façon dont est évaluée  $D$  à partir de la courbe expérimentale  $(\sigma - \varepsilon)$ .

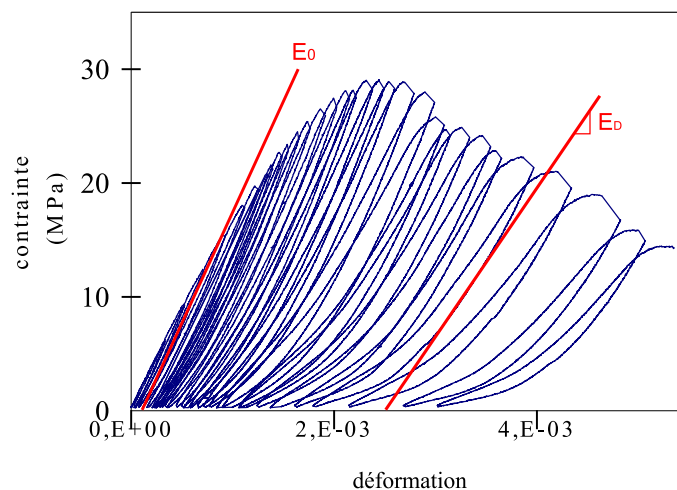


FIGURE II.6 – Mesure de l'endommagement (avec prise en compte de la déformation permanente), à partir de la courbe expérimentale de contrainte-déformation [Choinska, 2006].

Ainsi, si la variable d'endommagement est évaluée par un modèle élastique, cela peut entraîner des écarts importants sur l'évolution de perméabilité. Pour le montrer, le modèle de [Sellier et al., 2013a] qui ne comporte pas de déformation plastique est utilisé pour simuler la courbe expérimentale  $(\sigma - \varepsilon)$  de [Choinska, 2006].

Le tableau II.1 regroupe les paramètres matériau qui ont été intégrés au modèle pour modéliser la courbe de contrainte-déformation présentée sur la figure II.7.

Effectivement, si on s'appuie sur les résultats de [Choinska, 2006], le seuil de percolation se situe à 85% de la déformation au pic. L'endommagement diffus élastique avoisine 0,4 à cet état (cf. figure II.8), alors que celui-ci est évalué expérimentalement à 0,035 [Jason, 2004]. Cela correspond à 16% de la déformation au pic dans un modèle élastique.



Tableau II.1 – Valeurs des paramètres matériau du modèle d'endommagement, pour simuler l'essai de compression uniaxiale de [Choinska, 2006] (hauteur de l'éprouvette 22cm).

$E_0$	$\nu$	$R^c$	$\varepsilon^{pic,c}$	$G_f^c$
22000 MPa	0,2	29 MPa	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$ MJ/m <sup>2</sup>

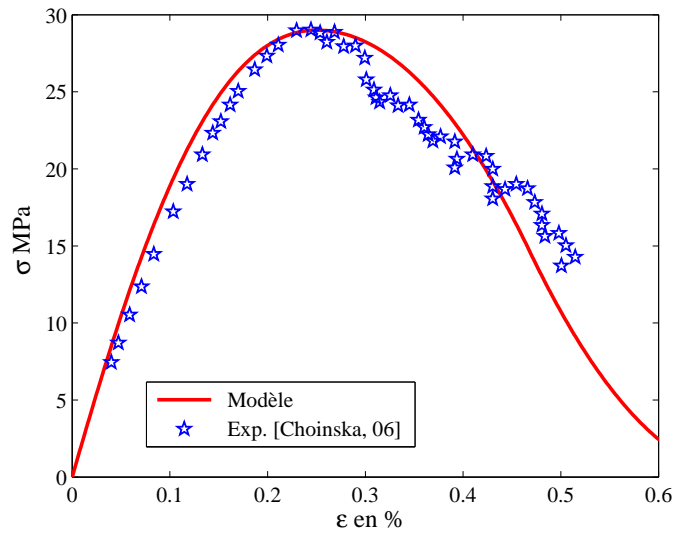


FIGURE II.7 – Simulation de la courbe de contrainte-déformation. Comparaison avec les résultats expérimentaux de [Choinska, 2006].

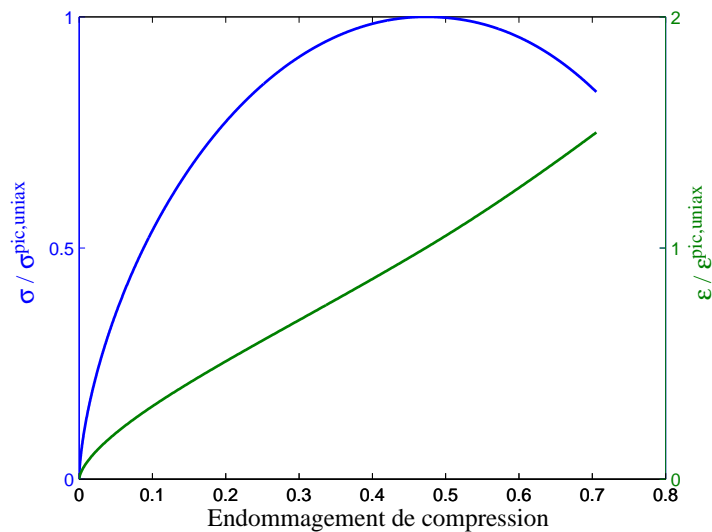


FIGURE II.8 – Évolution des rapports  $\varepsilon/\varepsilon^{pic}$  et  $\sigma/\sigma^{pic}$  en fonction de l'endommagement isotrope de compression  $d^c$  issu d'un modèle d'endommagement sans déformation plastique.

Par ailleurs, dans une approche élasto-plastique, l'endommagement au pic ne serait que de 0,15, alors que celui-ci vaut 0,5 dans un modèle élastique. Dans le cas d'une loi d'évolution logarithmique, le facteur d'erreur sur l'évaluation de la perméabilité est proche de  $10^3$ . Le schéma II.9 illustre le caractère « conventionnel » de l'endommagement et par conséquent le risque de l'utiliser directement dans une loi de perméabilité. Elle permet de constater qu'à déformation égale, l'endommagement élasto-plastique est inférieur à l'endommagement élastique.

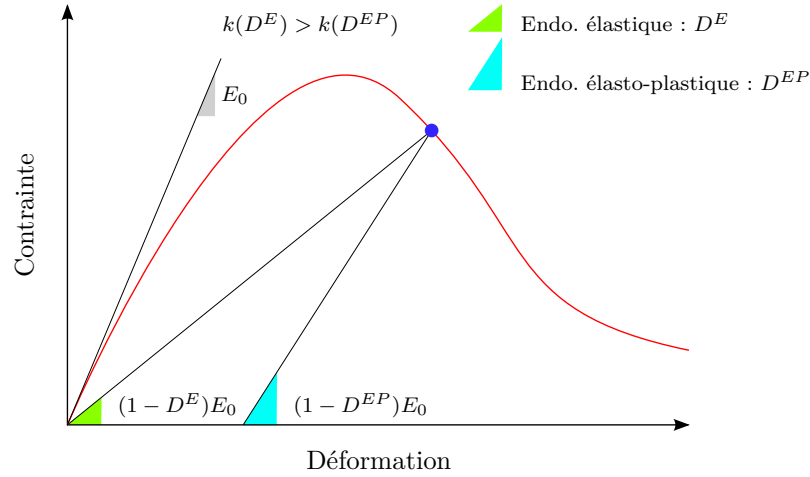


FIGURE II.9 – Schéma expliquant l'écart des perméabilités en fonction du critère d'évaluation de l'endommagement (élastique ou élasto-plastique).

L'ensemble de ces remarques fait que les lois existantes ne sont pas directement applicables dans notre modèle. Il y a donc nécessité :

- Soit de réajuster les paramètres de calage de façon à ce qu'ils soient compatibles avec un endommagement élastique.
- Soit de définir l'évolution de la perméabilité en fonction d'une variable plus objective que l'endommagement.

Le choix retenu s'est porté sur la seconde option. En effet, cela permettra de choisir un paramètre qui ne borne pas la perméabilité avec l'endommagement.

Ici, on choisit de faire varier la loi de perméabilité en compression en fonction du rapport des déformations équivalentes de Drucker-Prager :  $\tilde{\varepsilon}^{DP} / \tilde{\varepsilon}^{DP,pic}$ .

Où, la déformation équivalente  $\tilde{\varepsilon}^{DP}$  est définie telle que :

$$\tilde{\varepsilon}^{DP} = \frac{\tilde{\sigma}^{DP}}{E_0} \quad (\text{II.2})$$

Avec, la contrainte équivalente de Drucker-Prager qui vaut :

$$\tilde{\sigma}^{DP} = \sqrt{\frac{(\tilde{\sigma}_I^- - \tilde{\sigma}_{II}^-)^2 + (\tilde{\sigma}_I^- - \tilde{\sigma}_{III}^-)^2 + (\tilde{\sigma}_{II}^- - \tilde{\sigma}_{III}^-)^2}{6}} + \frac{\delta}{3}(\tilde{\sigma}_I^- + \tilde{\sigma}_{II}^- + \tilde{\sigma}_{III}^-) \quad (\text{II.3})$$

Où,  $\tilde{\sigma}_i^-$  représente la contrainte effective de compression dans la direction principale  $i$  et  $\delta$  le coefficient de confinement de Drucker-Prager.

Ainsi, la loi de [Jason, 2004] modifiée prendrait la forme suivante :

$$\log\left(\frac{\tilde{k}}{k_0}\right) = \alpha \times f\left(\left\langle \frac{\tilde{\varepsilon}^{DP}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} - \frac{\tilde{\varepsilon}^{perc}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} \right\rangle_+\right) \quad (\text{II.4})$$

Ici,  $\tilde{\varepsilon}^{perc}$  correspond au seuil de percolation en déformation équivalente de Drucker-Prager. La forme de l'équation II.4 est intéressante dans la mesure où elle permet de ne plus borner la perméabilité quand  $D$  tend vers 1, tout en conservant les avantages qu'une formulation avec endommagement pouvait comporter. Notamment, la prise en compte d'une diminution de la perméabilité avec l'accroissement de la pression de confinement. Pour déterminer la valeur du coefficient  $\alpha$ , le modèle s'appuie sur les résultats expérimentaux de [Choinska, 2006] exprimant l'évolution de la perméabilité en fonction du rapport de la déformation appliquée sur la déformation au pic. Compte tenu de l'allure des points expérimentaux (cf. figure II.10), la loi proposée est modifiée de façon à prendre en compte le ralentissement de la cinétique d'évolution de la perméabilité avec l'accroissement de la déformation. Ceci est réalisé en prenant la racine carrée de la partie positive de la loi présentée en (II.4), ce qui aboutit à la forme finale (II.5).

$$\log\left(\frac{\tilde{k}}{k_0}\right) = \alpha \times \sqrt{\left\langle \frac{\tilde{\varepsilon}^{DP}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} - \frac{\tilde{\varepsilon}^{perc}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} \right\rangle_+} \quad (\text{II.5})$$

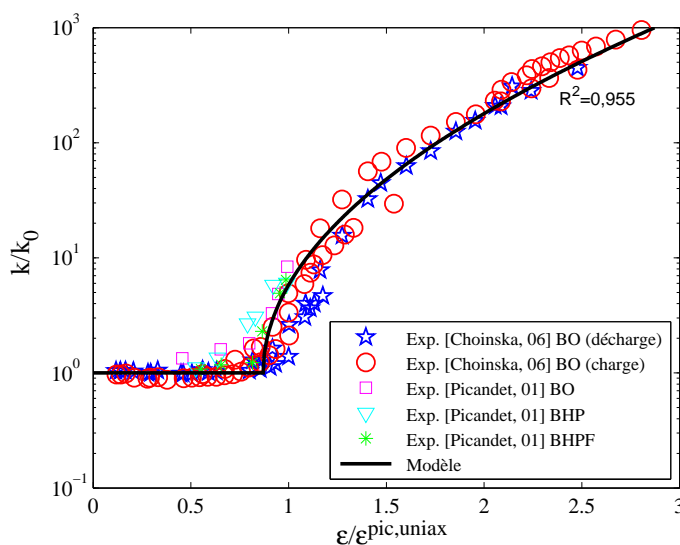


FIGURE II.10 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagés et sains ( $k/k_0$ ), en fonction du rapport de la déformation appliquée sur la déformation au pic de compression ( $\varepsilon/\varepsilon^{pic}$ ). Comparaison avec les points expérimentaux de la littérature.

Le seuil de percolation  $\tilde{\varepsilon}^{perc}$  est choisi conformément aux mesures. Il correspond à 0,87 fois la déformation équivalente de DP atteinte au pic de compression.

Enfin, le coefficient  $\alpha$  est évalué par analyse inverse en utilisant la méthode des moindres carrés. La valeur de  $\alpha = 2,12$  permet d'obtenir un coefficient de détermination  $R^2 = 0,955$  (cf. figure II.10).

### $\beta$ ) Intérêt d'une formulation en fonction de la déformation équivalente

Afin de montrer l'intérêt d'une loi de perméabilité qui dépend de la déformation équivalente de DP, on réalise ici 4 essais de compression triaxiaux en changeant pour chaque essai la pression de confinement (0, 2, 5 et 10MPa). Dans cette étude, le coefficient de confinement de Drucker-Prager  $\delta$  vaut 1 [Sellier et al., 2012a].

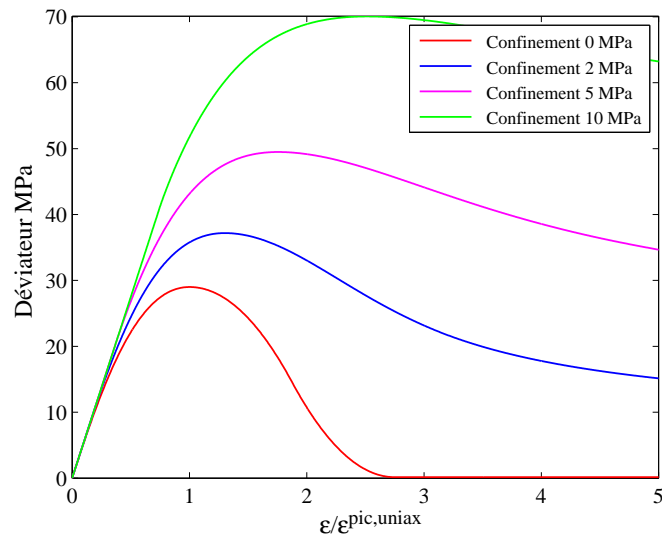


FIGURE II.11 – Évolution simulée avec la loi de [Sellier et al., 2013a] du déviateur en fonction du rapport des déformations ( $\varepsilon/\varepsilon^{pic}$ ), pour un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec  $\delta = 1$ ).

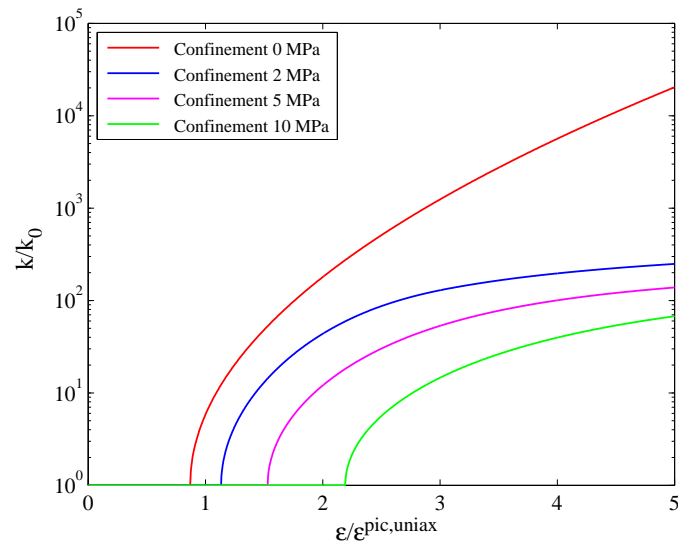


FIGURE II.12 – Évolution du rapport des perméabilités ( $\frac{k}{k_0}$ ) en fonction du rapport des déformations ( $\frac{\varepsilon}{\varepsilon^{pic}}$ ), pour un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec  $\delta = 1$ ).

La figure II.11 représente l'évolution du déviateur en fonction de la déformation axiale appliquée, elle permet de constater que le comportement du matériau est plus ductile quand la pression de confinement augmente. Ceci est assuré par le critère de Drucker-Prager.

Pour la perméabilité, on retrouve le même comportement. En effet, le matériau étant plus résistant avec le confinement, la perméabilité doit être moins élevée, ceci pour un même état de déformation axiale. Ce qui est bien retrouvé sur la figure II.12.

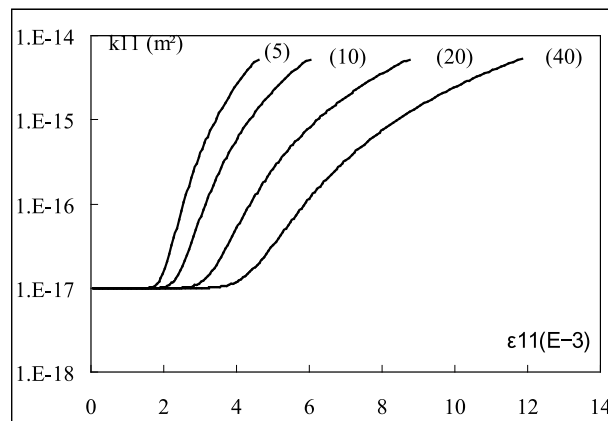


FIGURE II.13 – Simulation à l'aide d'un modèle micro-mécanique de l'évolution de la perméabilité axiale du grès des Vosges en fonction de la déformation axiale au cours d'un essai triaxial pour différentes pressions de confinement [Zhou, 2006].

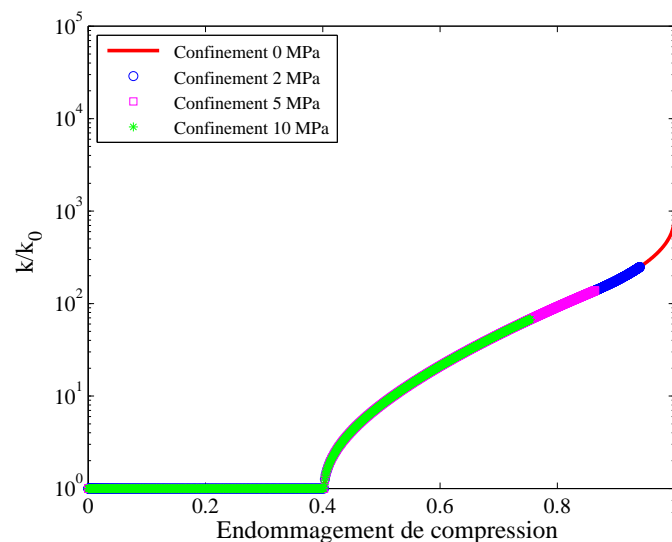


FIGURE II.14 – Évolution du rapport des perméabilités des matériaux endommagé et sain ( $\frac{k}{k_0}$ ) en fonction de l'endommagement isotrope de compression  $d^c$ , au cours d'un essai triaxial à différentes pressions de confinement (avec  $\delta = 1$ ).

Le modèle permet de retrouver des résultats comparables, en terme de tendance, que les mesures de perméabilité à l'eau sous chargement déviatorique de [Wang et al., 2014]. Ces résultats sont également en accord avec les tendances retrouvées par le modèle micro-mécanique de [Zhou, 2006] présentées sur la figure II.13. Concernant l'amplitude de la diminution, celle-ci peut être accentuée ou diminuée en faisant varier le paramètre de confinement de Drucker-Prager  $\delta$ .

La loi de perméabilité proposée s'appuie sur la déformation équivalente du critère de Drucker-Prager, par conséquent, le modèle suit toujours la même évolution en fonction de l'endommagement scalaire  $d^c$  (cf. figure II.14).

Alors qu'une loi de perméabilité est bornée quand elle est fonction de l'endommagement, une loi en déformation est non bornée et la perméabilité continue d'augmenter alors que l'endommagement tend vers 1 (cf. figure II.14).

## 2.2 Perméabilité en fonction de la fissuration de traction

### 2.2.1 Validité de la loi de Poiseuille

Le modèle des plaques parallèles constitue une analyse simplifiée concernant l'écoulement du fluide (en régime laminaire) dans la fissure. En réalité, les lèvres d'une fissure ne sont pas planes, elles sont rugueuses, tortueuses et présentent certaines aspérités (cf. figure II.15). Dans la littérature, on retrouve plusieurs propositions pour modéliser ces aspérités, tels que le modèle des vides [Tsang and Witherspoon, 1981] permettant de décrire le comportement d'une fracture sous chargement normal, ou encore les modèles en dents de scie et sinusoïdal [Patton, 1966; Plesha, 1987] pour décrire le comportement sous cisaillement (cf. schéma II.16).

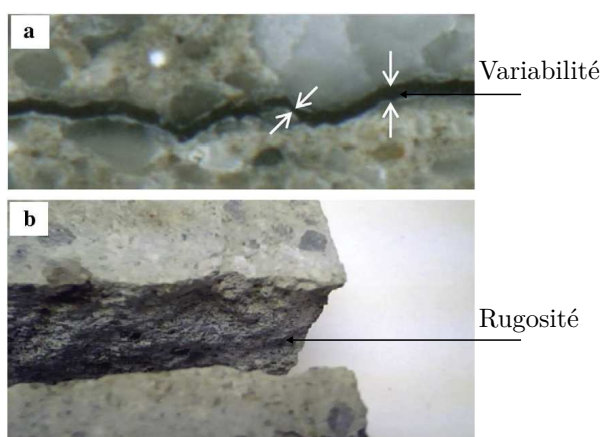


FIGURE II.15 – Photos de fissures localisées sur un mortier [Akhavan et al., 2012].

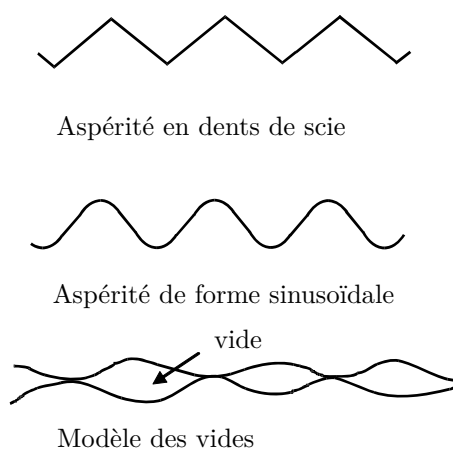


FIGURE II.16 – Différentes formes d'aspérités d'une fracture [Yang, 2011].

Dans l'étude expérimentale de [Rastiello, 2013] où le débit est mesuré directement dans la fissure localisée lorsque l'éprouvette est sous charge (essai Brésilien), le « Modèle des Plaques Parallèles » (PPM) ne permet pas de reproduire les résultats expérimentaux qu'il a mesurés (cf. figure II.17).

Cette observation est en accord avec des études antérieures [Akhavan et al., 2012] (cf. figures II.18) et [Picandet et al., 2009], où la loi cubique surestime le débit d'écoulement dans une fissure réelle. Cet écart entre les résultats expérimentaux et la prévision donnée par le modèle des plaques parallèles (PPM) est certainement induit par la présence d'aspérités, de la tortuosité du chemin de la fissure ou encore de la variabilité spatiale des ouvertures de fissure.

Pour prendre en compte ces aspérités, un coefficient réducteur de débit  $\xi$  est généralement introduit dans la littérature [Breyse and Gérard, 1997; Aldea et al., 1999b, 2000; Picandet et al., 2009; Zhang, 2011; Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013]. Il permet d'abaisser l'estimation faite par la loi de Poiseuille (II.6).

$$k_F = \xi \frac{w^2}{12} \quad (\text{II.6})$$

Pour des ouvertures de fissure comprises entre 50 et 300  $\mu m$ , [Aldea et al., 2000] proposent pour  $\xi$  une plage de valeurs allant de 0,0042 à 0,2792. Des résultats comparables sont également obtenus par [Breysse and Gérard, 1997] où  $\xi$  serait compris entre 0,0045 et 0,36.

Dans [Picandet et al., 2009], ce coefficient est constant. Il prend respectivement les valeurs de 0,03 pour un béton ordinaire, 0,1 pour un béton haute performance et 0,01 pour un béton haute performance renforcé de fibres.

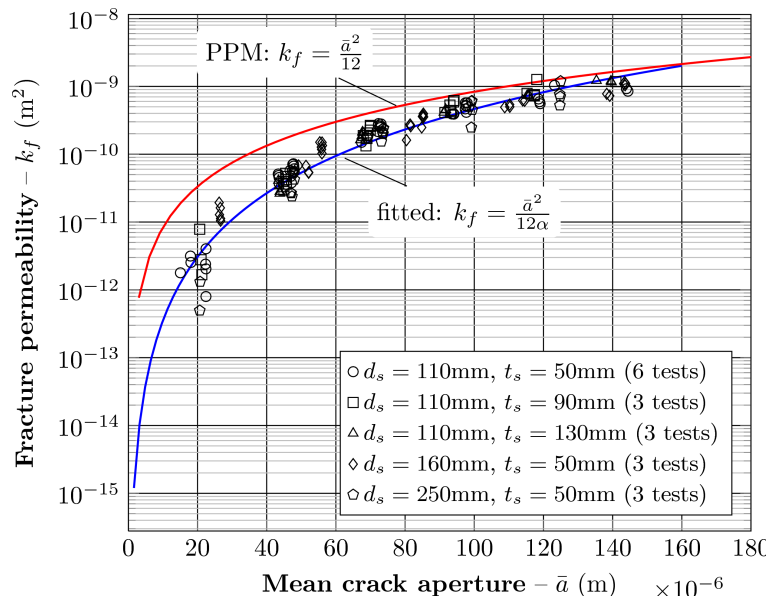


FIGURE II.17 – Perméabilité de la fissure en fonction de l’ouverture moyenne : comparaison avec la prévision théorique fournie par le modèle des plaques parallèles (PPM) [Rastiello, 2013].

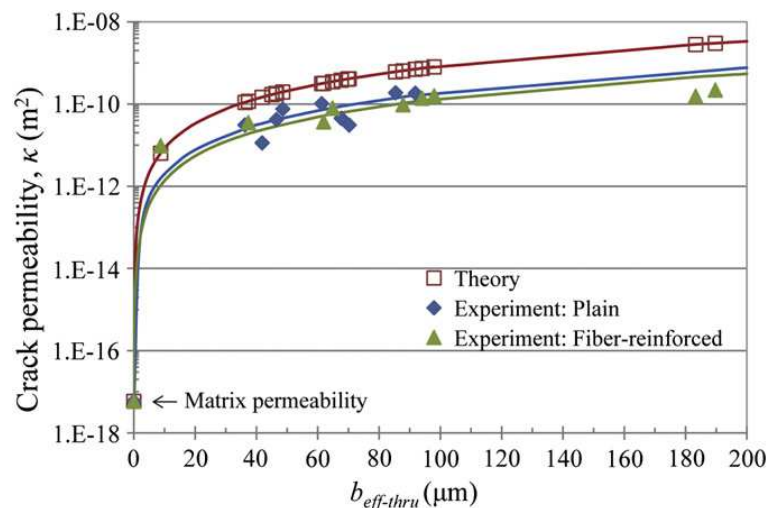


FIGURE II.18 – Perméabilité en fonction de l’ouverture de fissure effective. Comparaison avec le modèle des plaques parallèles [Akhavan et al., 2012].



Pour de l'argilite, [Zhang, 2011] estime ce coefficient à  $5.10^{-4}$ . Enfin, [Rastiello, 2013] suggère plutôt de le rendre variable au cours du chargement,  $\xi$  devient alors une fonction de l'ouverture, ce qui revient en quelque sorte à modifier l'exposant de la loi. Une meilleure concordance est alors obtenue avec les mesures qu'il a réalisées.

$$\xi^{-1}(w) = 5,625.10^{-5} \times w^{-1,19} \quad (\text{II.7})$$

Une synthèse de ces résultats est donnée dans le tableau suivant :

Tableau II.2 – Valeurs du coefficient  $\xi$  dans la littérature.

Source	Matériau	Essai réalisé	$\xi$	Fluide
[Aldea et al., 2000]	BO	Brésilien	[0,0042 – 0,2792]	Eau
[Picandet et al., 2009]	BO	Brésilien - Cembureau	0,03	Azote
[Rastiello, 2013]	BO	Brésilien (modifié)	eq. (II.7)	Eau
[Akhavan et al., 2012]	MO	Brésilien - Cembureau	0,229	Eau
[Picandet et al., 2009]	BHP	Brésilien - Cembureau	0,1	Azote
[Picandet et al., 2009]	BHPRF	Brésilien - Cembureau	0,01	Azote
[Zhang, 2011]	Argilite (COx & OPA)	Cellule triaxiale	$5.10^{-4}$	Gaz
[Akhavan et al., 2012]	MRF	Brésilien - Cembureau	0,163	Eau

### 2.2.2 Existence d'un seuil de percolation

La fonction (II.7) proposée par [Rastiello, 2013] présente une bonne concordance avec les mesures réalisées (cf. figure II.17). Cependant, dans cette approche [Rastiello, 2013] ne considère pas de seuil de percolation. Or, sous un chargement de compression, nous avons vu dans la section précédente que la perméabilité du matériau déchargé pouvait dépendre de l'endommagement quand celui-ci est diffus (pas de localisation de la fissuration). Dans le modèle de [Jason, 2004], un seuil de 0,035 est proposé sur la base des résultats de [Picandet et al., 2001] et [Gérard et al., 1996]. D'autres études confirment la présence d'un tel seuil qui coïncide avec le changement du comportement volumique du matériau [Sugiyama et al., 1996; Hearn and Lok, 1998; Meziani and Skoczylas, 1999; Schulze et al., 2001; Souley et al., 2001; Choinska, 2006].

En considérant un écoulement de Poiseuille dans une fissure, [Dormieux and Kondo, 2004] montrent qu'un schéma d'homogénéisation autocohérent permet de mettre en évidence l'existence d'un seuil de fissuration. Des résultats similaires sont également obtenus par [Chatzigeorgiou et al., 2005].

[Ismail et al., 2008] confirment cette observation dans le cas d'un mortier, où la diffusion des chlorures augmente significativement lorsque l'ouverture de fissure avoisine  $50\mu m$ . De la même façon, [Aldea et al., 1999a] observent un seuil qui serait compris entre 25 et  $50\mu m$  sur béton.

Les figures II.19 et II.20 regroupent les résultats de [Wang et al., 1997] et [Aldea et al., 1999b, 2000] (sur pâte, mortier et béton), elles montrent qu'en deçà de  $50\mu m$  la perméabilité à l'eau n'évolue que très légèrement avec l'ouverture de fissure.

L'ensemble des résultats présentés suggèrent l'existence d'un seuil de percolation (se situant avant  $50\mu m$  pour les bétons).

Cela signifie qu'il existe une ouverture de fissure de référence à partir de laquelle la loi de Poiseuille deviendrait représentative de l'écoulement réel dans une fissure. Par analogie avec ce qui est observé en compression, on peut supposer que ce seuil correspond au fait que les fissures ne sont pas encore connectées (il n'existe pas encore de chemin préférentiel pour l'écoulement du fluide).

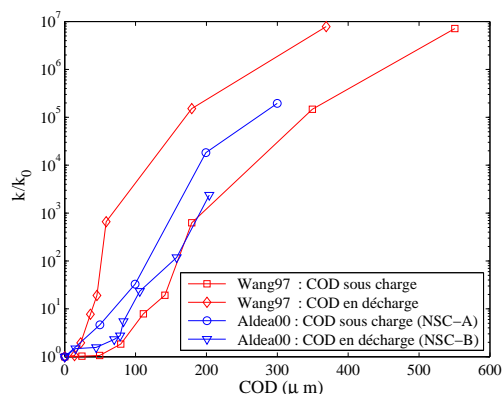


FIGURE II.19 – Évolution du rapport  $k/k_0$  en fonction de l'ouverture de fissure à mi-hauteur de l'échantillon (COD). Comparaison entre les résultats de [Wang et al., 1997] et [Aldea et al., 2000] sur béton.

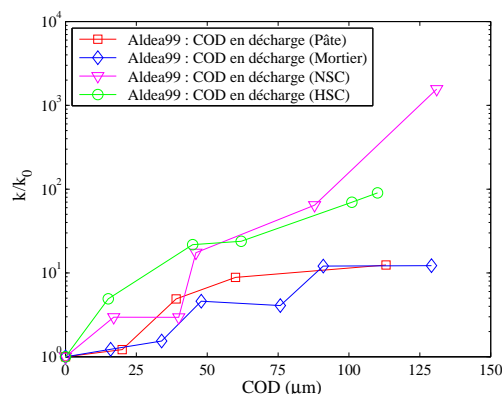


FIGURE II.20 – Évolution du rapport  $k/k_0$  en fonction de l'ouverture de fissure à mi-hauteur de l'échantillon (COD). D'après les résultats d'Aldea et al. [1999b] sur pâte, mortier, béton ordinaire et béton haute performance.

Pour prendre en compte ces phénomènes, il faut intégrer de nouvelles conditions aux limites au problème. La vitesse du fluide doit être considérée nulle au bord des rugosités (cf. figure II.21).

Nous proposons donc d'introduire un seuil de percolation  $w_{ref}$  pour définir la perméabilité équivalente entre deux plaques rugueuses. Ainsi, la perméabilité intrinsèque de la fissure prendrait la forme suivante :

$$k_F = \xi \frac{\langle w - w_{ref} \rangle_+^2}{12} \quad (\text{II.8})$$

Nous avons repris les points expérimentaux de [Rastiello, 2013] et considéré une ouverture de référence de  $16\mu m$ , qui coïncide avec la plage de valeurs retrouvée dans la littérature, à savoir  $w_{ref} \in [0-50]\mu m$ . Le coefficient  $\xi$  est pris égal à 1.

On s'aperçoit qu'une loi sous la forme de (II.8) présente une meilleure concordance avec les mesures qu'il a réalisées (cf. figure II.22).

On retiendra donc cette forme d'équation (II.8) pour les écoulements dans les fissures. Cette formulation (II.8) présente de nombreux avantages. Elle permet d'accroître la perméabilité avec l'extension du matériau, mais aussi de la faire diminuer en phase de déchargement, ce qui est impossible avec une perméabilité fonction de l'endommagement.

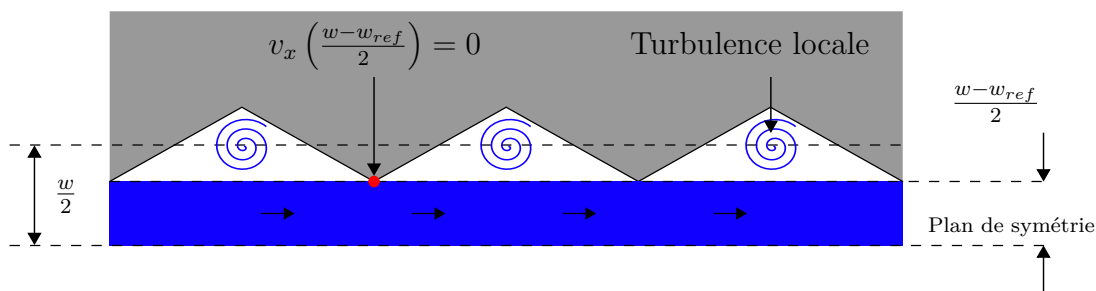
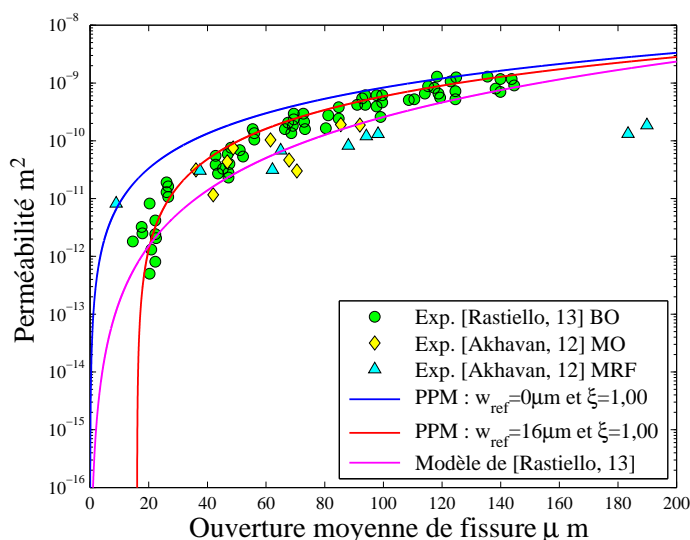


FIGURE II.21 – Schéma d'une fissure avec considération d'un effet de seuil.

FIGURE II.22 – Comparaison de la loi [Rastiello, 2013] avec le modèle des plaques parallèle (PPM) avec et sans effet de seuil  $w_{ref} = 16\mu m$ .

Ceci est en accord avec les observations expérimentales. En effet, comme le montre la figure II.23, une fois que le pic est franchi, en phase de déchargement la perméabilité suit quasiment le même chemin qu'en phase de chargement. Un effet d'hystérésis est observé à la fin du déchargement. Effectivement, la refermeture des fissures pour le matériau fortement endommagé devient de plus en plus difficile suite aux glissements des lèvres de fissure en cisaillement et au phénomène d'engrènement. Nous verrons par la suite que ce phénomène peut être considéré si le frottement des lèvres de la fissure durant la refermeture est pris en compte dans la modélisation mécanique, tel que proposé par [Jefferson, 2003] puis [Sellier et al., 2013a].

La loi de perméabilité proposée est validée par des résultats expérimentaux d'un essai Brésilien (modifié) pour des ouvertures de fissure supérieures ou égales à  $20\mu m$ , avec percolation du matériau par de l'eau. Pour des ouvertures plus faibles, il n'existe à notre connaissance pas de résultats expérimentaux permettant de valider l'hypothèse qui est faite en deçà du seuil proposé. Il est également possible qu'une mesure de perméabilité au gaz puisse rabaisser le seuil de percolation proposé.

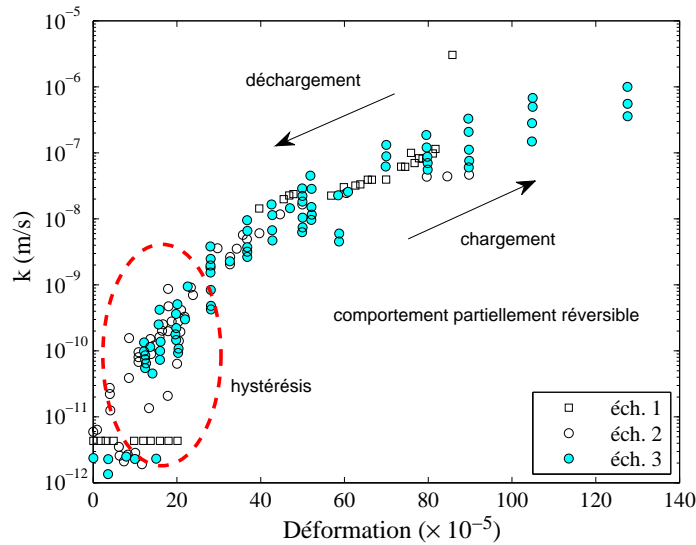


FIGURE II.23 – Évolution de la perméabilité en (m/s) en fonction de la déformation appliquée [Gérard et al., 1996].

### 2.2.3 Implémentation numérique de la loi de perméabilité

Dans la modélisation aux éléments finis, il n'est pas toujours possible d'utiliser des éléments finis très petits, sous peine de ralentir considérablement le calcul. Il est donc intéressant que l'utilisateur puisse adopter les éléments qu'il souhaite tout en aboutissant à la même réponse.

Dans les modèles de [Sellier and Bary, 2002; Sellier et al., 2013a], l'énergie dissipée est normée sur la taille des éléments finis dans la direction de sollicitation, ceci permet d'avoir une réponse mécanique et des ouvertures de fissure qui sont indépendantes de la taille des mailles (même si celles-ci ne sont pas isotropes).

Concernant la partie hydraulique du problème, le but n'est bien entendu pas d'avoir la même perméabilité quelle que soit la taille des mailles, mais bien les mêmes débits de fuite. On parlera donc d'une objectivité du calcul par rapport à la dimension des mailles. La figure II.24 représente un élément fini qui est traversé par une fissure horizontale.

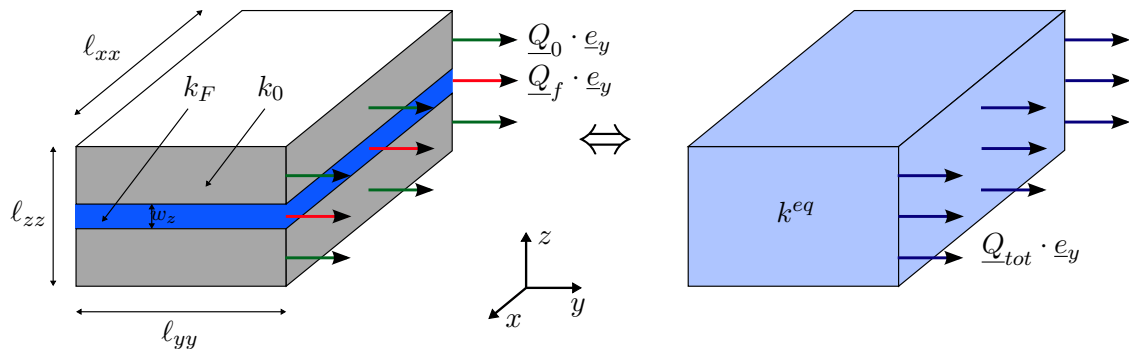


FIGURE II.24 – Représentation d'un élément fini traversé par une fissure.

Le débit traversant cet élément doit être indépendant de la taille  $l_{zz}$ . Pour assurer l'objectivité du calcul hydrique, il faut raisonner sur le débit traversant les 2 zones de l'élément, qui sont :

1. La fissure seule de perméabilité  $k_F$ .
2. La zone saine de perméabilité  $k_0$ .

En considérant un matériau homogène équivalent de perméabilité  $k^{eq}$ , on peut utiliser le principe d'équivalence.

Enfin, pour alléger l'écriture, on notera par  $w_z^*$  l'ouverture de fissure entre les rugosités  $w_z^* = \langle w_z - w_{ref} \rangle_+$ .

Le débit total  $\underline{Q}_{tot}$  dans II.24 est égal à la somme des débits traversant les parties saine  $k_0$  et fissurée  $k_F$  :

$$\underline{Q}_{tot} = \underline{Q}_f + \underline{Q}_0 \quad (\text{II.9})$$

Cette équation n'est valable que pour les directions d'écoulement contenues dans le plan  $(x, y)$ . Dans la direction  $\underline{e}_z$  il faut écrire non pas la somme mais l'égalité des débits. Ce qui revient pratiquement à ne pas modifier le débit dans cette direction.

Ainsi, les perméabilités du milieu homogène équivalent ( $k_{xx}^{eq}$ ,  $k_{yy}^{eq}$  et  $k_{zz}^{eq} = k_0$ ) sont obtenues en raisonnant sur le débit traversant les différentes faces de l'élément.

$$\begin{cases} \underline{Q}_{tot} \cdot \underline{e}_x = -\frac{k_{xx}^{eq}}{\eta} (\nabla p \cdot \underline{e}_x) l_{yy} l_{zz} \\ \underline{Q}_{tot} \cdot \underline{e}_y = -\frac{k_{yy}^{eq}}{\eta} (\nabla p \cdot \underline{e}_y) l_{xx} l_{zz} \\ \underline{Q}_{tot} \cdot \underline{e}_z = -\frac{k_{zz}^{eq}}{\eta} (\nabla p \cdot \underline{e}_z) l_{xx} l_{yy} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Le débit total percolant à travers la fissure est donné par la loi de Poiseuille dans les directions  $\underline{e}_x$  et  $\underline{e}_y$  :

$$\begin{cases} \underline{Q}_f \cdot \underline{e}_x = -\xi \frac{w_z^{*3}}{12\eta} l_{yy} (\nabla p \cdot \underline{e}_x) \\ \underline{Q}_f \cdot \underline{e}_y = -\xi \frac{w_z^{*3}}{12\eta} l_{xx} (\nabla p \cdot \underline{e}_y) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

De la même façon, le débit total percolant à travers la zone saine s'écrit en utilisant la loi de Darcy :

$$\begin{cases} \underline{Q}_0 \cdot \underline{e}_x = -\frac{k_0}{\eta} (\nabla p \cdot \underline{e}_x) (l_{zz} - w_z^*) l_{yy} \\ \underline{Q}_0 \cdot \underline{e}_y = -\frac{k_0}{\eta} (\nabla p \cdot \underline{e}_y) (l_{zz} - w_z^*) l_{xx} \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Connaissant les débits  $\underline{Q}_{tot}$ ,  $\underline{Q}_f$  et  $\underline{Q}_0$ , la perméabilité du milieu équivalent s'écrit alors :

$$\begin{cases} k_{xx}^{eq} = \xi \frac{w_z^{*3}}{12l_{zz}} + \frac{l_{zz} - w_z^*}{l_{zz}} k_0 \\ k_{yy}^{eq} = \xi \frac{w_z^{*3}}{12l_{zz}} + \frac{l_{zz} - w_z^*}{l_{zz}} k_0 \\ k_{zz}^{eq} = k_0 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

En faisant l'hypothèse que l'ouverture de fissure est beaucoup plus petite que la taille de l'élément, il est possible de considérer que le facteur de  $k_0$  vaut 1. On écrit donc plus simplement :

$$\begin{cases} k_{xx}^{eq} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + k_0 \\ k_{yy}^{eq} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + k_0 \\ k_{zz}^{eq} = k_0 \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Ainsi, quand le seuil  $w_{ref}$  n'est pas encore atteint, la perméabilité du matériau partiellement fissuré est confondue avec la perméabilité du matériau sain  $k_0$ . Une fois que le seuil est franchi et que les fissures sont bien ouvertes et connectées,  $k_0$  devient négligeable devant la perméabilité induite par la fissuration.

Les perméabilités  $k_{xx}^{eq}$  et  $k_{yy}^{eq}$  sont bien normées sur la taille de l'élément fini  $\ell_{zz}$ . Par construction, elles permettent d'assurer l'indépendance du débit total par rapport à la taille des mailles dans la direction principale au chargement.

#### 2.2.4 Généralisation au cas où plusieurs fissures coexistent

Supposons que la face suivant  $\underline{e}_x$  soit traversée par 2 fissures suite à deux sollicitations consécutives de traction suivant les directions  $\underline{e}_y$  et  $\underline{e}_z$ . Les ouvertures de fissure sont respectivement  $w_y$  et  $w_z$  (cf. figure II.25).

La composante suivant  $\underline{e}_x$  du débit total  $\underline{Q}_{tot}$  est la somme des débits induits par les deux fissures dans cette direction.

$$\underline{Q}_{tot} \cdot \underline{e}_x = -\xi \left( \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{yy}} + k_0 \right) (\nabla p \cdot \underline{e}_x) \quad (\text{II.15})$$

Ainsi, la perméabilité équivalente de l'élément fini suivant cette direction est :

$$k_{xx} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + \xi \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{yy}} + k_0 \quad (\text{II.16})$$

De façon comparable, on peut appliquer ce principe à un élément qui présente 3 fissures. Le tenseur de perméabilité prend la forme générale suivante :

$$\begin{cases} k_{xx} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + \xi \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{yy}} + k_0 \\ k_{yy} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{zz}} + \xi \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{xx}} + k_0 \\ k_{zz} = \xi \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{xx}} + \xi \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell_{yy}} + k_0 \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

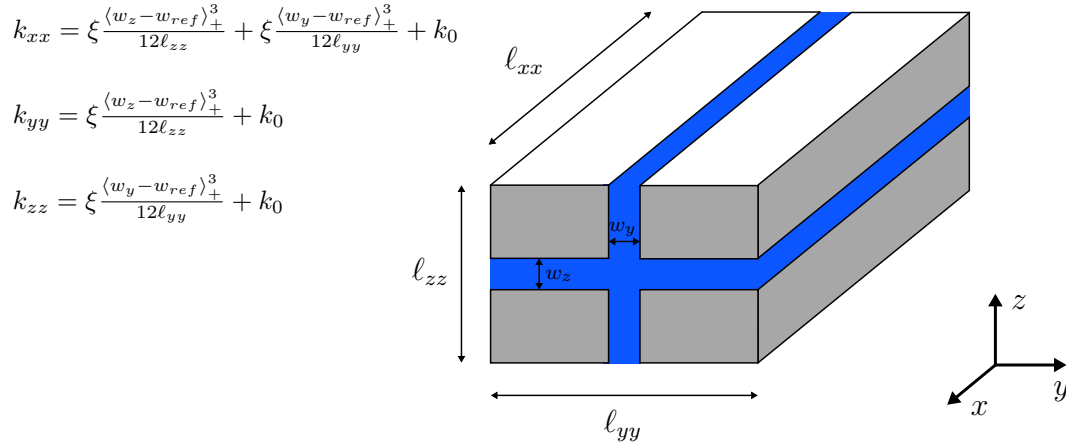


FIGURE II.25 – Représentation d'un élément fini traversé par 2 fissures.

### 2.2.5 Combinaison des fissures de traction et de compression

Nous venons de proposer une forme locale pour le tenseur de perméabilité. Cette forme fait intervenir les tailles de l'élément fini, les ouvertures de fissure ainsi que la perméabilité de la partie saine  $k_0$ . Elle n'est valable que pour la fissuration localisée de traction, c'est-à-dire, quand les fissures sont ouvertes et orientées. Or, dans son histoire de chargement, le matériau peut avoir subi un endommagement de compression.

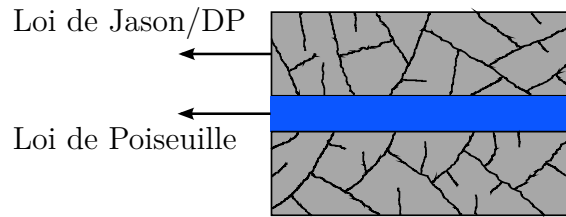


FIGURE II.26 – Représentation d'un élément fini fissuré de façon isotrope et localisée.

Dans notre approche, cet endommagement affecte de façon isotrope les propriétés hydro-mécaniques du matériau (cf. section 2.1). C'est pourquoi, la loi de perméabilité (II.5) est couplée avec l'équation (II.17). Elle affectera directement la perméabilité  $k_0$  (cf. figure II.26).

$$\begin{cases} k_{xx} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{zz}} + \xi \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{yy}} + \tilde{k}^{DP} \left( \frac{\tilde{\varepsilon}^{DP}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} \right) \\ k_{yy} = \xi \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{zz}} + \xi \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{xx}} + \tilde{k}^{DP} \left( \frac{\tilde{\varepsilon}^{DP}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} \right) \\ k_{zz} = \xi \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{xx}} + \xi \frac{\langle w_y - w_{ref} \rangle_+^3}{12l_{yy}} + \tilde{k}^{DP} \left( \frac{\tilde{\varepsilon}^{DP}}{\tilde{\varepsilon}^{pic,DP}} \right) \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

Cette loi est déterminée dans les directions principales de fissuration fournies par le modèle d'endommagement [Sellier et al., 2013a]. Ainsi, dans l'équation (II.18), les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les directions principales du tenseur des contraintes de Rankine utilisées pour calculer l'endommagement de traction.

La formulation (II.18) définit par conséquent les composantes principales de la matrice de perméabilité exprimées dans la base principale des contraintes de Rankine.

Une loi de comportement pour le tenseur de perméabilité vient d'être proposée. Elle permet de considérer simultanément les effets des fissures localisées de traction et d'un endommagement de type compression/cisaillement sur la perméabilité. Dans cette approche, la loi de [Jason, 2004] est modifiée de façon à ce que l'évolution de la perméabilité soit compatible avec le modèle d'endommagement utilisé. C'est une loi logarithmique avec seuil de percolation, qui dépend de la déformation équivalente de Drucker-Prager. Elle permet de traiter l'endommagement de type compression/cisaillement qu'il soit diffus ou localisé.

Le modèle des plaques parallèles (PPM) est choisi pour décrire l'écoulement d'un fluide dans une fissure localisée par traction. Ce modèle est calé sur la base des résultats expérimentaux de [Rastiello, 2013]. La loi de Poiseuille est modifiée en intégrant une ouverture de référence. Elle correspond à l'ouverture « réelle » de la fissure sans les aspérités. Une meilleure concordance est alors obtenue avec les mesures.

L'originalité du modèle proposé réside dans la prise en compte de l'anisotropie et de l'objectivité de la réponse dans les 3 directions de fissuration. Cette objectivité est intégrée en tenant compte de la taille réelle (anisotrope) de l'élément fini lors de la construction du tenseur de perméabilité. Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, cela permet au débit total d'être indépendant du choix du maillage.



### 2.3 Intérêt de l'anisotropie du tenseur de perméabilité

La recherche bibliographique a montré qu'il était possible d'estimer numériquement les ouvertures de fissure. Celles-ci peuvent être évaluées en utilisant la taille de l'élément fini dans la direction de localisation [Sellier and Bary, 2002; Matallah et al., 2010; Sellier et al., 2013a]. Cependant, un opérateur permettant d'estimer la taille des éléments n'est pas implémenté dans tous les codes de calcul. Sous le code aux éléments finis CAST3M, cet opérateur a été développé par Alain Millard. Il permet d'accéder aux tailles de l'élément fini quelle que soit sa forme.

Quand cette information n'est pas accessible, [Sellier et al., 2013a] proposent d'utiliser une approximation  $\ell_I$  à partir du Jacobien  $\mathbb{J}$  de la transformation géométrique. Cette méthode alternative a fait l'objet des travaux de [Stablon, 2011] sur le code aux éléments finis ANSYS.

$$\ell_I \approx \lambda \|\mathbb{J} \cdot \underline{e}_I\|^{-1} \quad (\text{II.19})$$

Où,  $\lambda$  est un paramètre qui intègre la taille de l'élément de référence et le nombre de points d'intégration ( $\lambda = 2$  dans le cas d'éléments cubiques à 8 points d'intégration). Dans d'autres cas, c'est une taille isotrope équivalente qui est considérée  $\ell_{eq}$ . Elle est généralement estimée à partir du volume  $V$  de l'élément fini.

$$\ell_{eq} = \sqrt[3]{V} \quad (\text{II.20})$$

Cette dernière solution est la plus facile à mettre en œuvre, mais si la géométrie des mailles choisies n'est pas isotrope, la solution dépendra malgré tout du choix du maillage. Pour montrer les conséquences que pourrait entraîner une mauvaise estimation de la taille de l'EF, on propose le cas test suivant. Il consiste en un essai de traction uniaxiale suivant  $z$ . Il est réalisé sur un cube d'arête  $\ell = 0,1m$  en changeant à 3 reprises la discrétisation du maillage.

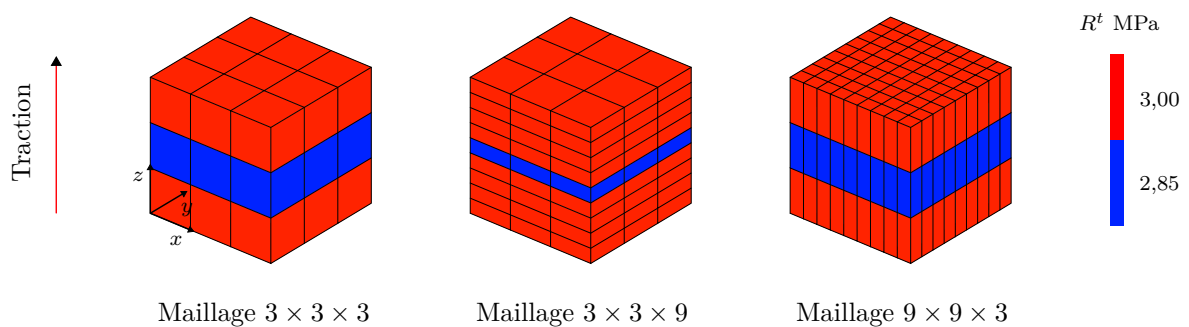


FIGURE II.27 – Représentation de la rangée d'élément imposée avec une résistance plus faible pour les différentes formes d'élément considérées.

La première discrétisation est réalisée sur une structure maillée avec des cubes de même dimension. Pour la deuxième, les éléments finis ont une forme aplatie. Enfin, pour la dernière, les éléments finis sont choisis avec une forme élancée (cf. figure II.27).

Pour chaque essai, les réponses mécaniques sont comparées en fonction de la taille des éléments choisis pour le calcul (taille isotrope ou taille réelle anisotrope de l'élément). Enfin, pour forcer la localisation, la résistance est imposée plus faible sur une rangée d'éléments. Dans cette zone, la résistance est de 2,85MPa alors qu'elle est de 3MPa partout ailleurs (cf. figure II.27), le modèle est régularisé en énergie de fissuration. Le tableau II.3 regroupe les paramètres matériau considérés pour cette étude.

Tableau II.3 – Paramètres matériau utilisés pour l'étude paramétrique justifiant les avantages d'un calcul avec une taille anisotrope.

Paramètres mécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité	$E_0$	31000	MPa
Coefficient de Poisson	$\nu_0$	0,2	
Résistance à la traction	$R^t$	3 et 2,85	MPa
Déformation au pic de compression	$\varepsilon^{pic,t}$	$1, 2R^t/E_0$	
Énergie de fissuration en traction	$G_f^t$	$10^{-4}$	MJ/m <sup>2</sup>

- \* Pour la première discrétisation, la structure est maillée avec des éléments parfaitement isotropes. Dans ces conditions, la longueur de l'élément est isotrope et égale à une longueur notée  $\ell_{eq}$ .

$$\ell_{zz} = \ell_{eq}$$

La réponse du modèle en terme de force-déplacement est donnée sur la figure II.28.

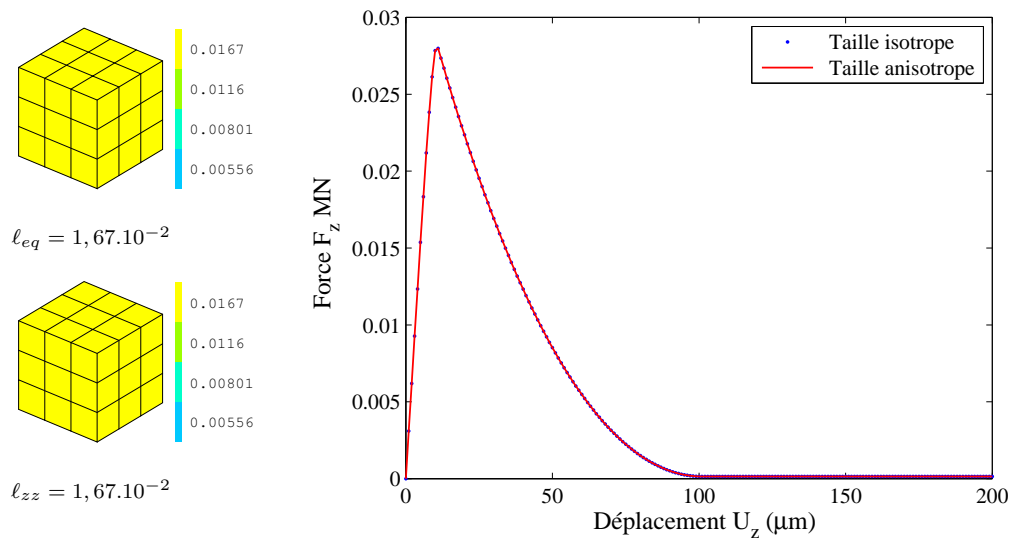


FIGURE II.28 – Essai de traction uniaxiale avec des éléments isotropes : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope.

- \* Pour la deuxième discrétisation avec des éléments finis aplatis :  
Quand le comportement adoucissant débute, la dissipation se localise dans l'élément le plus faible. L'énergie dissipée devient proportionnelle à la taille de l'élément fini.

Or, cette énergie doit être égale aux taux de restitution d'énergie  $G_f^t$ . Pour satisfaire cette condition, le modèle de [Sellier et al., 2013a] traite la localisation avec la méthode d'Hillerborg et al. [1976], on doit alors vérifier l'équation (II.21) :

$$G_f^t = \mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)} \ell_I \quad (\text{II.21})$$

Où,  $\mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}$  représente l'aire sous la courbe de contrainte-déformation. Si les éléments finis sont aplatis, on a :

$$\ell_{zz} < \ell_{eq}$$

Ce qui se traduit dans ce cas au niveau de l'aire sous la courbe de comportement par :

$$\mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}^{anisotrope} > \mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}^{isotrope}$$

Ainsi, en l'absence de modification de l'aire  $\mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}$ , la réponse structurelle dépend de la taille des éléments (cf. figure II.29).

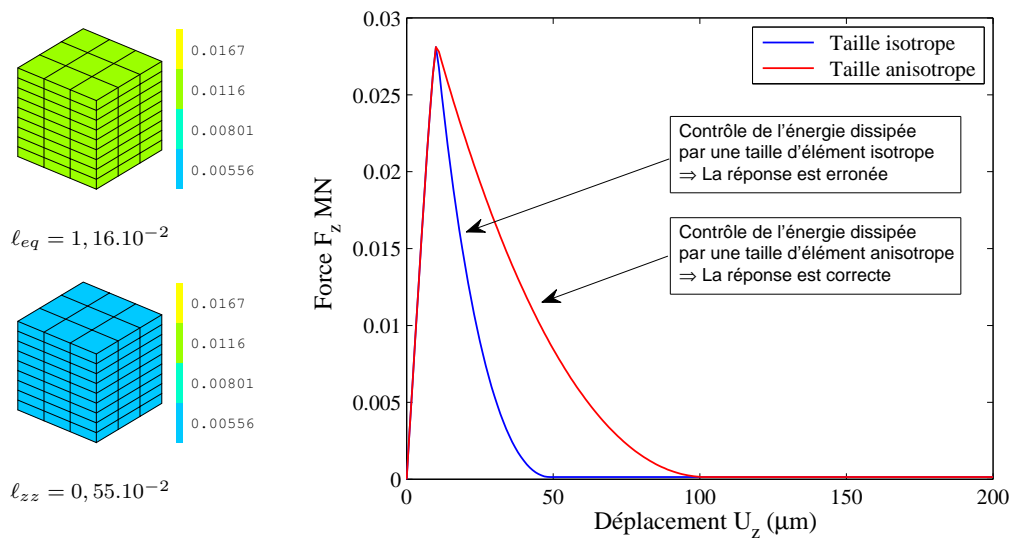


FIGURE II.29 – Essai de traction uniaxiale avec des éléments aplatis : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope.

- \* Pour la troisième discrétisation avec des éléments fins élancés dans la direction d'application de l'effort, on retrouve le schéma inverse. C'est-à-dire que la longueur équivalente isotrope  $\ell_{eq}$  est plus petite que la taille réelle de l'élément  $\ell_{zz}$ .

$$\ell_{zz} > \ell_{eq}$$

On devrait avoir :

$$\mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}^{anisotrope} < \mathcal{A}_{(\sigma,\varepsilon)}^{isotrope}$$

Si la correction d'énergie n'est pas réalisée correctement, la réponse du modèle est de nouveau erronée (cf. figure II.30).

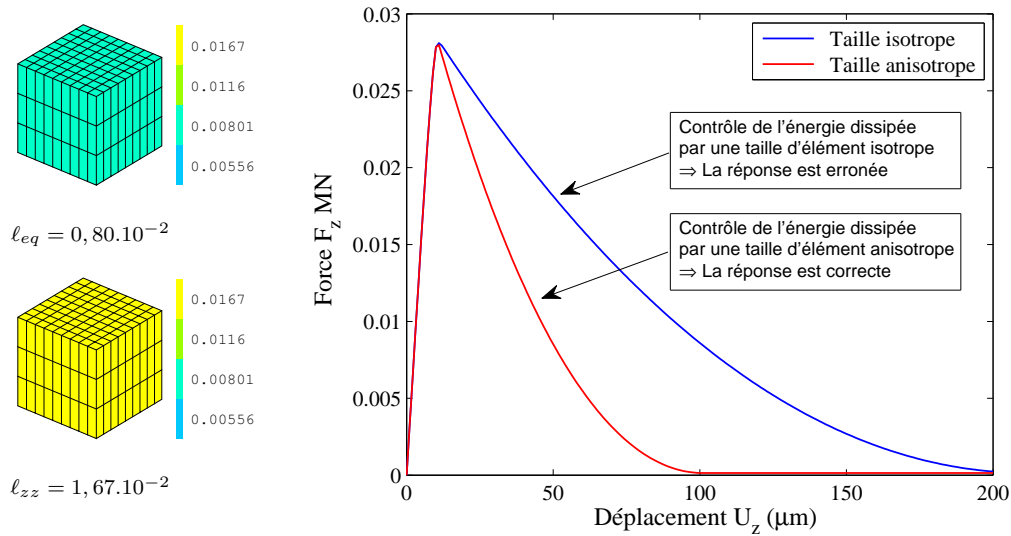


FIGURE II.30 – Essai de traction uniaxiale avec des éléments élanés : comparaison des réponses avec une taille isotrope ou anisotrope.

Enfin, on constate que seule la correction anisotrope de la loi de comportement permet d'assurer l'objectivité de la réponse mécanique quelles que soient la forme et la taille de l'élément. C'est pour cette raison que l'opérateur taille de CAST3M est utilisé dans les modèles d'endommagement [Sellier et al., 2013a]. Comme la réponse obtenue en terme de Force-Déplacement est alors indépendante du maillage et que ce déplacement correspond à l'ouverture de fissure lorsque l'endommagement est important, l'utilisation des ouvertures de fissure et des tailles anisotropes assure automatiquement l'objectivité de la réponse hydraulique.

Nous allons maintenant nous attacher à vérifier cette objectivité par rapport à la réponse hydraulique.

### 3 Mise en œuvre et utilisation

Dans cette section, la validité du modèle de perméabilité est testée. À cette fin, il a été implémenté dans le code aux éléments finis CAST3M.

La première partie de ces tests est réalisée sur un seul élément fini, il s'agit : d'un essai uniaxial d'ouverture et de refermeture de fissure, d'un essai de traction bidirectionnel (ouverture de deux fissures perpendiculaires sur le même élément) et d'un essai de cisaillement pur.

La deuxième partie de ces tests concernera des « structures » maillées avec plusieurs éléments. Le but de ces essais est de vérifier l'objectivité de la réponse hydraulique. Ils comprendront : un essai de traction uniaxiale avec présence d'un maillon faible pour forcer la localisation ainsi qu'un essai de cisaillement.

Dans chacun de ces essais, un gradient de pression est imposé sur l'élément, afin que le fluide traverse la face fissurée. Les débits totaux ainsi que les perméabilités sont analysés en fonction des différents états de fissuration rencontrés.

Ces tests sont réalisés avec le même jeu de paramètres. Ils correspondent à ceux que l'on peut trouver dans la littérature pour un « béton ordinaire » [Sellier et al., 2013b]. Ces paramètres sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Tableau II.4 – Paramètres matériau utilisés pour les cas tests élémentaires.

Paramètres mécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité	$E_0$	31000	MPa
Coefficient de Poisson	$\nu_0$	0,2	
Résistance à la compression	$R^c$	30	MPa
Déformation au pic de compression	$\varepsilon^{pic,c}$	$2.10^{-3}$	
Énergie de fissuration en compression	$G_f^c$	$5.10^{-3}$	MJ/m <sup>2</sup>
Résistance à la traction	$R^t$	3	MPa
Déformation au pic de traction	$\varepsilon^{pic,t}$	$1,2R^t/E_0$	
Énergie de fissuration en traction	$G_f^t$	$10^{-4}$	MJ/m <sup>2</sup>
Coefficient de Drucker-Prager	$\delta$	1	
Ouverture de fissure de référence	$w_{ref}^t$	5	$\mu m$
Contrainte de refermeture de fissure	$\sigma_{ref}$	8	MPa
Angle de friction interne dans les fissures	$\phi$	45	Degrés

Paramètres hydromécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Coefficient de Biot initial	$b$	0,3	
Perméabilité intrinsèque initiale	$k_0$	$10^{-18}$	m <sup>2</sup>
Viscosité dynamique de l'eau	$\eta$	$10^{-9}$	MPa.s
Ouverture de réf. pour la loi de Poiseuille	$w_{ref}$	16	$\mu m$
Coefficient réducteur de débit	$\xi$	1	
Seuil de percolation de la perm. en compression	$\frac{\varepsilon^{perc}}{\varepsilon^{DP,pic}}$	0,87	
Exposant de la loi de perm. en compression	$\alpha$	2,12	

La section suivante traite les cas tests élémentaires réalisés sur un seul élément fini.

### 3.1 Essais sur un élément fini

#### 3.1.1 Essai cyclique de traction-compression

**Description de l'essai** Pour vérifier le comportement du modèle sous chargement cyclique, on réalise un essai d'ouverture et de refermeture de fissure suivant la direction  $z$ . Le chargement est réalisé en déplacement imposé, ce qui permet d'obtenir le comportement adoucissant du matériau. Cet essai est réalisé sur un seul élément fini « cubique à 20 nœuds » (noté CU20 sous CAST3M). Dans cet essai, nous avons simplement considéré un cube d'arête  $\ell = 0,1m$ . Les conditions aux limites mécaniques de l'essai sont présentées sur la figure II.31.

Pour la partie hydraulique du comportement, un gradient de pression est imposé perpendiculairement à la direction de traction comme condition aux limites et maintenu au cours du chargement. La figure II.32 présente le champ de pression appliqué sur le maillage. Sous ces conditions, l'eau rentre dans l'élément à travers le plan ( $y = \ell$ ) (face rouge foncé) et ressort par le plan ( $y = 0$ ) (face bleu foncé).

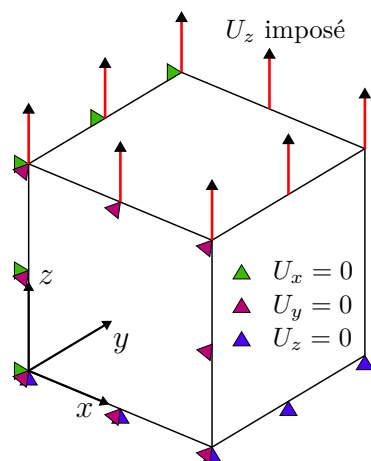


FIGURE II.31 – Conditions aux limites mécaniques pour l'essai uniaxial.

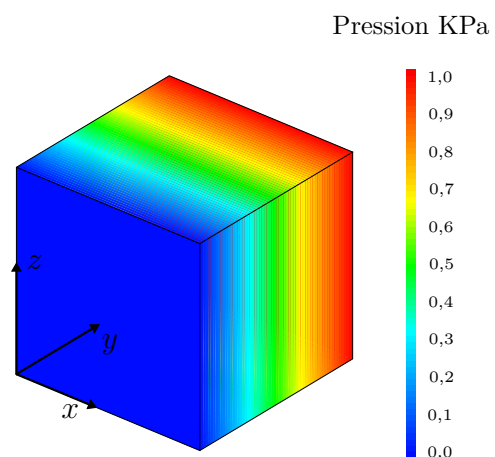


FIGURE II.32 – Champ de pression imposé sur l'élément fini.

L'évolution de la contrainte principale en fonction de la déformation est donnée sur la figure II.33. Elle permet de visualiser le chargement cyclique qui est réalisé.

**Évolution des propriétés de transfert** À l'état initial et avant tout chargement, la matrice de perméabilité est supposée isotrope. Durant la phase de traction, la fissure s'ouvre suivant  $z$  (cf. figure II.34). Les perméabilités augmentent de façon homogène dans les directions  $x$  et  $y$ , alors que la composante  $k_{zz}$  reste constante (cf. figure II.35). Pendant la refermeture, les perméabilités  $k_{xx}$  et  $k_{yy}$  diminuent, car la loi de perméabilité dépend de l'ouverture de fissure. Enfin, au cours de la compression, ce sont cette fois les 3 composantes  $k_{xx}$ ,  $k_{yy}$  et  $k_{zz}$  qui évoluent car la perméabilité est supposée isotrope.

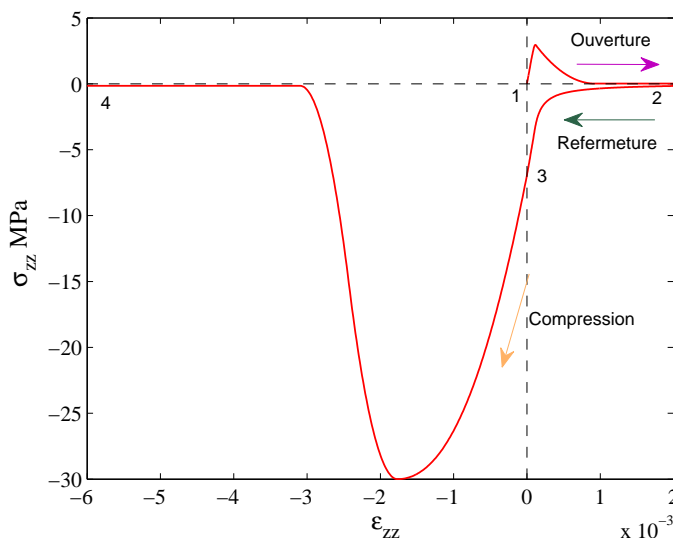


FIGURE II.33 – Réponse du modèle en terme de contrainte-déformation pour l’essai cyclique uniaxial suivant  $z$ .

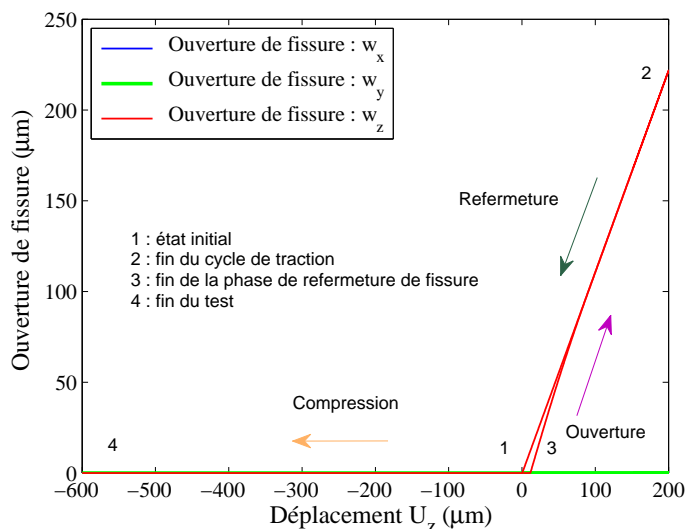


FIGURE II.34 – Ouvertures de fissure ( $\mu m$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ) pour l’essai cyclique uniaxial suivant  $z$ .

L’évolution des perméabilités au cours du chargement est donnée sur la figure II.35. Elle permet de constater le caractère anisotrope du tenseur de perméabilité en traction pure où seules les composantes  $k_{xx}$  et  $k_{yy}$  évoluent, ainsi que la diminution de ces composantes durant la refermeture de la fissure. Enfin, lors du cycle de compression la perméabilité redevient isotrope.

L’évolution de la courbe de débit total II.36 est exprimée en fonction du déplacement imposé au bord de l’élément. On y retrouve les mêmes évolutions décrites pour le tenseur perméabilité.

Dans la littérature, on retrouve peu de modèles qui intègrent une prédiction de l'ouverture de fissure. Dans la modélisation numérique, ce sont les lois avec plasticité ou endommagement qui sont privilégiées, car ces variables internes sont accessibles dans la plupart des codes aux éléments finis, ce qui n'est pas forcément le cas de l'ouverture de fissure car son estimation nécessite un opérateur permettant d'estimer la taille de l'élément fini.

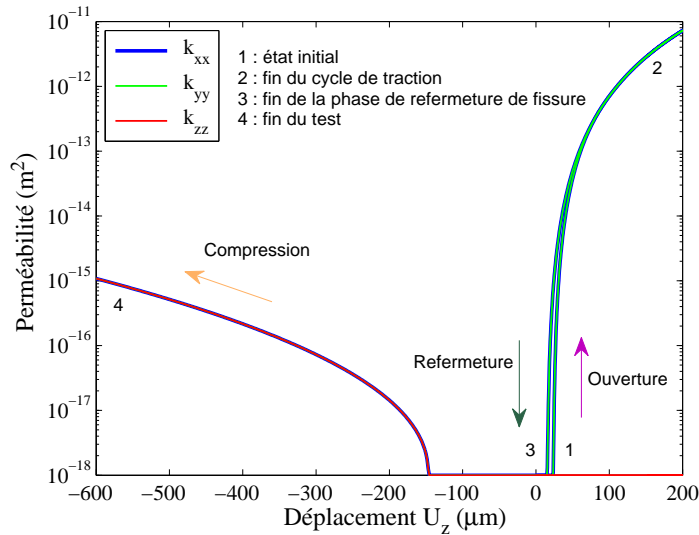


FIGURE II.35 – Perméabilités intrinsèques ( $m^2$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ).

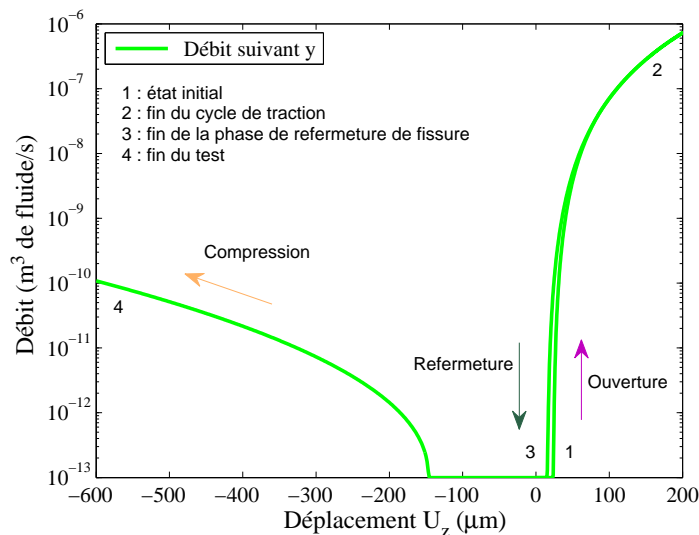


FIGURE II.36 – Débit total sortant suivant  $y$  ( $m^3/s$ ) en fonction du déplacement imposé ( $\mu m$ ).

Plus particulièrement, une loi de perméabilité qui dépend de l'ouverture de fissure permet de restituer partiellement voire même totalement la perméabilité initiale quand la fissure se referme. Ce qui serait impossible avec une loi qui dépendrait uniquement de l'endommagement scalaire du modèle.



En effet, pour satisfaire au second principe de la thermodynamique, la condition de croissance de la variable d'endommagement ( $\dot{D} \geq 0$ ) doit être assurée. Il est donc évident que les modèles avec ouverture et refermeture de fissure sont plus aptes à modéliser les cas de charges complexes. À titre d'illustration, les composantes du tenseur de perméabilité ( $k_{xx}$ ,  $k_{yy}$  et  $k_{zz}$ ) sont représentées en fonction de l'endommagement principal de traction sur la figure II.37. On constate sur cette figure le caractère réversible de ces composantes bien que l'endommagement de traction tende vers 1.

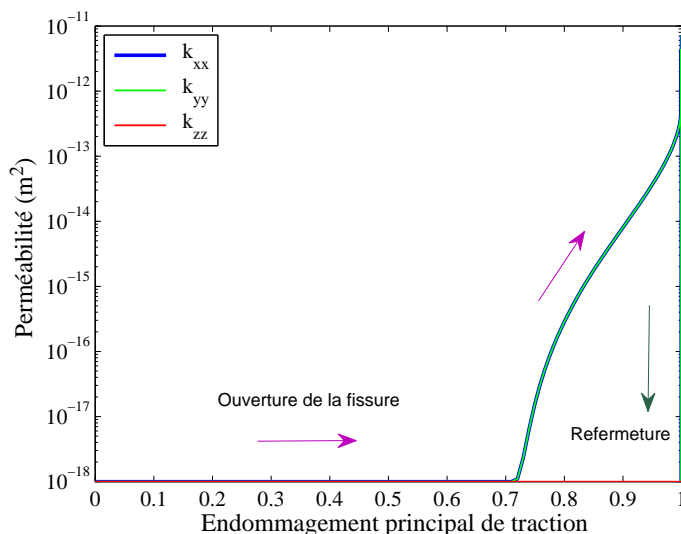


FIGURE II.37 – Perméabilités intrinsèques ( $m^2$ ) en fonction de l'endommagement principal  $d^t$ .

Le seuil de percolation estimé à  $16\mu m$  à partir des résultats expérimentaux de [Rastiello, 2013] assure une croissance marquée de la perméabilité quand l'endommagement principal de traction est proche de 0,7. Ce qui est en accord avec ce qui se passe dans la réalité.

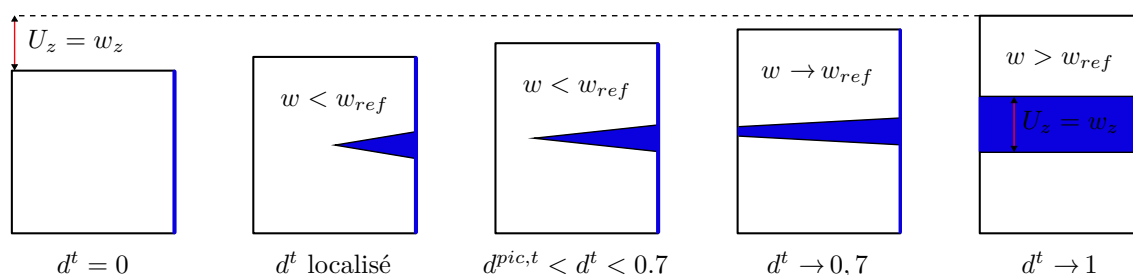


FIGURE II.38 – Représentation d'un élément endommagé par traction. Le seuil de percolation de  $16\mu m$  peut être interprété comme l'ouverture moyenne à partir de laquelle la fissure traverse effectivement l'élément fini (endommagement principal de traction de l'ordre de 0,7).

En effet, pour un faible endommagement, la fissure n'est pas forcément traversante. D'un point de vue géométrique, elle traverse entièrement l'élément quand l'endommagement est proche de 1, à ce moment là, l'ouverture de fissure est égale au déplacement imposé sur le bord de l'élément (cf. figure II.38).

Comme initialement proposé par [Jefferson, 2003], le contact entre les lèvres de la fissure peut être traité par un critère de plasticité, par exemple celui de Coulomb dans le modèle [Sellier et al., 2013a].

Ce critère se traduit par une restitution progressive de la raideur du matériau quand de la compression est appliquée sur la fissure (voir également les travaux de [Matallah et al., 2010; Richard et al., 2010]). Conformément aux résultats expérimentaux de [Gérard et al., 1996; Choinska, 2006], on observe ce phénomène au cours de la décharge comme cela est illustré sur la figure II.39. En effet, quand le matériau est fortement endommagé et que la fissure est localisée, la refermeture devient de plus en plus difficile suite aux phénomènes d'engrènement. Tel que le suggère la figure II.40, cela se traduit par un effet d'hystérésis au niveau des composantes  $k_{xx}$  et  $k_{yy}$  du tenseur de perméabilité.

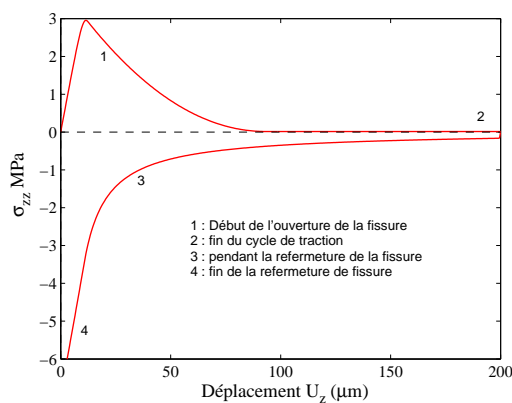


FIGURE II.39 – Évolution de la contrainte axiale  $\sigma_{zz}$  en fonction du déplacement imposé  $U_z$  au cours de l'ouverture et de la refermeture de la fissure.

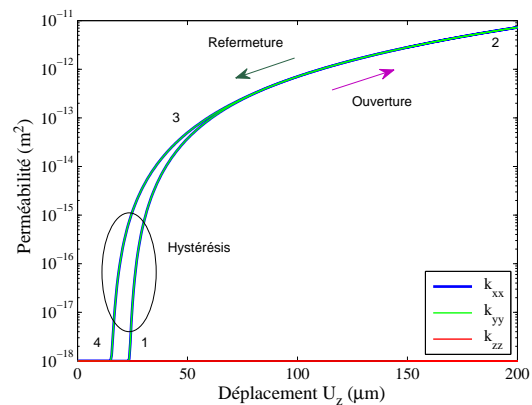


FIGURE II.40 – Évolution des composantes  $k_{xx}$ ,  $k_{yy}$  et  $k_{zz}$  du tenseur de perméabilité en fonction du déplacement imposé  $U_z$  au cours de l'ouverture et de la refermeture de la fissure.

La simulation d'un essai cyclique d'ouverture et de refermeture de fissure permet de constater le caractère anisotrope de la matrice de perméabilité en traction pure, ainsi que son caractère isotrope en compression.

Cet exemple permet d'illustrer deux aspects importants d'une formulation en ouverture de fissure plutôt qu'en endommagement :

- Contrairement à l'endommagement, l'ouverture de fissure peut rediminuer, ce qui présente l'avantage de rendre le débit compatible avec le chargement mécanique.
- L'ouverture « seuil » apparaît comme condition de percolation de la fissure en cours de localisation dans l'élément fini.

### 3.1.2 Essai de traction bidirectionnel

**Description de l'essai** L'essai uniaxial précédent conduit à une seule fissure horizontale (parallèle au plan  $(x, y)$ ). Dans l'essai qui suit, aucun cycle n'est réalisé, par contre nous allons ouvrir deux fissures perpendiculaires sur cet élément (cube d'arête  $\ell = 0,1\text{m}$ ). On présente sur la figure II.41 les conditions aux limites mécaniques. Pour la partie hydraulique le gradient de pression imposé reste inchangé (cf. figure II.32).

Les deux fissures sont ouvertes successivement, la première correspond à une extension suivant  $z$ , la seconde est réalisée suivant la direction  $x$ . Le second déplacement ( $U_x = 200\mu\text{m}$ ) est volontairement imposé plus petit que le premier ( $U_z = 250\mu\text{m}$ ), de façon à éviter la permutation entre les directions principales de localisation.

Comme on peut le constater sur la figure II.41, la force limite de traction est atteinte successivement dans les deux directions, ceci est la conséquence de la modélisation basée sur des critères de Rankine orthotropes.

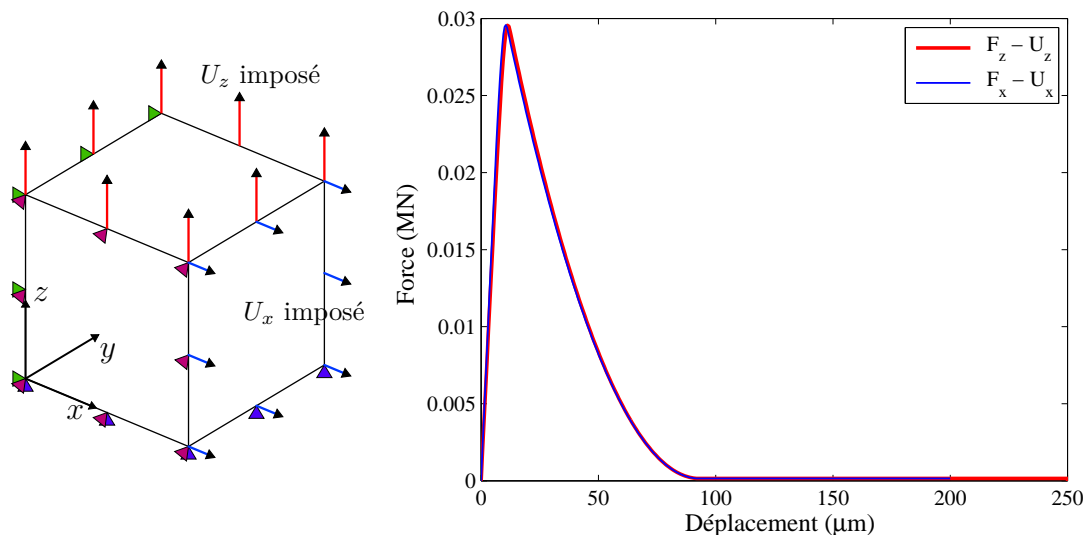


FIGURE II.41 – Courbe de Force-Déplacement pour l'essai uniaxial bidirectionnel.

Le deux ouvertures de fissure imposées sont représentées sur la figure II.42 en fonction du temps. Cette figure permet de constater qu'au-delà du temps 4s (temps cinématique),  $w_z$  reste constant (fin de la première traction) alors que  $w_x$  commence à évoluer (début de la seconde extension).

Le but de cet essai est d'étudier l'impact que la deuxième fissure peut avoir sur les propriétés de transfert du matériau ou plus généralement sur le débit de fuite.

**Évolution des propriétés de transfert** L'évolution des perméabilités avec les ouvertures de fissure est donnée sur la figure II.43. Elle permet de constater le caractère anisotrope du tenseur de perméabilité.

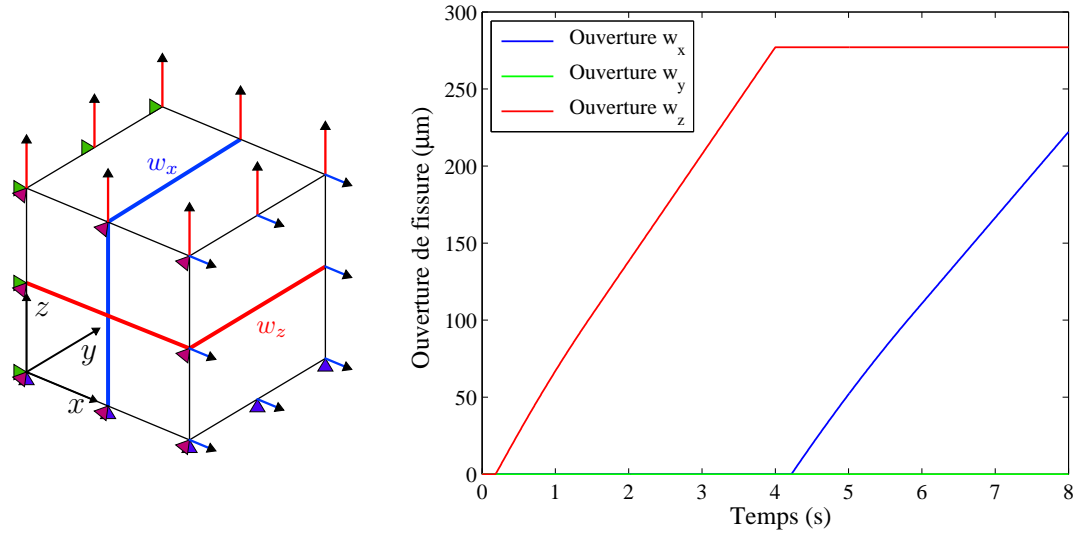


FIGURE II.42 – Ouvertures de fissure en fonction du temps pour l'essai uniaxial bidirectionnel.

Durant la traction suivant  $z$  :  $k_{xx}$  et  $k_{yy}$  évoluent en accord avec la loi de Poiseuille, alors que la composante  $k_{zz}$  reste constante.

$$\begin{cases} k_{xx} = k_0 + \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} \\ k_{yy} = k_0 + \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} \\ k_{zz} = k_0 \end{cases} \quad (\text{II.22})$$

Durant la traction suivant  $x$  :  $k_{zz}$  évolue pour la première fois, alors que la composante  $k_{xx}$  reste constante (car le déplacement imposé est colinéaire à cette direction). Enfin, la perméabilité  $k_{yy}$  prend en compte l'effet des deux ouvertures  $w_z$  et  $w_x$  (cf. figure II.43).

$$\begin{cases} k_{xx} = k_0 + \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} \\ k_{yy} = k_0 + \frac{\langle w_z - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} + \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} \\ k_{zz} = k_0 + \frac{\langle w_x - w_{ref} \rangle_+^3}{12\ell} \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

Les évolutions des perméabilités sont représentées sur la figure II.43. Le gradient de pression n'étant imposé que dans la direction  $y$ , on peut constater que le débit ne fait intervenir que la composante  $k_{yy}$  du tenseur de perméabilité (cf. figure II.44).

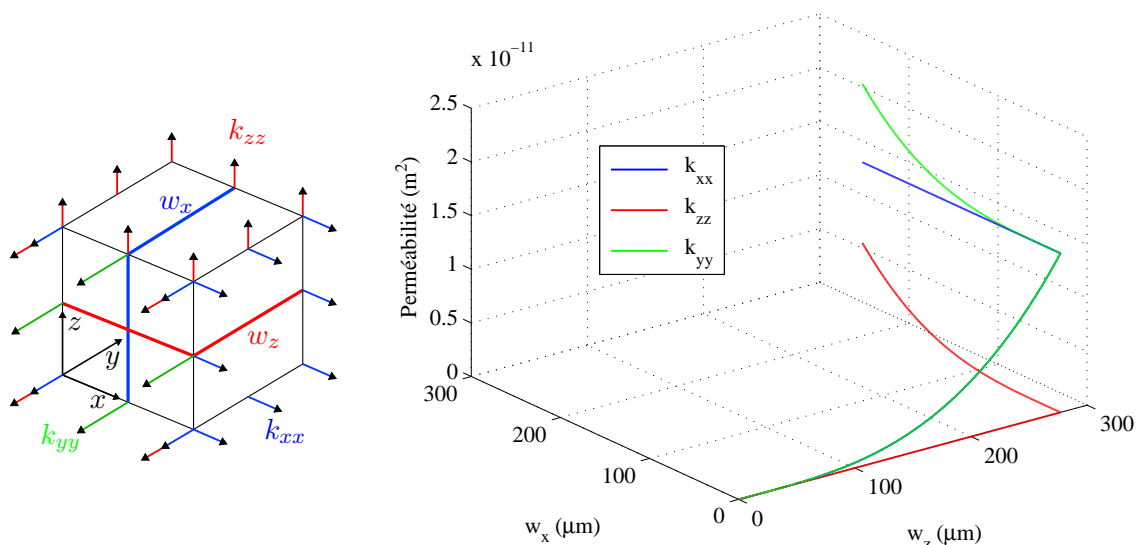


FIGURE II.43 – Évolution des composantes du tenseur de perméabilité en fonction des ouvertures de fissure au cours d’un essai de traction bidirectionnel.

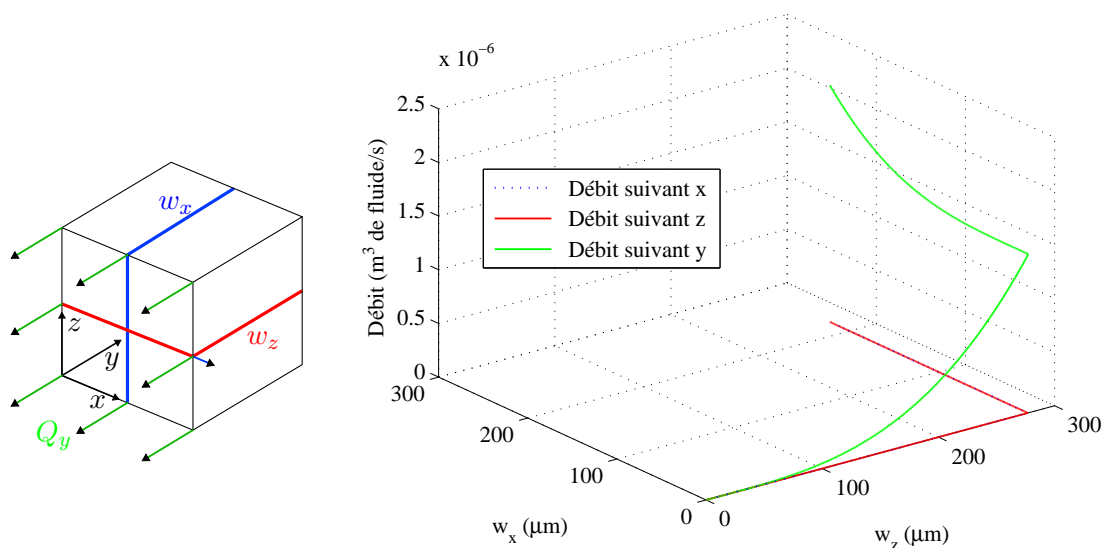


FIGURE II.44 – Évolution des débits totaux en fonction des ouvertures de fissure au cours d’un essai de traction bidirectionnel.

Un essai de traction bidirectionnel vient d’être illustré. Il a permis de constater le caractère anisotrope de la matrice de perméabilité quand l’élément fini est traversé par deux fissures.

Lorsque la nature du tenseur de perméabilité est anisotrope et qu’un gradient de pression unidirectionnel est imposé, seule la composante du tenseur colinéaire au gradient est active.

### 3.1.3 Essai de cisaillement pur

**Description de l'essai** Les deux essais précédents ont permis d'illustrer le fonctionnement du modèle de perméabilité quand les directions principales de localisation sont confondues avec le repère d'expression du tenseur. L'essai suivant va permettre de tester le modèle dans le cas d'un champ de contrainte dont les directions principales ne sont pas colinéaires au repère d'expression du tenseur.

Pour cela, nous avons fait le choix d'un essai de cisaillement pur, de façon à faire évoluer uniformément les composantes hors-diagonales du tenseur de perméabilité.

Cet essai est réalisé sur un cube, les conditions aux limites hydrauliques (gradient de pression suivant  $y$  tel que présenté précédemment sur la figure II.32) ainsi que la taille de l'élément fini restent inchangées ( $\ell = 0,1m$ ).

Pratiquement, l'état de cisaillement pur est caractérisé par deux contraintes principales égales mais de signe opposé, assurant une répartition uniforme des contraintes tangentielles et l'absence de contraintes normales dans le repère global.

$$\sigma_I = -\sigma_{II} = \sigma_{yz} \tag{II.24}$$

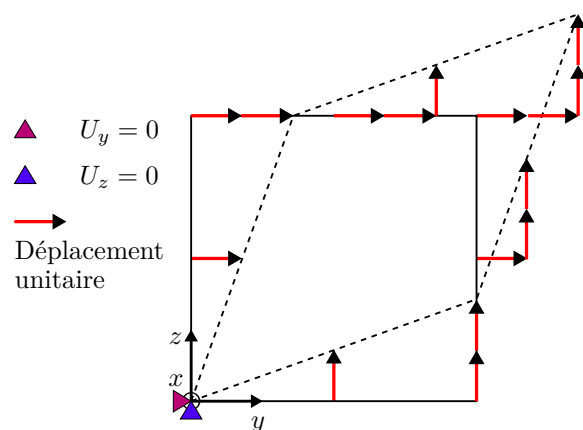


FIGURE II.45 – Conditions aux limites en déplacement pour l'essai de cisaillement pur.

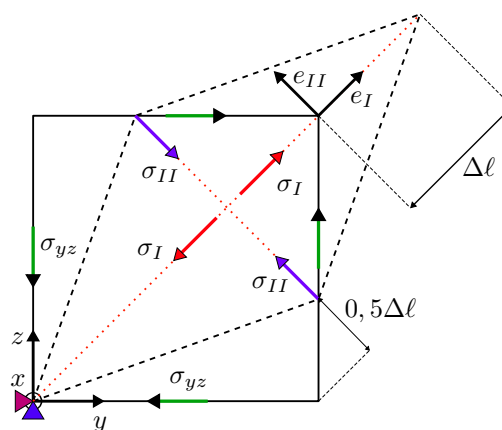


FIGURE II.46 – Contraintes dans l'élément en cisaillement pur.

Un tel état de contrainte peut être obtenu en appliquant sur l'élément un allongement (suivant  $e_I$ ) et une contraction (suivant  $e_{II}$ ) égaux en valeurs absolues (cf. figure II.46).

La figure II.45 représente les conditions aux limites considérées pour cet essai. Sur ce schéma, les déplacements imposés sur l'élément fini sont représentés sur le plan ( $x = 0$ ). En réalité ces conditions aux limites sont également imposées sur les arêtes incluses dans le plan ( $x = \ell$ ) (cf. déformée figure II.47).

Enfin, le plan ( $x = 0$ ) est bloqué suivant  $x$ , alors que le plan ( $x = \ell$ ) est libre de façon à ce que l'état de contrainte demeure plan.

La figure II.47 représente la déformée obtenue à partir des conditions aux limites imposées. Elle permet également de constater l'uniformité des contraintes principales sur les 27 points de Gauss de l'élément fini.

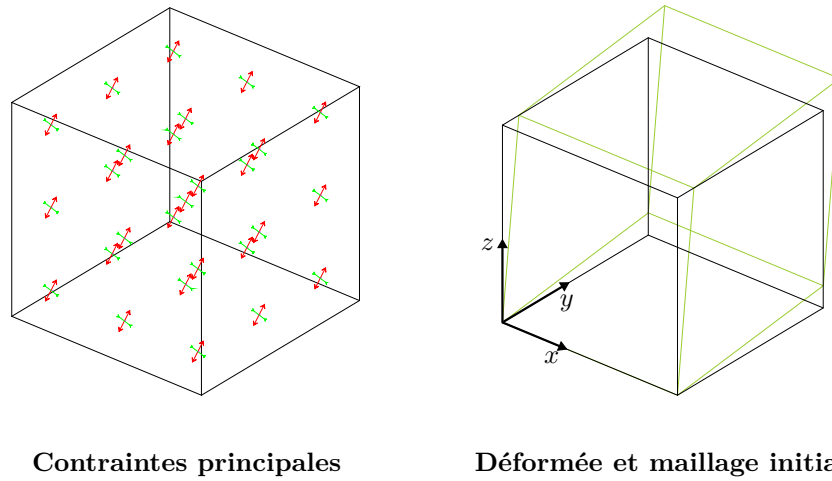


FIGURE II.47 – Représentation des contraintes principales et de la déformée du maillage en cisaillement pur.

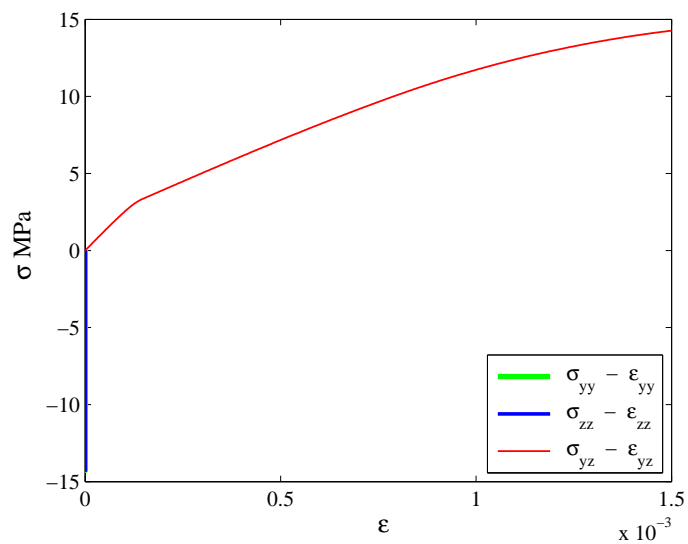


FIGURE II.48 – Courbes de 'Contraintes-Déformations' pour l'essai de cisaillement pur.

La figure II.48 représente l'évolution des contraintes normales  $\sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{zz}$  et de cisaillement  $\sigma_{yz}$  en fonction des déformations  $\varepsilon_{yy}$ ,  $\varepsilon_{zz}$  et  $\varepsilon_{yz}$  respectivement. Elle permet de s'assurer que le chargement réalisé vérifie que les déformations  $\varepsilon_{yy}$  et  $\varepsilon_{zz}$  sont nulles.

Il apparaît suivant les directions  $y$  et  $z$  deux contraintes normales qui ne devraient pas exister sous le chargement présenté. En réalité, ces contraintes n'existent pas avant le pic, elles apparaissent suite au relâchement des contraintes de traction induites par la localisation de la fissuration (les contraintes de compression deviennent prépondérantes par rapport à celles de traction). Normalement, on ne devrait plus parler de cisaillement pur (en terme de contrainte) une fois que le pic de traction est franchi. Cet essai est donc un essai de cisaillement d'un point de vue des déformations uniquement.

Malgré cela, cet état de contrainte est intéressant dans notre étude, car il permet de créer une fissure diagonale sur l'élément fini. L'ouverture principale de cette fissure est représentée en fonction du déplacement imposé  $U_y$  sur la figure II.49.

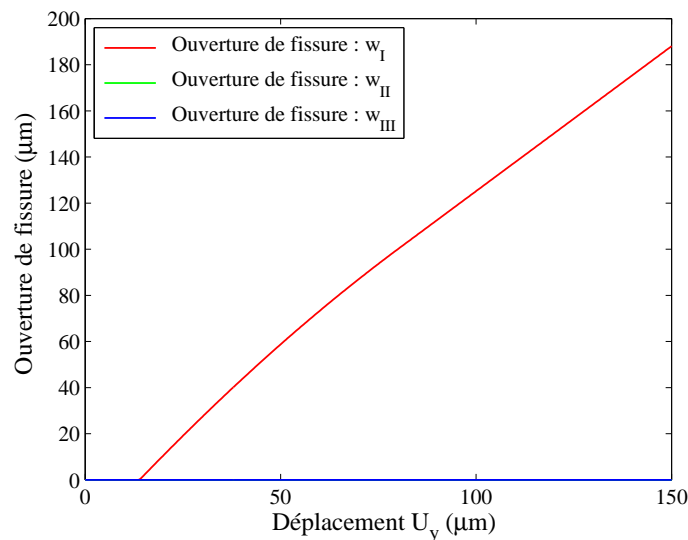


FIGURE II.49 – Ouverture de fissure principale en fonction du déplacement imposé  $U_y$  pour l'essai de cisaillement pur.

**Évolution des propriétés de transfert** L'essai de cisaillement présenté permet la localisation d'une fissure à  $45^\circ$  (perpendiculaire à la direction  $e_I$ ).

Pour estimer le tenseur de perméabilité, on se place dans un premier temps dans la base principale de fissuration où l'on estime les composantes principales de ce tenseur. Ensuite, on change de base pour l'exprimer dans la base  $(\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z)$ .

Ainsi, l'essai de cisaillement présenté conduit à des composantes du tenseur de perméabilité qui sont égales dans les directions  $y$  et  $z$  :

$$k_{yy} = k_{zz} \quad (\text{II.25})$$



Le flux volumique de masse fluide  $\underline{q}$  est donné par le produit du tenseur de perméabilité anisotrope par le gradient de pression :

$$\begin{pmatrix} q_x \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} k_{xx} & k_{xy} & k_{xz} \\ k_{xy} & k_{yy} & k_{yz} \\ k_{xz} & k_{yz} & k_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Delta p}{\Delta \ell} \\ 0 \end{pmatrix} = - \frac{\Delta p}{\Delta \ell} \begin{pmatrix} k_{xy} \\ k_{yy} \\ k_{yz} \end{pmatrix} \quad (\text{II.26})$$

La composante  $q_z$  du flux fait intervenir la composante  $k_{yz}$  du tenseur de perméabilité. Ainsi, la composante  $Q_z$  du débit total sur la face supérieure (de normale positive) est donnée par :

$$Q_z = - \left( k_{yz} \frac{\Delta p}{\Delta \ell} \right) \ell^2 \quad (\text{II.27})$$

Le gradient de pression étant positif suivant  $y$ , l'écoulement du fluide va du point  $B$  vers le point  $A$ , le vecteur débit a donc deux composantes par face. De plus, comme la fissure est orientée à  $45^\circ$ , on a donc forcément :

$$k_{yy} = k_{zz} = -k_{yz} \quad (\text{II.28})$$

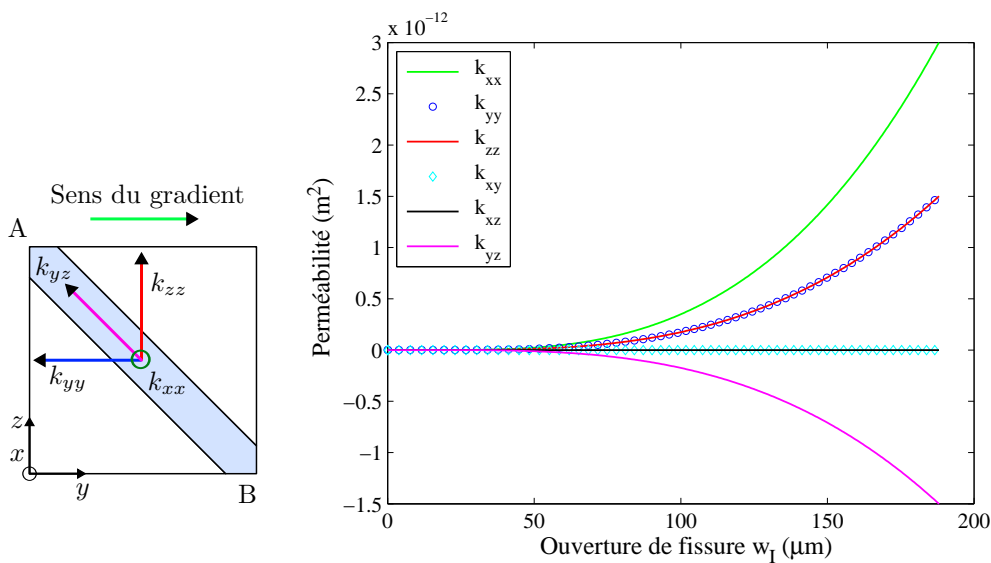


FIGURE II.50 – Évolution des composantes du tenseur de perméabilité pour l'essai de cisaillement pur.

On pourra remarquer que la perméabilité maximale est donnée suivant  $x$  car la fissure est normale au plan  $(oyz)$  (cf. figure II.50). De plus, les composantes  $k_{xy}$  et  $k_{xz}$  sont nulles, car la fissure n'est pas inclinée suivant ces plans.

Enfin, bien que le gradient de pression soit donné suivant  $y$ , on s'aperçoit qu'un tenseur de perméabilité anisotrope permet de récupérer une composante suivant  $z$  du débit qui n'est pas colinéaire au gradient imposé, comme le montre l'équation (II.26). Cette composante est bien retrouvée dans les débits calculés par CAST3M (cf. figure II.51).

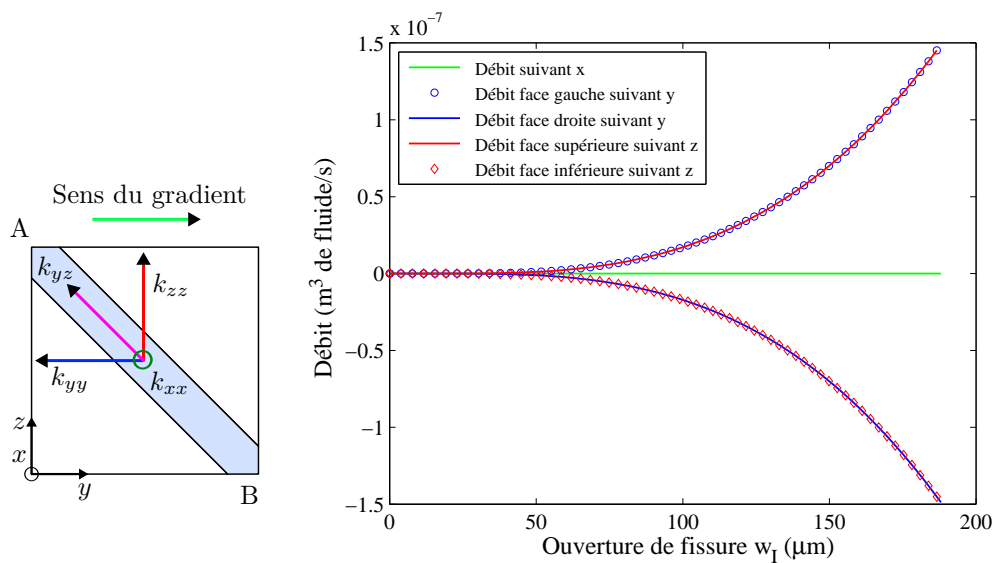


FIGURE II.51 – Débits totaux par face en fonction de l'ouverture de fissure principale.

Un essai de cisaillement en déformation imposée vient d'être illustré. Il permet de créer un champ de contrainte plus complexe que les essais précédents sur l'élément fini.

Cet état de contrainte est réalisé en associant des déformations de traction et de compression de même intensité. Dans ces conditions la fissuration se localise à  $45^\circ$  sur le plan de cisaillement. Elle permet d'étudier l'impact d'une fissure dont la direction principale n'est pas confondue avec l'un des axes d'expression du tenseur de perméabilité.

On constate qu'un gradient de pression uniaxial peut entraîner des débits qui ne sont pas forcément orientés suivant la direction du gradient si le tenseur de perméabilité est anisotrope.

## 3.2 Objectivité de la réponse hydraulique vis-à-vis de la taille des EF

Les essais suivants concernent des structures maillées avec plusieurs éléments. Le but de ces essais est de vérifier l'indépendance de la réponse hydraulique du modèle de perméabilité par rapport à un changement de la taille des éléments finis.

### 3.2.1 Essai de traction uniaxiale

**Description de l'essai** Il s'agit là d'un essai de traction uniaxiale sur une structure élémentaire, il est réalisé à 4 reprises en changeant successivement la discrétisation du maillage dans les 3 directions (1, 3<sup>3</sup>, 5<sup>3</sup> puis 7<sup>3</sup> éléments). Le but est de comparer les réponses hydromécaniques de chaque maillage.

Les dimensions de cette structure sont :  $\ell_x = 0,2m$ ,  $\ell_y = 0,1m$  et  $\ell_z = 0,2m$ , elle est sciemment choisie anisotrope pour s'assurer de l'objectivité de la réponse quel que soit le maillage (cf. figure II.52). Le déplacement imposé est réalisé suivant  $z$ . Les conditions aux limites mécaniques de l'essai sont identiques à celles présentées dans l'essai cyclique uniaxial. C'est-à-dire, que la structure est libre dans les directions  $x$  et  $y$  (cf. figure II.31). Un défaut structural est imposé sur une rangée d'éléments (perpendiculaire à l'extension) de façon à forcer la localisation. Ce défaut est intégré en imposant une résistance plus faible de 5% sur la rangée en question.

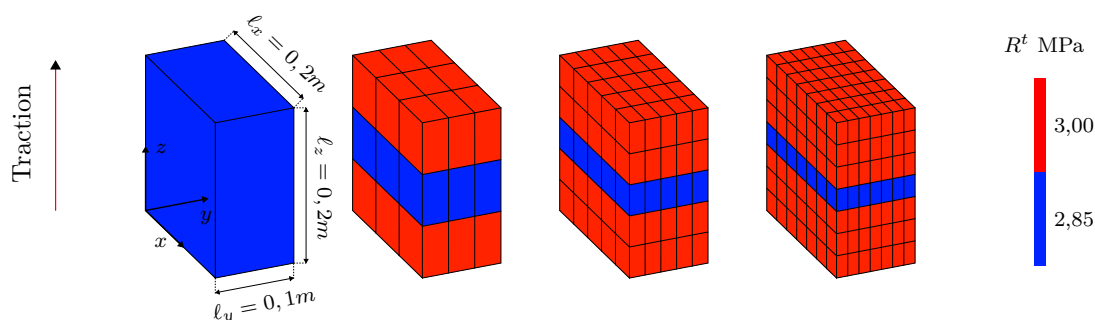


FIGURE II.52 – Représentation de la rangée d'éléments avec une résistance plus faible imposée.

La figure II.52 représente les différents maillages considérés pour cette étude, ainsi que la rangée d'éléments dont la résistance est atténuée. Dans cette zone, la résistance est imposée à 2,85MPa, alors qu'elle est de 3MPa partout ailleurs.

Dans ces conditions, la fissure se localise dans la zone de moindre résistance, c'est le début du comportement adoucissant du matériau, alors que la zone au voisinage de la fissure subit une décharge élastique (car la contrainte  $\sigma_{zz}$  est uniforme sur tous les éléments finis). Ce phénomène est illustré sur le schéma présenté sur la figure II.53.

Pour la partie hydraulique du comportement, un gradient de pression est appliqué parallèlement au plan de fissuration dans la direction  $x$ . Conformément aux essais précédents, le champ de pression imposé est linéaire, il est appliqué sur l'ensemble des nœuds du maillage de façon à simuler un régime établi au cours de la fissuration (cf. figure II.54).

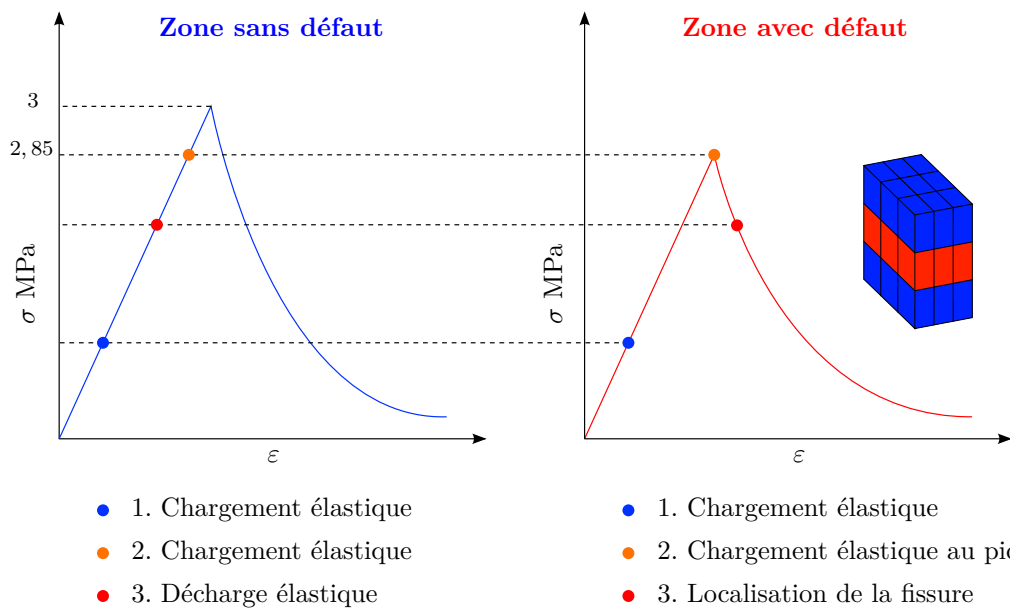


FIGURE II.53 – Représentation schématique du principe de localisation au cours d’un essai de traction uniaxiale avec présence d’un maillon faible dans la structure.

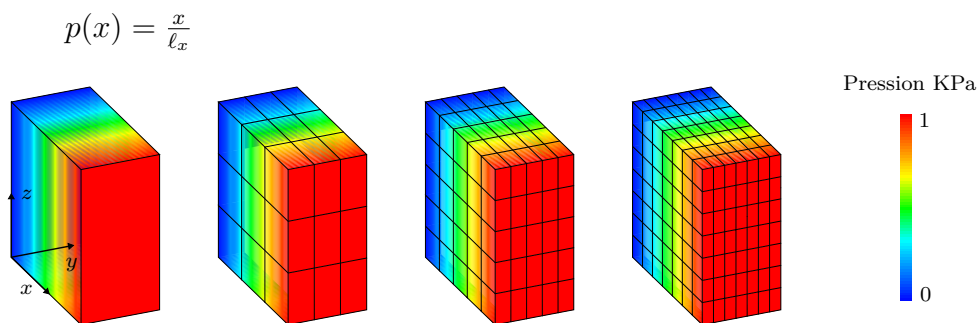


FIGURE II.54 – Variation du champ de pression pour les différents maillages testés.

Sous ces conditions, l’eau traverse les parties saine et fissurée simultanément à travers le plan ( $x = \ell_x$ ) et ressort par le plan ( $x = 0$ ).

**Analyse des résultats** La figure II.55 représente les courbes de Force-Déplacement obtenues à partir des différents maillages. On constate que les réponses mécaniques sont parfaitement indépendantes du maillage.

La figure II.56 représente les courbes d’évolution de la composante  $k_{xx}$  du tenseur de perméabilité, dans de la bande de localisation, tracée en fonction du déplacement imposé, pour les 4 maillages considérés. La figure adjacente II.57 correspond aux champs de perméabilités  $k_{xx}$ , tracés sur les maillages, à la fin des simulations.

Ainsi, il apparaît clairement que les structures avec une bande de localisation plus fine, présentent une perméabilité plus élevée au niveau de la zone endommagée. En effet, comme la surface de percolation est plus petite, la perméabilité doit forcément être plus élevée de façon à compenser la diminution de la surface.

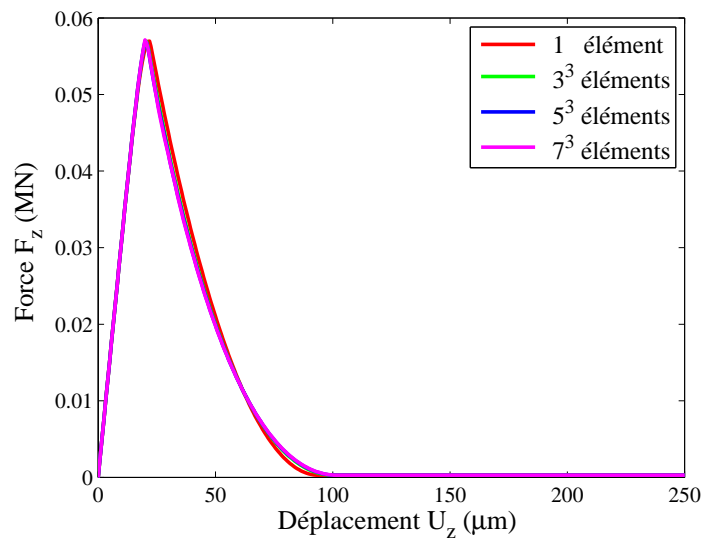


FIGURE II.55 – Courbes de Force-Déplacement, pour l’essai de traction uniaxiale avec présence d’un maillon faible.

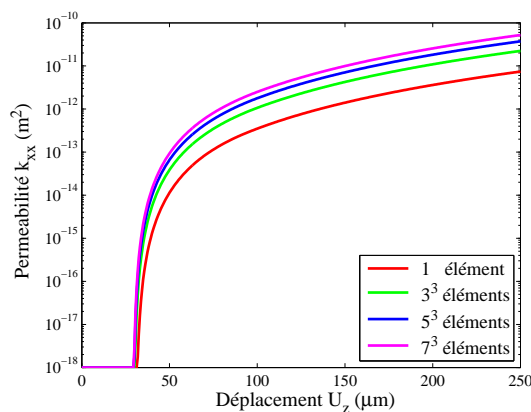


FIGURE II.56 – Perméabilité  $k_{xx}$  en fonction du déplacement imposé  $U_z(\mu m)$ .

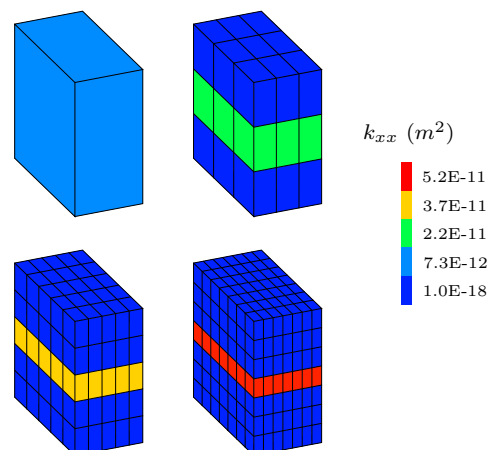


FIGURE II.57 – Champs de perméabilité  $k_{xx}$  à la fin de l’essai de traction ( $U_z = 250\mu m$ ).

La figure II.58 représente les courbes de débits issues des quatre différentes discrétisations de maillages réalisées, tracées en fonction du déplacement imposé  $U_z(\mu m)$ . On s’aperçoit que ces débits sont bien invariants en changeant la taille des éléments.

La figure II.59 représente les évolutions des ouvertures principales de fissure  $w_I(\mu m)$ , dans la bande de localisation, en fonction du déplacement imposé pour les 4 maillages considérés. La figure contiguë II.60 correspond aux champs d’ouvertures, tracés sur les maillages, à la fin des simulations.

On remarque que ces ouvertures sont bien égales aux déplacements imposés quelle que soit la taille des éléments (quand les échantillons sont totalement endommagés), les débits estimés à partir de ces ouvertures sont par conséquent forcément objectifs.

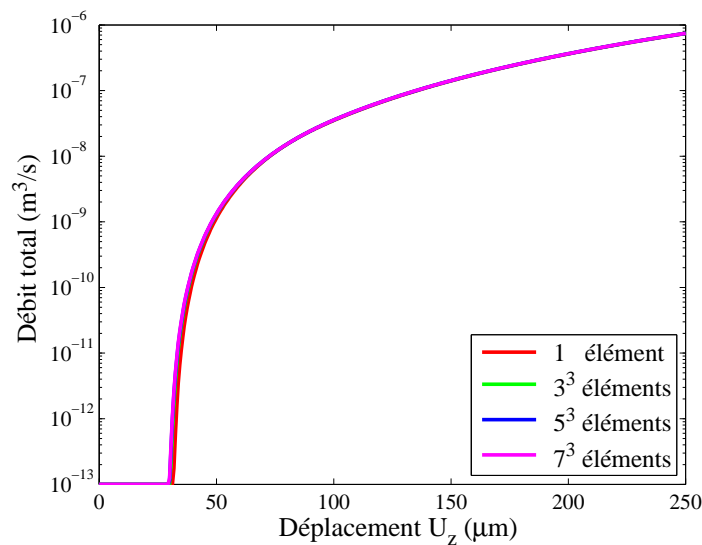


FIGURE II.58 – Courbes de Débit total-Déplacement, pour l’essai de traction uniaxiale avec présence d’un maillon faible.

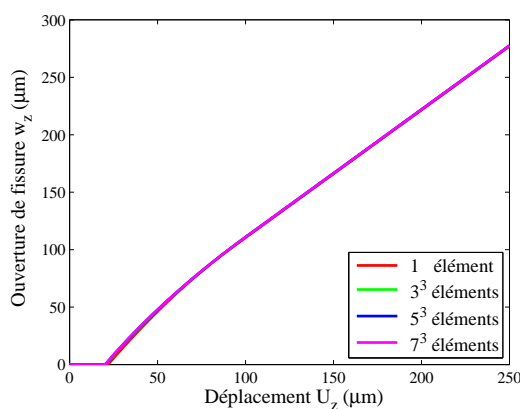


FIGURE II.59 – Ouverture de fissure  $w_I(\mu m)$  en fonction du déplacement imposé  $U_z(\mu m)$ .

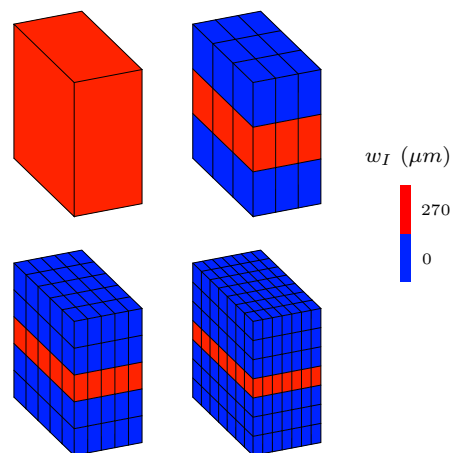


FIGURE II.60 – Champs d’ouvertures de fissure  $w_I(\mu m)$  à la fin de l’essai de traction ( $U_z = 250\mu m$ ).

Un essai de traction uniaxiale vient d’être illustré. Il est réalisé sur la même structure en changeant la discrétisation du maillage.

Pour forcer la localisation, on impose une résistance plus faible à une rangée d’éléments.

Dans ces conditions, la fissure se localise au niveau du maillon le plus faible, alors que la zone avoisinant la fissure se décharge de façon élastique. Par ailleurs, comme l’énergie dissipée est normée sur la taille des éléments fins, l’ouverture de fissure est donc indépendante du choix du maillage, cela permet d’assurer l’objectivité de la réponse hydraulique à partir du moment où le modèle de perméabilité utilise cette ouverture.

### 3.2.2 Essai de cisaillement

**Description de l'essai** L'essai précédent a montré que le débit total ne dépend pas du maillage quand les éléments finis sont traversés par une contrainte uniaxiale. Ainsi, pour valider le modèle dans le cas d'un chargement plus complexe, nous proposons maintenant un essai de cisaillement.

Cet essai est effectué deux fois sur la même structure en changeant pour chacun des essais le maillage. Le premier calcul correspond à un maillage uniforme de  $15 \times 15$  éléments, le second calcul est réalisé avec un maillage plus fin de  $25 \times 25$  éléments.

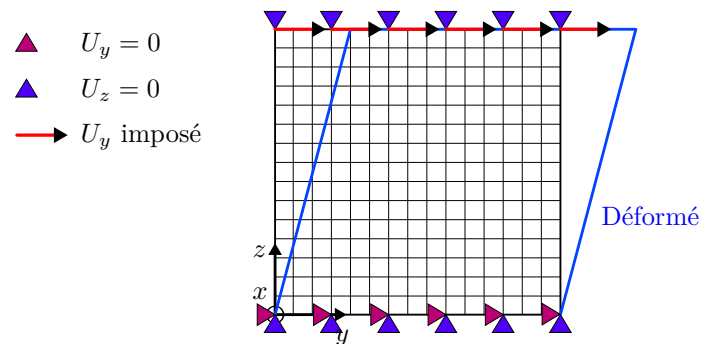


FIGURE II.61 – Conditions aux limites pour l'essai de cisaillement avec plusieurs éléments.

Le maillage correspond à un cube d'arête  $\ell = 0,1m$ . Les conditions aux limites de cet essai sont représentées sur la figure II.61. Sur ce schéma les déplacements imposés sont représentés sur le plan ( $x = 0$ ), en réalité, ils sont appliqués tout le long des arêtes colinéaires à l'axe  $x$ . Enfin, les déplacements  $U_x$  sont considérés nuls sur les faces  $x = 0$  et  $x = \ell$ . Nous nous sommes donc placés en condition de déformation plane.

Le champ de pression imposé sur les deux maillages est illustré sur la figure II.62.

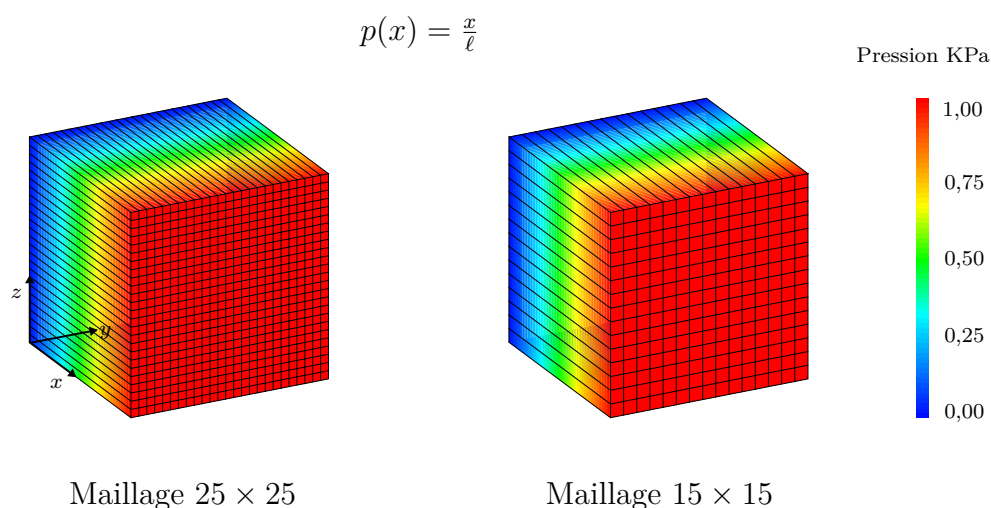


FIGURE II.62 – Champs de pression dans les 2 structures cisailées.

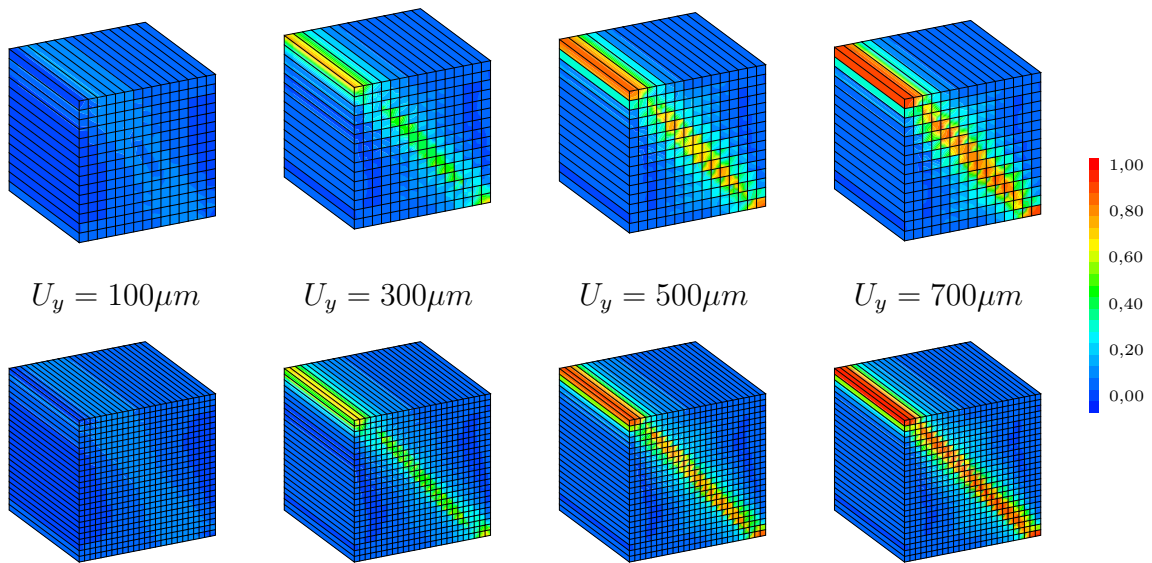


FIGURE II.63 – Champs d’endommagement de compression  $d^c$ , à différentes échéances. Figure du haut :  $15 \times 15$  mailles. Figure du bas :  $25 \times 25$  mailles.

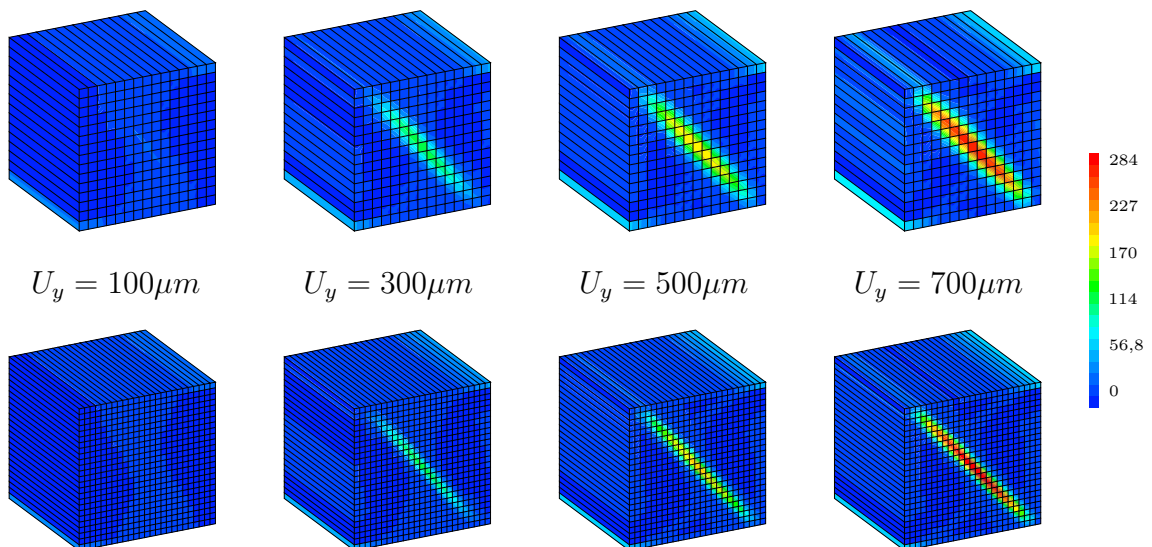


FIGURE II.64 – Champs d’ouvertures de fissure principale  $w_I(\mu m)$ , à différentes échéances. Figure du haut :  $15 \times 15$  mailles. Figure du bas :  $25 \times 25$  mailles.



**Analyse des résultats** La figure II.65 représente les courbes de Force-Déplacement associées aux maillages représentés sur la figure II.62. Elle permet de constater une indépendance des réponses mécaniques par rapport au maillage.

Les débits totaux sont représentés sur la figure II.66, celle-ci permet également de constater une invariance des réponses hydriques en changeant la dimension des mailles.

Les figures II.63 et II.64 représentent respectivement les champs d'endommagement de compression / cisaillement  $d^c$  et d'ouverture de fissure  $w_I(\mu m)$ , tracés sur les maillages, à différentes échéances.

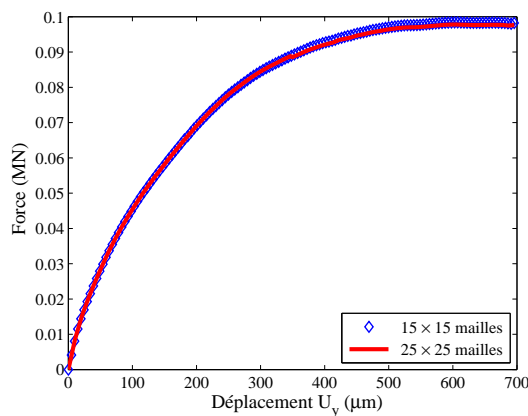


FIGURE II.65 – Comparaison des courbes de Force-Déplacement imposé pour l'essai de cisaillement, pour les 2 maillages considérés.

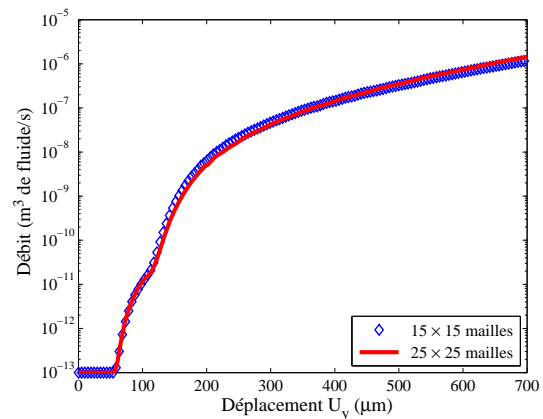


FIGURE II.66 – Comparaison des courbes de Débit total-Déplacement imposé pour l'essai de cisaillement, pour les 2 maillages considérés.

Les valeurs numériques des débits issues des simulations semblent cohérentes. En effet, pour un déplacement imposé de  $500\mu m$ , les débits avoisinent  $3,5 \cdot 10^{-7} m^3/s$ . À ce même stade, les ouvertures moyennes sont de  $200\mu m$  (cf. figure II.64). Si on se réfère aux résultats de l'essai de traction uniaxiale, le débit est bien de  $3,5 \cdot 10^{-7} m^3/s$  pour une ouverture de  $200\mu m$ .

Un essai de cisaillement vient d'être illustré. Cet essai est réalisé sur la même structure modélisée avec deux maillages différents. Le chargement réalisé permet de créer une fissure de traction et une fissure de compression/cisaillement. Les résultats des calculs (mécanique et hydrique) sont bien indépendants du maillage. Dans des structures réelles, telles que les galeries de stockage de l'ANDRA ou encore les centrales nucléaires, ce qui intéresse les ingénieurs, ce sont bien les débits de fuite. Par conséquent, cette formulation permet de laisser libre cours à l'ingénieur d'utiliser le maillage qu'il souhaite, tout en assurant une indépendance du débit total par rapport à la taille des mailles.

## 4 Conclusions

En s'appuyant sur les observations expérimentales de la littérature, une loi d'évolution pour le tenseur de perméabilité est proposée.

Dans cette loi, la perméabilité est représentée par un tenseur initialement isotrope pouvant présenter une anisotropie induite par le chargement.

En compression, le modèle s'appuie sur la formulation de [Jason, 2004], dans laquelle la variable d'endommagement est remplacée par le rapport des déformations équivalentes de Drucker-Prager. Elle permet de traiter les fissures diffuses et localisées.

En traction, le choix est fait de ne traiter que l'effet des fissures localisées. Une loi de Poiseuille avec seuil de percolation est proposée pour décrire l'écoulement dans les fissures. Ce seuil est calé sur la base des résultats expérimentaux de [Rastiello, 2013]. Il correspond à l'ouverture moyenne de fissure (sans les aspérités) à partir de laquelle son effet est visible sur le débit.

La loi proposée est intégrée dans le code aux éléments finis CAST3M. Le tenseur de perméabilité est construit de façon à assurer l'objectivité de la réponse hydraulique par rapport au choix du maillage. Cette objectivité est assurée dans les trois directions de fissuration, en utilisant la taille réelle anisotrope des éléments.

L'intérêt que présente l'anisotropie induite (mécanique et hydraulique) est discuté via une série de tests sur le modèle. La première série de ces tests est réalisée sur un seul élément fini, elle comprend : chargement cyclique, traction bidirectionnelle et cisaillement pur. Elle permet de comprendre le comportement général du modèle et de valider son implémentation numérique.

La seconde partie de ces tests est réalisée sur des structures élémentaires présentant plusieurs éléments, elle permet de s'assurer que la réponse hydraulique est indépendante du choix du maillage.

Ce modèle n'ayant été testé que sur des études virtuelles, nous allons dans le prochain chapitre l'utiliser sur des structures réelles.

Page laissée intentionnellement vide

---

---

# CHAPITRE III

---

## ÉTUDE DE CAS

### Sommaire

---

1	Introduction . . . . .	<b>157</b>
2	Analyse du débit de fuite dans un tirant BA . . . . .	<b>158</b>
	2.1 Description de l'essai . . . . .	158
	2.2 Modélisation numérique de l'essai . . . . .	161
	2.2.1 Hypothèses et principe de la simulation . . . . .	161
	2.2.2 Analyse des résultats . . . . .	163
3	Modélisation de l'excavation d'un tronçon d'argilite du projet CIGÉO .	<b>168</b>
	3.1 Caractéristiques de l'argilite . . . . .	168
	3.1.1 Minéralogie et microstructure . . . . .	168
	3.1.2 Propriétés mécaniques . . . . .	173
	3.2 Influence de l'anisotropie du tenseur de Biot . . . . .	180
	3.2.1 Coefficient de Biot de l'argilite . . . . .	180
	3.2.2 Étude comparative : Biot isotrope/Biot anisotrope . .	194
	3.3 Influence du couplage perméabilité/fluage de l'argilite . . . . .	205
	3.3.1 Problématique . . . . .	205
	3.3.2 Application au tunnel de Bure . . . . .	212
4	Conclusions . . . . .	<b>220</b>

---

Page laissée intentionnellement vide

## 1 Introduction

Une loi d'évolution du tenseur de perméabilité est proposée dans le chapitre 2. Pour ce dernier chapitre, 2 études de cas sont réalisées.

La première application concerne l'essai tirant réalisé par [Desmettre and Charron, 2011]. L'originalité de cet essai concerne la mesure du débit qui est réalisée en temps réel au cours du chargement mécanique. Ce dispositif expérimental est intéressant car il permet de générer plusieurs fissures localisées sur la même structure et ainsi vérifier la validité de loi de Poiseuille pour un matériau multi-fissuré.

Pour la seconde application, on s'intéresse à la prise en compte des couplages entre l'endommagement et les propriétés poro-mécaniques via l'étude d'une galerie souterraine en cours d'excavation.

Cette étude traite dans un premier temps l'influence de l'anisotropie induite par la fissuration sur le tenseur de Biot. Une synthèse bibliographique complémentaire est alors présentée, elle permet de mettre en évidence le fait que ce tenseur évolue en fonction du chargement mécanique. Une loi d'évolution inspirée de l'homogénéisation est utilisée pour décrire l'accroissement des composantes principales de cette matrice en fonction de la fissuration. Le fonctionnement général de cette loi est d'abord illustré par des essais élémentaires de traction / compression sur un seul élément fini. Ce modèle est ensuite utilisé pour le calcul de creusement d'une galerie souterraine du laboratoire de Bure. Dans cette application, les réponses anisotrope et isotrope sont comparées et confrontées à la profondeur dégradée observée *in situ*.

Pour la seconde partie de cette application, on s'intéresse au couplage poro-mécanique / fluage / perméabilité. Un tel système présente deux types de viscosité : celle du squelette solide qui est supposé intrinsèquement visqueux et celle du fluide. L'objectif de cette section est de comprendre la contribution de chaque viscosité sur la cinétique des phénomènes mécaniques.

Une loi de fluage développée au LMDC [Sellier et al., 2012b] est utilisée pour décrire le comportement visco-plastique non linéaire du squelette solide de l'argilite. Cette loi est couplée fortement à la théorie de la poro-mécanique et au modèle de perméabilité présenté au chapitre 2. Ce modèle est alors utilisé pour étudier les convergences différées des galeries souterraines de l'ANDRA. Les résultats issus de la modélisation sont confrontés aux mesures de convergence et de pression réalisées *in situ*.

## 2 Analyse du débit de fuite dans un tirant BA

### 2.1 Description de l'essai

L'essai d'arrachement d'armature est généralement utilisé pour caractériser l'adhérence entre l'acier et le béton. Il permet de créer plusieurs fissures localisées sur la même structure. Partant de ce constat, [Desmettre and Charron, 2011, 2012] proposent un dispositif de mesure du débit (en temps réel) compatible avec cet essai (cf. figure III.1). Le tirant utilisé a une section de  $90 \times 90\text{mm}^2$  et une longueur de 610mm. Le diamètre de l'armature est de  $\phi = 11\text{mm}$ . Un chargement de traction est appliqué sur les deux extrémités de l'armature. Le contrôle mécanique de l'essai est assuré par un dispositif comprenant deux capteurs de déplacement (LVDTs) positionnés sur les deux cotés opposés de l'échantillon. La variable de pilotage de l'essai est la variation de longueur du tirant obtenue par combinaison linéaire des déplacements mesurés par les LVDTs. 12 capteurs "Pi" sont collés sur les faces opposées de l'échantillon. Ces capteurs sont couplés à une technique de corrélation d'images. Ils permettent d'accéder aux champs de déplacement à la surface de l'éprouvette et ainsi aux ouvertures de fissure.

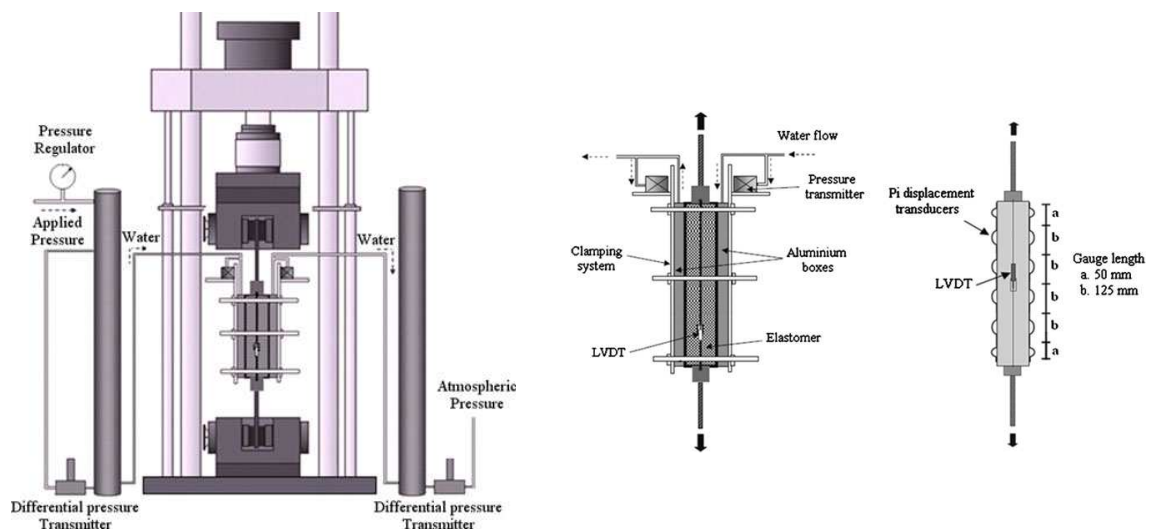


FIGURE III.1 – Dispositif expérimental utilisé par [Desmettre and Charron, 2011].

Le chargement est réalisé jusqu'à l'apparition de 3 macro-fissures (déplacement imposé jusqu'à 1,2mm). Celles-ci sont espacées en moyenne de 18cm. Les ouvertures de fissure sont comprises entre 250 et  $400\mu\text{m}$ . L'originalité de cet essai réside dans la mesure du débit qui est réalisée en temps réel pendant le chargement mécanique. Un gradient de pression est appliqué entre les deux faces parallèles à l'échantillon. Les 2 faces restantes sont recouvertes d'une gaine élastomère étanche, pour assurer un écoulement quasi-unidirectionnel et ainsi éviter les fuites dans les autres directions. Le débit traversant le corps d'éprouve est estimé en fonction des mesures de variations du niveau de l'eau contenue dans les deux réservoirs placés en amont et en aval de l'échantillon.

La figure III.2 présente les courbes de force en fonction du déplacement subi ou des ouvertures de fissure.

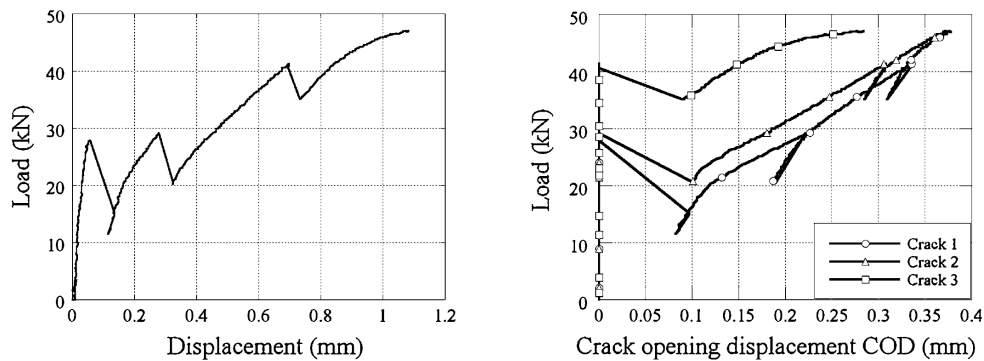


FIGURE III.2 – Force appliquée en fonction du déplacement et de l'ouverture des fissures [Desmettre and Charron, 2011].

À partir des courbes III.2 et III.3, [Desmettre and Charron, 2011] décomposent la réponse hydromécanique du tirant armé en 4 phases :

1. Une première phase dans laquelle le comportement mécanique de la poutre est élastique (entre 0 et 15kN). Durant cette phase la conductivité hydraulique est égale à  $2.10^{-10}$ m/s. Cette dernière correspond à une perméabilité intrinsèque de  $2.10^{-17}$ m<sup>2</sup>.
2. La deuxième phase correspond à la diffusion de micro-fissures dans l'échantillon (entre 15 et 25kN). Durant cette phase la conductivité hydraulique augmente légèrement pour atteindre  $4.10^{-10}$ m/s.
3. La troisième phase correspond à la première localisation (entre 25 et 30kN). Au cours de cette phase, la conductivité hydraulique augmente subitement pour atteindre  $4.10^{-7}$ m/s.
4. Pendant dernière phase, la conductivité augmente de façon régulière pour atteindre la valeur finale de  $10^{-5}$ m/s (entre 30 et 50kN).

L'évolution de la conductivité hydraulique est représentée en fonction de la charge sur la figure III.3 où les 4 phases précédemment décrites sont retrouvées.

[Desmettre and Charron, 2011] étudient l'influence des paramètres suivants sur l'essai :

1. L'influence du gradient de pression initial appliqué sur le comportement hydromécanique. Trois valeurs sont testées : 25, 50 et 100kPa.
2. Deux essais sont réalisés. Pour le premier, le gradient est initialement fixé à 50kPa et laissé libre au cours de l'essai. Pour le second, il est maintenu à 50kPa tout au long de l'expérimentation.
3. Deux essais sont réalisés en changeant la vitesse du déplacement imposé : 0,01 et 0,05mm/min et un test en force imposée 1,3kN/min. Ces vitesses sont choisies de façon à ce que la durée maximale de l'essai n'excède pas 90min.



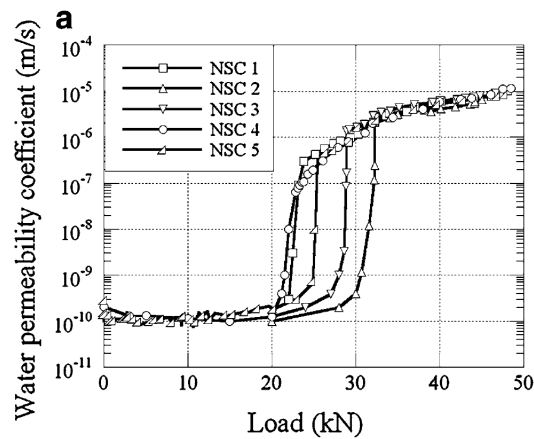


FIGURE III.3 – Évolution de la conductivité hydraulique en fonction de la force appliquée [Desmettre and Charron, 2011].

[Desmettre and Charron, 2011] observent que les paramètres précédents ne semblent pas avoir d'influence sur la perméabilité apparente du matériau.

Des études complémentaires sont réalisées par [Desmettre and Charron, 2012]. Ici, les auteurs s'intéressent au comportement du béton fibré. Le même dispositif expérimental est utilisé mais les fissures générées sont au nombre de 4. La conductivité hydraulique mesurée est alors plus faible (cf. figure III.5).

Dans cette étude, 2 types de chargement sont effectués : un chargement monotone ainsi qu'un chargement constant. Le premier permet de comparer les résultats à l'étude antérieure [Desmettre and Charron, 2011]. Le second permet de constater que le débit est tributaire de la durée de l'essai. Tout comme pour les travaux de [Reinhardt and Jooss, 2002; Banthia et al., 2005], la conductivité hydraulique diminue d'un facteur supérieur à 5 lorsque la durée de l'essai devient importante (cf. figure III.4). Une des causes possibles de cette diminution est présentée dans les travaux de [Ranaivomanana et al., 2013].

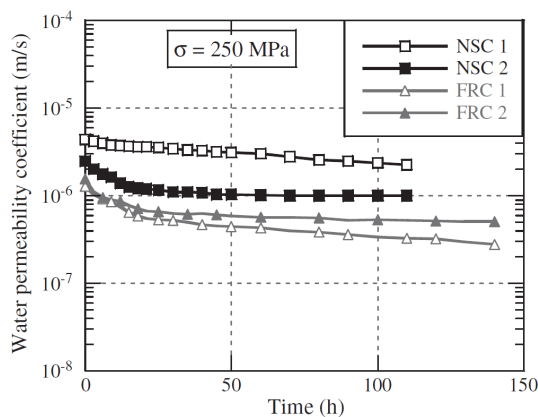


FIGURE III.4 – Évolution de la conductivité hydraulique en fonction du temps [Desmettre and Charron, 2012].

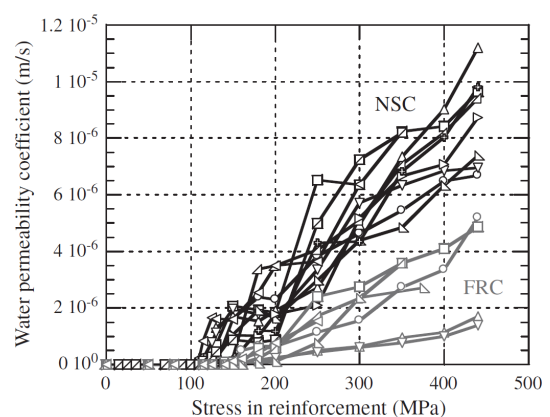


FIGURE III.5 – Évolution de la conductivité hydraulique en fonction de la contrainte moyenne [Desmettre and Charron, 2012].

## 2.2 Modélisation numérique de l'essai

### 2.2.1 Hypothèses et principe de la simulation

Le tableau III.1 regroupe les différentes valeurs des paramètres matériaux considérés dans cette étude. Dans la modélisation, certains paramètres intrinsèques aux matériaux (acier, béton et interface) sont estimés dans ce calcul. Ces paramètres sont indexés d'une étoile. Les valeurs supposées correspondent à ce que l'on peut trouver dans la littérature pour un béton ordinaire<sup>1</sup> [Sellier et al., 2013a].

Tableau III.1 – Paramètres matériaux utilisés pour la simulation de l'essai d'arrachement du tirant. Les paramètres \* sont estimés dans la modélisation.

Paramètres mécaniques du béton	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité	$E_0$	32	GPa
Coefficient de Poisson	$\nu_0$	0,245	
Résistance à la compression	$R^c$	37	MPa
Déformation au pic de compression*	$\varepsilon^{pic,c}$	$2.10^{-3}$	
Énergie de fissuration en compression*	$G_f^c$	$5.10^{-3}$	MJ/m <sup>2</sup>
Résistance à la traction	$R^t$	2,82	MPa
Déformation au pic de traction*	$\varepsilon^{pic,t}$	$R^t/E_0$	
Énergie de fissuration en traction*	$G_f^t$	$10^{-4}$	MJ/m <sup>2</sup>
Coefficient de Drucker-Prager*	$\delta$	1	

Paramètres hydromécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Perm. intrinsèque initiale	$k_0$	$10^{-17}$	m <sup>2</sup>
Viscosité dynamique du fluide	$\eta$	$10^{-9}$	MPa.s
Seuil de percolation	$w_{ref}$	[0;16]	$\mu m$
Coefficient réducteur de débit	$\xi$	[0,4;1]	

Paramètres mécaniques de l'acier	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité	$E_s$	210	GPa
Coefficient de Poisson	$\nu_s$	0,3	
Résistance élastique de la bare	$R^e$	456	MPa
Résistance ultime de la barre	$R^u$	563	MPa

Paramètres mécaniques de l'interface	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité	$E_i$	32	GPa
Coefficient de Poisson*	$\nu_i$	0	
Limite de cisaillement*	$\tau_{max}$	12	MPa

La prise en compte de l'armature est réalisée en intégrant des éléments d'interface volumiques au maillage. Ces éléments occupent le volume réel de l'armature. Des éléments « barre » possédant les propriétés géométrique et mécanique de l'acier sont placés au centre du maillage (cf. figure III.6). La principale difficulté est alors l'identification des propriétés de l'interface entre l'armature et le béton.

1. Par exemple, l'énergie de fissuration en traction est comprise entre 25 et 100J/m<sup>2</sup> pour un béton ordinaire.

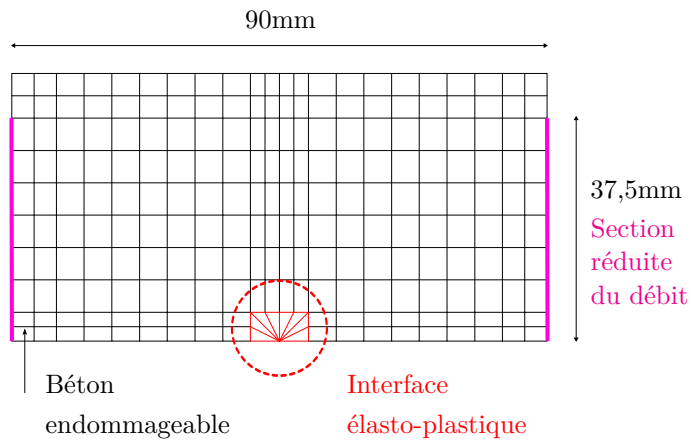


FIGURE III.6 – Section de la poutre simulée : principe de modélisation pour l’interface entre l’acier et le béton.

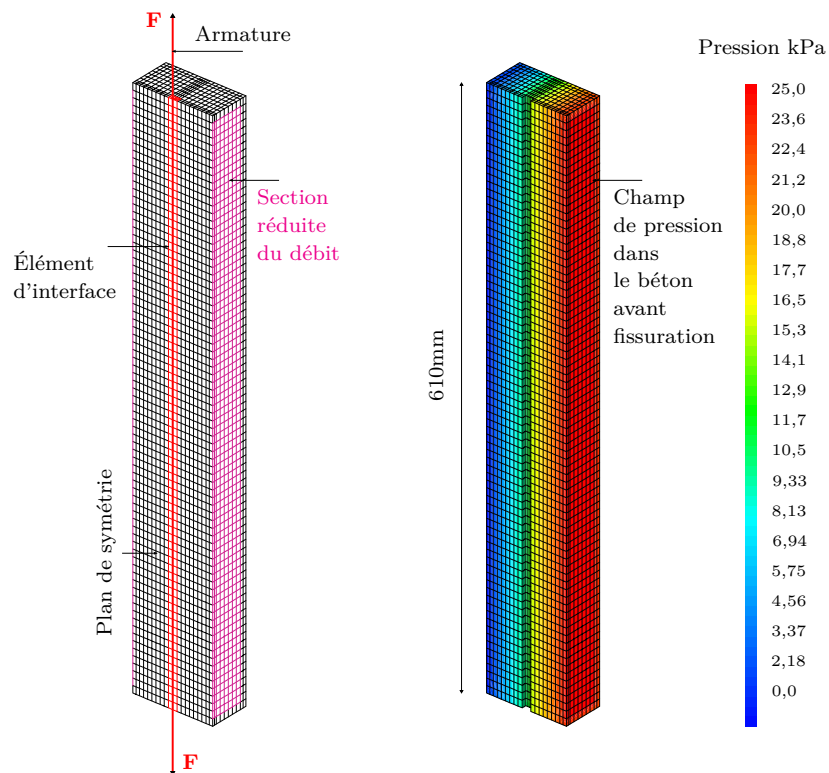


FIGURE III.7 – Description du maillage et des conditions aux limites du problème hydromécanique.

Cet élément doit être plastifiable pour simuler le glissement de la barre dans le béton. Il doit également assurer une bonne transmission des contraintes entre l’acier et le béton. Compte tenu du caractère monotone du chargement et du faible déplacement appliqué sur la barre, il n’est pas nécessaire de recourir à une modélisation fine de l’interface. Son comportement est donc considéré comme étant « plastique-parfait » avec un critère de Von-Mises. Il ne reste alors qu’à définir la résistance au cisaillement de celle-ci.

D'après [Eligehausen et al., 1982], la résistance au cisaillement de l'interface est comprise entre 10 et 14MPa (pour un béton possédant des propriétés mécaniques similaires). Dans la modélisation nous avons considéré  $\tau_{max} = 12\text{MPa}$ .

Le module de Young de l'interface est supposé égal à celui du béton sain. Enfin, le coefficient de Poisson de celle-ci est pris égal à 0. Cette hypothèse permet d'éviter la contraction en phase élastique, de façon à ce que l'interface ne puisse pas rompre sous l'effet de la traction induite par son propre effet Poisson (contraction perpendiculaire à l'acier). Enfin, au vu de la symétrie du problème, seule la demi-section de la poutre est modélisée. Pour la partie hydraulique du problème, un gradient de pression unidirectionnel est appliqué sur les nœuds du maillage de façon à simuler un régime établi avant et pendant la fissuration. D'après [Desmettre and Charron, 2011], les valeurs de 0, 25 et 100kPa n'ont pas d'incidence sur la réponse mécanique. Pour la modélisation, le gradient choisi correspond à l'une des valeurs appliquées au cours de l'expérimentation (25kPa).

Le maillage réalisé pour la simulation est décrit sur les figures III.6 et III.7. Le nombre d'éléments le long du tirant est de 80.

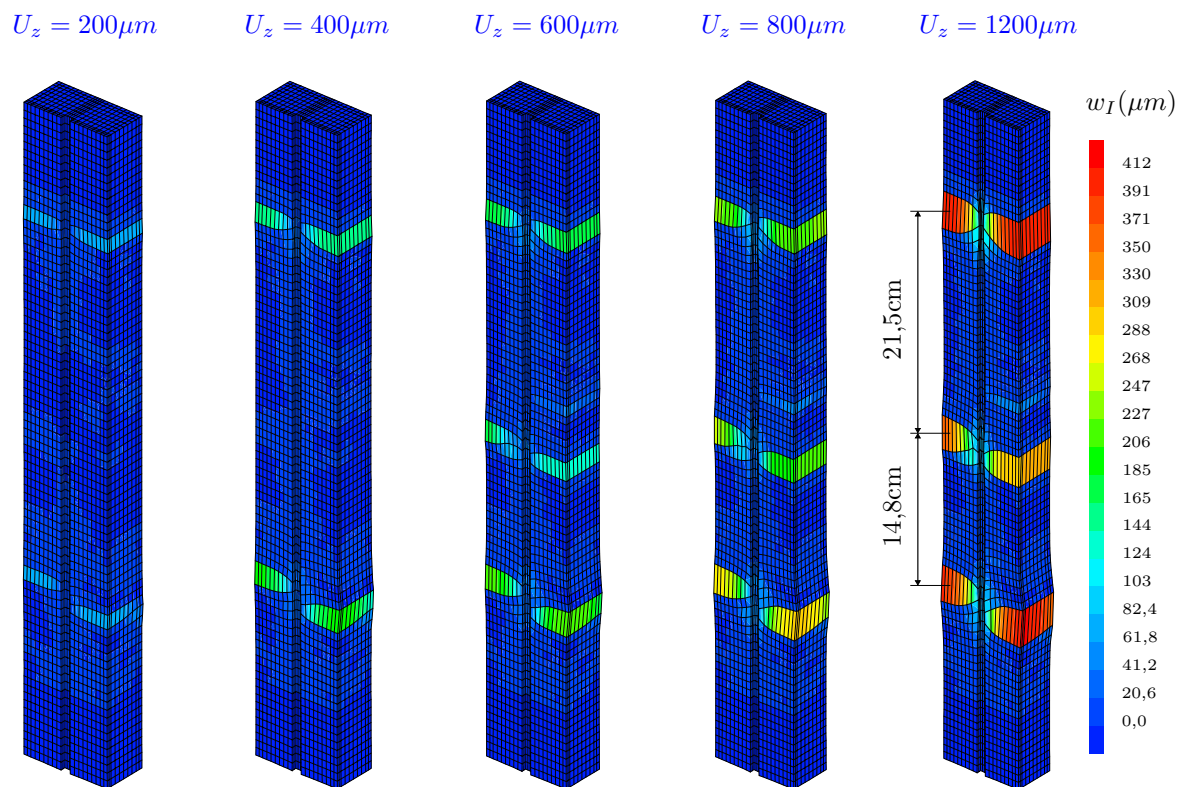


FIGURE III.8 – Champ d'ouverture de fissure  $w_I(\mu\text{m})$ , tracé sur le maillage déformé (facteur de déformation égal à 80), à différentes échéances.

### 2.2.2 Analyse des résultats

D'une façon générale, on retrouve par le modèle des résultats similaires en terme d'ordre de grandeur, de tendance et de nombre de fissures.

Pour la partie mécanique, la courbe expérimentale de Force-Déplacement III.2 présente 3 chutes de raideur, correspondant à la localisation de chacune des macro-fissures. Numériquement, cette chute de raideur n'apparaît qu'à deux reprises sur la figure III.9. En effet, comme le montre la figure III.8, les deux premières fissures apparaissent simultanément. L'espacement moyen entre les fissures prédit par le modèle est de 18cm (cf. figure III.8), ceci est en accord avec la valeur moyenne de 18cm retrouvée expérimentalement [Desmettre and Charron, 2011].

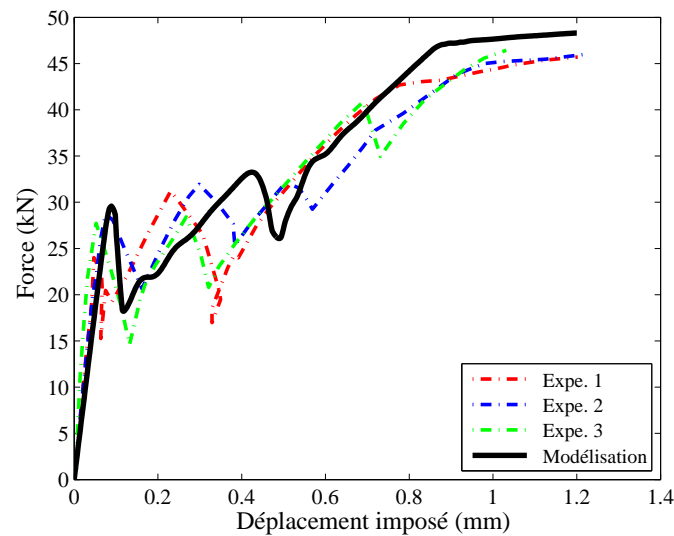


FIGURE III.9 – Force (kN) en fonction du déplacement imposé (mm).

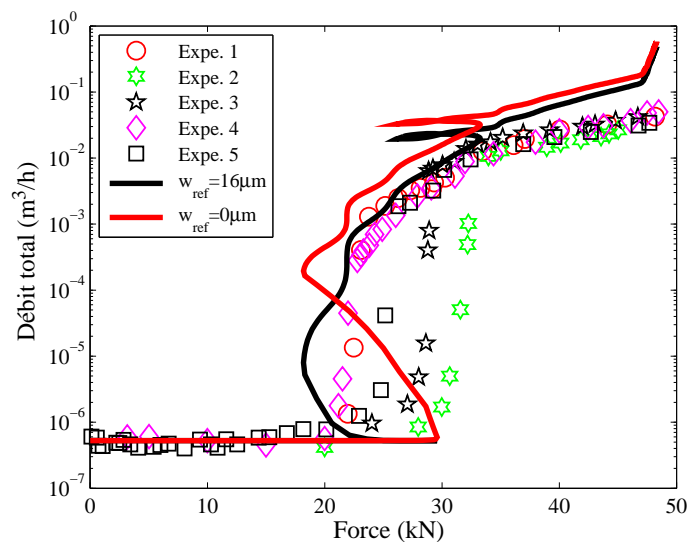


FIGURE III.10 – Débit total ( $m^3/h$ ) en fonction de la force subie (kN), avec  $\xi = 1$  et  $w_{ref} \in [0; 16]\mu m$ .

Concernant la partie hydraulique, les points expérimentaux de [Desmettre and Charron, 2011] ne permettent pas d'accéder directement au débit d'écoulement. Seule la conductivité hydraulique apparente est donnée sur la courbe III.3. Nous avons donc converti ces mesures en débits, ceci est réalisé en respectant le gradient de pression appliqué au cours de la simulation. Numériquement, ce débit est bien calculé sur la surface effective en contact avec le fluide :  $S_{\text{eff}} = 75 \times 595 \text{mm}^2$  (cf. figures III.6 et III.7).

Pour cette modélisation, nous avons considéré trois hypothèses. Dans la première, la loi de Poiseuille a été utilisée sous sa forme la plus simple ( $w_{\text{ref}} = 0 \mu\text{m}$  et  $\xi = 1$ ), cela conduit, comme le montre la figure III.10, à un débit qui est surestimé par le modèle. Pour la deuxième hypothèse, un seuil de percolation a été introduit ( $w_{\text{ref}} = 16 \mu\text{m}$  et  $\xi = 1$ ), cela permet d'améliorer le réalisme du modèle pour les faibles ouvertures (cf. figure III.10), mais ne permet toujours pas au débit de coïncider parfaitement avec les mesures. Cet écart peut avoir plusieurs origines :

1. Il peut être la conséquence d'une mauvaise évaluation du comportement de l'interface. En effet, ce type d'essai est très sensible au seuil de plastification. Une résistance trop faible ou trop forte a un impact significatif sur les ouvertures et le nombre de fissures.
2. Bien que la durée de cet essai soit relativement courte ( $\approx 90 \text{min}$ ), les phénomènes de cicatrization des fissures ne sont pas exclus, ils peuvent alors entraîner une diminution du débit expérimental dans le temps [Reinhardt and Jooss, 2002; Desmettre and Charron, 2012; Ranaivomanana et al., 2013].
3. Il peut également s'agir d'une mauvaise évaluation du comportement post-pic du matériau. En effet, il est fait dans la modélisation une hypothèse sur l'énergie de fissuration  $G_f^t$ , car celle-ci ne fait pas partie des données expérimentales. Ainsi, une énergie trop petite peut entraîner des fissures qui s'ouvrent plus rapidement.
4. La loi de perméabilité s'appuie sur les résultats de [Rastiello, 2013] pour une seule fissure. Or, ces mesures présentent une dispersion où les différences peuvent varier du simple au triple dans certain cas. Ainsi, en introduisant un paramètre  $\xi$ , pour prendre en compte la tortuosité du chemin de la fissure, tel que proposé par [Aldea et al., 2000; Picandet et al., 2009; Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013], on s'aperçoit que pour  $\xi = 0, 4$ , la loi de perméabilité se situe encore dans le faisceau de variabilité des mesures (cf. figure III.11).

$$k_F = \xi \frac{\langle w - w_{\text{ref}} \rangle_+^2}{12} \quad (\text{III.1})$$

Ce paramètre réducteur de débit est la conséquence d'irrégularités des ouvertures à une échelle encore plus fine que le maillage.

Une troisième simulation est alors réalisée en intégrant un coefficient  $\xi = 0, 4$  au modèle. On s'aperçoit que cette hypothèse améliore le réalisme du modèle (cf. figure III.12).

Ainsi, le modèle proposé permet de valider la loi des plaques parallèles pour un matériau multi-fissuré où les ouvertures de fissure peuvent atteindre  $400\mu\text{m}$ , alors que celles-ci n'excèdent pas  $160\mu\text{m}$  dans l'essai brésilien de [Rastiello, 2013].

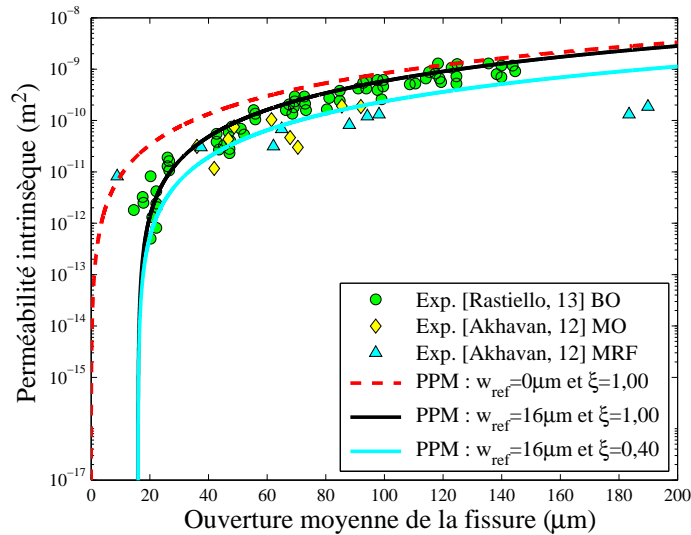


FIGURE III.11 – Comparaison de la loi de Poiseuille avec un seuil  $w_{ref} \in [0; 16]\mu\text{m}$  et pour différentes valeurs de  $\xi \in [0, 4; 1]$ , aux résultats expérimentaux de la littérature [Akhavan et al., 2012; Rastiello, 2013].

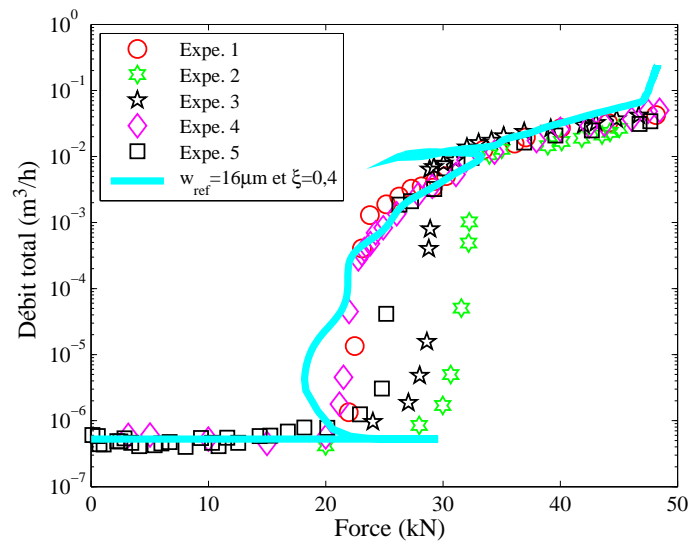


FIGURE III.12 – Débit total ( $\text{m}^3/\text{h}$ ) en fonction de la force subie ( $\text{kN}$ ) ( $w_{ref} = 16\mu\text{m}$  et  $\xi = 0, 4$ ).

L'essai tirant armé de [Desmettre and Charron, 2011] est simulé dans cette partie. Cet essai consiste à exercer un effort de traction sur une armature incorporée dans un tirant en béton. Cet effort transmet la traction par cisaillement au béton en contact avec l'armature, il permet de créer plusieurs fissures localisées.

De façon comparable aux travaux de [Rastiello, 2013], la mesure du débit est réalisée en temps réel pendant le chargement.

Dans ce modèle, une loi de comportement de type « plastique-parfait » avec un critère de Von-Mises est considérée au niveau de l'interface entre l'acier et le béton. La résistance au cisaillement de celle-ci s'appuie sur les résultats de la littérature. Le problème étant symétrique, seule la demi section est modélisée.

Le modèle d'endommagement permet de retrouver le bon nombre de fissures dont les ouvertures coïncident avec celles mesurées expérimentalement. Il est donc possible de comparer la réponse donnée par le modèle de perméabilité avec les mesures de débit de façon objective.

Le modèle dans sa version initiale surestime légèrement le débit d'écoulement. Plusieurs pistes sont avancées pour expliquer l'origine de cet écart. Il peut résulter des hypothèses faites sur certains paramètres matériaux ne faisant pas partie des données expérimentales, il peut provenir d'artefacts expérimentaux liés à la durée des essais qui sont réalisés, enfin, il peut être induit par la non prise en compte de la tortuosité du chemin de la fissure dans la modélisation. Ainsi, en intégrant un paramètre de tortuosité égal à 0,4 au modèle, il est possible d'améliorer la précision du calcul.



### 3 Modélisation de l'excavation d'un tronçon d'argilite du projet CIGÉO

#### 3.1 Caractéristiques de l'argilite

##### 3.1.1 Minéralogie et microstructure

Conformément à la loi de Bataille de 1991, la France doit faire le choix d'au moins 2 sites pour le stockage des déchets nucléaires à long terme.

Les travaux de l'ANDRA (Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs) ont mis en évidence un site entre la Meuse et la Haute-Marne dans l'Est du Bassin Parisien sur la commune de Bure. En effet, les caractéristiques de la roche souterraine (argilite) de cette région en matière de perméabilité et résistance mécanique en font un très bon candidat pour le stockage profond de déchets radioactifs.

##### α) Cortège minéralogique

D'un point de vue géologique, la formation du CallovoOxfordien (COx) de Bure constitue une couche de 130m d'épaisseur comprise entre -420 et -550m à l'aplomb du laboratoire souterrain.

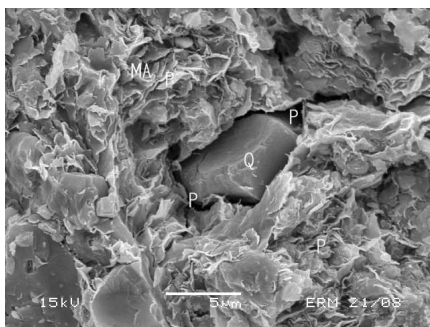
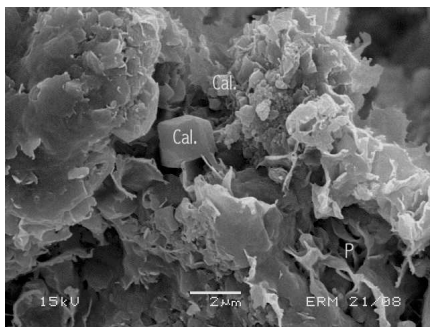


FIGURE III.13 – Micrographie de structure typique de l'argilite du COx : Calcite (Cal), Matrice Argileuse (MA), Porosité (P) et Quartz (Q) [Sammartino, 2001].

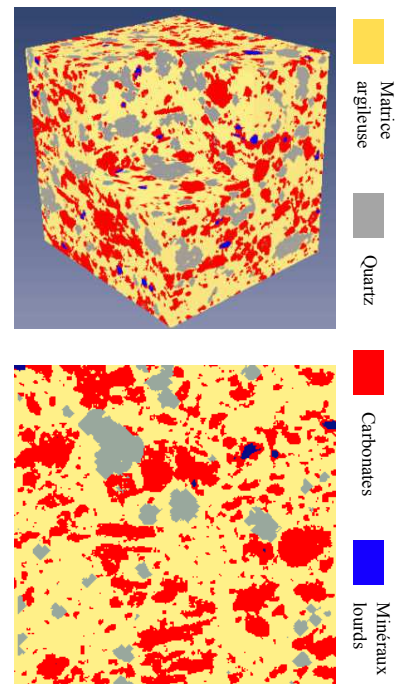


FIGURE III.14 – Distribution 2D/3D des phases minéralogiques dans l'argilite du COx [Robinet, 2008].

En raison de sa forte hétérogénéité, [Huynh, 2006; Sarout, 2006; A.C Guéry et al., 2007; Cariou, 2010] modélisent ce matériau à l'aide d'approches micromécaniques.

En effet, les observations au Microscope Électronique à Balayage (MEB) sur des carottes prélevées à différentes profondeurs du COx (cf. figures III.13 et III.14), montrent que l'argilite est composée principalement de 3 types de minéraux :

Des grains de quartz (15 à 30%), de calcites (20 à 55%) sous des formes plus ou moins arrondies. Ces grains sont parsemés dans une matrice argileuse (35 à 55%) constituée d'illite et d'interstratifiés illite/smectite. On pourra par ailleurs retrouver d'autres constituants en quantité nettement inférieure (moins de 10% de phyllosilicates gonflants et non gonflants : pyrite, mica, dolomite, halite et gypse).

Le tableau III.2 regroupe les différentes fractions volumiques des constituants retrouvées dans la littérature :

Tableau III.2 – Quelques valeurs issues de la littérature : fractions volumiques des minéraux de l'argilite du Calovo-Oxfordien.

%	Gens et al. [2007]	Bauer-Plaindoux et al. [1998]	Sammartino et al. [2001]	Ghoreychi [1999]	Robinet [2008]	Gaucher et al. [2004]
Argile	-	40 à 50	50	30 à 60	48,1	20 à 60
Calcite	23 à 42	20 à 30	30	20 à 40	24,7	10 à 75
Quartz	-	25 à 30	20	-	13,5	10 à 40
Pyrite, Oxyde de fer	-	< 10	-	< 5	-	0,5 à 1

[Chiarelli et al., 2003] observe la présence d'un réseau de microfissures inter-granulaires, principalement au niveau de la calcite dont la répartition et l'orientation sont quasi-isotropes.

De plus, [Revil and Glover, 1998] mettent en évidence la présence d'eau sous des formes plus ou moins différentes au sein de l'argilite :

De l'eau physisorbée entre les feuillets de minéraux argileux.

De l'eau libre au niveau des macro-pores.

L'eau structurale dans le réseau des minéraux.

L'eau adsorbée en surface, liée par des forces de Van der Waals. Celles-ci attirent l'eau contre la surface des minéraux. Elle représente une couche d'environ 1nm.

### β) Porosité de l'argilite

La porosité de l'argilite peut être mesurée à partir d'un essai de porosité mercure. Cette méthode mesure la fraction de l'espace poral accessible au mercure sous forte pression (sur un échantillon préalablement déshydraté). Elle ne permet pas de connaître la porosité piégée, c'est-à-dire la fraction des pores qui ne sont pas connectés. De plus, la méthode de porosimétrie au mercure ne permet pas de mesurer le volume des pores dont la taille est inférieure à 3nm.

Dans la littérature la porosité du COx est comprise entre 10 et 22% avec une valeur moyenne qui est proche de 15.4%. Les différentes tendances retrouvées dans la littérature sont synthétisées dans l'historgramme III.15.

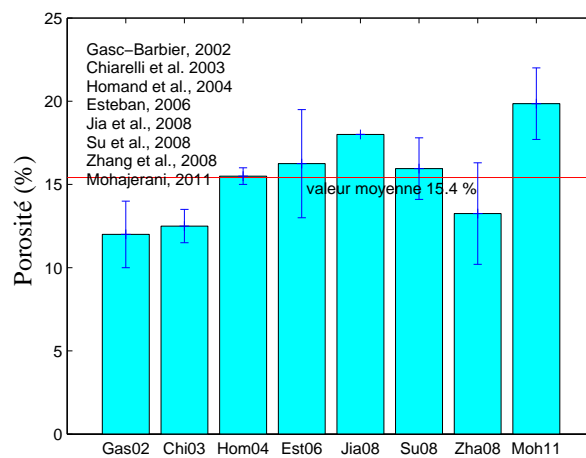


FIGURE III.15 – Quelques valeurs issues de la littérature : porosité de l'argilite du COx ( $10\% < \phi < 20\%$ ).

L'essai de porosité mercure montre que l'argilite du COx comporte 3 types de porosité [Sammartino, 2001; Sammartino et al., 2003] :

1. La macro-porosité : elle est associée aux quartz, calcites et espaces inter-granulaires. Celle-ci est considérée comme le résultat de la réorientation des particules argileuses sous le champ de contrainte et du colmatage des pores par différentes phases minérales [Gatmiri et al., 2011]. Elle représente 5 à 20% de la porosité totale en moyenne [Sammartino, 2001]. La taille des macro-pores est supérieure à 50nm [Sammartino et al., 2003].
2. La méso-porosité : elle est associée aux inter-agrégats, elle représente 75 à 90% de la porosité totale [Sammartino, 2001]. La taille des méso-pores est comprise entre 3 et 50 nm [Sammartino et al., 2003].
3. La microporosité : elle est associée à l'espace inter-foliaire (cf. figure III.17) qui représente 2 à 4% de la porosité totale [Sammartino, 2001]. La taille des micropores ne dépasse pas 3nm [Sammartino et al., 2003].

Une représentation schématique du réseau poreux et la distribution des tailles de pores de l'argilite du COx sont illustrées respectivement sur les figures III.16 et III.17.

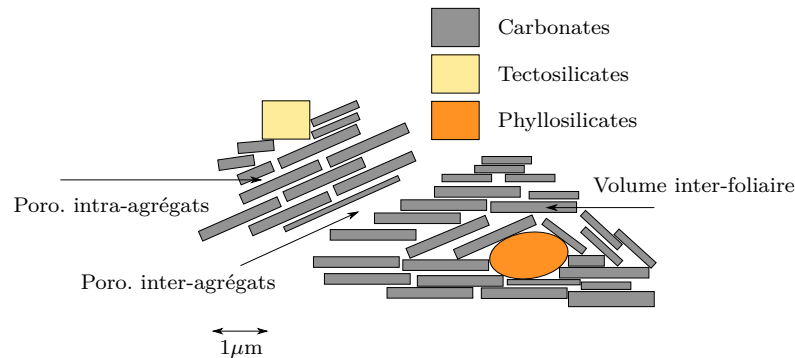


FIGURE III.16 – Représentation schématique du réseau poreux de l'argilite du Callovo-Oxfordien [Leroy, 2005].

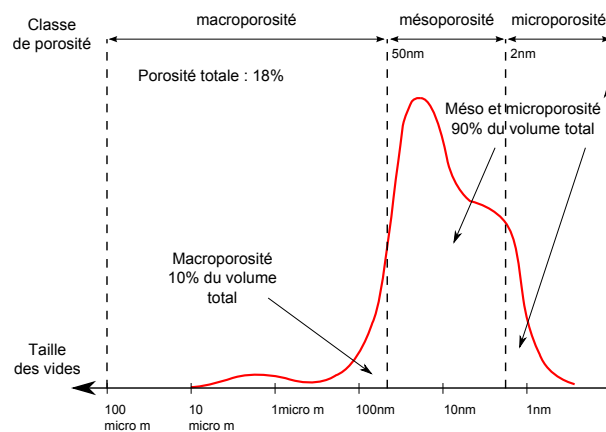


FIGURE III.17 – Distribution des tailles de pores de l'argilite du COx [Gatmiri et al., 2011].

Pour mesurer le volume de l'espace interfoliaire des minéraux argileux, on utilise la méthode de gravimétrie d'adsorption d'eau. Celle-ci consiste à mesurer la prise de poids d'un échantillon isolé dans un vase clos soumis à des pressions de vapeur d'eau croissante.

Les isothermes d'adsorption mesurent la quantité d'eau fixée par l'argilite en fonction de l'activité de l'eau. Le volume de l'espace interfoliaire peut aussi être déterminé en effectuant des analyses par volumétrie d'adsorption d'azote.

Il est montré que ce volume est d'autant plus important que la proportion de smectites est forte [Bourg et al., 2003]. Dans ces conditions, le volume interfoliaire correspond environ à 24% de la porosité totale quand celle-ci est de l'ordre de 20% [Sammartino, 2001].

Par ailleurs, [Esteban, 2006] observe une diminution de la macroporosité au profit de la méso-porosité dans les niveaux les plus argileux. Ainsi, pour une porosité totale de 21% ; on retrouve 10% de macro-pores, 86% de méso-pores et 4% de micropores.

D'après [Esteban, 2006], elles sont le reflet d'une diminution de la teneur en minéraux (quartzs, chlorites...) et en calcites.

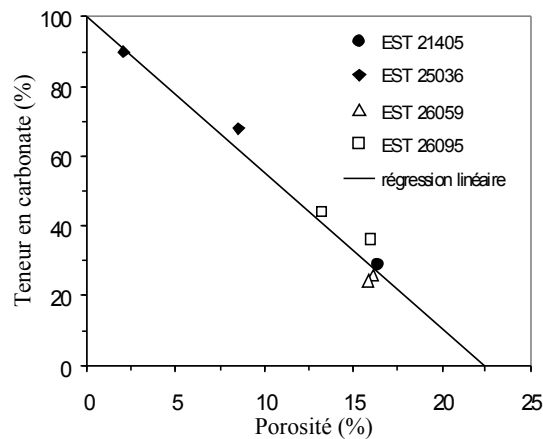


FIGURE III.18 – Évolution de la porosité moyenne obtenue par autoradiographie en fonction de la teneur moyenne en carbonates quantifiée par calcimétrie Bernard [Robinet, 2008].

Plus récemment, [Robinet, 2008] étudie la relation entre la teneur en carbonate et la porosité pour différents échantillons. Il confirme que pour les zones les plus carbonatées, la porosité est moins importante que pour les zones argileuses plus homogènes (cf. figure III.18).

L'argilite est une roche sédimentaire à grains fins, résultant de la consolidation sur 165 millions d'années de lits de minéraux et d'argiles. Les argilites présentent des feuillets parallèles au plan de stratification.

À l'échelle microscopique cette roche est constituée majoritairement d'argile de calcites et de grains de quartz (respectivement 50, 30 et 20%), avec une porosité proche de 18%. Tout comme pour un béton, la distribution de la taille des pores présente 3 pics au niveau de la macro, méso, et micro-porosité avec toutefois une prédominance de la méso-porosité (2-80nm).

### 3.1.2 Propriétés mécaniques

On s'intéresse dans cette section aux propriétés élastiques de la roche (module de Young, coefficient de Poisson, résistances). Une synthèse bibliographique est présentée de façon à illustrer les différentes tendances de la littérature. Cette étude permettra de retenir un jeu de paramètres réaliste pour ce matériau et qui pourra être utilisé dans la modélisation de l'excavation du projet CIGÉO.

#### α) Module de Young et coefficient de Poisson

[Zhang and Rothfuchs, 2004] réalisent des essais uniaxiaux de compression sur des échantillons saturés avec une teneur en eau de ( $w = 7,1\%$ ), ou séchés avec ( $w = 2,8\%$ ). Il ressort de ces essais que le module de Young (mesuré sur la pente de déchargement) dépend très peu de la teneur en eau du matériau et que ce dernier augmente avec l'accroissement de la contrainte de compression. Comme le suggère la figure III.19, cette augmentation est quasi-linéaire et peut-être attribuée à la refermeture de micro-fissures préexistantes.

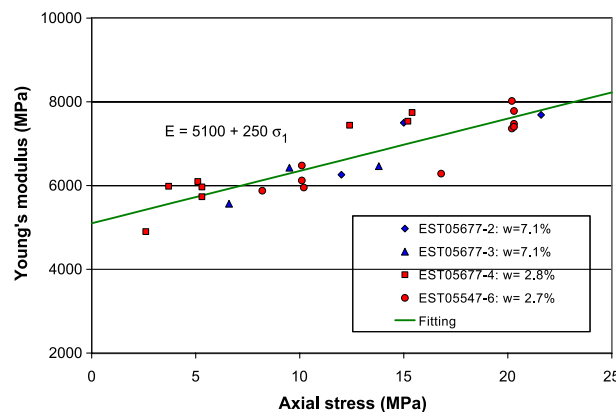


FIGURE III.19 – Variation du module de Young en fonction de la contrainte uniaxiale de compression et de la teneur en eau (en phase de désaturation) [Zhang and Rothfuchs, 2004].

Une invariance de la rigidité en fonction de la teneur en eau est peu plausible et ne rejoint pas les résultats de [Chiarelli et al., 2003] et [Pham, 2006] (cf. figures III.20 et III.21). En effet, au cours du séchage les vides diminuent par retrait et les micro-fissures préexistantes se referment. La raideur du matériau en cours de séchage tend vers celle du squelette solide seul et devrait donc augmenter avec la diminution de la teneur en eau.

À titre d'exemple, si on se réfère aux résultats de [Pham, 2006], le module de Young augmente linéairement d'un facteur 2 lorsque la teneur en eau passe de 5,2% à 1,8%.

Dans son étude, [Pham, 2006] étudie également l'effet de la resaturation sur la raideur de l'argilite. Il observe au cours de cette phase une décroissance du module avec un effet d'hystérésis (cf. figure III.20). En effet, au niveau des micro-fissures, une friction est générée. Cette friction est réduite par la présence de l'eau qui agit comme un lubrifiant. La réduction de la friction pourrait expliquer la diminution du module.

Concernant l’hystérésis, [Pham, 2006] l’attribue au caractère non linéaire lié à l’endommagement du matériau au cours des phases de désaturation/resaturation. Des tendances similaires sont retrouvées par [Chiarelli et al., 2003] (cf. figure III.21).

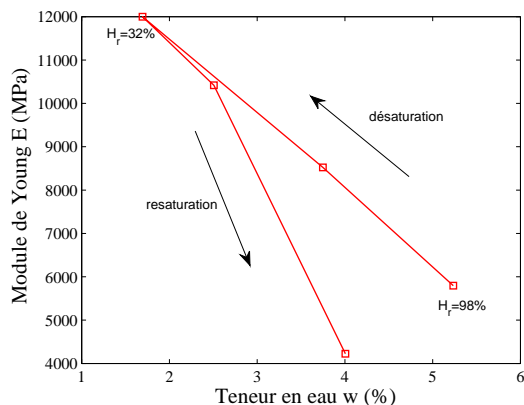


FIGURE III.20 – Évolution du module de Young en fonction de la teneur en eau d’après [Pham, 2006].

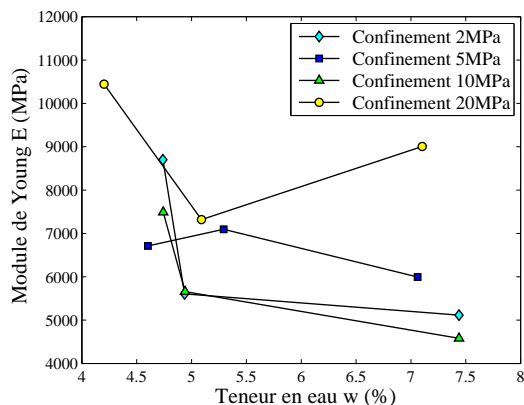


FIGURE III.21 – Évolution du module de Young en fonction de la teneur en eau d’après [Chiarelli et al., 2003].

[Zhang and Rothfuchs, 2004] étudient l’anisotropie du module de Young. Il apparaît que le rapport des modules longitudinal et transversal au plan de stratification ( $E_{\parallel}/E_{\perp}$ ) est supérieur à 1,5. Ces modules sont également plus élevés sur les échantillons de petites tailles (jusqu’à 2,5 fois plus élevés quand le volume de l’éprouvette est 11 fois plus petit). Cet effet d’échelle est mis en évidence dans [Escoffier, 2002].

Tableau III.3 – Modules de Young et coefficients de Poisson de l’argilite [Homand et al., 2006]. ( $N/L/T$  : coefficients normal, longitudinal et transversal au litage).

$E_N$	$E_L$	$\nu_{NL}$	$\nu_{LN}$	$\nu_{LT}$
21000MPa	22000MPa	0,35	0,37	0,29

Dans les travaux d’Homand et al. [2006], les modules élastiques sont mesurés sur des éprouvettes quasi-saturées (elles sont placées dans des enceintes où l’humidité relative est de 100% après carottage). Les échantillons sont prélevés entre 460 et 505m de profondeur. Ces mesures sont réalisées par propagation d’une onde acoustique dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de stratification.

Le tableau III.3 présente les résultats obtenus par le biais de cette technique de mesure. Il apparaît que le rapport des modules ( $E_{\parallel}/E_{\perp} = 1,05$ ) est relativement faible comparé aux résultats de [Zhang and Rothfuchs, 2004]. Par ailleurs, ces modules sont nettement plus élevés, ces écarts peuvent être la cause de la technique de mesure. En effet, les modules sont estimés à partir de la vitesse de propagation de l’onde dans l’argilite qui est quasi-saturée. La vitesse de l’onde étant plus élevée dans l’eau que dans le squelette granulaire. Les modules sont généralement surévalués (les modules sont proportionnels au carré de la vitesse).

Concernant le coefficient de Poisson, celui-ci ne semble pas dépendre de façon aussi significative que le module de Young de l'hygrométrie. En effet, dans [Pham, 2006], il diminue légèrement au début de la désaturation (il passe de 0,25 à 0,15 quand l'humidité chute de 98% à 76%), il reste par la suite relativement constant (autours de 0,13) pour les faibles teneurs en eau (cf. figure III.22). Des résultats comparables sont obtenus par [Chiarelli et al., 2003] qui retrouvent un coefficient de Poisson qui est compris entre 0,1 et 0,25 avec une valeur moyenne de 0,17 (cf. figure III.23).

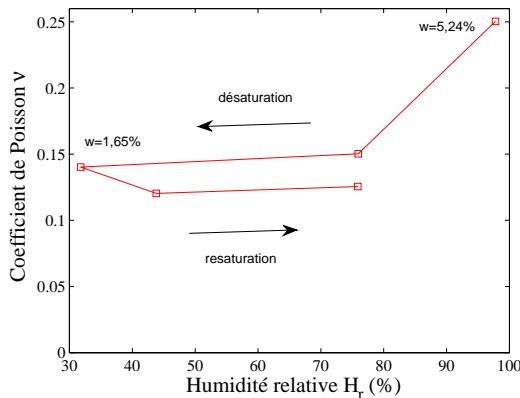


FIGURE III.22 – Évolution du coefficient de Poisson en fonction de l'humidité relative [Pham, 2006].

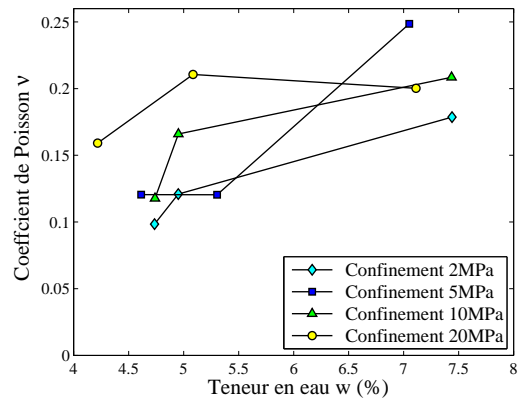


FIGURE III.23 – Évolution du coefficient de Poisson en fonction de l'humidité relative [Chiarelli et al., 2003].

Dans la modélisation, les modules de Young et coefficient de Poisson sont généralement considérés isotropes. On regroupe sur les figures III.24 et III.25 les valeurs retenues pour les différents modèles de la littérature. Ces valeurs semblent être compatibles avec les tendances retrouvées expérimentalement pour de l'argilite saturée.

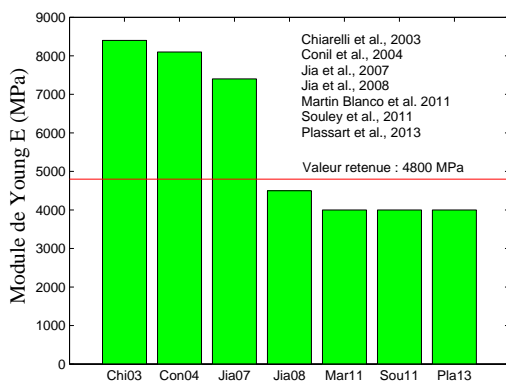


FIGURE III.24 – Valeurs du module de Young isotrope dans la littérature pour les différentes modélisations.

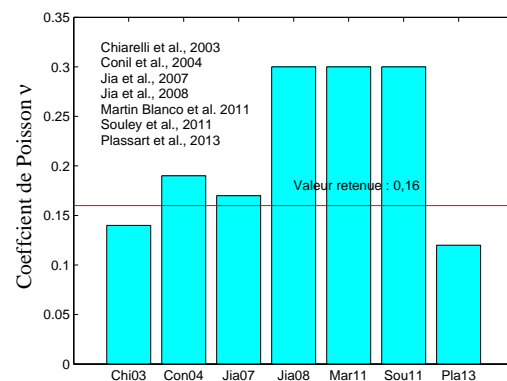


FIGURE III.25 – Valeurs du coefficient de poisson isotrope dans la littérature pour les différentes modélisations.



### β) Résistance en compression/cisaillement

La teneur en eau a également une influence sur la résistance mécanique. Ainsi, tout comme pour le module de Young, la résistance à la compression uniaxiale augmente linéairement d'un facteur 2 lorsque la teneur en eau passe de 5,4 à 2% [Pham, 2006]. Ce phénomène est également observé dans les travaux de [Zhang and Rothfuchs, 2004]. En effet, quand la teneur en eau de l'argilite passe de 7,1 à 2,8%, la résistance à la compression passe de 24,5 à 41,7MPa (cf. figure III.27).

D'après [Ballivy et al., 1992] (cité par [Pham, 2006]) cette variation de la résistance peut être due à la variation de l'énergie libre de surface des grains argileux. L'humidification de l'argilite s'accompagne d'une fixation des particules d'eau sur les parois des pores. Celle-ci conduit à diminuer l'énergie libre de surface de la roche qui est maximale à l'état sec.

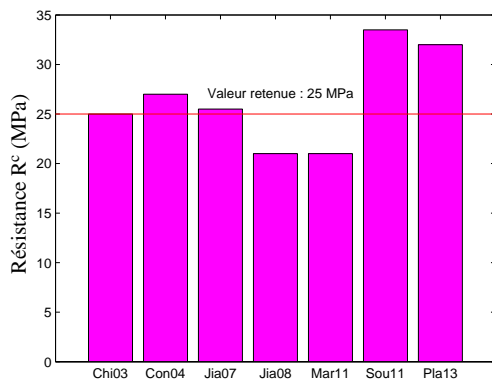


FIGURE III.26 – Valeurs de la résistance à la compression uniaxiale dans la littérature pour les différentes modélisations.

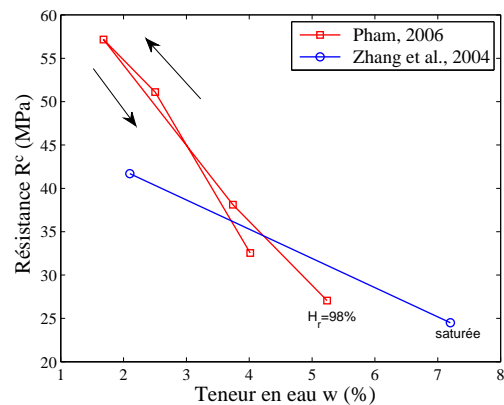


FIGURE III.27 – Évolution de la résistance uniaxiale à la compression avec la teneur en eau [Zhang and Rothfuchs, 2004; Pham, 2006].

La diminution de la résistance à la rupture de l'argilite dans la phase de resaturation peut aussi être expliquée par la diminution de la tension capillaire, l'augmentation de pression des pores et la réduction des frottements des microfissures ouvertes pendant le chargement mécanique.

Ainsi, la résistance à la compression uniaxiale de l'argilite saturée semble être proche de 25MPa. Cette valeur est compatible avec les résultats de la littérature (cf. figure III.26). Dans le but de reproduire l'état de contrainte subi par l'argilite du COx *in situ* (à -500m de profondeur). [Homand et al., 2006] mesurent les résistances axiale et transversale de la roche sous un chargement déviatorique. Dans ces conditions, les résistances uniaxiales en compression/cisaillement, sous un confinement de 12MPa, sont de 48,9 et 43,2MPa, respectivement, perpendiculairement et parallèlement au plan de stratification (rapport d'anisotropie de 1,13). Ce type de chargement est également réalisé par [Zhang and Rothfuchs, 2004] pour différentes pressions de confinement (variants de 1 à 16MPa). Ceci permet de traduire plus finement l'effet du confinement sur la rupture.

La figure III.28 rassemble dans le plan (contrainte déviatorique/contrainte radiale) les données expérimentales obtenues à la rupture.

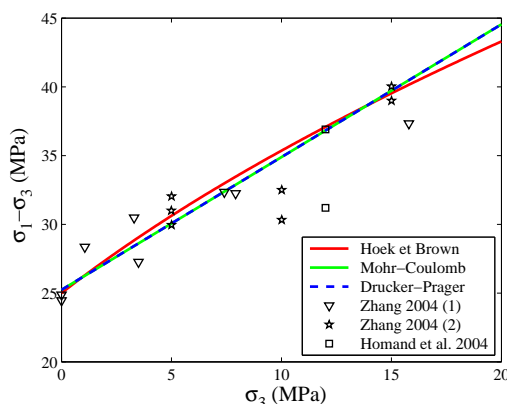


FIGURE III.28 – Comparaison des critères de Hoek et Brown, Mohr-Coulomb et Drucker Prager sur le plan contrainte déviatorique / contrainte radiale.

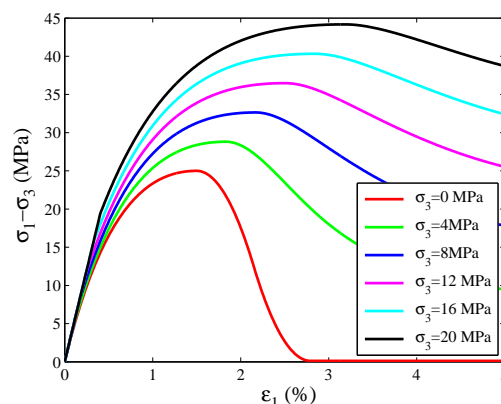


FIGURE III.29 – Réponse du modèle d'endommagement sous un chargement déviatorique pour différentes pressions de confinement. Avec,  $R^c = 25\text{MPa}$ ,  $\varepsilon^{pic,c} = 1,5\%$  et  $\delta = 0,42$ .

Il apparaît qu'il est possible de présenter ces résultats sous la forme d'un critère quasi-linéaire dans ce plan, ce qui est compatible avec un critère isotrope de type Mohr-Coulomb, Drucker-Prager ou encore Hoek et Brown (cf. équation (III.2)).

$$\sigma_1 = \sigma_3 + \sqrt{m\sigma_c\sigma_3 + s\sigma_c^2} \quad (\text{III.2})$$

Les paramètres  $s = 1$ ,  $m = 2,5$  et  $\sigma_c = 25\text{MPa}$  sont choisis par [Zhang and Rothfuchs, 2004] pour traduire le comportement à la rupture (III.2). Ces paramètres conduisent à une résistance à la compression uniaxiale  $R^c = 25\text{MPa}$ .

Si l'on adopte un critère de Mohr-Coulomb, on peut assurer la concordance entre les deux critères pour un niveau de confinement donné. Pour d'autres niveaux de confinement, les deux critères se séparent légèrement (cf. figure III.28).

Pour le critère de Mohr-Coulomb, [Zhang and Rothfuchs, 2004] retrouvent un angle de frottement interne  $\phi = 19^\circ$  ainsi qu'une cohésion  $c = 9\text{MPa}$ .

Par ailleurs, un critère de rupture en déformation est également proposé dans la fiche ANDRA [Plassart et al., 2013]. La déformation au pic de rupture est en valeur moyenne  $\varepsilon^{pic,c} = 1,5\%$ .

Le modèle d'endommagement développé au LMDC [Sellier et al., 2013a] permet de rendre compatible un critère de Drucker-Prager et un critère en déformation via une loi d'endommagement présentant un écrouissage positif pré-pic.

Ainsi, en adoptant un angle de frottement interne  $\phi = 19^\circ$ , le coefficient de confinement de Drucker-Prager  $\delta$  prend la valeur de 0,42.

$$\delta = \frac{2\sqrt{3} \sin \phi}{3 - \sin \phi} \quad (\text{III.3})$$

En l'absence d'information sur l'énergie de fissuration en compression  $G_f^c$ , on adopte une valeur usuelle pour les géo-matériaux :

$$G_f^c = nR^c \varepsilon^{pic,c} \ell \quad (III.4)$$

Où  $\ell$  représente la taille de l'échantillon et  $n$  le paramètre de ductilité en compression. L'amorçage des écrouissages négatifs est visible sur quelques courbes de caractérisation présentées dans le rapport de synthèse [Gatmiri et al., 2011]. Cet écrouissage laisse présager une valeur de  $n$  de l'ordre de 1,2. Pour des échantillons de 76mm, cela représente une énergie d'endommagement en compression par localisation de l'ordre de  $G_f^c = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{MJ/m}^2$ .

On représente sur la figure III.29 la réponse du modèle d'endommagement pour un chargement déviatorique en considérant  $R^c = 25 \text{MPa}$ ,  $\varepsilon^{pic,c} = 1,5\%$ ,  $G_f^c = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{MJ/m}^2$  et  $\delta = 0,42$ .

### γ) Refermeture des fissures localisées par compression

Le modèle d'endommagement de [Sellier et al., 2013a] permet de traiter la restitution de la raideur du matériau quand de la compression est appliquée à la suite d'un chargement de traction ayant franchi le critère de Rankine et  $R^t$ .

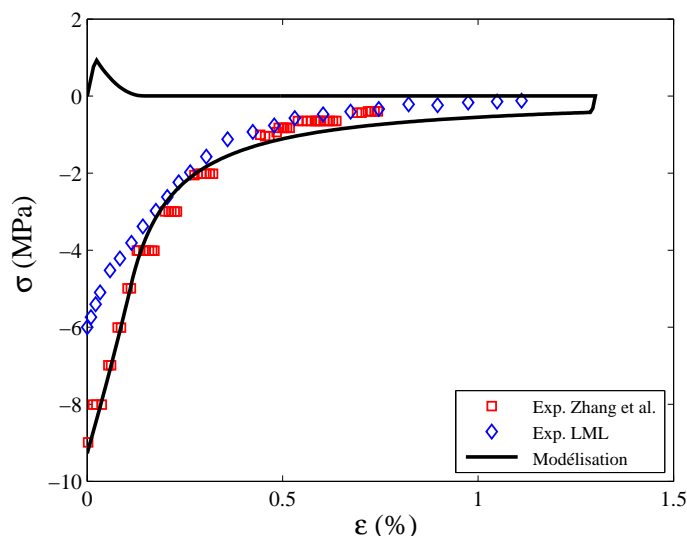


FIGURE III.30 – Comportement des fissures localisées de l'argilite sous un chargement de compression. Comparaison entre la modélisation et les essais de [Zhang, 2011] et du LML [Gatmiri et al., 2011].

Lorsque cette fissure se referme sous l'action de la contrainte normale, les rugosités s'enchêvêtrent et permettent de faire transiter une contrainte de cisaillement. Celles-ci sont modélisées en suivant le critère de Mohr-Coulomb, l'angle de friction interne  $\phi$  pour ce critère est considéré égal à  $19^\circ$  tel que retrouvé par [Zhang and Rothfuchs, 2004].

Les carottes d'argilite prélevées *in situ* sont souvent naturellement fissurées à la suite du déconfinement du matériau (elles passent de -12,5MPa en moyenne à 0). Nous avons repris les résultats de [Zhang and Rothfuchs, 2004] et du LML [Gatmiri et al., 2011] qui consistent à appliquer un chargement de compression sur des éprouvettes macro-fissurées. On retrouve d'une façon générale des tendances similaires pour ces deux références (cf. figure III.30). Les paramètres d'ouverture de référence  $w_{ref} = 200\mu m$  et de contrainte de refermeture de la fissure  $\sigma^f = 3MPa$  ont été retrouvés sur le modèle de [Sellier et al., 2013a] pour traduire la restitution de la raideur.

Les résultats issus de la littérature montrent une très forte hétérogénéité du module de Young, du coefficient de Poisson et des résistances. Certains auteurs trouvent des valeurs parfois 10 fois plus importantes que d'autres.

Ces écarts peuvent être les conséquences de l'hygrométrie, de la technique de mesure ou de la taille des échantillons. En effet, les modules et résistances sont nettement plus important pour les éprouvettes à faibles teneurs en eau. De plus, les mesures par propagation d'ondes ultrasonores surestiment fortement les modules de Young et coefficient de Poisson du matériau saturé. Par ailleurs, les carottes d'argilite de petites tailles présentent des modules et résistances plus élevés car la probabilité de présence de micro-fissures est plus faible.

D'autre part, une anisotropie des modules est observée. Cette anisotropie « transverse » résulte de la sédimentation sous forme de strate des lits d'argile et de minéraux. Toutefois, le rapport d'anisotropie reste relativement faible, en moyenne  $E_{\parallel} = 1,2E_{\perp}$ . C'est pourquoi dans la modélisation il est généralement supposé que le matériau est initialement isotrope, c'est le choix retenu pour la simulation du projet CIGÉO.

Dans les applications suivantes, nous avons retenu les valeurs initiales isotropes de 4800MPa et 0,16, respectivement pour le module de Young et le coefficient de Poisson. En effet, ces valeurs correspondent aux mesures obtenues au cours d'un essai de fluage réalisé au LML [Gatmiri et al., 2011]. Cet essai sera par la suite utilisé pour modéliser la consolidation visco-plastique du squelette solide de l'argilite. Ces résultats se situent dans les plages de variation retrouvées dans la littérature. Soient, [4000-20000]MPa pour le module de Young et [0,1-0,3] pour le coefficient de Poisson. En adoptant ces valeurs, on retrouve un module de compressibilité drainée  $k_0 = 2353MPa$  qui est compatible avec les résultats de la littérature le situant entre 1448 et 5916MPa [Escarrier, 2002; Homand et al., 2004].

Le tableau suivant synthétise les paramètres mécaniques retenus pour de l'argilite en condition saturée.

Tableau III.4 – Paramètres mécaniques de l'argilite du COx en condition saturée.

Paramètres mécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité drainé	$E_0$	4,8	GPa
Coefficient de Poisson drainé	$\nu_0$	0,16	
Résistance à la compression	$R^c$	25	MPa
Déformation au pic de compression	$\varepsilon^{pic,c}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	
Énergie de fissuration en compression	$G_f^c$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	MJ/m <sup>2</sup>
Angle de friction dans les fissures	$\phi^f$	19	Degrés
Coefficient de Drucker-Prager	$\delta$	0,42	
Contrainte de refermeture de fissure	$\sigma^f$	3	MPa
Ouverture de fissure de référence	$w_{ref}$	200	$\mu m$

## 3.2 Influence de l'anisotropie du tenseur de Biot

### 3.2.1 Coefficient de Biot de l'argilite

#### $\alpha$ ) Mesures du coefficient de Biot

Dans la littérature, le coefficient de Biot varie entre 0,1 et 1 [Vincké et al., 1998; Escoffier, 2002; Bemmer et al., 2004; Pham, 2006; Mohajerani, 2011]. Les différentes méthodes pour la mesure de ce coefficient sont détaillées ci-dessous.

**Mesure de Biot avec la cellule œdométrique** On applique un chargement uniaxial sur un échantillon saturé, cylindrique et de faible épaisseur ( $\simeq 20\text{mm}$ ) placé dans un corps de cellule indéformable (déformation nulle sur la face latérale ie.  $\varepsilon_{rad} = 0$ ). La pression interstitielle est contrôlée par des générateurs de pression.

Pour mesurer le coefficient de Biot, la contrainte axiale est appliquée par paliers (à pression constante) jusqu'à stabilisation des déformations. Du fait de la très faible perméabilité des argilites, ces essais sont particulièrement longs. Il faut par exemple 2 à 3 mois (par paliers) [Homand et al., 2006] pour que la déformation se stabilise, alors que pour un mélange sablo-argileux cela prend quelques jours. Ceci permet de caractériser la relation linéaire entre la contrainte et la déformation axiale.

$$\frac{\sigma_{ax} - \sigma_{ax}^0}{\varepsilon_{ax}} = K_0 - \frac{4}{3}\mu \quad (\text{III.5})$$

Dans un second temps on effectue le schéma inverse, c'est-à-dire, on fait varier la pression interstitielle tout en maintenant la contrainte axiale constante. Ce qui permet de caractériser la relation linéaire entre la variation de pression et la déformation axiale.

$$\frac{p - p_0}{\varepsilon_{ax}} = \frac{K_0 - \frac{4}{3}\mu}{b} \quad (\text{III.6})$$

La figure III.31 regroupe les différentes valeurs issues de la littérature obtenues avec cette méthode. Ces valeurs sont tracées en fonction de la contrainte axiale. On parle généralement de contrainte axiale de Terzaghi, car elle s'applique directement sur le squelette solide (quand la variation de pression est constante). Il apparaît que :

1. Le coefficient de Biot diminue légèrement quand la contrainte augmente. Peut-être à cause d'une refermeture des microfissures et donc d'une meilleure transmission des contraintes vers le squelette solide.
2. Dans certains cas [Salager, 2008; Escoffier, 2002; Vincké et al., 1998], il est mesuré dans deux directions : parallèlement et perpendiculairement au plan de stratification naturel, respectivement représenté par les signes = et  $\perp$ . Cependant les auteurs ne s'accordent pas entre eux ; pour [Escoffier, 2002]  $b_{\perp} > b_{\parallel}$ , pour [Vincké et al., 1998]  $b_{\perp} < b_{\parallel}$  alors que pour [Salager, 2008], il ne semble pas y avoir de tendance.
3. La valeur moyenne des mesures est de  $0,6 \pm 0,2$  (dans la plage 5-25MPa).

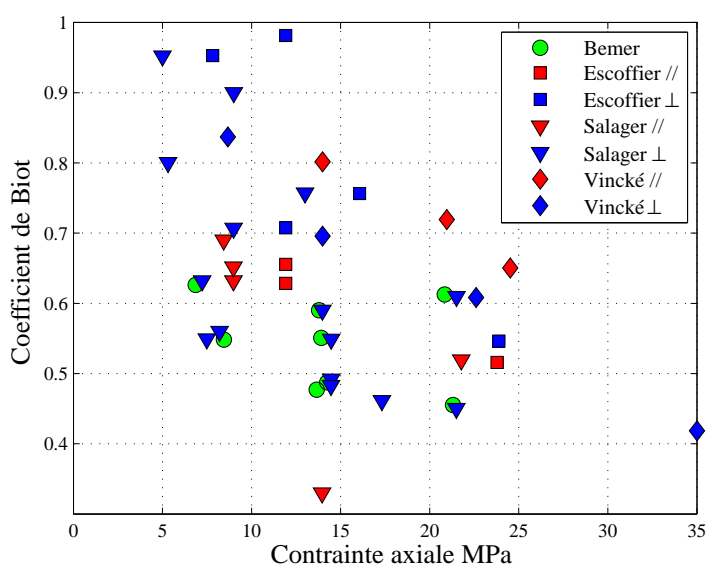


FIGURE III.31 – Valeurs des coefficients de Biot de l'argilite de Bure issues de la littérature [Vincké et al., 1998; Escoffier, 2002; Bemer et al., 2004; Salager, 2008].

[Boutéca, 1999] considère que l'augmentation de la contrainte axiale entraîne une modification de la micro-structure du réseau poreux. En effet, sous l'effet de la contrainte et du poinçonnement des grains de quartz et de calcite, la porosité accessible se déconnecte. Ceci engendre localement des zones non drainées. Ces zones présentent une rigidité plus élevée, or la relation (III.7) montre que si  $K_0$  augmente alors Biot diminue.

$$b = 1 - \frac{K_0}{K_s} \quad (\text{III.7})$$

En s'appuyant sur les observations de [Boutéca, 1999], [Homand et al., 2006] considèrent qu'une augmentation de la contrainte axiale entraîne effectivement une croissance du module de compressibilité apparent  $K_0$ , mais aussi une diminution de la compressibilité du squelette  $K_s$ . En effet, si l'on suppose que lors du chargement axial, une partie du réseau poreux va se déconnecter, notamment sous l'effet de phénomènes de poinçonnement, cette porosité devient par définition une porosité occluse. Ainsi, dans certaines zones de

l'éprouvette, on peut considérer que la compressibilité de la matrice va diminuer, du fait de l'augmentation du pourcentage de porosité occluse la composant [Homand et al., 2006].

**Mesure de Biot avec la cellule de compression isotrope** Cette seconde méthode de mesure de  $b$  repose sur les mêmes hypothèses que celles basées sur l'utilisation de la cellule œdométrique (celle de la poro-mécanique). Ici, on utilise une cellule triaxiale telle que présentée par [Zhang and Rothfuchs, 2008].

L'idée consiste dans un premier temps à mesurer la compressibilité drainée avec le chargement isotrope de la cellule.

$$\Delta\sigma = K_0\Delta\varepsilon - \Delta p \quad (\text{III.8})$$

En l'absence de variation de la pression interstitielle, la compressibilité vaut :

$$K_0 = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon} \quad (\text{III.9})$$

Pour accéder à Biot, il suffit de faire varier la pression de l'eau sans faire varier le confinement. Ainsi, l'expression de  $b$  est la suivante :

$$b = K_0 \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta p} \quad (\text{III.10})$$

Une variante de la dernière étape consiste à mesurer directement la compressibilité du squelette. Pour cela, on applique simultanément une variation de pression de confinement égale à la variation de pression interstitielle. Un tel chargement revient en fait à appliquer un chargement isotrope à la phase solide du matériau. La compressibilité du squelette est alors donnée par :

$$K_s = -\frac{\Delta p}{\Delta\varepsilon} \quad (\text{III.11})$$

Cette méthode (sans la variante) est notamment utilisée par [Mohajerani, 2011]. Le coefficient de Biot mesuré est compris entre 0,81 et 0,87, quand la pression de confinement varie de 12 à 18MPa.

Sous les mêmes conditions de chargement, [Heitz, 1999] mesure le coefficient de Biot sur 11 échantillons prélevés à 8 profondeurs différentes.

Il en ressort que le coefficient de Biot varie de 0,33 à 0,8, quand la teneur en carbonate passe de 30 à 20% (il croît avec la proportion de phase argileuse).

**Estimation de Biot par analyse inverse** Dans cette approche, [Homand et al., 2004] proposent un modèle poro-mécanique pour prédire la phase transitoire d'un pulse-test et d'un séchage.

Ils montrent que ces essais permettent de déduire des informations sur les propriétés de transfert et les paramètres poro-mécaniques. La valeur de  $b = 0,75$  est obtenue par analyse inverse car elle permet de reproduire une bonne concordance avec les mesures des phases transitoires. Compte tenu du nombre de paramètres dont dépend la modélisation, il est possible de s'interroger sur l'unicité du calage qui est réalisé.

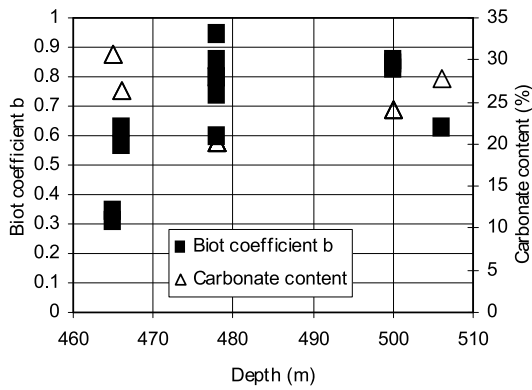


FIGURE III.32 – Variation du coefficient de Biot en fonction de la teneur en carbonate [Heitz, 1999]. Source [Mohajerani, 2011].

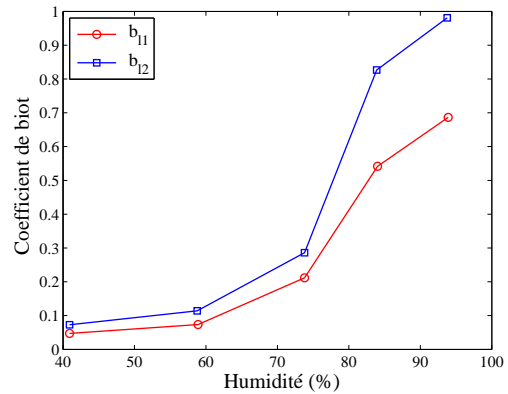


FIGURE III.33 – Variation du coefficient de Biot en fonction de l’humidité relative (au cours de la désaturation) d’après [Pham, 2006].

**Influence de l’humidité relative sur le coefficient de Biot** [Pham, 2006] mesure le coefficient de Biot en tenant compte de la variation d’humidité relative. Il ressort de ces essais que :

- Le coefficient de Biot perpendiculairement à la stratification est supérieur au coefficient de Biot parallèle au litage.
- Il diminue avec la diminution de l’humidité relative.
- Pour 97% d’humidité relative il vaut 0,98 et 0,68 respectivement parallèlement et perpendiculairement à la stratification.



### β) Modélisation de l'anisotropie du tenseur de Biot

La section précédente a montré que le coefficient de Biot pouvait évoluer sous certaines conditions :

1. Il peut évoluer suite aux conditions de chargement qui entraînent une modification de la micro-structure et du réseau poreux [Boutéca, 1999]. Par exemple, la consolidation entraîne un poinçonnement des grains et une augmentation de la rigidité apparente (zones locales pouvant devenir non-drainées). Elle peut également s'accompagner d'une diminution de la compressibilité du squelette solide suite à l'augmentation de la fraction de porosité occluse [Homand et al., 2006].
2. Il augmente avec l'accroissement de la teneur en eau [Pham, 2006].
3. Il dépend de la composition minéralogique. En effet, il est plus élevé quand la teneur en carbonate est plus forte [Heitz, 1999].

Dans les essais de [Vincké et al., 1998] ou encore [Escoffier, 2002], les conditions aux limites de chargement sont celles de la cellule œdométrique. C'est-à-dire que l'échantillon est confiné et que l'endommagement est quasiment nul. Certains auteurs se sont alors intéressés à la façon dont le coefficient pouvait évoluer avec l'endommagement ou encore la porosité.

En étudiant le grès de Fontainebleau, [Song and Renner, 2008] montrent que le coefficient de Biot croît avec la porosité.

En effet, il existe des relations empiriques permettant d'accéder au coefficient de Biot en fonction de la porosité. Ainsi, [Gourri, 1991; Fabre and Gustkiewicz, 1997] suggèrent d'utiliser la relation suivante :

$$b = 1 - \exp \left[ -a \tan \left( \frac{\pi}{2} \phi \right) \right] \quad (\text{III.12})$$

Où,  $a$  est un coefficient qui prend la valeur de 4,1 pour le calcaire. [Laurent et al., 1993; Boutéca and Sarda, 1994] proposent la relation suivante :

$$b = \frac{\phi}{\phi + 0,19(1 - \phi)(1 - 2\nu_s)} \quad (\text{III.13})$$

Où,  $\nu_s = 0,28$ . Dans les travaux de [Ramos da Silva et al., 2010], ces relations présentent une bonne concordance avec les mesures réalisées sur du calcaire saturé. Pour de l'argilite où la porosité est proche de 15%, les relations (III.12) et (III.13) donnent respectivement les valeurs de 0,62 et 0,68, ce qui est réaliste.

Plus récemment, [Hu et al., 2010] réalisent des mesures de ce coefficient sous chargement déviatorique (pression de confinement 5, 10, 20 et 30 MPa) pour du grès saturé.

[Hu et al., 2010] étudient l'influence de la fissuration induite par le chargement. Il ressort de ces essais les éléments suivants :

1. Le tenseur de Biot devient anisotrope avec la fissuration. Sa valeur maximale est atteinte dans la direction perpendiculaire au chargement (dans le sens radial).

2. Les coefficients de Biot axial et latéral augmentent avec l'accroissement de la déformation axiale.
3. Pour les faibles pressions de confinement, les valeurs des coefficients de Biot axial  $b_1$  et latéral  $b_3$  sont plus importantes (pour un même état de déformation axiale) que pour les pressions plus élevées (cf. figure III.34).

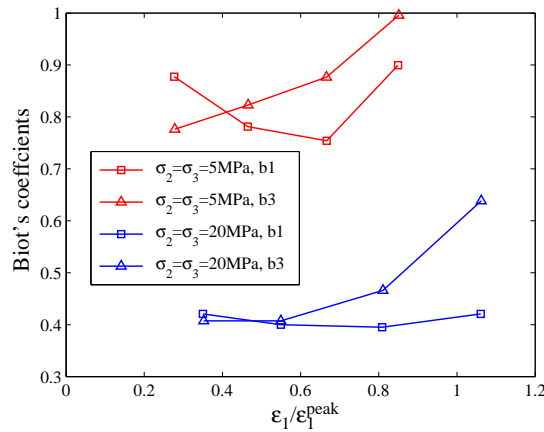


FIGURE III.34 – Évolution des coefficients de Biot du grès saturé pour différentes pressions de confinement [Hu et al., 2010].

Les travaux de [Sayers and Kachanov, 1995] pour le grès et [Schubnel and Guéguen, 2003] pour le granite confirment les observations de [Hu et al., 2010], notamment, concernant l'évolution de l'anisotropie.

[Tan and Konietzky, 2013] utilisent une modélisation discrète 2D pour évaluer le coefficient de couplage. Il est mesuré numériquement sur un VER composé d'une seule cavité. Celle-ci pouvant être circulaire, triangulaire ou ellipsoïdale.

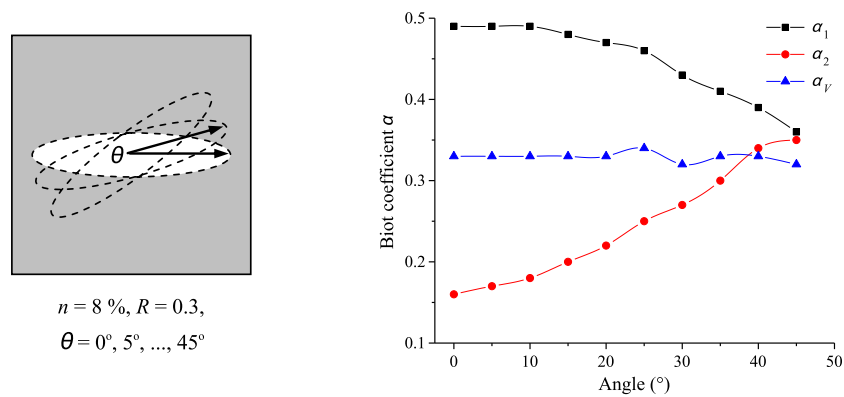


FIGURE III.35 – Évolution des coefficients de Biot en fonction de l'orientation de la cavité ellipsoïdale [Tan and Konietzky, 2013].  $n$  porosité,  $R$  rapport d'aspect,  $\alpha_i$  coefficients de Biot.

Les résultats issus de [Tan and Konietzky, 2013] font ressortir les éléments suivants :

1. Le coefficient de Biot est isotrope quand la cavité est circulaire.
2. Quand la cavité est ellipsoïdale, le coefficient de Biot est anisotrope, sa valeur maximale est atteinte perpendiculairement à la direction la plus élancée de l'ellipse. Ceci rejoint les observations expérimentales de [Hu et al., 2010].
3. Les ellipses les plus élancées présentent un coefficient de Biot plus élevé.

Une étude paramétrique sur l'orientation de la cavité est également réalisée. Elle permet de constater que pour une cavité orientée à  $45^\circ$ , les coefficients longitudinal et transversal sont confondus (cf. figure III.35).

On pourra également citer les résultats issus de l'homogénéisation analytique de [Huynh, 2006]. Dans son étude, [Huynh, 2006] compare les différents schémas d'homogénéisation. Ainsi, quel que soit le schéma utilisé (dilué, Mori-Tanaka, Ponte-Castaneda et Willis), il s'aperçoit que le rapport d'aspect des pores génère une anisotropie structurelle du tenseur de Biot. La figure III.36 représente l'évolution des composantes longitudinale (suivant 1) et transversale (suivant 3) du tenseur de Biot en fonction de la fraction volumique de la porosité pour les différents schémas d'homogénéisation (les pores sont supposés aplatis avec un rapport d'aspect de 0,05).

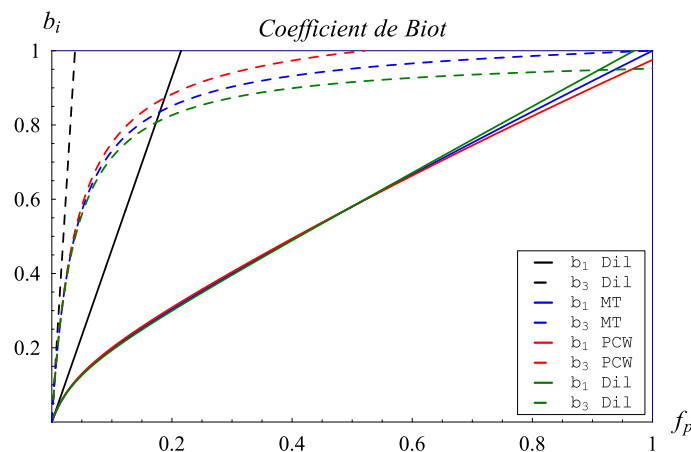


FIGURE III.36 – Évolution des coefficients de Biot longitudinal (suivant 1) et transversal (suivant 3) en fonction du schéma d'homogénéisation [Huynh, 2006] (Dil = dilué, MT = Mori-Tanaka, PCW = Ponte-Castaneda et Willis).

De façon comparable à [Tan and Konietzky, 2013], les coefficients longitudinal et transversal sont des fonctions croissantes de la porosité. De même, [Huynh, 2006] constate que l'anisotropie est plus prononcée quand les pores sont plus aplatis avec une composante transversale qui est plus grande que la longitudinale.

Dans un calcul de structure tel que les galeries de stockage de l'ANDRA ; le déconfinement du sol engendre des fissures orthoradiales qui favorisent l'anisotropie induite du tenseur de Biot. La section suivante a pour but de proposer une modélisation pour traiter cette anisotropie induite par l'endommagement anisotrope.

### γ) Mise en œuvre numérique

Les différents résultats issus de la littérature s'accordent sur le fait que le coefficient de Biot diminue avec la consolidation, croît avec la fissuration et présente une anisotropie induite par le chargement.

Pour un matériau saturé, l'anisotropie initiale est très faible, seule l'anisotropie induite par l'endommagement est forte. Nous avons par conséquent choisi de partir d'une configuration isotrope du tenseur de Biot avec une évolution anisotrope en fonction de l'endommagement.

Les modèles empiriques de [Gourri, 1991; Laurent et al., 1993; Boutéca and Sarda, 1994; Fabre and Gustkiewicz, 1997] exprimant l'évolution de Biot avec la porosité semblent donner le bon ordre de grandeur pour de l'argilite. Cependant, ces modèles ne permettent pas de traiter ce qui se passe dans la direction transverse au chargement car ils imposent un tenseur de Biot isotrope qui est incompatible avec les observations expérimentales précédemment citées.

Ainsi, le choix est fait de s'appuyer sur la solution donnée par l'homogénéisation. 2 hypothèses fortes découlent des équations à venir :

1. Hypothèse de micro-homogénéité [Thompson and Willis, 1991; Cheng, 1997] : elle impose que le squelette solide est homogène à l'échelle du pore (microscopique).
2. Hypothèse de micro-isotropie [Cheng, 1997; Shao, 1997] : elle impose que les constituants du milieu poreux sont isotropes à l'échelle du pore et du grain (microscopique), l'anisotropie est quant à elle d'origine structurelle (orientation des pores ou des fissures).

Sous ces hypothèses, les composantes du tenseur de Biot  $\mathbf{B}$  s'écrivent sous la forme :

$$B_{ij} = \delta_{ij} - \frac{M_{ijkk}}{3K_s} \quad (\text{III.14})$$

Où,  $\mathbf{M}$  représente le tenseur d'élasticité, qui dans le cas des milieux orthotropes s'écrit sous la forme simplifiée suivante (exprimé dans les directions principales) :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{13} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \end{bmatrix} p \quad \text{avec,} \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{31}}{E_3} \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{32}}{E_3} \\ -\frac{\nu_{13}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} \end{bmatrix}^{-1} \quad (\text{III.15})$$

Les composantes principales du tenseur de Biot sont données par les équations suivantes [Cheng, 1997; Shao, 1997; Tan and Konietzky, 2013] :

$$\begin{aligned} B_{11} &= 1 - \frac{M_{11} + M_{12} + M_{13}}{3K_s} \\ B_{22} &= 1 - \frac{M_{21} + M_{22} + M_{23}}{3K_s} \\ B_{33} &= 1 - \frac{M_{31} + M_{32} + M_{33}}{3K_s} \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

Avec,

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= \frac{E_1 E_2 (E_3 - E_2 \nu_{32}^2)}{A} \\
 M_{22} &= \frac{E_2^2 (E_3 - E_1 \nu_{31}^2)}{A} \\
 M_{33} &= \frac{E_3^2 (E_2 - E_1 \nu_{21}^2)}{A} \\
 M_{12} &= \frac{E_1 E_2 (E_3 \nu_{21} - E_2 \nu_{31} \nu_{32})}{A} \\
 M_{13} &= \frac{E_1 E_2 E_3 (\nu_{31} - \nu_{21} \nu_{32})}{A} \\
 M_{23} &= \frac{E_2 E_3 (E_1 \nu_{21} \nu_{31} + E_2 \nu_{32})}{A}
 \end{aligned} \tag{III.17}$$

Où,

$$A = E_2 E_3 - E_1 E_2 \nu_{21}^2 - E_1 E_2 \nu_{31}^2 - E_2^2 \nu_{32}^2 - 2 E_1 E_2 E_3 \nu_{21} \nu_{31} \nu_{32}$$

Soit  $(\underline{e}_i, \underline{e}_j, \underline{e}_k)$  le repère d'endommagement orthotrope des fissures dans le modèle de [Sellier et al., 2013a]. Les modules dans ces directions sont recalculés à partir des endommagements principaux de traction et de compression :

$$E_i = (1 - d^c)(1 - d_i^t)E_0 \quad \text{avec,} \quad i = 1, 2, 3 \tag{III.18}$$

Le modèle de [Sellier et al., 2013a] permet de traiter l'atténuation du coefficient de Poisson quand la fissure est localisée. Cette atténuation correspond au relâchement du matériau dans la direction transverse au chargement (cf. figure III.37). Elle permet d'avoir un champ de contrainte plus réaliste dans l'élément en évitant la contractance dans le plan de fissuration, d'après [Sellier et al., 2013a], elle facilite également la convergence du code aux éléments finis.

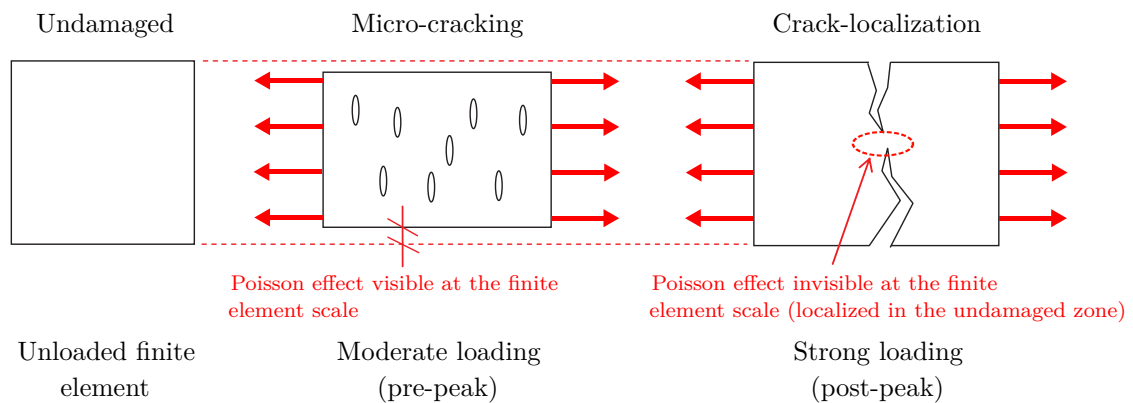


FIGURE III.37 – Atténuation du coefficient de Poisson d'après [Sellier et al., 2013a].

Les coefficients de Poisson « atténués » sont calculés à partir de l'endommagement de Poisson qui est donné par le modèle.

$$\nu_{ij} = \nu_{ik} = (1 - d_i^{tp})\nu_0 \quad \text{avec,} \quad i \neq j \neq k \tag{III.19}$$

La solution du problème d'homogénéisation des milieux orthotropes permet également d'accéder au module de Biot.

$$M = \frac{K_s}{\left(1 - \frac{K^*}{K_s}\right) - \phi\left(1 - \frac{K_s}{K_f}\right)} \quad (\text{III.20})$$

Avec,

$$K^* = \frac{1}{9} (M_{11} + M_{22} + M_{33} + 2M_{12} + 2M_{13} + 2M_{23}) \quad (\text{III.21})$$

Les résultats de la littérature montrent une forte hétérogénéité des mesures du coefficient de Biot  $b \in [0,3-1]$ , avec une valeur moyenne de 0,6 quand la contrainte axiale est comprise entre 5 et 25MPa.

Concernant l'anisotropie initiale, bien que les résultats de la littérature ne s'accordent pas entre eux, celle-ci reste relativement faible par rapport à l'anisotropie induite par le chargement. C'est pourquoi, le tenseur de Biot est ici supposé initialement isotrope, l'anisotropie est considérée comme induite par la fissuration. Dans cette approche, les évolutions des composantes principales de ce tenseur sont décrites via les résultats donnés par l'homogénéisation, elles représentent des fonctions croissantes des endommagements principaux de traction et de compression qui sont fournis par le modèle.

#### δ) Illustration de l'évolution du tenseur de Biot

Des essais de compression, traction, et cisaillement pur sont réalisés sur un élément fini. De façon comparable aux essais de perméabilité, ils permettent de comprendre le fonctionnement général du modèle.

**Simulation d'une compression uniaxiale** Dans cet essai, le chargement de compression est appliqué sur un cube d'arête  $\ell = 0,1m$ . Il est réalisé en déplacement imposé de façon à obtenir le comportement adoucissant du matériau. Les conditions aux limites mécaniques de l'essai sont présentées sur la figure III.38. L'évolution de la contrainte  $\sigma_{zz}$  en fonction de la déformation  $\varepsilon_{zz}$  est donnée sur la figure III.39.

Les figures III.40 et III.41 représentent respectivement, l'évolution des composantes principales du tenseur de Biot en fonction de l'endommagement de compression et du rapport des déformations  $\varepsilon_{zz}/\varepsilon^{pic}$ . Elles permettent de constater que les composantes principales de  $\mathbf{B}$  sont croissantes en fonction de l'endommagement  $d^c$ . L'endommagement de compression étant isotrope, le tenseur de Biot issu de l'homogénéisation l'est aussi.

Concernant l'évolution du module de Biot, la relation donnée par l'homogénéisation (III.20) montre une décroissance du module quand l'intensité de la déformation augmente (cf. figures III.42 et III.43).

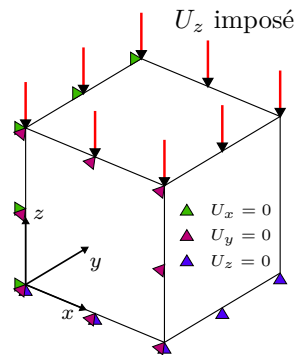


FIGURE III.38 – Conditions aux limites de chargement en compression.

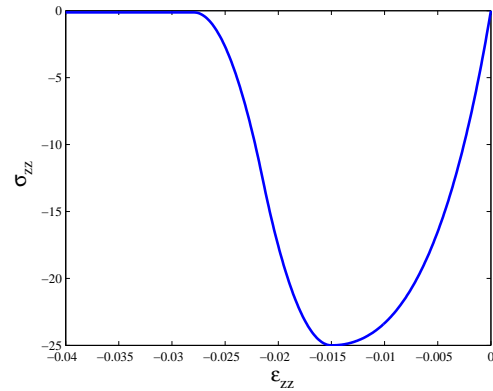


FIGURE III.39 – Courbe de contrainte  $\sigma_{zz}$  déformation  $\epsilon_{zz}$  pour l'essai de compression.

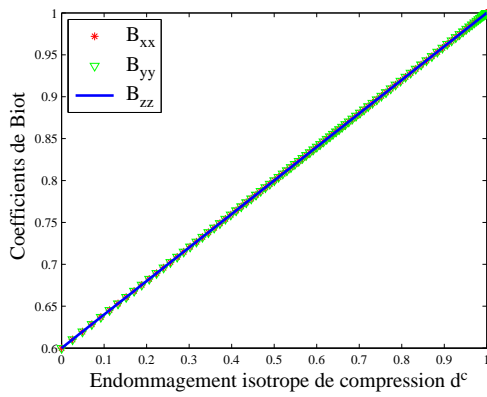


FIGURE III.40 – Évolution des composantes de Biot en fonction de l'endommagement isotrope de compression  $d^c$ .

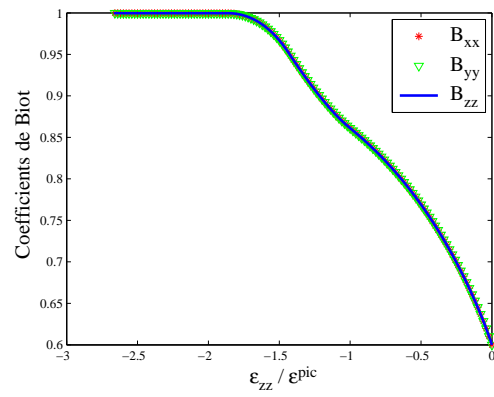


FIGURE III.41 – Évolution des composantes de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic  $\epsilon_{zz} / \epsilon^{pic,c}$ .

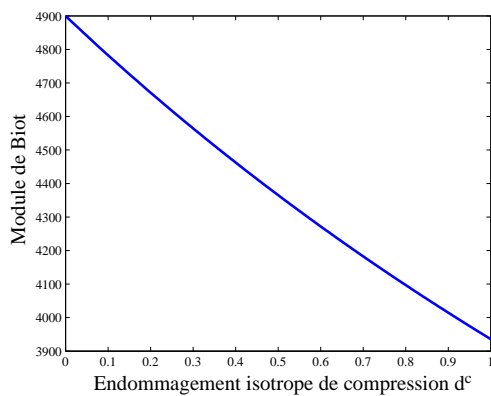


FIGURE III.42 – Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement isotrope de compression  $d^c$ .

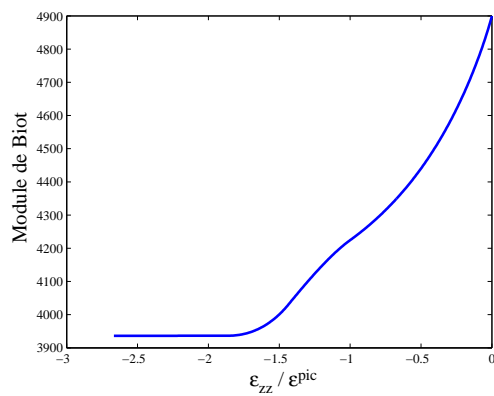


FIGURE III.43 – Évolution du module de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic  $\epsilon_{zz} / \epsilon^{pic,c}$ .

**Simulation d'une traction uniaxiale** De façon analogue à l'essai de compression, le test suivant consiste à exercer un effort de traction sur un seul élément. Le chargement est réalisé en déplacement imposé dans la direction  $z$ . Cet essai est réalisé sur un cube d'arête  $\ell = 0,1m$ . Les conditions aux limites de l'essai sont présentées sur la figure III.44. Sous ces conditions, le champ de contrainte résultant est uniforme sur l'ensemble des points de Gauss de l'élément. Ce qui permet de créer une fissure horizontale traversante sur cet élément. L'évolution de la contrainte  $\sigma_{zz}$  en fonction de la déformation  $\varepsilon_{zz}$  est donnée sur la figure III.45.

Quand le chargement est appliqué suivant la direction  $z$ , la relation issue de l'homogénéisation va affecter le coefficient de Biot dans la direction principale du chargement  $B_{zz}$ . De plus, les coefficients de Biot dans les directions transverses  $B_{xx}$  et  $B_{yy}$  dépendent à la fois du module  $E_z$  qui diminue à cause de l'endommagement  $d_{zz}^t$ , mais également des coefficients de Poisson  $\nu_{zx}$  et  $\nu_{zy}$  qui sont atténués par la loi d'endommagement. Comme le montrent les figures III.46 et III.47, les coefficients  $B_{zz}$ ,  $B_{yy}$  et  $B_{xx}$  sont des fonctions croissantes de l'endommagement  $d_{zz}^t$ . La valeur maximale est atteinte dans la direction principale au chargement, les coefficients  $B_{yy}$  et  $B_{xx}$  sont égaux du fait de la symétrie du problème. Ces observations sont en accord avec les résultats précédemment cités [Hu et al., 2010; Tan and Konietzky, 2013].

Enfin, tout comme pour l'essai de compression le module de Biot est une fonction décroissante de la déformation (cf. figures III.48 et III.49).

**Simulation d'un cisaillement pur** Il s'agit là d'un essai de cisaillement identique à celui présenté au chapitre 2, le chargement réalisé est présenté sur la figure III.50. Les courbes de contraintes-déformations associées sont présentées sur la figure III.51. L'endommagement induit par le chargement (en déplacement imposé) va permettre de créer une fissure localisée orientée à  $45^\circ$  sur le plan de cisaillement.

Les figures III.52 et III.53 permettent de constater que les coefficients  $B_{yy}$  et  $B_{zz}$  sont égaux, car la fissure est orientée à  $45^\circ$ , ceci est en accord avec les résultats de la littérature de [Tan and Konietzky, 2013] présentés sur la figure III.35. Le coefficient  $B_{xx}$  est également croissant à cause de l'endommagement de compression (qui est isotrope).



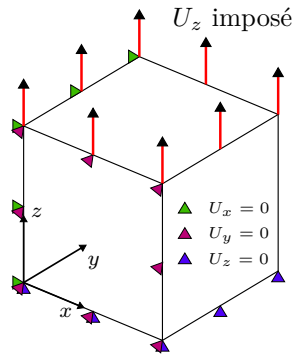


FIGURE III.44 – Conditions aux limites de chargement en traction.

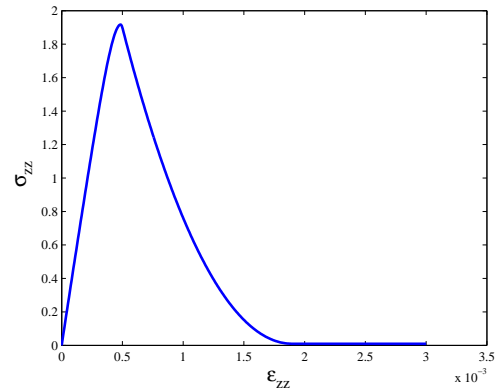


FIGURE III.45 – Courbe de contrainte  $\sigma_{zz}$  déformation  $\varepsilon_{zz}$  pour l'essai de traction.

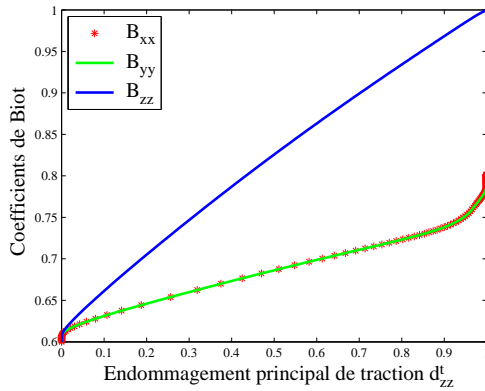


FIGURE III.46 – Évolution des composantes de Biot en fonction de l'endommagement principal de traction  $d_{zz}^t$ .

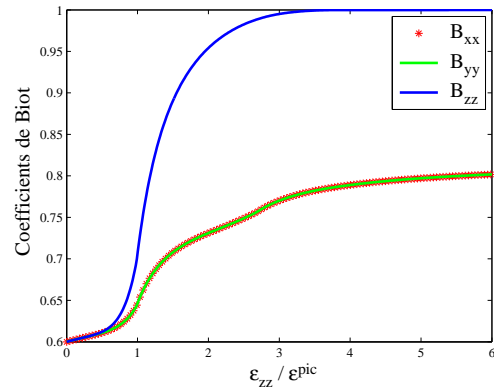


FIGURE III.47 – Évolution des composantes de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic  $\varepsilon_{zz}/\varepsilon_{zz}^{pic,t}$ .

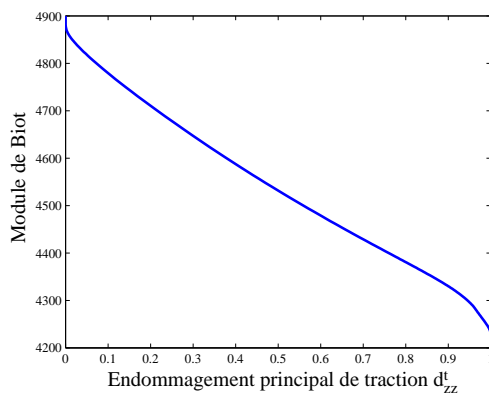


FIGURE III.48 – Évolution du module de Biot en fonction de l'endommagement principal de traction  $d_{zz}^t$ .

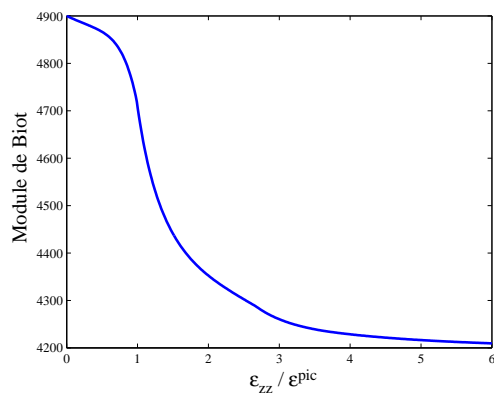


FIGURE III.49 – Évolution du module de Biot en fonction de la déformation axiale sur la déformation au pic  $\varepsilon_{zz}/\varepsilon_{zz}^{pic,t}$ .

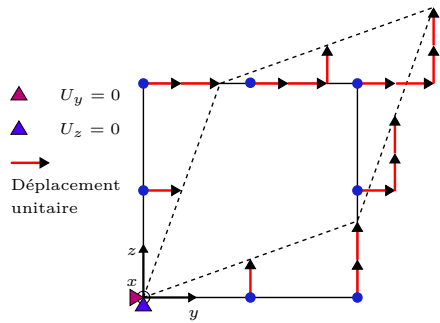


FIGURE III.50 – Conditions aux limites pour l’essai de cisaillement pur.

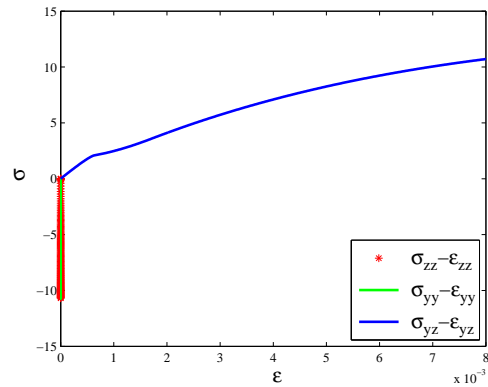


FIGURE III.51 – Courbes de contraintes déformations pour l’essai de cisaillement pur.

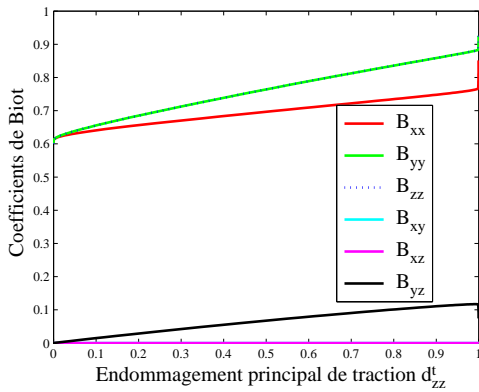


FIGURE III.52 – Évolution du module de Biot en fonction de l’endommagement principal de traction  $d_{zz}^t$ .

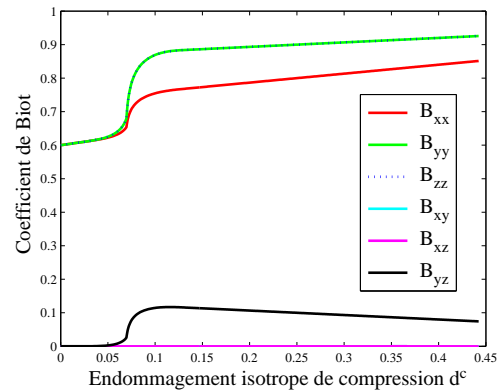


FIGURE III.53 – Évolution du module de Biot en fonction de l’endommagement isotrope de compression  $d^c$ .

Les résultats issus de la littérature ont montré que le coefficient de Biot évolue avec le chargement mécanique (endommagement).

Une loi d’évolution inspirée de l’homogénéisation des milieux orthotropes est utilisée pour décrire l’évolution des composantes principales de Biot avec la fissuration.

Dans cette loi, le tenseur de Biot est supposé initialement isotrope et présente une anisotropie induite par le chargement.

Les cas tests réalisés fournissent des évolutions des composantes du tenseur de Biot et du module de Biot en accord avec les tendances mises en évidence expérimentalement.

### 3.2.2 Étude comparative : Biot isotrope/Biot anisotrope

Dans cette section, on s'intéresse au problème de creusement d'une galerie souterraine du laboratoire de Bure. Cette galerie est située à -500m de profondeur. Les efforts de poussée et de butée du sol engendrent un état de contrainte *in situ* qui est anisotrope (cf. figure III.54).

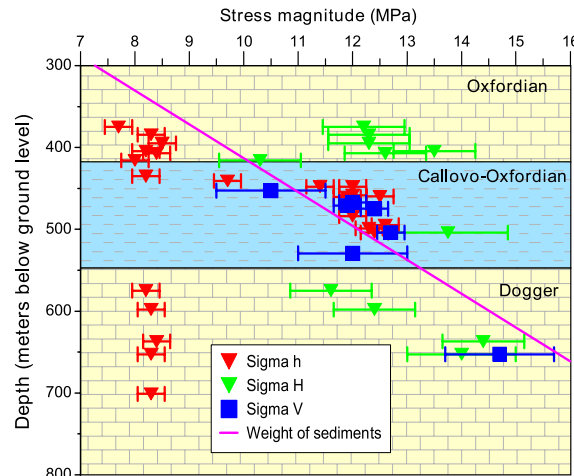


FIGURE III.54 – Anisotropie du champ de contrainte dans l'argilite du Callovo-Oxfordien [Wileveau et al., 2007] ( $\sigma_h$  contrainte horizontale mineure,  $\sigma_H$  contrainte horizontale majeure,  $\sigma_v$  contrainte verticale).

Il est donc possible d'envisager deux cas de figure :

Un creusement suivant la contrainte horizontale majeure, notée  $\sigma_H$ ,

Un creusement suivant la contrainte horizontale mineure, notée  $\sigma_h$ .

D'après [Wileveau et al., 2007], le rapport d'anisotropie des contraintes  $\sigma_H/\sigma_h$  est compris entre 1 et 1,3. Dans les simulations suivantes ces deux cas de figure ont été envisagés.

Au cours du creusement les fissures de traction et de compression/cisaillement se développent au voisinage de la galerie. Expérimentalement les fissures localisées de traction sont orthoradiales, avec un rapport d'élancement qui dépend de la direction du creusement choisie. Les fissures étant anisotropes, le tenseur de Biot local l'est tout autant (d'après ce que nous avons vu précédemment).

Tableau III.5 – Synthèse des différentes simulations de creusement réalisées du projet CIGÉO.

Simulation avec	Biot isotrope	Biot anisotrope
Creusement suivant $\sigma_H$	cas 1	cas 2
Creusement suivant $\sigma_h$	cas 3	cas 4

Ainsi, pour les simulations, nous avons considéré un cas où le tenseur de Biot est supposé isotrope, ainsi qu'un cas où il est anisotrope. Ce qui ramène le nombre de simulations réalisées à quatre (cf. tableau III.5).

### α) Maillage et conditions aux limites

Le maillage ainsi que la simulation du creusement du tunnel sont réalisés en 3D sous le code aux éléments finis CAST3M. Pour modéliser le creusement de la galerie deux pistes ont été envisagées.

La première consiste à utiliser la méthode dite d'érosion de maillage. Cette méthode est particulièrement lourde puisqu'elle nécessite la redéfinition du maillage à chaque itération. De plus, les sauts de contrainte étant brutaux, la convergence du code aux éléments finis est délicate.

La seconde méthode est dite de déconfinement, elle est beaucoup moins lourde puisqu'elle n'impose pas de redéfinition du maillage, elle présente l'avantage de réaliser un déchargement progressif de la galerie, ce qui facilite la convergence. Nous avons donc retenu cette méthode.

Les paramètres matériaux de l'argilite utilisés au cours de la simulation sont récapitulés dans le tableau III.6 :

Tableau III.6 – Paramètres matériau utilisés pour les simulations de creusements du projet CIGÉO.

Paramètres mécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Module d'élasticité drainé	$E_0$	4,8	GPa
Coefficient de Poisson drainé	$\nu_0$	0,16	
Résistance à la compression	$R^c$	25	MPa
Déformation au pic de compression	$\varepsilon^{pic,c}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	
Énergie de fissuration en compression	$G_f^c$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	MJ/m <sup>2</sup>
Résistance à la traction	$R^t$	0,2	MPa
Déformation au pic de traction	$\varepsilon^{pic,t}$	$R^t/E_0$	
Énergie de fissuration en traction	$G_f^t$	$0,05 \cdot 10^{-4}$	MJ/m <sup>2</sup>
Coefficient de Drucker-Prager	$\delta$	0,42	
Contrainte de refermeture de fissure	$\sigma^f$	3	MPa
Angle de friction dans les fissures	$\phi^f$	19	Degrés

Paramètres hydromécaniques	Symbole	Valeur	Unité
Coefficient de Biot initial	$b$	0,6	
Module de Biot initial	$M$	4900	MPa
Perm. intrinsèque initiale	$k_0$	$5 \cdot 10^{-20}$	m <sup>2</sup>
Viscosité dynamique du fluide	$\eta$	$10^{-9}$	MPa.s
Seuil de percolation de la perméabilité	$w_{ref}$	200	$\mu m$
Coefficient de tortuosité d'une fissure	$\xi$	$5 \cdot 10^{-4}$	

À l'échelle de la galerie ( $r = 5m$ ), l'état de contrainte est invariant horizontalement et verticalement. Il est donc possible de ne considérer que le quart de la section pour la modélisation. La figure III.55 représente une coupe transversale de cette galerie (creusement suivant  $\sigma_H$ ).

Sur les plans de symétrie, on applique des conditions aux limites de glissement pour la partie mécanique, alors que des conditions aux limites de flux nul sont supposées pour la partie hydraulique du problème.

Les conditions initiales de chargement sont supposées égales aux états de contrainte et de pression mesurés *in situ*, à savoir  $\sigma_H = -14,5\text{MPa}$ ,  $\sigma_h = -12,4\text{MPa}$ ,  $\sigma_v = -12,7\text{MPa}$  et  $p_0 = 4,9\text{MPa}$ .

Le chargement mécanique au loin de la galerie (au bord extérieur du tunnel) correspond à un champ de force radial variable, qui est calculé à partir du champ de contrainte initial. En effet, la surface extérieure du maillage est supposée suffisamment loin (25m) pour ne pas être affectée par la redistribution des contraintes dans la galerie (cf. figure III.55).

Concernant les surfaces hors plan, l'une est bloquée normalement alors que la seconde est chargée à  $-14,5\text{MPa}$ . La longueur du tunnel est prise égale à 20m.

Il est possible d'appliquer le même raisonnement pour la partie hydraulique : un champ de pression constant de 4,9 MPa est construit sur la surface extérieure du maillage. Deux conditions aux limites de flux nul sont supposées sur les deux surfaces hors plan.

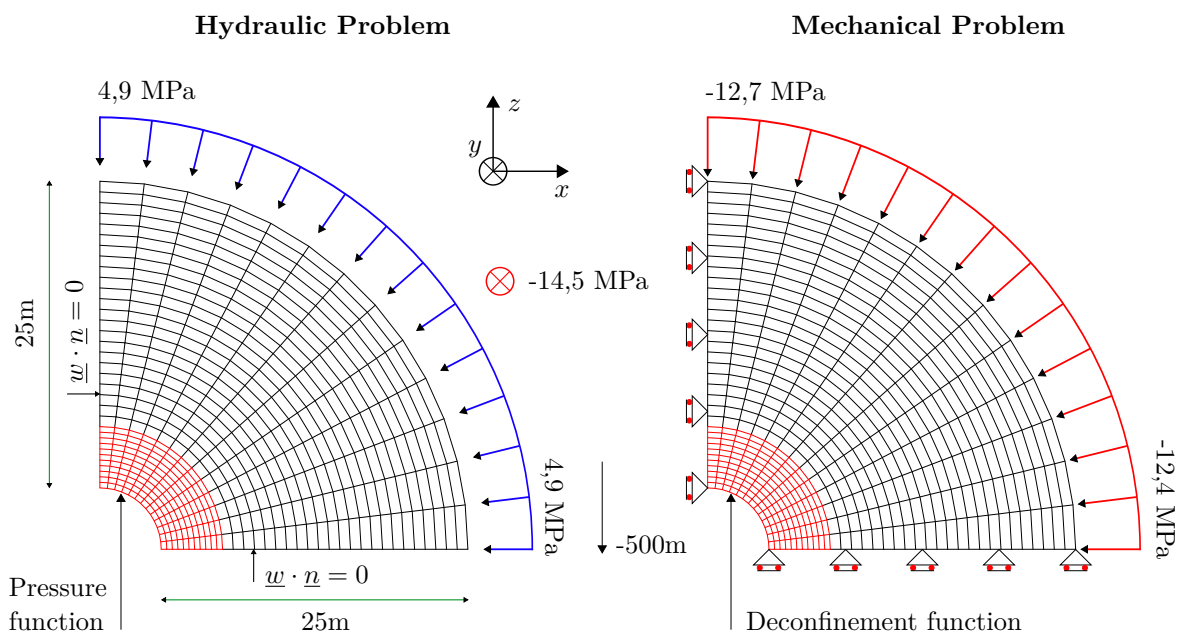


FIGURE III.55 – Maillage et conditions aux limites pour le problème hydromécanique de creusement suivant  $\sigma_H$ .

L'avancement du tunnelier à la vitesse de creusement d'un mètre linéaire par jour engendre deux types de fissure observées *in situ*. À savoir, des fissures dites de traction [Armand, 2009; De La Vaissiere, 2012], celles-ci sont orientées et localisées tout autour des galeries, leurs rapports d'élançement dépend principalement de la direction creusée. L'origine de ces fissures est attribuable à l'effet concomitant des deux lois de comportement (mécanique et hydrique). En effet, pour la partie mécanique, la contrainte totale passe subitement de  $-12,5\text{MPa}$  (en moyenne) à 0. Ainsi, on s'aperçoit que la contrainte radiale effective  $\sigma'_r$  (au sens de Biot) tend vers  $bp$ , soit approximativement  $2,94\text{MPa}$  (au minimum).

Cette valeur dépasse largement la contrainte admissible en traction de l'argilite. D'autre part, l'argilite se contracte orthoradialement suite au déconfinement des parois du sol (en raison de la concentration des contraintes orthoradiales au bord de la cavité).

La loi de comportement du fluide prédit un accroissement de la pression qui est proportionnel à la déformation volumique du matériau (à court terme), à savoir  $-M(\boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{B})$ . Les surpressions conduisent alors à un accroissement des contraintes effectives de traction et par conséquent le matériau fissure avec des plans de fissuration orthoradiaux (cf. figure III.56).

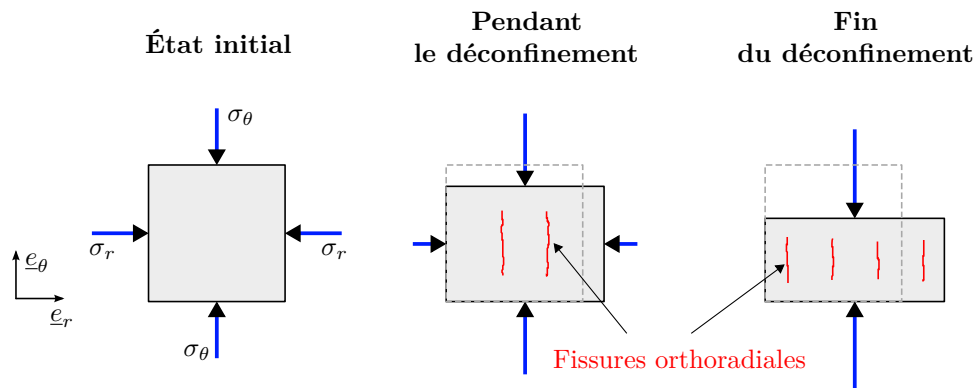


FIGURE III.56 – Illustration des mécanismes de fissuration de l'argilite au cours du déconfinement des parois du sol.

La seconde famille de fissures observées sont des fissures dites de compression/cisaillement, elles correspondent dans le modèle au franchissement du critère de Drucker-Prager. Celles-ci sont beaucoup plus étendues et s'entremêlent avec les fissures de traction. Elles ne semblent pas avoir d'orientation préférentielle et sont réparties tout autour des galeries. De façon comparable aux fissures de traction, le rapport d'élancement de la zone endommagée dépend du sens de l'excavation. Elles sont imputables au chargement en cisaillement du matériau pendant le déconfinement des parois du tunnel.

### $\beta$ ) Résultats

**Analyse des fissures de traction** Les figures III.57 et III.58 représentent l'évolution de l'endommagement principal de traction pour un creusement réalisé respectivement suivant la contrainte principale majeure et mineure, quand le tenseur de Biot est supposé isotrope ou anisotrope.

D'une façon générale, en comparant les champs d'endommagement issus des deux calculs, on s'aperçoit que l'hypothèse d'anisotropie du tenseur de Biot accentue légèrement la profondeur du front d'endommagement de traction. En effet, dans le cas où le tenseur de Biot est supposé isotrope, la fissuration (après 20 jours) n'excède pas la seconde rangée d'éléments (90cm), alors que celle-ci se propage jusqu'à la troisième rangée d'éléments quand l'anisotropie de Biot est active (135cm). Ces observations semblent être valables quelle que soit la direction du creusement (cf. figures III.57 et III.58).

Expérimentalement, dans le cas d'un creusement suivant  $\sigma_H$ , l'extension observée est quasi-isotrope [Armand, 2009]. En effet, le rapport  $\sigma_H/\sigma_v$  est relativement faible 0,97.

La profondeur moyenne du front de fissuration en traction est comprise entre 58cm et 148cm avec une extension maximale de 194cm [De La Vaissiere, 2012]. Il est donc possible de conclure que l'hypothèse d'anisotropie semble donner des résultats plus réalistes (en terme de profondeur dégradée).

Dans le cas d'un creusement suivant la contrainte mineure, l'extension observée est elliptique [Armand, 2009]. En effet, le rapport  $\sigma_H/\sigma_v$  est plus important dans ce cas 1,14. La profondeur moyenne du front de dégradation est de 200cm en voûte et au radier ainsi que 70cm au parement. Numériquement, on remarque sur la figure III.58 que l'hypothèse d'anisotropie du tenseur de Biot favorise nettement l'élancement de la fissuration. Elle est de 135cm (contre 90cm) en voûte et de 90cm (contre 45cm) au parement droit quand le tenseur de Biot est anisotrope. Ainsi, l'anisotropie du tenseur de Biot associée à l'anisotropie initiale des contraintes permettent d'expliquer les différences des faciès de fissuration observés *in situ*.

Les résultats obtenus à travers les différents calculs sont synthétisés dans le tableau III.7.

Tableau III.7 – Comparaison des extensions (en cm) des faciès de fissuration de traction obtenues par la modélisation (Biot isotrope/Biot anisotrope) avec celles observées *in situ*.

Extension (EDZ)	Expérimentale		Avec Biot isotrope		Avec Biot anisotrope	
	horizontale	verticale	horizontale	verticale	horizontale	verticale
Creusement suivant $\sigma_H$	[58-148]	[58-148]	90	90	135	135
Creusement suivant $\sigma_h$	70	200	45	90	90	135

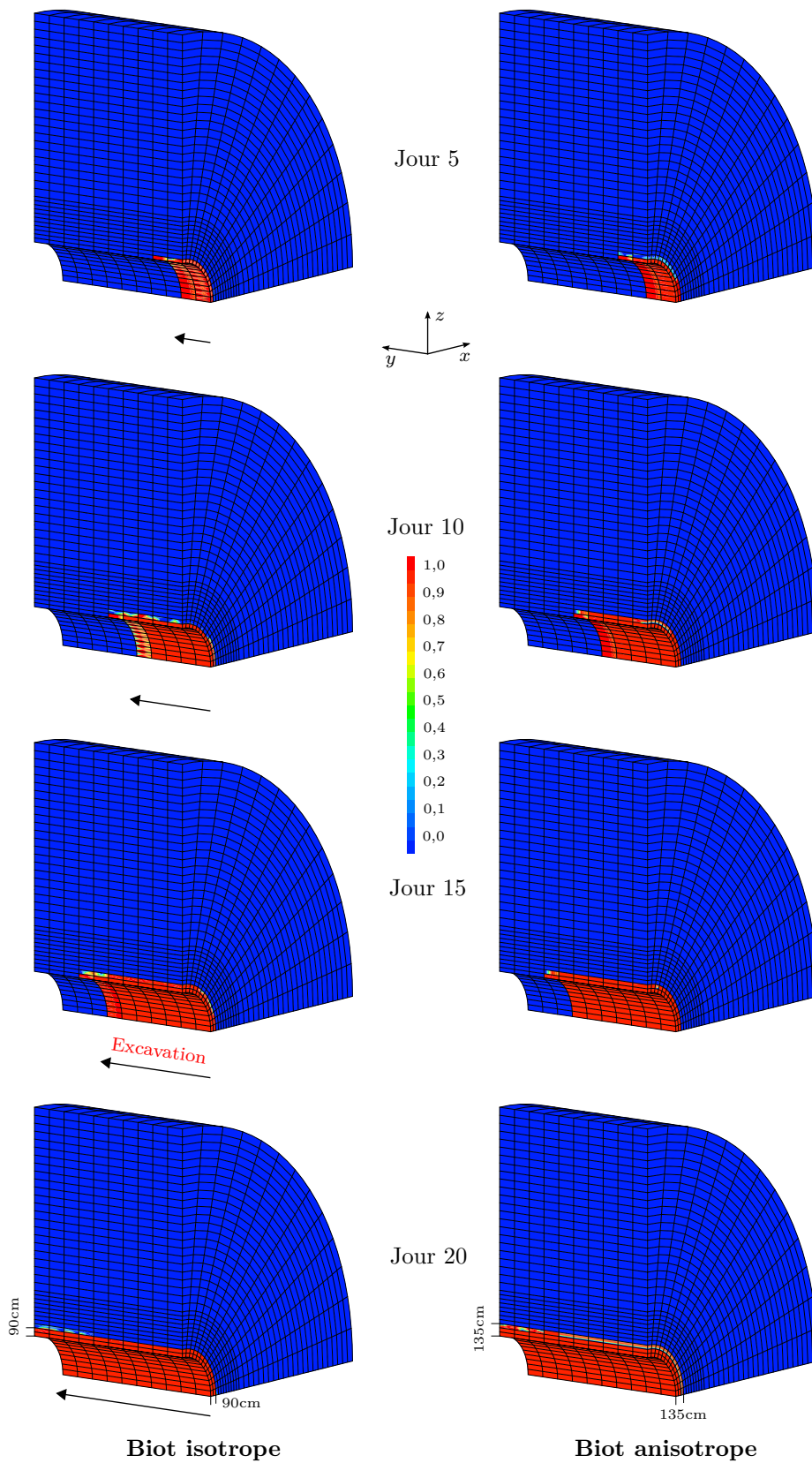


FIGURE III.57 – Évolution de l’endommagement principal de traction au cours du creusement suivant  $\sigma_H$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 1 et 2).



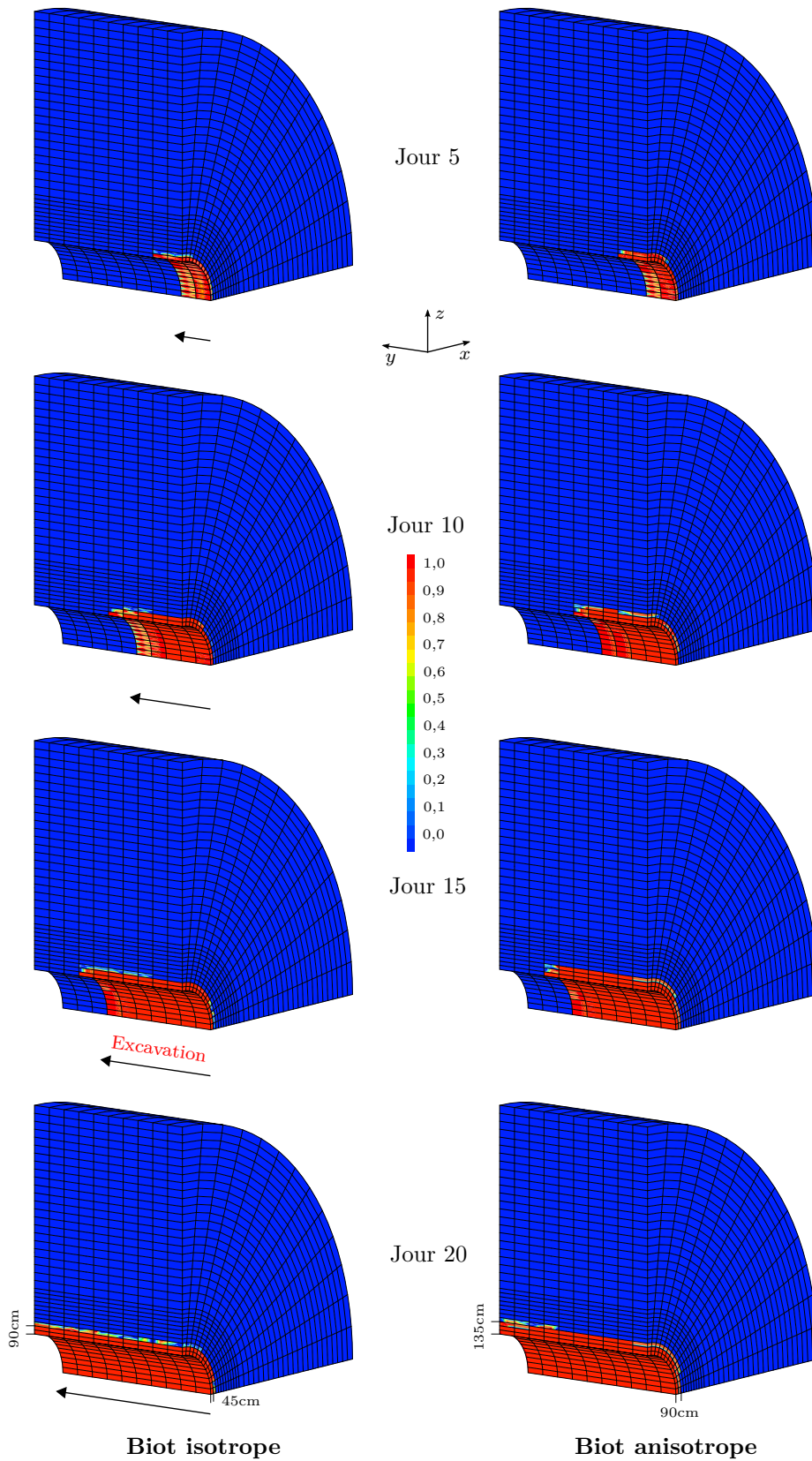


FIGURE III.58 – Évolution de l’endommagement principal de traction au cours du creusement suivant  $\sigma_h$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 3 et 4).

**Analyse des faciès d'endommagement par cisaillement** Les figures III.59 et III.60 représentent l'évolution de l'endommagement de compression/cisaillement pour un creusement réalisé respectivement suivant les contraintes principales majeure et mineure, quand le tenseur de Biot est supposé isotrope ou anisotrope.

Contrairement à la fissuration de traction, il ne semble pas y avoir de différences au niveau de la taille du front d'endommagement ni même de son amplitude pour les calculs isotrope et anisotrope, ceci, quelle que soit la direction du creusement. En effet, les champs de pression *in situ* restent relativement faibles par rapport à la résistance à la compression de la roche, pour que le produit  $bp$  impacte sur la valeur de la contrainte effective de cisaillement.

Par contre, il est possible de remarquer que la forme et l'amplitude de ce champ dépendent fortement du sens de l'excavation. En effet, dans le cas d'un creusement suivant la contrainte majeure, le front d'endommagement est isotrope, il s'étend sur 180cm de galerie, sa valeur maximale tend vers 0,25. Dans le cas d'un creusement suivant la contrainte mineure, le front d'endommagement est elliptique, il s'étend sur 227cm sur le plan vertical et 136cm sur le plan horizontal, sa valeur maximale tend vers 0,35. Cette différence d'amplitude résulte principalement du confinement qui est plus important quand le creusement est réalisé suivant  $\sigma_H$ .

Quelle que soit l'orientation de l'excavation, l'endommagement reste relativement faible. Il s'agit là d'une fissuration diffuse, puisque le pic n'est jamais atteint.

Expérimentalement, quand le creusement est réalisé suivant la contrainte majeure, le faciès de fissuration montre une extension (à partir du parement argileux) de 367 à 410cm sur le plan vertical et de 385 à 454cm sur le plan horizontal [De La Vaissiere, 2012]. Ces valeurs sont jusqu'à deux fois plus importantes que celles issues de la modélisation. Ils peuvent résulter de la variabilité spatiale des propriétés mécaniques de la roche, de la dispersion des mesures au niveau des contraintes *in situ* (cf. figure III.54) ou encore le choix du coefficient de confinement de Drucker-Prager qui est peut être surévalué dans la modélisation.

**Composantes du tenseur de Biot** La figure III.61 représente les composantes  $B_{xx}$ ,  $B_{yy}$  et  $B_{zz}$  à la fin du creusement suivant  $\sigma_H$  et  $\sigma_h$ . Cette figure présente une orientation du tenseur de Biot qui est cohérente avec les faciès de fissuration. En effet, la composante  $B_{xx}$  est maximale au niveau du parement droit du tunnel et la composante  $B_{zz}$  est maximale en voûte (car les fissures sont perpendiculaires à ces directions). Concernant la composante  $B_{yy}$ , elle évolue légèrement, en effet, la relation issue de l'homogénéisation prédit également un accroissement dans l'axe de la fissure.

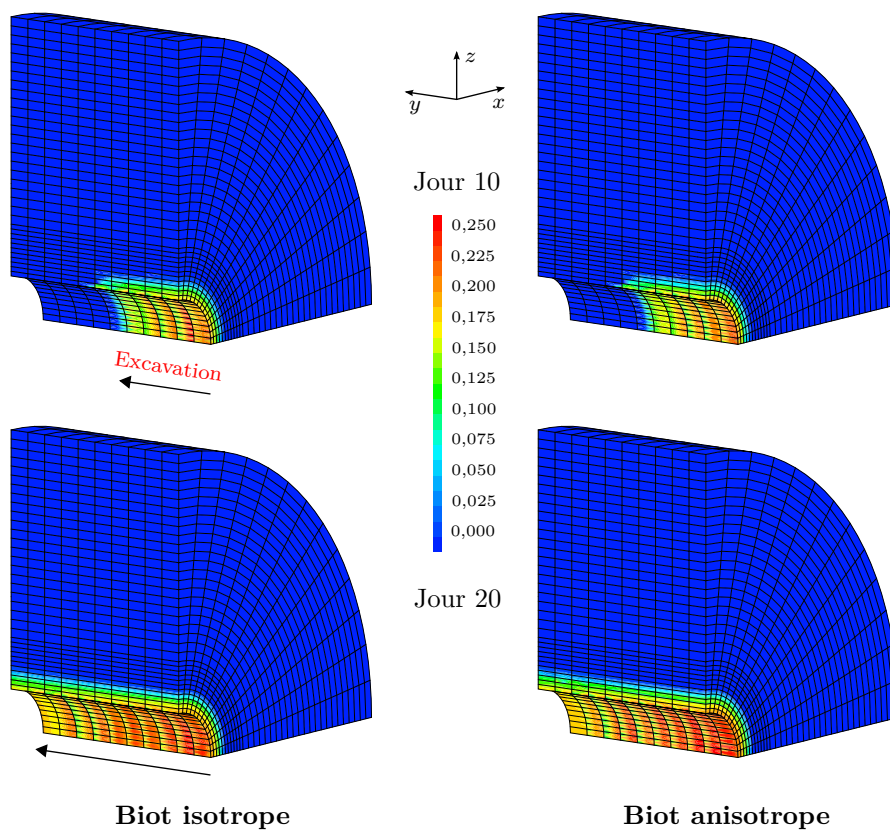


FIGURE III.59 – Évolution de l'endommagement de compression/cisaillement au cours du creusement suivant  $\sigma_H$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 1 et 2).

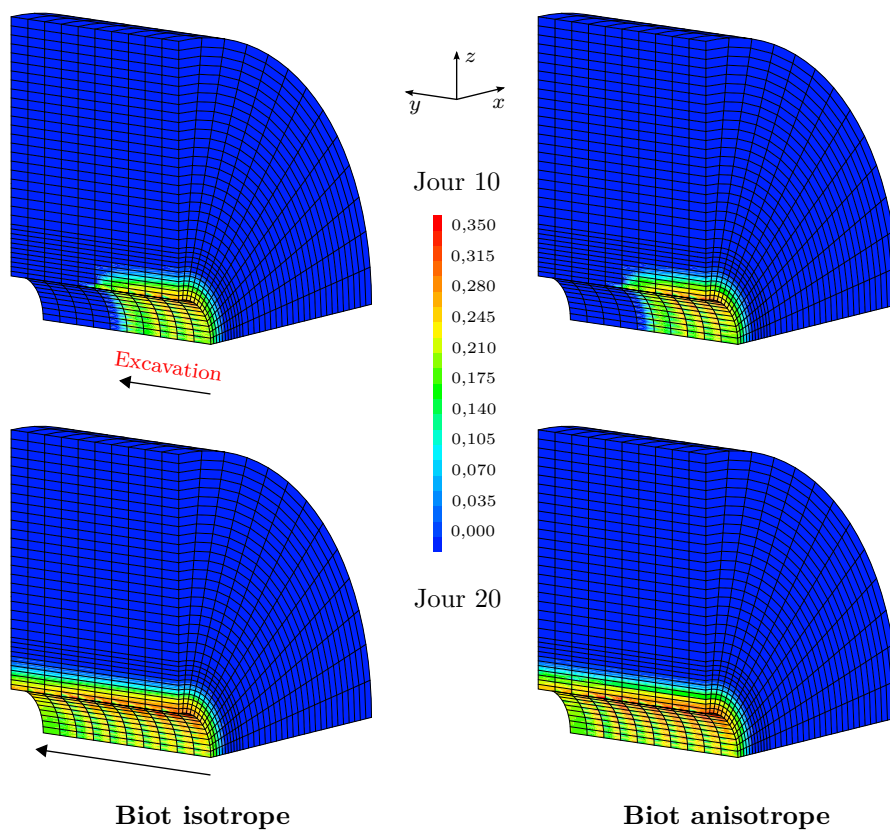


FIGURE III.60 – Évolution de l'endommagement de compression/cisaillement au cours du creusement suivant  $\sigma_h$ . Comparaison entre Biot isotrope et Biot anisotrope (cas 3 et 4).

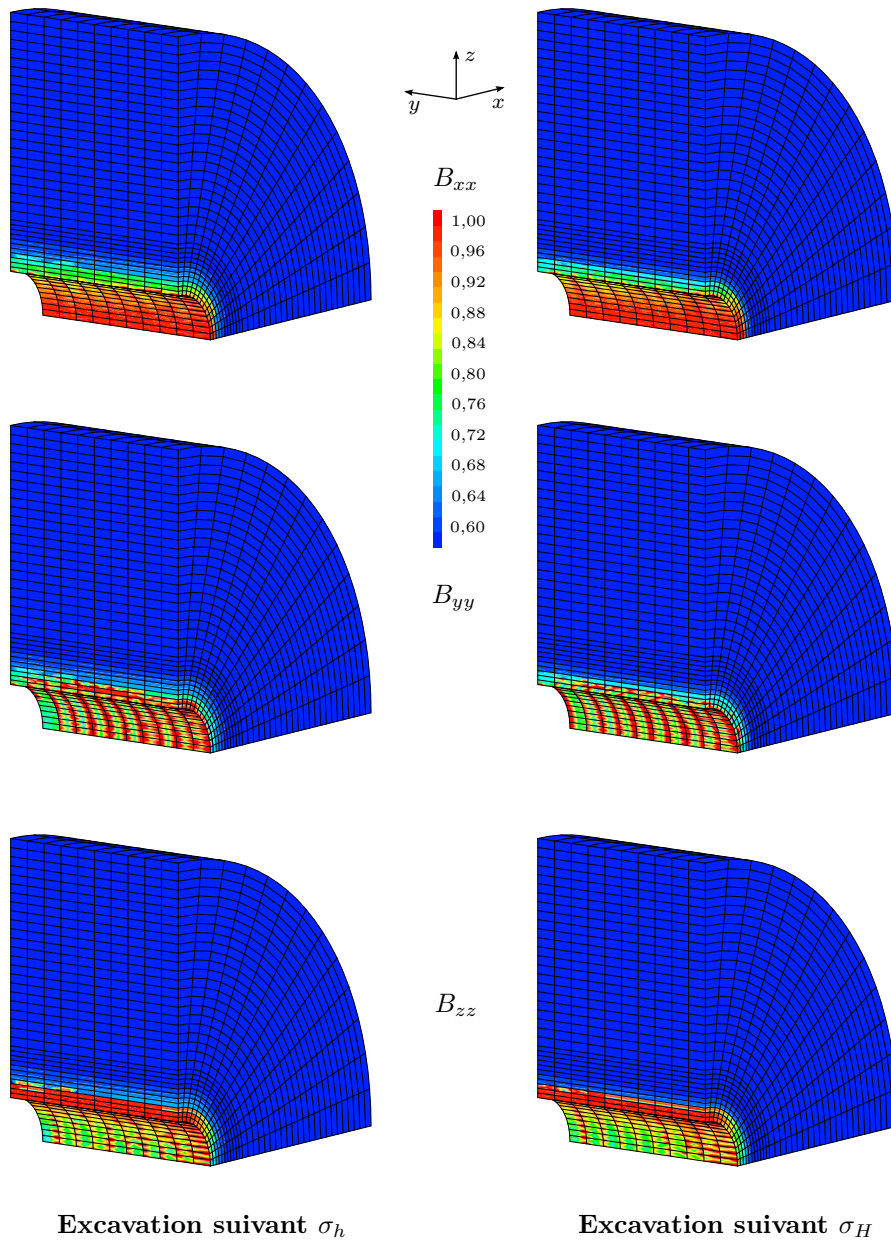


FIGURE III.61 – Composantes du tenseur de Biot anisotrope (à 20 jours) pour les calculs de creusement suivant  $\sigma_H$  et  $\sigma_h$  (cas 2 et 4).

### 3.3 Influence du couplage perméabilité/fluage de l'argilite

#### 3.3.1 Problématique

##### *α*) Généralités

La théorie de la poro-mécanique est utilisée de plus en plus dans les applications du Génie Civil ; que ce soient pour les sols, les roches, les bétons, les phénomènes de gel-dégel...etc.

En poro-élasticité, le comportement différé est attribuable au phénomène de diffusion de l'eau dans la porosité connectée. En effet, si le squelette solide est sec, le comportement différé disparaît, il ne reste alors que l'élasticité du matériau drainé.

En comparant les temps caractéristiques de consolidation prédits par la poro-élasticité aux données expérimentales sur l'argilite, [Gasc-Barbier et al., 2004] montrent que ce temps de consolidation ne peut être expliqué par le seul phénomène de diffusion de pression. En effet, ce temps comprend une part de viscosité intrinsèque au squelette (due à la forte teneur en argile du matériau) que ne prédit pas la poro-élasticité. De plus, les déformations mesurées sont plus importantes que celles prévues par l'élasticité [Gasc-Barbier et al., 2004; Zhang and Rothfuchs, 2004; Gatmiri et al., 2011]. Ces déformations qui sont irréversibles et anélastiques peuvent être attribuées au glissement des feuillets d'argilite [Chiarelli et al., 2003].

Dans leur étude, [Martin Blanco et al., 2011] s'intéressent au comportement différé de l'argilite de Bure. Ils comparent les mesures expérimentales de convergence des galeries aux résultats issus du modèle visco-plastique de Lemaitre (modifié). Le modèle proposé n'est pas implémenté dans le cadre de la poro-mécanique. Ainsi, les déformations visqueuses ne comprennent pas l'évolution des pressions du fluide dans la modélisation.

Tableau III.8 – Synthèse des modèles de la littérature pour la modélisation du comportement poro-visco-plastique de l'argilite de Bure.

	Chiarelli et al. [2003]	Conil et al. [2004]	Hoxha et al. [2007]	Jia et al. [2008]	Martin Blanco et al. [2011]	Souley et al. [2011]	Xie and Shao [2012]	Plassart et al. [2013]
Poro-mécanique	-	✓	✓	✓	-	-	✓	✓
Plasticité	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Viscosité	-	-	-	✓	✓	✓	-	✓
Endommagement	✓	✓	-	-	-	✓	-	✓

D'un autre côté, les modèles poro-plastiques existants [Conil et al., 2004; Hoxha et al., 2007; Xie and Shao, 2012] peuvent décrire en partie les déformations irréversibles obser-

vées. Cependant, ces modèles ne comprennent que le temps de consolidation attribuable à la perméabilité.

C'est pourquoi, un modèle poro-visco-plastique tel que proposé par [Jia et al., 2008; Plassart et al., 2013] est plus réaliste. Toutefois, dans ces approches, les tenseurs de perméabilité et de Biot ne sont pas évolutifs.

Le tableau III.8 regroupe les différents modèles de la littérature utilisés pour la modélisation de l'argilite. On s'aperçoit que les modèles plastiques sont prépondérants, mais rarement visco-plastiques ou encore poro-plastiques.

Les modèles présentés sont valables pour des matériaux saturés. D'autres modèles adaptés aux sols non saturés peuvent être retrouvés, par exemples, les modèles poro-plastiques d'Hoxha et al. [2007] et de [Jia et al., 2007] ou encore le modèle d'Arairo et al. [2014] permettant de reproduire dans le cadre de la poro-mécanique les isothermes de sorption-désorption ainsi que le phénomène d'hystérésis.

Dans un premier temps, l'objectif est de comprendre la part de chacun des phénomènes sur le temps de consolidation. On propose alors d'étudier le comportement d'un modèle simplifié de fluage avec et sans couplage poro-mécanique. On s'attardera sur le temps de consolidation de chaque système.

Dans un second temps, un modèle de fluage existant [Sellier et al., 2012b] est utilisé pour décrire le comportement visqueux non-linéaire du squelette solide l'argilite. Ce modèle est couplé à la théorie de la poro-mécanique puis utilisé pour simuler les convergences différées des galeries souterraines de Bure. Dans cette approche, la variation de la perméabilité sera décrite par la loi proposée dans le chapitre 2, l'évolution du tenseur de Biot sera décrite par les résultats issus de l'homogénéisation proposés par [Cheng, 1997; Shao, 1997], telle que décrite dans la section précédente. Les résultats de la modélisation seront confrontés aux mesures *in situ* de convergences sur plus de 3 années.

$\beta$ ) Analyse simplifiée d'un problème de consolidation uniaxiale

Pour montrer l'intérêt d'un couplage visco-poro-mécanique, on propose dans cette partie d'aborder le sujet via l'étude du comportement d'un élément poreux dont le squelette solide sera dans un premier temps élastique puis visqueux (avec une loi de comportement de type Kelvin-Voigt) puis visqueux mais sans eau. Cette étude permettra d'éclairer la problématique de consolidation.

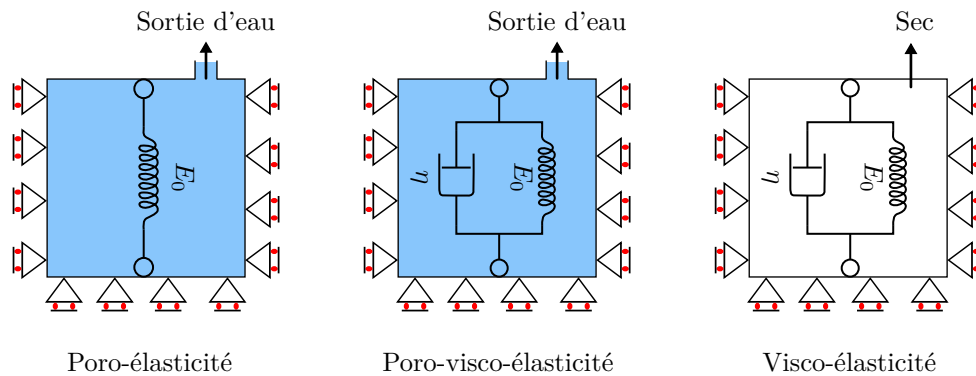


FIGURE III.62 – Représentation des systèmes considérés pour l'étude de consolidation uniaxiale.

Ce système correspond à un essai de consolidation œdométrique. L'échantillon a pour longueur  $L$ , il est initialement (à  $t = 0$ ) à l'équilibre et non précontraint ( $p_0 = 0$  et  $\sigma_0 = 0$ ). Le chargement est réalisé à l'instant  $t = 0^+$ . Le drainage se fait en haut de l'éprouvette (surface d'application de la charge). L'ensemble des hypothèses sont regroupées dans les schémas III.62 et III.63.

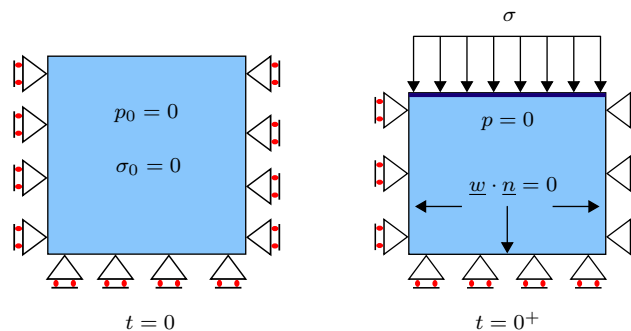


FIGURE III.63 – Représentation des conditions initiales de chargement pour le modèle uniaxial de consolidation.

On rappelle ici les équations des problèmes poro-mécaniques.

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = \overbrace{E_0^{ed} \varepsilon}^{\sigma' \text{ élastique}} - bp \quad \text{ou bien,} \quad \sigma = \overbrace{E_0^{ed} \varepsilon + \eta \dot{\varepsilon}}^{\sigma' \text{ visco-élastique}} - bp \\ v_f = \frac{k}{\eta} \Delta p \\ v_f = b\varepsilon + \frac{1}{M} p \end{array} \right. \quad (\text{III.22})$$



Où,  $E_0^{ed} = \lambda_0 + 2\mu$ . Le système d'équations est pour ce cas très simple. Il est résolu par la méthode des Volumes Finis (avec un schéma d'Euler implicite).

L'intervalle  $[0, L]$  est discrétisé en  $N$  mailles de centre  $z_i$  ( $i$  variant de 1 à  $N$ ), de taille  $\Delta z = z_{i-\frac{1}{2}} - z_{i+\frac{1}{2}}$  constante. Le temps est discrétisé en intervalles de pas constant  $\Delta t$ . À chaque instant, la pression  $p(z, t)$  et la déformation  $\varepsilon(z, t)$  sont supposées constantes dans chaque maille et égales à une valeur approchée de la moyenne sur la maille considérée. On notera  $p_i^n$  cette valeur dans la  $i$ -ème maille de centre  $z_i$  à l'instant  $t = n\Delta t$ .

Les équations (III.22) sont intégrées dans un algorithme Matlab. Nous avons comparé la réponse de la poro-élasticité, de la visco-poro-élasticité avec celle d'une chaîne de Kelvin-Voigt, dont on rappelle la solution analytique :

$$\varepsilon_{KV} = \frac{\sigma}{E_0^{ed}} \left( 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_K}\right) \right) \quad \text{avec,} \quad \tau_K = \frac{\eta}{E_0^{ed}} \quad (\text{III.23})$$

Ici,  $\tau_K$  est appelé temps caractéristique. Il correspond au temps nécessaire pour atteindre 63% de la déformation finale.

En poro-élasticité, on peut montrer qu'un tel problème est caractérisé par une équation de diffusion pure<sup>2</sup> [Dangla, 2005].

$$\dot{v}_f = C_m \Delta v_f \quad \text{avec,} \quad C_m = kM \frac{\lambda_0 + 2\mu}{\lambda_u + 2\mu} \quad (\text{III.24})$$

Le temps caractéristique associé à une telle équation est donné par :

$$\tau_p = \frac{L_c^2}{C_m} \quad (\text{III.25})$$

Où,  $L_c$  est la longueur caractéristique de l'échantillon, dans notre cas  $L_c = L$ . Un tel temps caractéristique correspond au temps nécessaire pour atteindre approximativement 93% de la déformation finale à partir du moment où la pression commence effectivement à diminuer (déformation non drainée exclue). Il faut donc rester vigilant avec la terminologie employée concernant  $\tau_K$  et  $\tau_p$ . Par la suite, et pour rester cohérent, on définit le temps caractéristique comme le temps nécessaire pour atteindre 63% de la déformation totale. Ceci, nous permettra de comparer de façon analogue la réponse des 3 systèmes. Ces temps là seront indexés d'une étoile  $\tau_p^*$ ,  $\tau_K^*$  et  $\tau_c^*$ , respectivement pour la poro-élasticité, Kelvin-Voigt et le couplage visco-élastique poreux.

Le tableau III.9 regroupe les paramètres considérés pour cette étude. Seule la perméabilité intrinsèque est variable pour l'étude paramétrique.

Les figures III.64, III.65 et III.66 permettent de constater que le temps caractéristique associé au couplage poro-visco-élastique  $\tau_c^*$  correspond approximativement à la somme de  $\tau_p^*$  et  $\tau_K^*$ . En effet, comme le montre la figure III.65, quand les temps caractéristiques sont du même ordre de grandeur (avec  $k = 5.10^{-20} \text{m}^2$ ), alors  $\tau_c^* \approx \tau_p^* + \tau_K^*$ .

---

2. On peut également montrer pour ce cas précis que la pression est régie par la même équation de diffusion pure :  $\dot{p} = C_m \Delta p$ .

Tableau III.9 – Paramètres matériau considérés pour l'étude des 3 réponses visqueuses. Poro-élastique, couplage visco-poro-élastique et Kelvin-Voigt.

$E_0$	$\nu_0$	$M$	$b$	perm. $k$	$\eta/E_0^{ed}$	$\sigma$	$L$
4800 MPa	0,16	4900 MPa	0,6	$[5.10^{-21}-5.10^{-18}]$	0,5 jours	-15 MPa	25 cm

D'un autre côté, quand la perméabilité est très basse ( $k = 5.10^{-21}m^2$ ), on constate sur la figure III.64 que le système se comporte comme un matériau poro-élastique. Enfin, quand la perméabilité est plus importante ( $k = 5.10^{-18}m^2$ ), le drainage étant quasi-instantané, le système se comporte comme un solide visqueux sans eau et les temps caractéristiques associés ( $\tau_K^*$  et  $\tau_c^*$ ) sont confondus.

Il est également intéressant de constater que les surpressions engendrées durant la compression varient en fonction de la nature du squelette (élastique ou visqueux) (cf. figures III.67, III.68 et III.69). En effet, dans le cas d'un squelette purement visqueux la surpression augmente progressivement puis diminue suite au drainage, alors que celle-ci croît quasi-instantanément dans le cas d'un squelette solide élastique.

La figure III.67 représente l'évolution de la pression au bas du corps d'épreuve en fonction du temps. Elle permet de constater que la pression maximale atteinte est 1,35 fois supérieure quand le squelette solide est purement élastique. Ceci va entraîner des écarts au niveau des contraintes effectives et par conséquent le matériau ne sera pas endommagé de la même façon.

Dans des structures réelles, telles que les galeries de stockage de l'ANDRA, ces deux temps caractéristiques évoluent suite aux phénomènes non-linéaires. Effectivement, la perméabilité croît suite à la fissuration de l'argilite et le temps caractéristique du squelette granulaire augmente suite à la consolidation du matériau. Il existe donc une compétition entre deux phénomènes visqueux dont il est nécessaire de dissocier les contributions. Cette étude fait l'objet de la section suivante.

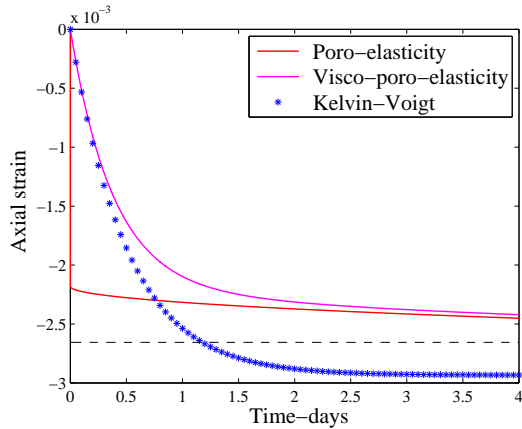


FIGURE III.64 – Variation de la déformation dans le temps avec  $k = 5.10^{-21} \text{m}^2$ . Les temps caractéristiques sont :  $\tau_p^* = 12,6$  jours,  $\tau_K^* = 1,15$  jours et  $\tau_c^* = 13,5$  jours.

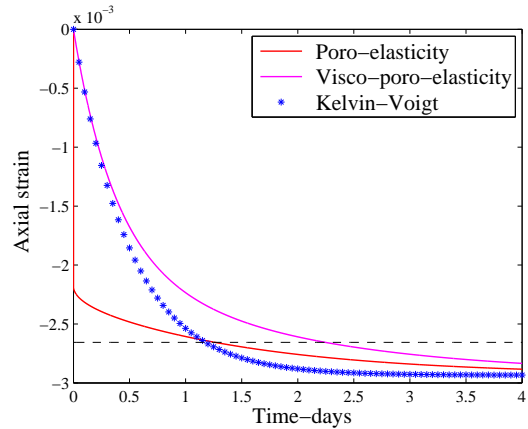


FIGURE III.65 – Variation de la déformation dans le temps avec  $k = 5.10^{-20} \text{m}^2$ . Les temps caractéristiques sont :  $\tau_p^* = 1,26$  jours,  $\tau_K^* = 1,15$  jours et  $\tau_c^* = 2,25$  jours.

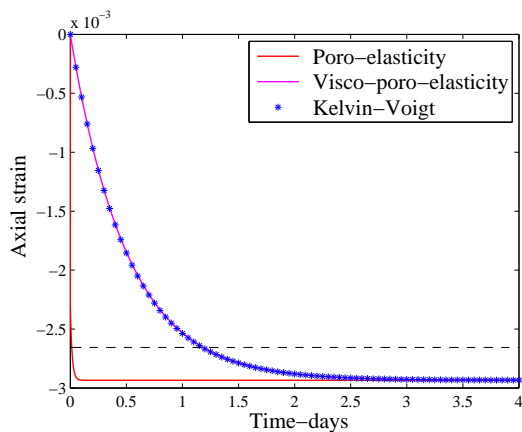


FIGURE III.66 – Variation de la déformation dans le temps avec  $k = 5.10^{-18} \text{m}^2$ . Les temps caractéristiques sont :  $\tau_p^* = 1,26.10^{-2}$  jours,  $\tau_K^* = 1,15$  jours et  $\tau_c^* = 1,15$  jours.

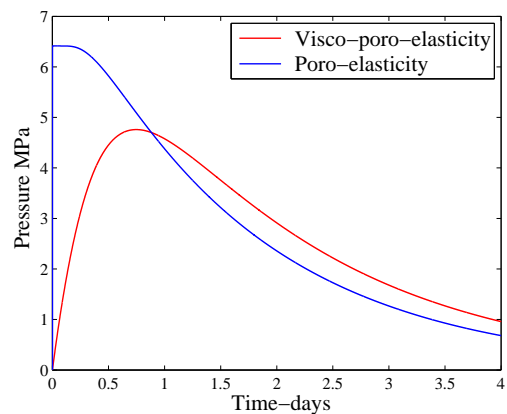


FIGURE III.67 – Variation de la pression au bas de l'échantillon ( $z = 0$ ) en fonction du temps. Cas de la poro-élasticité et poro-visco-élasticité avec  $k = 5.10^{-20} \text{m}^2$ .

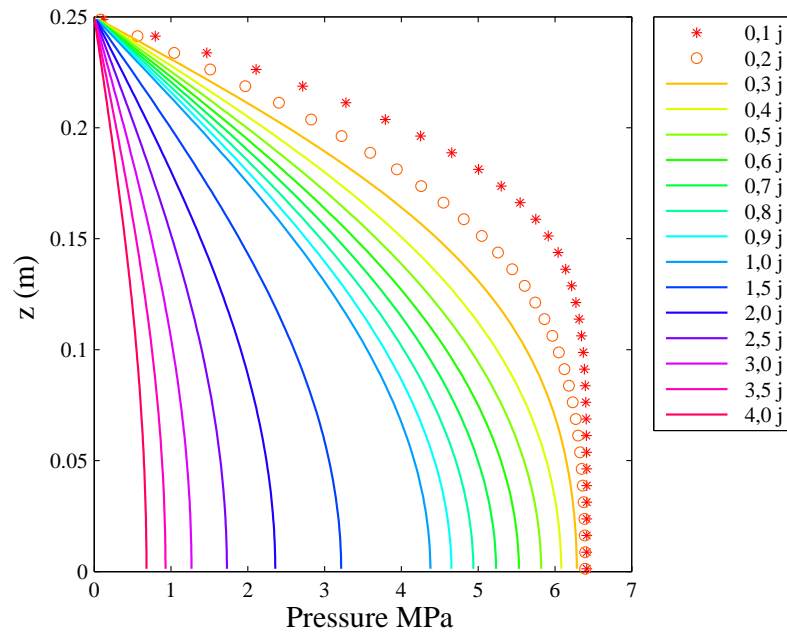


FIGURE III.68 – Variation de la pression dans le modèle unidimensionnel à différentes échéances. Cas de la poro-élasticité avec  $k = 5.10^{-20}m^2$ .

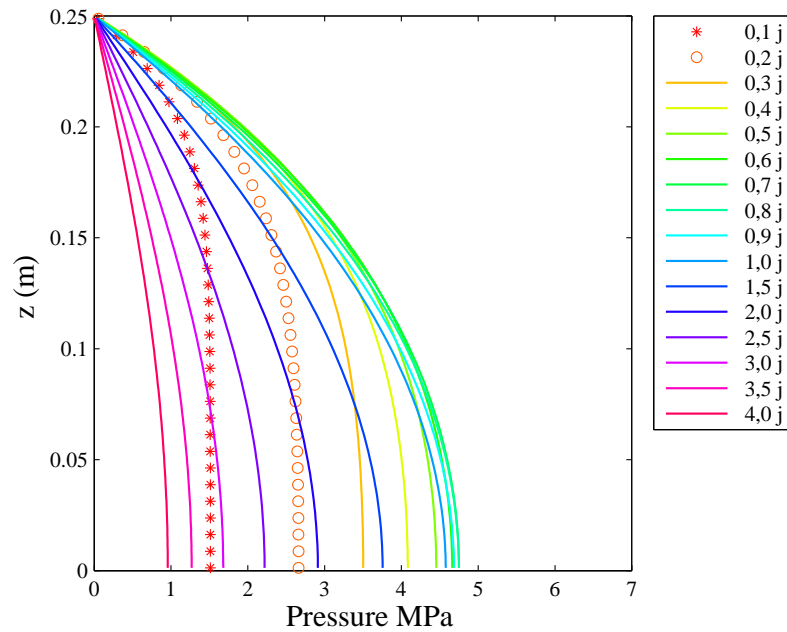


FIGURE III.69 – Variation de la pression dans le modèle unidimensionnel à différentes échéances. Cas de la poro-visco-élasticité avec  $k = 5.10^{-20}m^2$ .

### 3.3.2 Application au tunnel de Bure

#### α) Modélisation du fluage de l'argilite

Les essais de fluage sur l'argilite [Gasc-Barbier et al., 2004; Zhang and Rothfuchs, 2004; Gatmiri et al., 2011] permettent de faire ressortir les éléments suivants :

- L'argilite peut fluier même sous un chargement relativement faible (1,5 MPa),
- Des déformations anélastiques irréversibles sont observées,
- La vitesse de déformation diminue constamment sans jamais s'annuler,
- Les déformations de fluage sont attribuables au glissement des feuillets d'argilite.

Bien qu'il soit initialement proposé pour le béton, le modèle de fluage de [Sellier et al., 2012b] reste adapté pour décrire les mécanismes de fluage de l'argilite. Il est composé de 3 étages : le premier est un étage élastique pour simuler le comportement instantané, un étage de Kelvin-Voigt pour décrire le comportement réversible à court terme ainsi qu'un étage de Maxwell non linéaire pour traiter les déformations irréversibles. Ce schéma est appliqué séparément aux parties sphérique et déviatorique des contraintes effectives  $\tilde{\sigma}$ . Cette partition en contraintes sphérique et déviatorique est utilisée initialement pour décrire le glissement des feuillets de C-S-H pour le béton. Il est possible de transposer ce phénomène au glissement des feuillets d'argilite. De plus, l'étage de Maxwell permet de décrire un accroissement de la viscosité apparente en fonction de la consolidation du système  $C_c$  :

$$\eta_M = \eta_{M_0} C_c \quad \text{avec,} \quad C_c = \exp\left(\frac{\varepsilon^{eq}}{\varepsilon^k}\right) \quad (\text{III.26})$$

Une fonction exponentielle pour  $C_c$  permet de faire décroître la vitesse de déformation sans jamais l'annuler. Ici,  $\varepsilon^{eq}$  correspond à la déformation équivalente et  $\varepsilon^k$  est un paramètre de calage, il joue le rôle d'un potentiel de fluage et permet de décrire le poinçonnement de la phase visqueuse (argile) avec les phases solides (quartz, calcite...etc.) comme cela est décrit dans [Sellier and Buffo-Lacarrière, 2009; Sellier et al., 2012b]

Les paramètres de fluage du modèle sont obtenus à partir d'un essai de consolidation uniaxiale réalisé au LML [Gatmiri et al., 2011].

Le tableau III.10 regroupe les paramètres de calage obtenus pour simuler l'essai de fluage présenté sur la courbe III.71. Les paliers de chargement associés à cette courbe sont présentés sur la figure III.70.

Tableau III.10 – Paramètres matériau utilisés pour la modélisation du fluage de l'argilite.

Paramètres pour le fluage	Symbole	Valeur
Module de Young drainé	$E_0$	4800 MPa
Coefficient de Poisson drainé	$\nu_0$	0,16
Module de fluage réversible sur module instantané	$E_{KV}/E_0$	1,5
Temps caractéristique de fluage réversible	$\eta_{KV}/E_{KV}$	1 jour
Temps caractéristique de fluage irréversible	$\eta_{M_0}/E_0$	6 jours
Potentiel de fluage de référence	$\varepsilon^k$	$0,4 \cdot 10^{-3}$

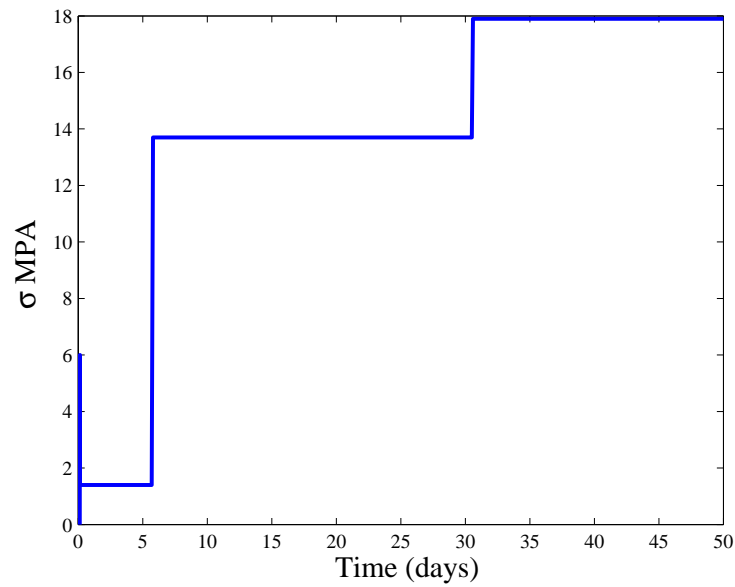


FIGURE III.70 – Évolution du chargement mécanique de compression en fonction du temps pour l’essai de fluage réalisé au LML [Gatmiri et al., 2011].

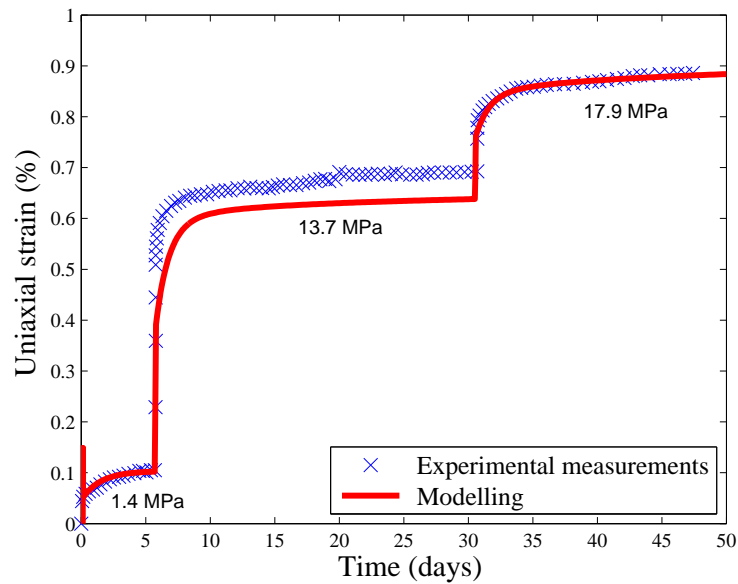


FIGURE III.71 – Courbe de consolidation : comparaison entre la modélisation et l’expérimentation LML [Gatmiri et al., 2011].

### $\beta$ ) Estimation des vitesses de convergence des parois post-excavation

**Analyse des vitesses de convergence des parois** La convergence de la galerie correspond à la différence de diamètre initial et final post-excavation. On parle généralement de convergences verticale et horizontale car l'état de contrainte est anisotrope *in situ*. Les 4 mesures expérimentales de convergence utilisées pour la comparaison sont extraites des rapports internes ANDRA.

Pour chaque section de mesure, on dispose à la fois de la convergence verticale et horizontale. Ces mesures sont indexées des numéros 1 à 4. Ainsi, les mesures des sections 1 et 2 peuvent être retrouvées dans le rapport interne ANDRA [Armand, 2009], alors que les mesures 3 et 4 sont issues du document [De La Vaissiere, 2012]. Dans les résultats présentés, le creusement est réalisé suivant la contrainte majeure.

Les figures III.72 et III.73 représentent respectivement l'évolution numérique des convergences verticale et horizontale confrontées aux mesures expérimentales *in situ* (des sections 1 à 4). Ces mesures présentent une grande dispersion avec des écarts pouvant varier du simple au double. Toutefois, il est possible d'expliquer l'origine des écarts à partir des rapports ANDRA et d'exploiter au mieux les mesures.

Dans un premier temps, on remarque que l'amplitude des convergences est différente. Ainsi, le rapport [De La Vaissiere, 2012] précise que le dispositif de mesure a été posé plusieurs semaines après le creusement de la galerie. Dans le rapport, [Armand, 2009] le système de mesure fut posé quelques jours après l'excavation. Ainsi, la mise en place différée des capteurs permet d'expliquer les différences d'amplitude entre les sections (1-2) et (3-4). Dans la modélisation, on considère que les mesures ont commencé 4 jours après le début du creusement. Les points de convergence de référence correspondent à la première tranche creusée.

De plus, on remarque que la vitesse de convergence diminue plus vite pour les mesures (1-2) alors que celle-ci est plus importante dans les résultats (3-4). Dans le rapport, [Armand, 2009] il est précisé que certains cintres sont entrés en butée avec les sections de mesure, ce qui permet d'expliquer les vitesses plus faibles observées.

Ainsi, pour conclure, il est possible de dire que les mesures (1-2) sont fiables en terme d'amplitude mais le sont moins au niveau des vitesses à long terme. Pour les mesures (3-4) il s'agit de l'inverse.

Le maillage et les conditions aux limites du problème sont identiques à ceux présentés sur la figure III.55. Dans les simulations réalisées, 4 cas ont été considérés : squelette solide élastique, endommageable, visqueux non linéaire et visqueux non linéaire endommageable. Ainsi les figures III.72 et III.73 montrent clairement que l'élasticité et la perte de raideur attribuables à l'endommagement ne permettent pas d'expliquer les déformations observées *in situ* (les convergences n'excèdent pas 10mm). En effet, les déformations sont majoritairement attribuables au phénomène de fluage du squelette solide.

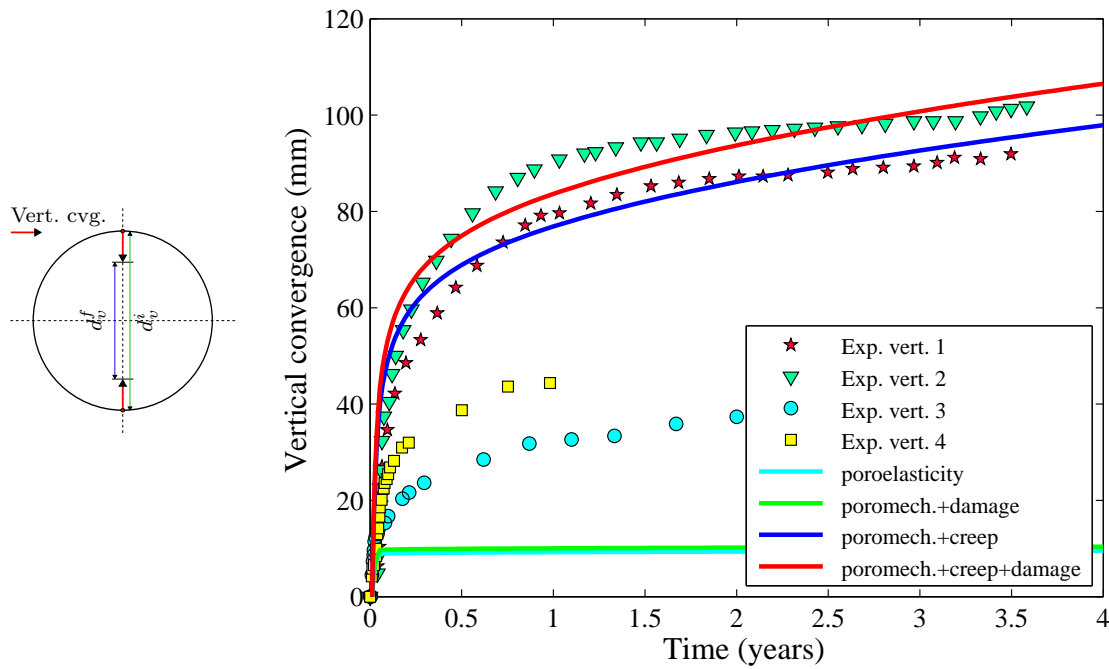


FIGURE III.72 – Évolution de la convergence verticale de la galerie. Comparaison entre l’expérimentation (sections de mesure 1, 2, 3 et 4) et la modélisation dans le cas d’un creusement suivant  $\sigma_H$ .

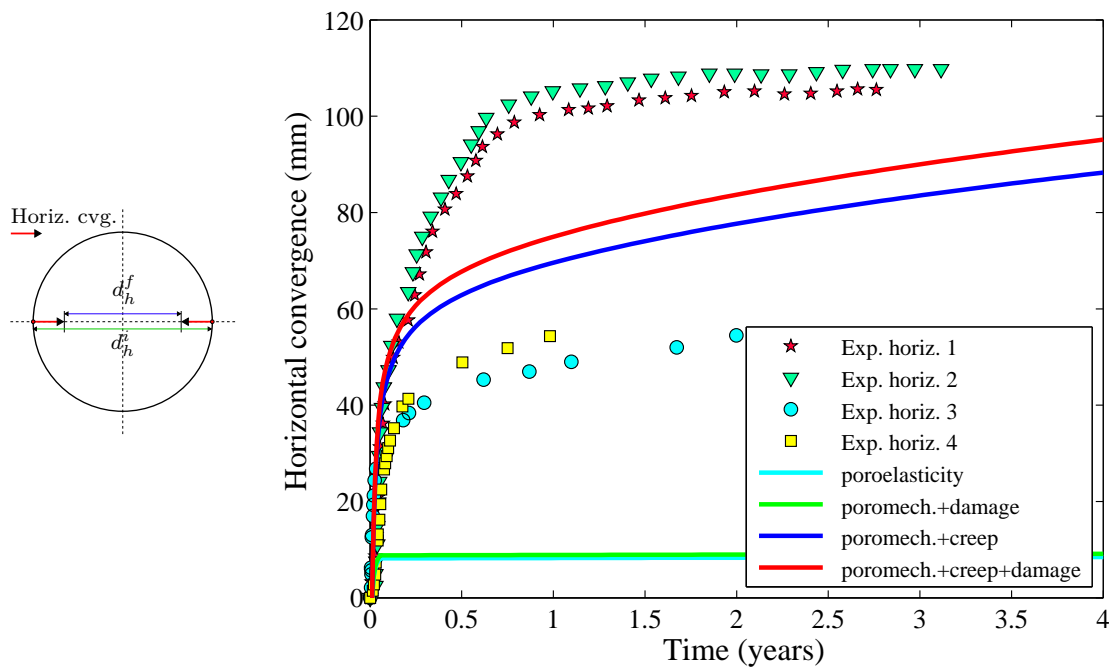


FIGURE III.73 – Évolution de la convergence horizontale de la galerie. Comparaison entre l’expérimentation (sections de mesure 1, 2, 3 et 4) et la modélisation dans le cas d’un creusement suivant  $\sigma_H$ .



En considérant l'ensemble des phénomènes (poro-mécanique + fluage + endommagement), on retrouve par le modèle des résultats comparables en terme de tendance (vitesse à long terme) et d'amplitude des convergences. La convergence verticale semble néanmoins donner de meilleurs résultats que la convergence horizontale.

L'anisotropie des contraintes est trop faible dans cette direction pour expliquer ces écarts. Par ailleurs, il existe une anisotropie initiale des propriétés élastiques de la roche qui n'est pas prise en compte dans la modélisation. Cette anisotropie structurale pourrait expliquer au moins en partie ces écarts.

Malgré ces différences d'amplitude, le modèle semble donner des vitesses de convergence réalistes (cf. figure III.74). En effet, d'après [De La Vaissiere, 2012] les vitesses de convergence (rapportées au rayon) sont comprises entre 0,30 et 0,45mm/mois et entre 0,22 et 0,31mm/mois respectivement après une et deux années de mesure.

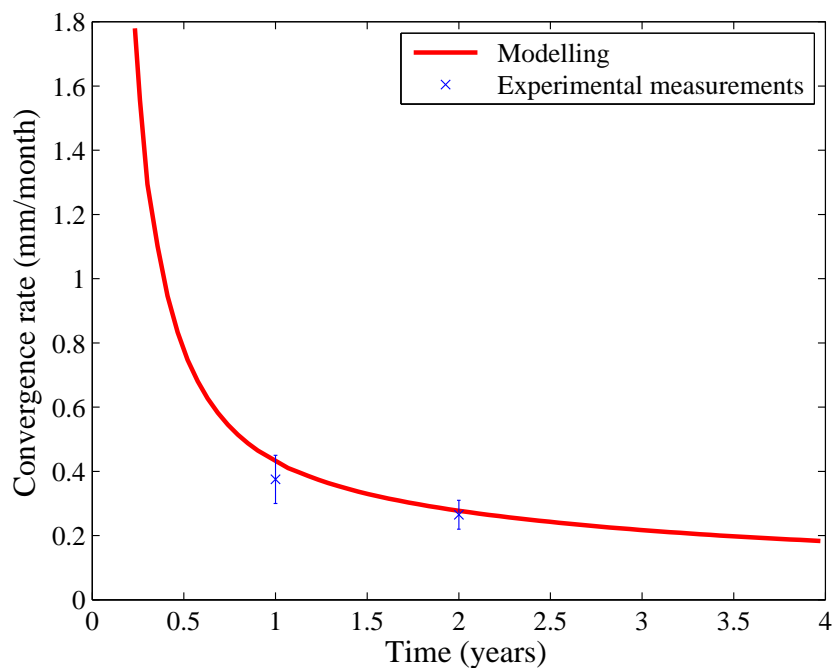


FIGURE III.74 – Évolution de la vitesse de convergence horizontale de la galerie rapportée au rayon. Comparaison entre l'expérimentation et la modélisation dans le cas d'un creusement suivant  $\sigma_H$ .

**Évolution des champs de pression** Durant l'excavation, la perméabilité croît suite à l'endommagement de compression / cisaillement et aux ouvertures de fissures orthoradiales. La figure III.75 illustre les mesures de perméabilité sur carotte en fonction de la distance à la zone fracturée. On s'aperçoit que la perméabilité augmente sur les 3 premiers mètres puis se stabilise au loin de la galerie. Dans la modélisation, l'endommagement de compression / cisaillement n'est pas suffisamment important pour activer la loi proposée dans le chapitre 2. D'après la figure III.75, il semblerait que le seuil de percolation soit plus faible pour de l'argilite que pour le béton (sinon la zone serait plus petite).

Bien que nous ayons conservé l'anisotropie du tenseur de Biot, nous avons dû nous résigner pour cette application (pour des raisons de convergence des calculs) à adopter une approximation isotrope du tenseur de perméabilité. Dans cette approximation nous conservons :

$$k^{\text{iso}} = \max(k_I, k_{II}, k_{III}) \quad (\text{III.27})$$

Où chacune des composantes principales est calculée suivant les principes du chapitre 2. Les paramètres  $\xi$  et  $w_{ref}$  sont pris respectivement à  $5.10^{-4}$  et  $200\mu m$  tels que retrouvés par [Zhang, 2011] pour de l'argilite du COx.

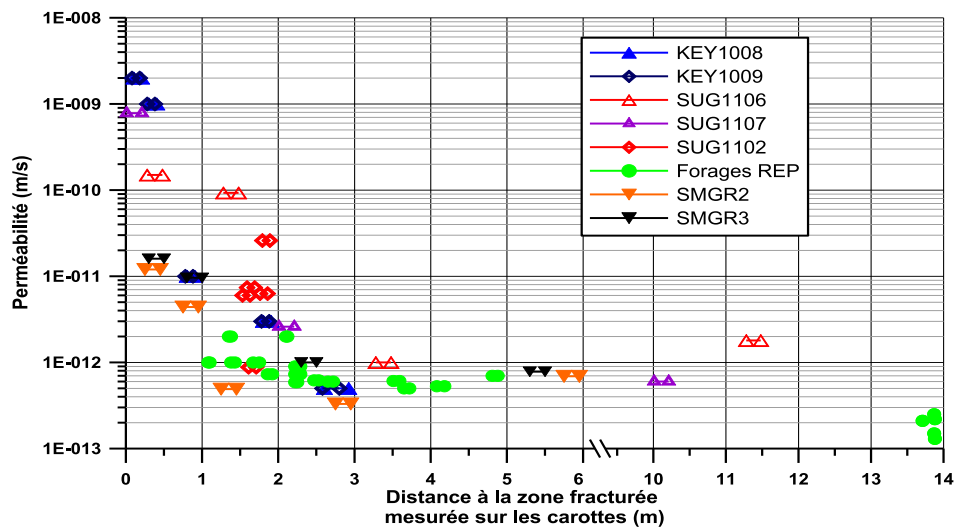


FIGURE III.75 – Évolution de la perméabilité dans la zone endommagée en fonction de la distance à la zone fracturée mesurée sur carotte [Armand, 2009].

Les figures III.76, III.77, III.78 et III.79 représentent l'évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel à plusieurs échéances pour les différents calculs réalisés. Ces champs sont comparés aux champs de pression stabilisés mesurés *in situ* (3 années après le début de l'excavation) [Armand, 2009].

On s'aperçoit que les pressions expérimentales chutent dans l'EDZ suite à la dilatance et à l'accroissement de la perméabilité. Comme le montrent les figures III.76 et III.78, le modèle permet de reproduire ce phénomène sur une distance plus courte.

Cet écart est probablement la conséquence d'une sous estimation de l'effet de l'endommagement de compression / cisaillement sur le tenseur de perméabilité.

De plus, on distingue dans les simulations une zone de surpression pouvant dépasser 7MPa (cf. figures III.76 et III.77). Cette zone est associée à la contractance de l'argilite. Il est également intéressant de remarquer que ces surpressions sont plus importantes quand le squelette solide est supposé visco-plastique (cf. figures III.78 et III.79). Au delà de cette zone (à partir de 12m), la pression du fluide n'est plus affectée par la redistribution des contraintes dans la galerie. Elle se stabilise et tend vers 4,9MPa.

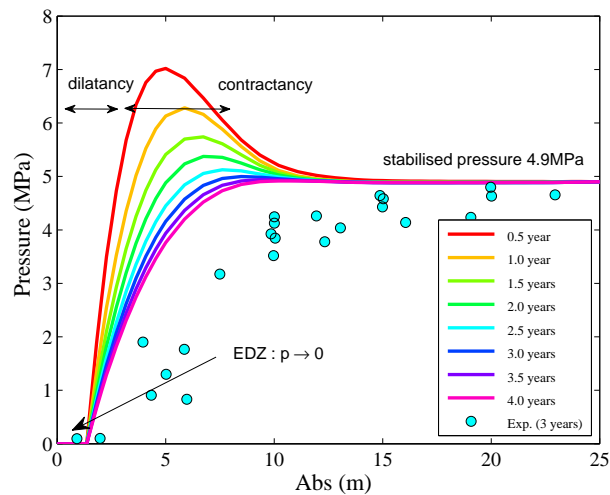


FIGURE III.76 – Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poromécanique + fluage + endommagement. Comparaison avec les mesures *in situ* de pression stabilisée.

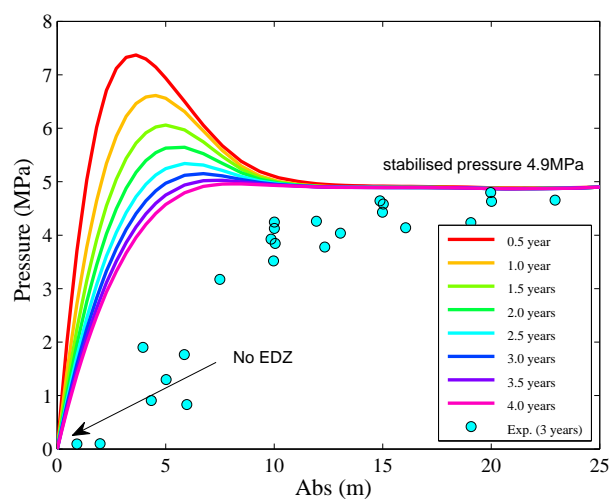


FIGURE III.77 – Évolution de la pression sur l'axe horizontal du tunnel pour le calcul de poromécanique + fluage. Comparaison avec les mesures *in situ* de pression stabilisée.

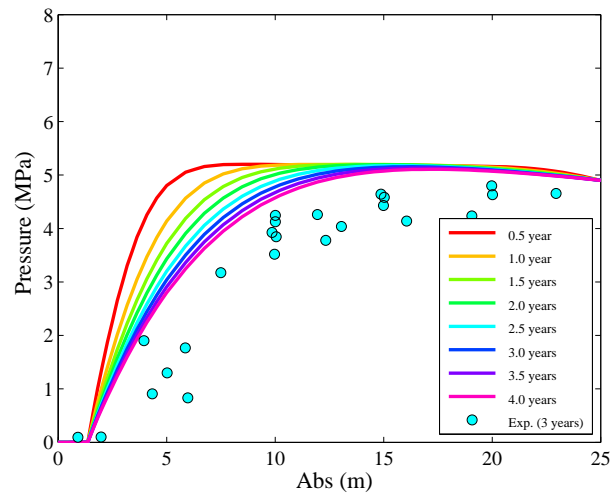


FIGURE III.78 – Évolution de la pression sur l’axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-mécanique + endommagement. Comparaison avec les mesures *in situ* de pression stabilisée.

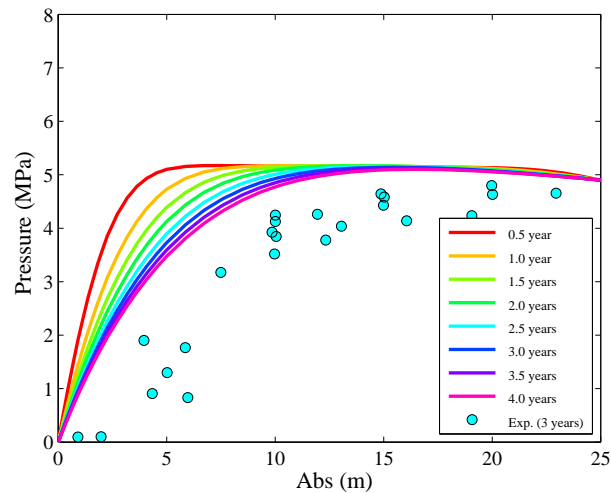


FIGURE III.79 – Évolution de la pression sur l’axe horizontal du tunnel pour le calcul de poro-élasticité. Comparaison avec les mesures *in situ* de pression stabilisée.

Bien que les champs de pression associés aux figures III.78 et III.79 se rapprochent davantage des résultats expérimentaux que les figures III.76 et III.77, rappelons que les vitesses de convergence associées étaient largement sous estimées. Au final, les résultats les plus réalistes (en terme de convergences) sont obtenus avec le couplage poro-mécanique, fluage et endommagement.

## 4 Conclusions

Ce chapitre a pour objectif de tester avec des applications réalistes les hypothèses émises dans le modèle poro-mécanique proposé au cours de la thèse.

La première partie concerne l'essai tirant armé réalisé par [Desmettre and Charron, 2011]. De façon comparable à l'essai de [Rastiello, 2013], la mesure du débit est réalisée en temps réel pendant le chargement. Ceci nous permet de confronter les résultats prédits par le modèle à l'expérimentation. La loi proposée présente une bonne concordance avec les mesures de débit à condition d'utiliser une ouverture seuil de  $16\mu m$  et un coefficient de tortuosité de 0,4.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressé à un autre type de géo-matériau : l'argilite du centre CIGÉO de l'ANDRA. Pour cette application, on étudie l'impact que présentent les fissures anisotropes induites par l'excavation sur les propriétés hydromécaniques (tenseurs de perméabilité et de Biot) de la roche.

Une loi inspirée de l'homogénéisation des milieux poreux orthotropes a été utilisée pour décrire l'accroissement des composantes principales du tenseur de Biot en fonction de la fissuration. Dans cette loi, le tenseur de Biot est supposé initialement isotrope et présente une anisotropie induite par le chargement. Cette loi permet de reproduire les observations expérimentales et numériques retrouvées dans la littérature, notamment en terme de faciès de fissuration au voisinage des galeries. Sous ces hypothèses, on s'aperçoit que la profondeur dégradée de la roche est accentuée quand l'anisotropie de Biot est active, ce qui va dans le sens des observations *in situ*.

Pour cette application, nous nous sommes également intéressé au couplage entre fluage, endommagement et perméabilité. Une analyse simplifiée de consolidation a été proposée pour comprendre les enjeux de cette partie. Cette étude permet de constater que le temps de consolidation dépend de la nature du squelette solide. Ainsi, un squelette purement visqueux saturé présente un temps de consolidation qui est sensiblement égal à la somme des temps de consolidation de chaque phénomène (viscosité intrinsèque du squelette et diffusion d'eau). Dans un calcul de structure tel que celui réalisé pour l'étude de l'anisotropie du coefficient de Biot, ces deux temps évoluent suite aux phénomènes d'endommagement. La perméabilité croît suite à la fissuration et le temps caractéristique du squelette solide augmente avec la consolidation.

Le modèle de [Sellier et al., 2012b] est utilisé en contexte poro-mécanique avec couplage fort à l'endommagement. Ce modèle permet de retrouver des ordres de grandeur réalistes en terme d'amplitude et de vitesse de convergence des galeries mesurées par l'ANDRA. Concernant l'évolution des champs de pression, la loi de perméabilité proposée ne permet pas de faire chuter la pression sur une zone aussi étendue que le suggèrent les mesures. En effet, la loi d'évolution du tenseur de perméabilité est calée sur des échantillons en béton. Il est probable que le seuil de percolation permettant d'initier l'accroissement de la perméabilité soit plus faible pour de l'argilite, que ce soient pour les fissures localisées de traction ou pour les fissures de compression / cisaillement.

---

# CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés aux interactions poromécaniques. La connaissance et la compréhension de ces interactions passent par l'étude du coefficient de perméabilité associé à la loi de Darcy.

Dans le premier chapitre, les différents phénomènes physiques qui font intervenir la perméabilité sont illustrés. Ce chapitre est fractionné en trois sections.

Dans la première section, la consolidation est présentée de façon générale où deux phénomènes sont discutés.

- Le premier phénomène concerne la théorie de Biot, celle-ci associe la consolidation des milieux poreux saturés à l'expulsion de l'eau et par conséquent à la réduction du volume des pores connectés.
- Bien qu'elle ne soit pas directement associée à la perméabilité, la consolidation peut aussi être attribuée à la nature intrinsèque du squelette solide qui est supposé visqueux (glissement des feuillets de C-S-H ou des feuillets d'argilite).

La deuxième section traite la théorie de l'endommagement sur laquelle s'appuient les applications réalisées dans le cadre de ce travail. Cette section rappelle les limites liées aux formulations simplifiées et les avantages que présentent des modèles plus généraux.

On en retient les éléments suivants :

- L'intérêt que présente l'intégration d'un tenseur d'endommagement anisotrope au modèle de fissuration.
- Les ouvertures de fissure peuvent être calculées à partir de la taille (isotrope ou anisotrope) des éléments finis.
- La nécessité de traiter la localisation pour éviter une dépendance de la solution mécanique au maillage.
- La prise en compte du phénomène unilatéral s'il est modélisé doit respecter la cadre thermodynamique lié à l'endommagement. Ainsi, la restitution de la raideur ne devrait pas être réalisée en intégrant une valeur plus faible à  $D$ .

Dans la dernière section de ce chapitre, on s'intéresse aux mécanismes pouvant entraîner une évolution du coefficient de perméabilité.

Ainsi, il est montré que la perméabilité intrinsèque dépend du fluide qui est utilisé et de la teneur en eau des échantillons sur lesquels la mesure est réalisée. Cependant, ces variations restent relativement faibles par rapport à l'accroissement de la perméabilité qui est induit par la fissuration (qu'elle soit d'origine thermique ou mécanique).

Le deuxième chapitre de ce manuscrit présente le modèle de perméabilité développé et implémenté dans le code aux éléments finis CAST3M. Ce modèle est associé à une loi d'endommagement développée au LMDC.

La loi proposée tient compte de l'effet d'un endommagement de type compression / cisaillement et de traction sur le tenseur de perméabilité. Dans cette approche, la perméabilité est supposée initialement isotrope et présente une anisotropie induite par l'endommagement.

- Concernant l'endommagement de type compression / cisaillement, l'évolution de la perméabilité est supposée isotrope. La loi proposée s'appuie sur une relation empirique basée sur la déformation équivalente du critère de Drucker-Prager. Cette loi permet d'avoir un tenseur de perméabilité qui n'est plus borné par la variable scalaire  $D$ . Ce modèle tient compte de la diminution de la perméabilité avec l'accroissement de la pression de confinement dans le cas d'un chargement déviatorique, conformément aux observations expérimentales.
- Concernant l'endommagement de traction, la loi proposée s'appuie sur la solution donnée par la résolution des équations de Navier-Stokes et de Darcy en régime laminaire (loi de Poiseuille). Dans cette approche, une idéalisation de la fissure en un système composé de plaques parallèles est proposée (PPM). Un effet de seuil est intégré au modèle pour rendre compte des irrégularités des ouvertures de fissure. La prise en compte d'un seuil de percolation estimé à  $16\mu m$  permet de se rapprocher davantage des résultats expérimentaux sur béton. Le tenseur de perméabilité est ici supposé anisotrope, cette anisotropie traduit l'écoulement préférentiel de l'eau sur le plan de fissuration.

L'originalité du modèle proposé réside dans la prise en compte des ouvertures de fissure et des tailles anisotropes des éléments finis lors de la construction du tenseur de perméabilité. Ceci permet d'avoir un débit total qui est indépendant de la discrétisation du maillage.

Le dernier chapitre confronte les prédictions du modèle à des résultats *in situ* d'essais. La première modélisation concerne l'essai tirant armé. L'effort de traction exercé sur l'armature se transmet par cisaillement au béton et permet de créer plusieurs fissures localisées. Le débit total estimé par le modèle est compatible avec les résultats expérimentaux de la littérature. On peut toutefois améliorer la précision de ce modèle en intégrant un coefficient de tortuosité de 0,4 à la fissure lors du calcul de la perméabilité.

Dans la seconde application, nous avons modélisé l'excavation d'une galerie souterraine du laboratoire de Bure. Contrairement à l'essai tirant armé où les pressions exercées par l'eau sont très faibles (de l'ordre de 25KPa), la pression de l'eau *in situ* de l'argilite du COx à -500m de profondeur avoisine 4,9MPa. Les interactions fluide-structure sont davantage observables sur cette application puisque la rupture pourrait être causée en partie par la mise en traction du squelette par le fluide au cours du déconfinement du sol.

Pour cette application nous nous sommes intéressés à l'anisotropie induite par la fissuration sur le tenseur du Biot. Une loi inspirée de l'homogénéisation des milieux poreux orthotropes est intégrée au modèle poro-mécanique. Cette loi suppose un tenseur de Biot initialement isotrope pouvant présenter une anisotropie induite par le chargement.

Les faciès d'endommagement issus des calculs intégrant cette loi semblent se rapprocher davantage des observations expérimentales, notamment en terme de profondeur dégradée au voisinage des galeries (comparés aux faciès issus d'un calcul avec un tenseur de Biot isotrope et constant).

Les essais de fluage réalisés sur de l'argilite (en conditions drainées) montrent le caractère visco-plastique endommageable de son squelette solide. De ce fait, la consolidation de ce matériau comprend à la fois la viscosité intrinsèque du squelette solide ainsi que la dissipation des pressions intra-poreuses associée à la perméabilité. De plus, les mécanismes de fluage retrouvés pour le béton semblent être transposables à ce matériau. Le modèle de perméabilité proposé est donc intégré à un modèle de fluage propre couplé à l'endommagement anisotrope initialement développé au LMDC pour le béton.

En comparant les convergences des galeries mesurées par l'ANDRA aux résultats fournis par ce modèle, on s'aperçoit que ces convergences sont majoritairement attribuables au fluage du sol. La prise en compte de l'endommagement sur les parties mécanique (contraintes effectives) et hydraulique (perméabilité) semble toutefois améliorer la précision du modèle, notamment en terme de vitesse de convergence des galeries et d'évolution des champs de pression à long terme.



Page laissée intentionnellement vide

---

## PERSPECTIVES

De nombreuses perspectives s'inscrivent dans la continuité de ce travail. À court terme :

- \* La validité de la loi de Poiseuille pour des ouvertures de fissure inférieures à  $20\mu m$  reste à définir. Pour cela, il serait opportun de réaliser des mesures de perméabilité au gaz (sous charge) en utilisant le même protocole expérimental que [Rastiello, 2013]. En effet, par sa faible viscosité comparée à l'eau, l'écoulement du gaz pourrait trouver un chemin préférentiel pour des ouvertures plus faibles qu'avec de l'eau.
- \* Cet essai pourrait être reconduit en utilisant la même formulation de béton que [Desmettre and Charron, 2011] de façon à vérifier l'hypothèse émise pour le coefficient réducteur de débit lors de la modélisation de l'essai tirant armé. De façon plus général, des mesures de perméabilité sous charge sur des bétons hautes performances et des bétons renforcés de fibres permettraient de quantifier l'impact des fibres sur le seuil de percolation et la tortuosité du chemin de fissuration.
- \* L'essai de [Rastiello, 2013] pourrait être reconduit sur de l'argilite pour caractériser plus finement le seuil de percolation et le coefficient de tortuosité. De la même façon, des mesures de perméabilité sous charge en compression / cisaillement constitueraient une base de donnée complémentaire pour définir l'endommagement seuil permettant d'initier et de quantifier l'accroissement de la perméabilité pour ce matériau.

À long terme :

- \* L'effet d'un endommagement thermique et la prise en compte du degré de saturation du matériau pourrait enrichir le modèle de perméabilité. Le modèle poro-mécanique pourra être étendu aux milieux multiphasiques.
- \* Le modèle de perméabilité proposé n'est valable qu'en régime laminaire, il serait intéressant d'avoir un modèle plus général permettant de traiter les écoulements turbulents.
- \* Concernant l'évolution du tenseur de Biot, la loi proposée est inspirée de l'homogénéisation des milieux poreux orthotropes. Les composantes du tenseur de Biot sont calculées à partir des endommagements principaux de traction et de compression.

Ce modèle présente par conséquent les mêmes inconvénients que les modèles de perméabilité qui ne dépendent que de l'endommagement. Or, les mesures du coefficient de Biot sous un chargement œdométrique montrent que celui-ci diminue avec la consolidation. On pourrait donc supposer, à juste titre, qu'il peut également rediminuer au cours de la refermeture des fissures.

Par conséquent, on pourrait envisager de faire dépendre Biot de la rigidité tangente du modèle ou encore du coefficient de consolidation  $C_c$ , plutôt que de l'endommagement.

---

---

## ANNEXE A

---

DESCRIPTION DE L'OPÉRATEUR  
TAILLE DE CAST3M

Page laissée intentionnellement vide

Nous avons vu que le calcul de l'ouverture de la fissure utilise la taille de l'élément fini dans la direction principale de localisation. Dans CAST3M, cette information est accessible à travers l'opérateur "TAIL". Cette opérateur génère la matrice de taille pour tous les points de Gauss du maillage.

La notice suivante s'appuie sur les informations fournies par M. Alain MILLARD. Pour illustrer la façon dont la taille est calculée, on se limitera au cas bidimensionnel pour des éléments de type "QUA4". Il s'agit de quadrilatères à 4 nœuds et 4 points de Gauss. On représente par  $\mathbb{J}$  la matrice Jacobienne de l'élément de référence vers le repère physique. Ce tenseur est calculé à partir du gradient des fonctions de forme de l'élément.

$$\mathbb{J}(\xi, \eta) = \mathbf{grad} (F(\xi, \eta))$$

Où,  $F$  représente la fonction de transformation (cf. figure A.1).

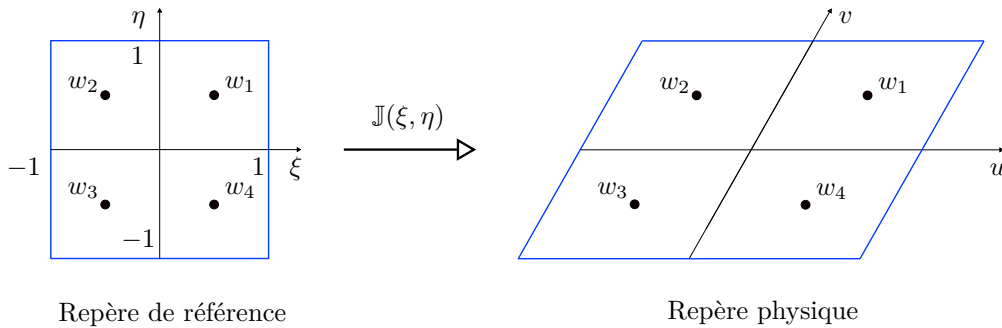


FIGURE A.1 – Représentation d'un élément fini de type "QUA4" dans les repères physique et de référence.

La valeur du paramètre de taille au point d'intégration 1 pour l'élément de référence dans les directions  $\xi$  et  $\eta$  est  $\sqrt{w_1}$ .

L'aire de l'élément de référence peut aussi s'écrire :

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 = L_\xi^1 L_\eta^1 + L_\xi^2 L_\eta^2 + L_\xi^3 L_\eta^3 + L_\xi^4 L_\eta^4$$

$$S = \sqrt{w_1} \sqrt{w_1} + \sqrt{w_2} \sqrt{w_2} + \sqrt{w_3} \sqrt{w_3} + \sqrt{w_4} \sqrt{w_4} = w_1 + w_2 + w_3 + w_4$$

La transformation de l'élément de référence est décrite par la matrice Jacobienne. Les paramètres de taille dans les directions  $\underline{u}$  et  $\underline{v}$  au point 1 s'écrivent :

$$L_u^1 = \sqrt{w_1} \left\| \mathbb{J}(\xi^1, \eta^1) \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\| \quad L_v^1 = \sqrt{w_1} \left\| \mathbb{J}(\xi^1, \eta^1) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\|$$

En première approximation on pourrait estimer la taille par une forme bilinéaire. La matrice de taille prendrait alors la forme suivante :

$$\mathbb{I}_{uv}^1 = \begin{bmatrix} L_u^1 & 0 \\ 0 & L_v^1 \end{bmatrix}$$

Si le vecteur  $\underline{n}_{u,v}$  désigne une direction de fissuration (normée) dans le repère  $(\underline{u}, \underline{v})$ , le paramètre de taille dans cette direction serait calculé par :

$$L_n^1 = \underline{n}_{u,v}^t \cdot \mathbb{I}_{uv}^1 \cdot \underline{n}_{u,v}$$

En réalité ce calcul ne convient que pour les éléments très peu "déformés" (relativement isotropes). Dans le cas d'une géométrie plus complexe, le calcul de la matrice de taille doit tenir compte de l'anisotropie des éléments finis. Ce calcul doit prendre en compte la non orthogonalité des directions  $\underline{u}$  et  $\underline{v}$  (cf. figure A.1). Ainsi, 2 termes hors diagonaux sont intégrés au calcul de  $\mathbb{L}_{uv}^1$ . Ces termes ont été calculés analytiquement afin d'imposer le gradient de  $\mathbb{L}_{uv}^1$  en  $\underline{u}$  normal à  $\underline{v}$  (et inversement). La matrice de taille prend alors la forme suivante :

$$\mathbb{L}_{uv}^1 = \begin{bmatrix} L_u^1 & \frac{1}{2}\sqrt{L_u^1 \times L_v^1} \\ \frac{1}{2}\sqrt{L_u^1 \times L_v^1} & L_v^1 \end{bmatrix}$$

La taille étant estimée par :

$$L_n^1 = \frac{\underline{n}_{u,v}^t \cdot \mathbb{L}_{uv}^1 \cdot \underline{n}_{u,v}}{\underline{n}_{u,v}^t \cdot \underline{n}_{u,v}}$$

Enfin, dans le repère global, le paramètre de taille s'écrit :

$$L_n^1 = \frac{\underline{n}_{x,y}^t \cdot \mathbb{L}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{x,y}}{\underline{n}_{x,y}^t \cdot \mathbb{P}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{x,y}}$$

Sur la figure A.2, le cercle bleu représente la taille isotrope estimée par CAST3M (dans le cas d'un carré). Ainsi, si l'effort s'opère dans les directions  $\underline{x}$  ou  $\underline{y}$ , la taille doit être multipliée par 2 (cercle rouge).

$$L_n^1 = 2 \times \frac{\underline{n}_{xy}^t \cdot \mathbb{L}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{xy}}{\underline{n}_{x,y}^t \cdot \mathbb{P}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{x,y}} \quad \text{si,} \quad \underline{n} = \underline{x} \text{ ou } \underline{n} = \underline{y} \quad (\text{A.1})$$

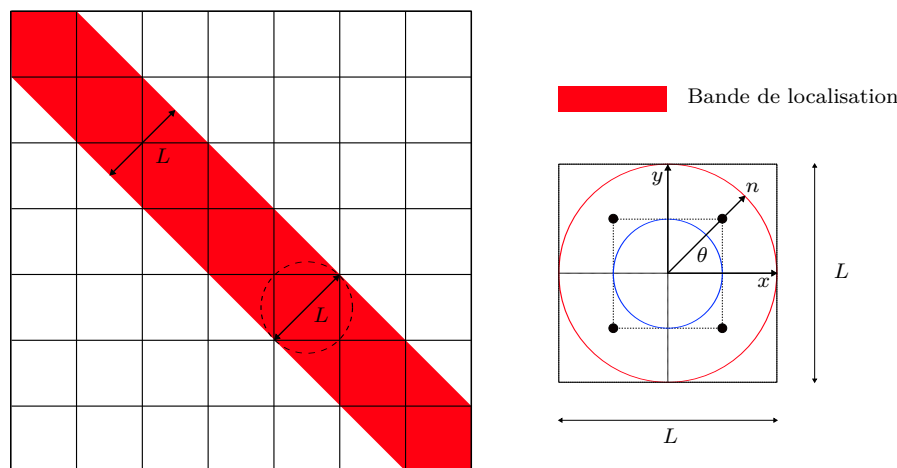


FIGURE A.2 – Représentation d'une bande de localisation par cisaillement.

Dans la modélisation, l'endommagement apparaît sur une rangée d'élément. La largeur de la bande de localisation est généralement d'un élément. En cas de cisaillement, cette bande apparaît à 45 degrés. Dans ce cas, la taille doit être multipliée par  $2\sqrt{2}$ .

$$L_n^1 = 2\sqrt{2} \times \frac{\underline{n}_{xy}^t \cdot \mathbb{L}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{xy}}{\underline{n}_{x,y}^t \cdot \mathbb{P}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{x,y}} \quad \text{si,} \quad \underline{n} = \frac{\sqrt{2}}{2} (\underline{x} + \underline{y}) \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, l'approximation faite dans le modèle de [Sellier et al., 2013a] consiste à diviser cette taille par le cosinus directeur de l'angle entre la direction principale de fissuration (de normale  $\underline{n}$ ) et la normale à l'élément fini  $\theta$  (cf. figure A.2).

$$L_n^1 = \frac{2}{\cos \theta} \times \frac{\underline{n}_{xy}^t \cdot \mathbb{L}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{xy}}{\underline{n}_{x,y}^t \cdot \mathbb{P}_{xy}^1 \cdot \underline{n}_{x,y}} \quad (\text{A.3})$$



Page laissée intentionnellement vide

---

---

## ANNEXE B

---

### ÉVOLUTIONS DES PARAMÈTRES DU MATÉRIAU SOUS CAST3M

Page laissée intentionnellement vide

## Évolution d'une composante matériau

Sur le code aux éléments finis CAST3M, il est possible de faire varier un paramètre matériau en fonction d'une variable interne d'un modèle. Par exemple, si l'utilisateur souhaite faire varier le coefficient de Biot "COB" en fonction de la variable interne "D" caractérisant l'endommagement, il pourra simplement utiliser une évolution en Gibiane et l'insérer directement comme un paramètre matériau. Par exemple :

```
EVOL0 = EVOL MANU 'D' (PROG 0. 1.) 'COB' (PROG 0.6 1.);
```

L'instruction précédente signifie : quand la variable d'endommagement "D" passe de 0 à 1 le coefficient de Biot "COB" passe d'une valeur initiale de 0.6 à 1. Cette variation est par conséquent linéaire entre ces 2 coefficients. Bien évidemment, il est également possible d'utiliser des fonctions plus complexes, il faudra alors définir autant de points que nécessaire aux deux progressions caractérisant l'évolution.

Enfin, on intègre EVOL0 au paramètre matériau "COB" de la loi de comportement (ici poro-mécanique).

```
MATAE0 = MATE MOD1 YOUN YN0 NU NU0 MOB MBIO0 COB EVOL0  
PERM PK0 VISCO VISK0;
```

Cette méthode efficace et simple qu'offre CAST3M trouve quelques limites lorsqu'il s'agit de faire varier un paramètre matériau en fonction de plusieurs variables.

De plus, il serait plus naturel d'entrer directement la fonction d'évolution plutôt qu'une succession de points. Pour cela nous proposons d'utiliser la méthode suivante :

- Créer une variable interne par exemple "COB2", qui jouera en quelque sorte le rôle d'une variable tampon.
- Créer un fichier annexe par exemple *mon-fichier.eso* dans lequel la fonction désirée est définie. La fonction d'évolution est directement chargée dans la valeur finale de la variable interne "COB2". Par exemple :

```
SUBROUTINE MON-FICHER (XMAT,NMAT,VAR0,VARF,NVARI,D)  
...  
VARF(I) = 0.6D0*EXP(LOG(1.D0/0.6D0)*D)  
...
```

où,  $i$  est la position de la variable interne "COB2" dans le tableau des variables internes (voir fichier *idvar4.eso* pour les modèles visco-plastiques)

Pour la suite, on va s'inspirer de la méthode précédente, c'est-à-dire que l'on va intégrer une évolution comme un paramètre matériau au modèle :

```
EVOL0 = EVOL MANU 'COB2' (PROG 0.6 1.) 'COB' (PROG 0.6 1.);
```

Le coefficient de Biot "COB" prendra directement les valeurs qui lui auront été attribuées par la fonction définie dans *mon-fichier.eso*.

Cette méthode est très pratique dans la mesure où si l'utilisateur souhaite faire varier un paramètre en fonction de plusieurs variables internes, il ne se trouvera pas limité et pourra intégrer autant de paramètres qu'il le souhaite dans sa modélisation.

### Remarques

Il faut faire attention aux paramètres utilisés pour l'évolution. Par exemple si l'utilisateur définit EVOL0 de la façon suivante :

```
EVOL0 = EVOL MANU 'COB2' (PROG -1. 1.) 'COB' (PROG -1. 1.) ;  
cela conduirait à une erreur car la valeur initiale du paramètre matériau "COB" sera fausse. Ainsi, il est nécessaire d'initialiser la variable interne "COB2" pour que l'évolution soit correctement prise en compte. Par ailleurs, on rappelle que la valeur du paramètre matériau "COB" est bornée par celle que l'on utilisera dans l'évolution.
```

## Évolution d'une perméabilité isotrope sous CAST3M

Nous allons expliquer dans cette partie la façon dont nous avons procédé pour intégrer l'évolution d'une perméabilité en fonction d'une variable interne.

Sous CAST3M, les modèles "THERMIQUE" ou encore "POREUX" par exemple font appel à des opérateurs tels que "COND" pour générer la matrice de conductivité ou "PERM" pour la matrice de perméabilité. L'objet généré est de type "rigidité", de sous type "caractéristiques".

Ces opérateurs requièrent 2 paramètres : l'objet modèle "MODE" ainsi que l'objet caractéristique "CARA" dans lequel la composante matériau "PERM" est stockée.

Contrairement à ce que nous avons présenté précédemment, il n'est pas possible de faire varier la composante "PERM" de la perméabilité directement avec une évolution car l'opérateur qui la construit ne reconnaît pas les objets de type évolution comme composante de "MATE". Il existe cependant une méthode alternative que nous allons expliciter.

- Tout d'abord il faut créer l'objet matériau avec une perméabilité constante :

```
MATAE0 = MATE MOD1 YOUN YN0 NU NU0 MOB MBIO0 COB 0.6  
PERM 1.E-20 VISCO VISK0 ;
```

- On appelle ensuite l'opérateur PERM pour initialiser la matrice de perméabilité :

```
PERM0 = PERM MOD1 MATAE0 ;
```

- Une fois que celle-ci est créée, on définit un second objet matériau dans lequel la composante "PERM" est une évolution. Par exemple :

```
EVOL0 = EVOL MANU 'D' (PROG 0. 1.) 'PERM' (PROG 1.E-20 1.E-15) ;  
MATAE1 = MATE MOD1 YOUN YN0 NU NU0 MOB MBIO0 COB 0.6  
PERM EVOL0 VISCO VISK0 ;
```

- PERM0 et MATAE1 sont ensuite affectés à la procédure "PASAPAS" :

```
TAB1.'CARACTERISTIQUES' = MATAE1 ;  
TAB1.'PERMEABILITE' = PERM0 ;
```

De cette façon, l'opérateur "PERM" n'est appelé qu'une seule fois pour initialiser la matrice de perméabilité, ceci en utilisant l'objet matériau MATAE0. Il n'est pas possible de faire :

```
PERM0 = PERM MOD1 MATAE1 ;
```

car MATAE0 comprend un objet de type pointeur.

### Extension à une matrice de perméabilité anisotrope

Dans notre modélisation, nous proposons un modèle où la perméabilité est anisotrope. Sous CAST3M, les comportements mécanique et hydraulique doivent être compatibles (de même nature) : on ne peut pas utiliser une perméabilité anisotrope avec un modèle mécanique isotrope.

C'est pourquoi nous avons "branché" les modèles FLUAGE3D, ENDO3D et FLUENDO3D développés par le professeur Alain SELLIER [Sellier et al., 2012b, 2013a,b] afin que le calcul anisotrope soit autorisé. Ce branchement est réalisé dans le fichier source *nomate.eso*. Dans la suite, nous allons expliquer la structure globale de ce fichier ainsi que les tests qui y sont réalisés.

La figure B.1 présente les différentes interconnexions existantes entre les fichiers *modeli.eso*, *model<sub>1,2,...,11</sub>.eso* et *nomate.eso*.

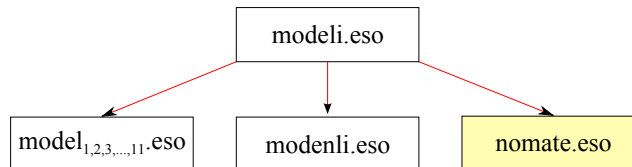


FIGURE B.1 – Organisation globale des fichiers sous CAST3M avant l'appel de *nomate.eso*.

Les comportements non-linéaires disponibles sont définis dans le fichier *modenli.eso* (plastique, fluage, endommagement, viscoplastique ...etc.).

*modeli.eso* appelle un des sous-programmes *modelj.eso* ( j=1,11) suivant la formulation lue (par exemple : *model2.eso* est appelé dans le cas de la formulation "MECANIQUE", *model6.eso* dans le cas de la formulation "POREUX" ou encore *model7.eso* dans le cas de la formulation "DARCY").

Ces sous-programmes servent à dresser la liste de tous les mots acceptés en fonction de la formulation. Ils permettent ainsi d'orienter le calcul vers d'autres fichiers : *nomate.eso* attribue ensuite un numéro à un modèle de matériau, ce numéro sera celui qui gouvernera l'exécution de l'écoulement non-linéaire (plastique, viscoplastique...etc.) faite dans le sous-programme approprié de *coml7.eso*.

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

Les modèles FLUAGE3D, ENDO3D et FLUENDO3D sont classés dans la catégorie des comportements viscoplastiques, nous avons donc intégré ces modèles dans le cas où IMATE=3 (anisotrope). Nous avons ensuite créé la sous-catégorie avec INLI=3 (comportement viscoplastique) car aucun modèle n'est implémenté dans ces cas là (anisotrope et viscoplastique). En effet, le comportement "non-linéaire utilisateur" est le seul modèle avec prise en compte de l'anisotropie (sur la version CAST3M12 R&D).

Cette modification autorise le calcul anisotrope pour les modèles : FLUAGE3D, ENDO3D et FLUENDO3D. L'objet modèle peut maintenant être généré en Gibiane :

```
MOD1 = MODE VOLU0 'MECANIQUE' 'ELASTIQUE' 'ANISOTROPE'  
'VISCOPLASTIQUE' 'ENDO3D' ;
```

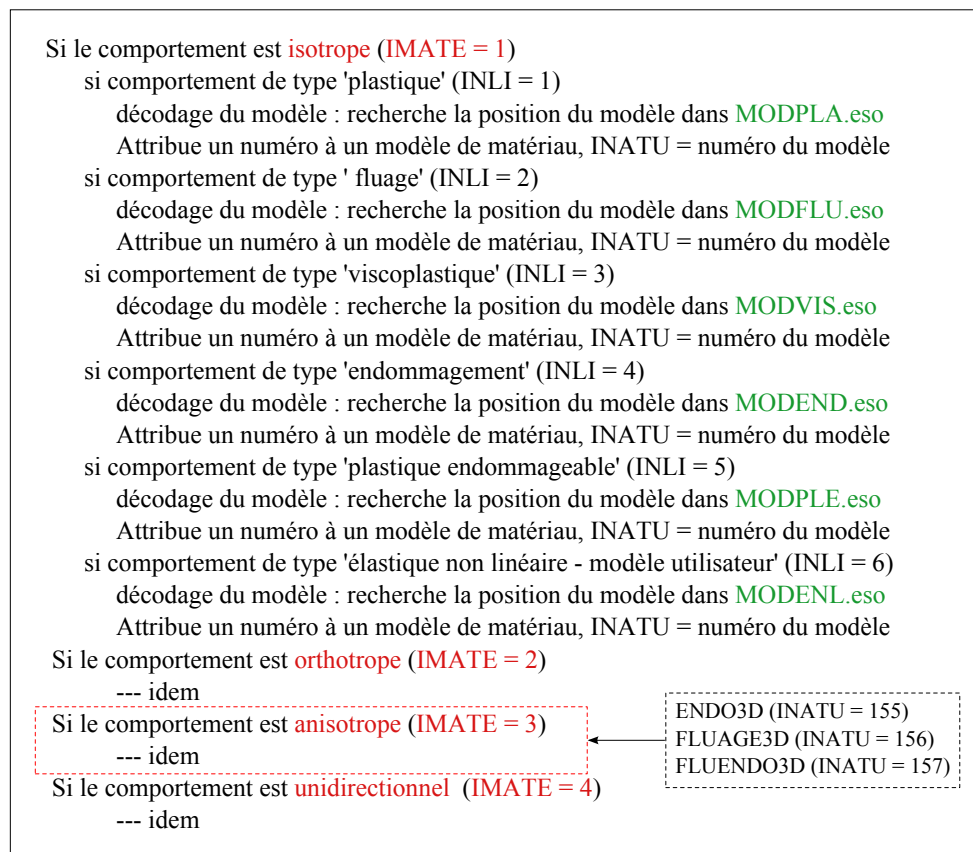


FIGURE B.2 – Structure générale du fichier *nomate.eso*.

La structure générale du fichier *nomate.eso* est présentée sur la figure B.2, on y retrouve l'emplacement des modifications réalisées sur ce fichier.

La figure B.3 illustre un exemple de modification réalisée dans le fichier *nomate.eso*. Cependant, cette modification à elle seule ne permet pas d'accéder aux variables internes du modèle. Il faut également apporter une modification au fichier *idvari.eso*. Le sous-programme *idvari.eso* renvoie le nombre et le nom des composantes des variables internes. Vu que les modèles non linéaires de CAST3M ne sont pour le moment pas adaptés au

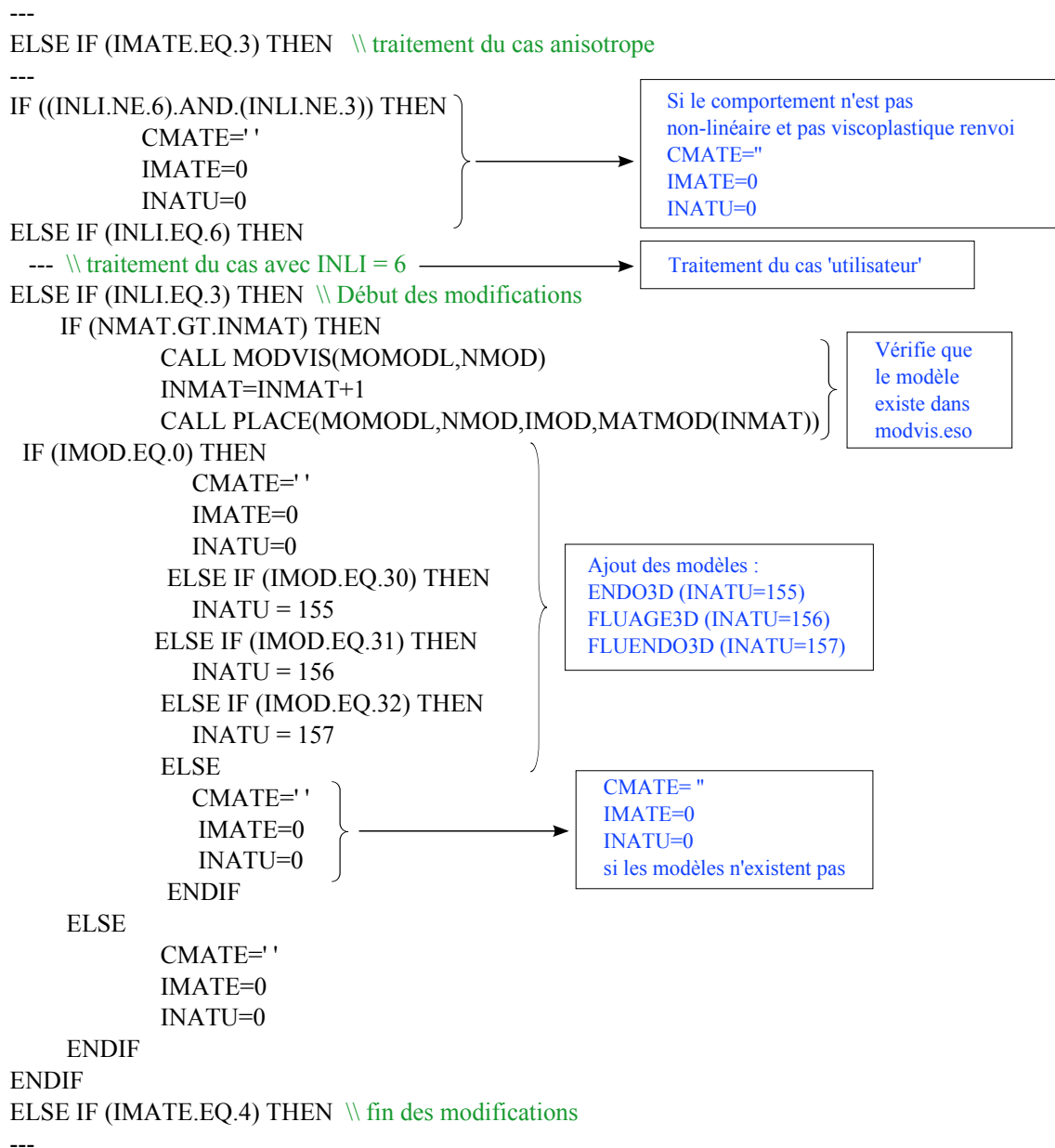


FIGURE B.3 – Exemple d’une modification réalisée dans *nomate.eso*.

comportement anisotrope, un test est réalisé au début du fichier afin de vérifier le type de comportement (isotrope, orthotrope, non-linéaire utilisateur).

```
IF ((IPLAC.NE.1).AND.(IPLAC.NE.6).AND.(IPLAC.NE.2)) GOTO 150
```

Remarques

Dans *idvari.eso*, la composante IPLAC remplace IMATE du fichier *nomate.eso*. Ainsi, dans le cas d’un calcul "ANISOTROPE" (i.e. IPLAC=3) le test précédent est vérifié et renvoie directement le programme à l’étiquette 150.



```
150 CONTINUE
IF (MATEPL.EQ.19.OR.MATEPL.EQ.21) THEN
CALL IDVAR1(MATEPL,MFR,IFOUR,NPINT,IPCOMP,NBROBL,
NBRFAC)
...
ELSE IF (MATEPL.EQ.25.OR.MATEPL.EQ.63.OR.MATEPL.EQ.70.OR.
MATEPL.EQ.94.OR.MATEPL.EQ.107.OR.
MATEPL.EQ.108.OR.MATEPL.EQ.130.OR.
MATEPL.EQ.136.OR.MATEPL.EQ.137.OR.
MATEPL.EQ.138.OR.MATEPL.EQ.139.OR.
MATEPL.EQ.153.OR.MATEPL.EQ.154.OR.
MATEPL.EQ.155.OR.MATEPL.EQ.156.OR.
MATEPL.EQ.157.OR.MATEPL.EQ.158.OR.MATEPL.EQ.159) THEN
CALL IDVAR4(MATEPL,MFR,IFOUR,NPINT,
IPCOMP,NBROBL,NBRFAC)
```

Celle-ci renvoie au sous programme approprié en fonction de la formulation pour le traitement des variables internes, par exemple : `idvar4.eso` pour les modèles viscoplastiques (cf. figure B.3). À ce niveau du programme, la variable `MATPL` qui remplace `INATU` du fichier `nomate.eso` n'est pas encore initialisée.

Ce test, qui est en réalité un test d'erreur, n'autorise pas le passage d'initialisation. Nous avons donc apporté la modification suivante :

```
IF ((IPLAC.NE.1).AND.(IPLAC.NE.6).AND.(IPLAC.NE.2).AND.
(IPLAC.NE.3)) GOTO 150 ;
```

Cette modification permet au fichier `idvari.eso` de passer par l'initialisation du paramètre `MATPL` et ainsi par `idvar4.eso`.

### Remarques

Dans notre modélisation, nous utilisons une loi d'endommagement "orthotrope" (3 fissures orthogonales). Initialement, nous sommes partis sur une formulation avec une perméabilité "orthotrope" directement. Ce type de comportement nécessite l'introduction de 9 nouvelles variables internes (3 composantes de perméabilité + 6 composantes pour les directions principales d'orthotropie des fissures). Nous avons par la suite plutôt privilégié une loi de comportement "anisotrope" qui présente l'avantage de n'introduire que 6 nouvelles variables internes (6 composantes de la matrice de perméabilité).

De plus, en formulation "orthotrope" les directions d'orthotropie sont fixes. Il n'était donc pas possible de recourir à ce choix, qui finalement est moins avantageux.

## Mise en œuvre de la méthode en Gibiane

Nous pouvons maintenant accéder aux paramètres anisotropes de la perméabilité. Ces paramètres sont définis dans la matrice ci-dessous :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} \text{PER1} & \text{PE12} & \text{PE13} \\ \text{PE12} & \text{PER2} & \text{PE23} \\ \text{PE13} & \text{PE23} & \text{PER3} \end{bmatrix}$$

Cette matrice n'est pas nécessairement définie dans la base de discrétisation, c'est pourquoi il faut également préciser la base d'anisotropie dans les paramètres matériau.

```
MATAE0 = MATE MOD1 DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE  
'PER1'...'PER2'...;
```

La troisième direction est calculée automatiquement à partir du produit vectoriel des deux vecteurs ainsi définis.

Le mot "parallèle" signifie que le vecteur (1. 0. 0) est la première direction d'anisotropie (à la fois pour la partie mécanique mais aussi pour la partie hydraulique).

Ainsi, pour faire varier la perméabilité nous proposons d'utiliser plusieurs évolutions comme cela fut expliqué au début de ce document :

```
EVOL1 = EVOL MANU 'PRM1' (PROG 1.E-20 1.) 'PER1' (PROG 1.E-20 1.);  
EVOL2 = EVOL MANU 'PRM2' (PROG 1.E-20 1.) 'PER2' (PROG 1.E-20 1.);  
EVOL3 = EVOL MANU 'PRM3' (PROG 1.E-20 1.) 'PER3' (PROG 1.E-20 1.);  
EVOL4 = EVOL MANU 'PR12' (PROG -1. 0. 1.) 'PE12' (PROG -1. 0. 1.);  
EVOL5 = EVOL MANU 'PR23' (PROG -1. 0. 1.) 'PE23' (PROG -1. 0. 1.);  
EVOL6 = EVOL MANU 'PR13' (PROG -1. 0. 1.) 'PE13' (PROG -1. 0. 1.);
```

On remarquera que le traitement réalisé est différent pour les composantes diagonales et hors diagonales. En effet, la matrice de perméabilité est définie positive, par contre les composantes hors diagonales peuvent être négatives. C'est la raison pour laquelle les évolutions 4, 5 et 6 sont comprises entre -1 et 1.

De plus, ces dernières ont pour valeur initiale 0, nous avons intégré ce nombre pour éviter tout problème numérique d'initialisation.

## Modifications apportées sur CAST3M

### Fichier *dime-elast.eso*

Lorsque nous avons couplé les lois ENDO3D, FLUAGE3D et FLUENDO3D avec la poromécanique (cas isotrope) nous avons constaté que les nouvelles composantes (coefficient de Biot, perméabilité, viscosité dynamique du fluide, module de Biot, coefficient de dilatation des pores, masse volumique du fluide, compressibilité du fluide) de la loi de comportement

s'ajoutent intégralement à la fin du tableau XMAT (tableau où sont stockés les paramètres matériau).

Cependant, lorsque le calcul est "anisotrope", le traitement des paramètres poro-mécanique est différent, ces derniers ne s'ajoutant pas entièrement à la fin du tableau XMAT.

### Cas d'un calcul isotrope

Soient  $l$  le nombre de paramètres de la partie élastique du comportement,  $m$  le nombre de paramètres initiaux de la loi non-linéaire et  $n$  le nombre de paramètres associés à la partie poro-mécanique.

Le schéma ci-dessous illustre la façon dont les paramètres matériau sont stockés après le passage en formulation "POREUX".

$$\mathbf{XMAT} = \begin{vmatrix} \text{xmat}(1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l) \\ \text{xmat}(l+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+m) \end{vmatrix} \Rightarrow \mathbf{XMAT} = \begin{vmatrix} \text{xmat}(1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l) \\ \text{xmat}(l+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+m) \\ \text{xmat}(l+m+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+m+n) \end{vmatrix}$$

### Cas d'un calcul anisotrope

Lorsque le calcul est "anisotrope", les paramètres poro-mécanique ne s'ajoutent pas à la fin de XMAT. En effet, une partie des paramètres s'ajoutent après la partie élastique du comportement, une autre partie s'ajoute à la fin de ce tableau. On notera respectivement par  $o$  et  $p$  le nombre de ces paramètres.

$$\mathbf{XMAT} = \begin{vmatrix} \text{xmat}(1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l) \\ \text{xmat}(l+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+m) \end{vmatrix} \Rightarrow \mathbf{XMAT} = \begin{vmatrix} \text{xmat}(1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l) \\ \text{xmat}(l+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+o) \\ \text{xmat}(l+o+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+o+m) \\ \text{xmat}(l+o+m+1) \\ \vdots \\ \text{xmat}(l+o+m+p) \end{vmatrix}$$

Nous avons donc créé le fichier *dime-elastic.eso*, qui permet de fournir la bonne dimension de XMAT (chargement du paramètre *nmelast* dans *endo3d.eso* et *fluage3d.eso*), en fonction du type de comportement "isotrope" ou "anisotrope", ainsi aucune modification complémentaire n'est faite dans les programmes principaux *endo3d*, *fluage3d*, *idvisc*...

Les paramètres matériau : module de Young, coefficient de Poisson, coefficient de Biot et le module de Biot sont chargés dans ce fichier, en fonction du comportement (isotrope, anisotrope) et de la dimension du problème (2D ou 3D).

### Fichier *perm-3d.eso*

Ce fichier permet de construire les coefficients de la matrice de perméabilité dans la base locale de fissuration (car la perméabilité dépend des ouvertures de fissures dans notre proposition de modélisation). Cette matrice est ensuite projetée dans la base fixe. Nous présentons ci-dessous la structure générale du programme réalisé.

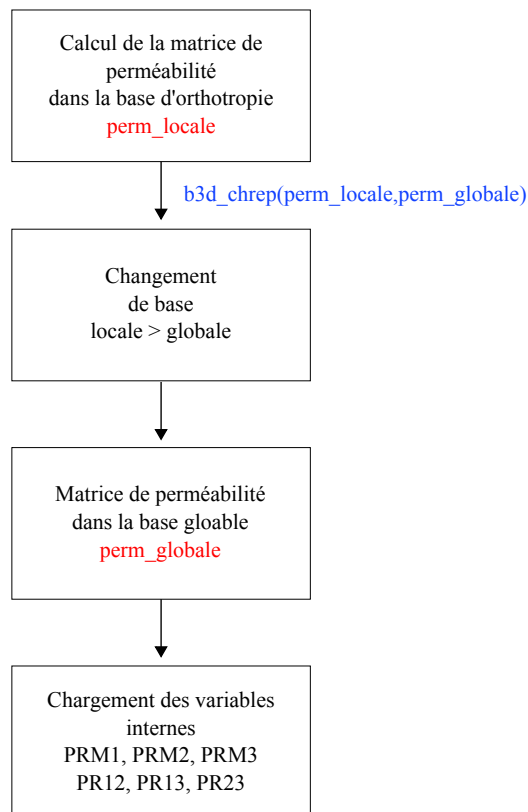


FIGURE B.4 – Structure du fichier *perm-3d.eso*.

Le même raisonnement est utilisé pour calculer l'évolution des composantes principales du tenseur de Biot.

### Fichier *idvisc.eso*

Dans *idvisc.eso* nous avons ajouté les paramètres matériau de la loi proposée pour l'évolution de la perméabilité. Ces paramètres sont :

- "PINI" : qui correspond à la perméabilité initiale (le matériau est supposé isotrope).
- "OREF" : qui est l'ouverture de fissure de référence pour la loi de Poiseuille excentrée.
- "TORT" : qui est le coefficient de tortuosité de la fissure.

```
MOTS(JGA+NBRHYD3D+NBRFLU3D+11)= 'PINI'  
MOTS(JGA+NBRHYD3D+NBRFLU3D+12)= 'OREF'  
MOTS(JGA+NBRHYD3D+NBRFLU3D+13)= 'TORT'
```

Ces paramètres sont intégrés au modèle ENDO3D. Il ne faut pas oublier de modifier la valeur de la variable NBREND3D (nombre de paramètres de la loi d'endommagement). Ainsi, NBREND3D passera de 10 à 13.

```
NBREND3D=13
```

La même modification est apportée au fichier *endo3d.eso*. Dans ce fichier la variable prend le nom de NMENDO.

Les variables internes du modèle sont traitées dans le fichier *idvar4.eso* (car le comportement est viscoplastique). Ces variables correspondent aux six composantes de la matrice de perméabilité. Elles sont intégrées au modèle ENDO3D.

```
LESOBL(NBR000+78)= 'PRM1'  
LESOBL(NBR000+79)= 'PRM2'  
LESOBL(NBR000+80)= 'PRM3'  
LESOBL(NBR000+81)= 'PR12'  
LESOBL(NBR000+82)= 'PR13'  
LESOBL(NBR000+83)= 'PR23'
```

De la même façon que pour *idvisc.eso*, la taille du nouveau tableau des variables internes doit être modifiée, celle-ci passe ainsi de 77 à 83.

```
NBREND3D=83
```

## Exemple complet d'évolution du tenseur de perméabilité et de Biot en Gibiane au cours d'un essai cyclique sur un élément fini

```
OPTI DIME 3 ;
OPTI TRAC OPEN ;
*
BCLE0 = 0 ;
*
* ON CREE UN PREMIER MAILLAGE AVEC DES QUA4 ON STOCKE LA TAILLE
* PUIS ON L ECRASE AC UN MAILLAGE DE QUA8 ET ON PROJETTE LES
* QUA4 SUR LES QUA8
*
REPETER BOUCLE0 2 ;
*
BOUL = BCLE0 > 0 ;
*
SI BOUL ;
OPTI ELEM CU20 ;
SINON ;
OPTI ELEM CUB8 ;
FINSI ;
*
D0=0.1 ;
*
P1 =0. 0. 0. ;
P2 =D0 0. 0. ;
P3 =D0 D0 0. ;
P4 =0. D0 0. ;
*
P11=0. 0. D0 ;
P22=D0 0. D0 ;
P33=D0 D0 D0 ;
P44=0. D0 D0 ;
*
D12=P1 DROI 1 P2 ;
D23=P2 DROI 1 P3 ;
D34=P3 DROI 1 P4 ;
D14=P1 DROI 1 P4 ;
*
D1122=P11 DROI 1 P22 ;
```

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

```
D2233=P22 DROI 1 P33 ;
D3344=P33 DROI 1 P44 ;
D1144=P11 DROI 1 P44 ;
*
SURF01=DALLER D12 D23 D34 D14 PLANE ;
SURF02=DALLER D1122 D2233 D3344 D1144 PLANE ;
*
VEC1=0. 0. D0 ;
*
VOLUME = VOLUME SURF01 1 TRANS VEC1 ;
*
SURF12 = D12 1 TRANS VEC1 ;
SURF23 = D23 1 TRANS VEC1 ;
SURF34 = D34 1 TRANS VEC1 ;
SURF14 = D14 1 TRANS VEC1 ;
*
ELIM VOLUME SURF12 0.0001 ;
ELIM VOLUME SURF23 0.0001 ;
ELIM VOLUME SURF34 0.0001 ;
ELIM VOLUME SURF14 0.0001 ;
ELIM VOLUME SURF02 0.0001 ;
*
SI BOUL ;
* SI CU20 : ON ATTEND DE SORTIR DE LA BOUCLE
SINON ;
* SI CUB8 : ON STOCKE LA TAILLE
MOD1BIS = MODE VOLUME MECANIQUE ELASTIQUE ;
TAILSOL1 = TAIL DIRECTION MOD1BIS ;
TRAC TAILSOL1 MOD1BIS TITRE 'TAILLE AVEC DES CUB8' ;
FINSI ;
*
BCLE0 = BCLE0 + 1 ;
*
FIN BOUCLE0 ;
*****
* CONDITIONS AUX LIMITES
*****
BLO1 = BLOQ UZ SURF01 ;
BLO2 = BLOQ UX SURF14 ;
BLO3 = BLOQ UY SURF12 ;
BLO4 = BLOQ UZ SURF02 ;
```

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

```
BLO5 = BLOQ P VOLU0 ;
*
CLTOT=BLO1 ET BLO2 ET BLO3 ET BLO4 ET BLO5 ;
*****
* APPLICATION DU CHAMP DE PRESSION VARIABLE
*****
A1 = 1.E-3/D0 ;
CHP1 = COOR 2 VOLU0 ;
PRES00 = A1*CHP1 ;
PRES01 = DEPI BLO5 PRES00 ;
*
TRAC PRES00 VOLU0 ;
*****
** MODELE
*****
MOD1 = MODE VOLU0 POREUX ELASTIQUE
ANISOTROPE VISCOPLASTIQUE ENDO3D ;
*****
** MATERIAU - BETON NORMAL
*****
* LES PARAMETRES MATERIAU MECANIQUE :
YOUN0 = 31000. ;
NU0 = 0.20 ;
ALPH0 = 1.E-5 ;
ROS0 = 2500. ;
PRS0 = 0.16 ;
RC0 = 30. ;
EPC0 = 2.E-3 ;
RT0 = 3. ;
EPT0 = 1.2*RT0/YOUN0 ;
GFT0 = 1.0E-4 ;
GFC0 = 5.E-3 ;
WRF0 = 5.E-6 ;
SRF0 = 8. ;
TPHI0 = 1. ;
DELT0 = 1. ;
* PARAMETRES D EFFET D ECHELLE
VRF0 = 4.E-4 ;
VMX0 = 0.2 ;
KWB0 = 6.11 ;
CVS0 = 0. ;
```



## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

### \* PARAMETRES POUR LA POROMECA

```
J0 = 1.;
PK1 = 1.E-18;
VISK0 = 1.E-9/J0;
BIO0 = 0.3;
MBIO0 = 4900.;
ROF0 = 1000.;
```

\*\*\*\*\*

### \* CALCUL DES COEFF DE LAME EQUIVALENT

\*\*\*\*\*

```
LAM0 = (YOUN0*NU0)/((1.+NU0)*(1.-(2.*NU0)));
G00 = YOUN0/(2.*(1.+NU0));
LAM2G = LAM0 + (2.*G00);
```

\*\*\*\*\*

```
TAILSOL2 = CHAN 'NOEUD' TAILSOL1 MOD1BIS;
TAILSOL3 = PROI TAILSOL2 MOD1;
TAILSOL4 = CHAN 'RIGIDITE' TAILSOL3 MOD1;
```

\*\*\*\*\*

```
MATAE0 = MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
D11 LAM2G
D21 LAM0 D22 LAM2G
D31 LAM0 D32 LAM0 D33 LAM2G
D41 0. D42 0. D43 0. D44 G00
D51 0. D52 0. D53 0. D54 0. D55 G00
D61 0. D62 0. D63 0. D64 0. D65 0. D66 G00
ALP1 0. ALP2 0. ALP3 0. AL12 0. AL13 0. AL23 0.;
```

\*\*\*\*\*

```
PER00 = MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
PER1 PK1 PER2 PK1 PER3 PK1
PE12 0. PE13 0. PE23 0. VISC visk0;
```

\*\*\*\*\*

### \* INITIALISATION DE LA MATRICE DE PERMEABILITE

\*\*\*\*\*

```
PER01 = PERM MOD1 PER00;
```

\*\*\*\*\*

### \* PRISE EN COMPTE DE L EVOLUTION DE LA PERMEABILITE

\*\*\*\*\*

```
EVPER1 = EVOL MANU 'PRM1' (PROG PK1 1.) 'PER1' (PROG PK1 1.);
EVPER2 = EVOL MANU 'PRM2' (PROG PK1 1.) 'PER2' (PROG PK1 1.);
```

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

```
EVPER3 = EVOL MANU 'PRM3' (PROG PK1 1.) 'PER3' (PROG PK1 1.);
*****

EVPE12 = EVOL MANU 'PR12' (PROG -1. 0. 1.) 'PE12' (PROG -1. 0. 1.);
EVPE13 = EVOL MANU 'PR13' (PROG -1. 0. 1.) 'PE13' (PROG -1. 0. 1.);
EVPE23 = EVOL MANU 'PR23' (PROG -1. 0. 1.) 'PE23' (PROG -1. 0. 1.);
*****

* PRISE EN COMPTE DE L EVOLUTION DE BIOT
*****

EVBIO1 = EVOL MANU 'BIO1' (PROG BIO0 1.) 'COB1' (PROG BIO0 1.);
EVBIO2 = EVOL MANU 'BIO2' (PROG BIO0 1.) 'COB2' (PROG BIO0 1.);
EVBIO3 = EVOL MANU 'BIO3' (PROG BIO0 1.) 'COB3' (PROG BIO0 1.);
*****

EVBI12 = EVOL MANU 'BI12' (PROG -1. 0. 1.) 'CO12' (PROG -1. 0. 1.);
EVBI13 = EVOL MANU 'BI13' (PROG -1. 0. 1.) 'CO13' (PROG -1. 0. 1.);
EVBI23 = EVOL MANU 'BI23' (PROG -1. 0. 1.) 'CO23' (PROG -1. 0. 1.);
*****

EVMBIO = EVOL MANU 'MBIO' (PROG MBIO0 0.) 'MOB' (PROG MBIO0 0.);
*****

* REDEFINITION DE L OBJET MATERIAU
*****

MATAP0 = MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
PER1 EVPER1 PER2 EVPER2 PER3 EVPER3 PE12 EVPE12 PE13 EVPE13 PE23 EVPE23
COB1 EVBIO1 COB2 EVBIO2 COB3 EVBIO3 CO12 EVBI12 CO13 EVBI13 CO23 EVBI23
VISC visk0 ALPM 0. MOB EVMBIO KF 2273. RHOF rof0 ALPF 0.;
*****

MATAH0 = MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
HYDR 1. HYDS 0.2 RT RT0 EPT EPT0 RC RC0 EPC EPC0
EKVP 3.5E-3 SFLD 12. PORO prs0 TKVP 0.1 NRJA 3.65E4 MSHR 0.01
VG0 0. VG 0. MG 0. CBIO bio0 VW 0.
MSAT 0. KD 0. MU 0. DT80 0. STMP 1. KTMP 1.
TREF 20.;
*****

MATAD0 =(MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
GFTL GFT0 GFCL GFC0 WREF WRF0 SREF SRF0 TPHI TPHI0
VREF vrf0 VMAX vmx0 KWB KWB0 DELT DELT0 COVS 0.) ET TAILSOL4;
*****

MATEP0 = MATE MOD1
DIRECTION (1. 0. 0.) (0. 1. 0.) PARALLELE
```

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

```
PINI PK1 TORT 1. OREF 16.E-6 DREF 0.035;
*****

MAT1=MATAE0 ET MATAH0 ET MATAD0 ET MATEP0 ET MATAP0;
*****

** CHARGEMENT
*****

DP0 = 200.E-6;
DP1 = -3.*EPC0*D0;
*****

EVOL1 = EVOL MANU 'TEMPS' (PROG 0. 1. 2. 3.) 'DEPL' (PROG 0. DP0 0. DP1);
FO1 = DEPI BLO4 1.;
CHAR1 = CHAR EVOL1 FO1 DIMP;
LIT1 = PROG 0. PAS 0.001 3.;
LIT2 = PROG 0. PAS 0.002 3.;
EVOL2 = EVOL MANU 'TEMPS' (PROG 0. 3.) 'DEPL' (PROG 1. 1.);
CHAR2 = CHAR MECA PRES01 EVOL2;
CHAR3 = CHAR1 ET CHAR2;
*****

EPS0 = CHAN 'CHAM' PRES00 MOD1 'STRESSES';
EPS1 = MANU 'CHML' MOD1
'EPXX' 0. 'EPYY' 0. 'EPZZ' 0.
'GAXY' 0. 'GAXZ' 0. 'GAYZ' 0. 'PRES' EPS0
TYPE DEFORMATIONS STRESSES;
*

TRAC (EXCO EPS1 'PRES') MOD1;
*

PRS1 = MANU 'CHPO' VOLU0 'UX' 0. 'UY' 0. 'UZ' 0. 'P' 1.;
PRS2 = PRES00*PRS1;
TRAC PRS2 VOLU0;
*****

* PREMIER PAS D INITIALISATION
*****

TAB1 = TABLE;
TAB1.DEPLACEMENTS = TABLE;
TAB1.DEPLACEMENTS.0 = PRS2;
TAB1.DEFORMATIONS = TABLE;
TAB1.DEFORMATIONS.0 = EPS1;
TAB1.BLOCAGES_MECANQUES = CLTOT;
TAB1.CARACTERISTIQUES = MAT1;
TAB1.MODELE = MOD1;
TAB1.CHARGEMENT = CHAR3;
```

## Annexe B. Évolutions des paramètres du matériau sous CAST3M

---

```
TAB1.PRECISION = 1.E-4;
TAB1.TEMPS_CALCULES = PROG 0. 0.001;
TAB1.MOVA = 'DC';
TAB1.MES_SAUVEGARDES = TABLE;
TAB1.MES_SAUVEGARDES.DEFTO = VRAI;
TAB1.PERMEABILITE = PER01;
TAB1.CONSOLIDATION = VRAI;
PASAPAS TAB1;
*****
* INITIALISATION DES VARIABLES INTERNES
*****
CHAM0 = MANU 'CHML' MOD1
'PRM1' PK1 'PRM2' PK1 'PRM3' PK1
'BIO1' BIO0 'BIO2' BIO0 'BIO3' BIO0
'MBIO' MBIO0 'STRESSES';
*****
VAR0 = (TAB1.VARIABLES_INTERNES.0 + CHAM0);
*****
TAB1 = TABLE;
TAB1.VARIABLES_INTERNES = TABLE;
TAB1.VARIABLES_INTERNES.0 = VAR0;
TAB1.DEPLACEMENTS = TABLE;
TAB1.DEPLACEMENTS.0 = PRS2;
TAB1.DEFORMATIONS = TABLE;
TAB1.DEFORMATIONS.0 = EPS1;
TAB1.BLOCAGES_MECANIQUES = CLTOT;
TAB1.CARACTERISTIQUES = MAT1;
TAB1.MODELE = MOD1;
TAB1.CHARGEMENT = CHAR3;
TAB1.PRECISION = 1.E-5;
TAB1.TEMPS_CALCULES = LIT1;
TAB1.TEMPS_SAUVES = LIT2;
TAB1.MOVA = 'DC';
TAB1.MES_SAUVEGARDES = TABLE;
TAB1.MES_SAUVEGARDES.DEFTO = VRAI;
TAB1.PERMEABILITE = PER01;
TAB1.CONSOLIDATION = VRAI;
*
PASAPAS TAB1;
```

Page laissée intentionnellement vide

---

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- A. A.C Guéry, F. Comery, J. F. Shao, and D. Kondo. Modélisation micro-macro du comportement élasto-plastique endommageable de l'argilite du Callovo-Oxfordien. In *18<sup>ième</sup> congrès français de la Mécanique*, Grenoble, Août 2007.
- P. Acker. Sur les origines du retrait et du fluage du béton. *Revue française de génie civil*, 7 :761–776, 2003.
- A. Akhavan, S. Shafaatian, and F. Rajabipour. Quantifying the effects of crack width, tortuosity, and roughness on water permeability of cracked mortars. *Cement and Concrete Research*, 42(2) :313–320, 2012.
- C. Aldea, S. Shah, and A. Karr. Effect of cracking on water and chloride permeability of concrete. *Journal of materials in civil engineering*, 11(3) :181–187, 1999a.
- C. Aldea, S. Shah, and A. Karr. Permeability of cracked concrete. *Materials and Structures*, 32 :370–376, 1999b.
- C. Aldea, M. Ghandehari, S. Shah, and A. Karr. Estimation of water flow through cracked concrete under load. *ACI Materials Journal*, 97(5) :567–575, 2000.
- W. Arai, F. Prunier, I. Djeran-Maigre, and A. Millard. On the use of effective stress in three-dimensional hydro-mechanical coupled model. *Computers and Geotechnics*, 58 : 56–68, 2014.
- G. Armand. Excavation Damaged Zone (EDZ) : Caractérisation initiale, évolution et impact sur les déformations. Centre de Meuse / Haute-Marne. Technical report, ANDRA, 2009.
- G. Ballivy, M. Daoud, and K. Saleh. Physico-mechanical behaviour of rocks under the effect of the relative ambient moisture. In *Colloque René Houpert : structure et comportement mécanique des géomatériaux*, pages 247–256, Nancy, 1992.

## Références bibliographiques

---

- N. Banthia, A. Biparva, and S. Mindess. Permeability of concrete under stress. *Cement and Concrete Research*, 35 :1651–1655, 2005.
- B. Bary. *Étude du couplage hydraulique-mécanique dans le béton endommagé*. PhD thesis, ENS Cachan, 1996.
- B. Bary, J.-P. Bournazel, and E. Bourdarot. Poro-Damage Approach Applied to Hydro-Fracture Analysis of Concrete. *Journal of Engineering Mechanics*, 126 :937–943, 2000.
- C. Bauer-Plaindoux, D. Tessier, and M. Ghoreychi. Importance de la relation calcite-argile. In *C.R. Acad. Sci.*, IIa, 326, pages 231–237, Paris, Août 1998.
- Z. P. Bazant and G. Pijaudier-Cabot. Nonlocal damage theory. *Journal of Engineering Mechanics*, 113 :1512–1533, 1987.
- E. Bemer, P. Longuemare, and O. Vincké. Poroelastic parameters of meuse/haute marne argillites : effect of loading and saturation states. *Applied Clay Science*, 26 :359–366, 2004.
- A. Benallal, R. Billardon, and G. Geymonat. Some mathematical aspects of the damage softening rate problem. *Cracking and Damage, Elsevier, Amsterdam*, pages 247–258, 1988.
- F. Benboujema. *Modélisation des déformations différées du béton sous sollicitations biaxiales. Application aux enceintes de confinement de bâtiments réacteurs des centrales nucléaires*. PhD thesis, Université Marne-la-Vallée, 2002.
- O. Bernard, F. J. Ulm, and J. T. Germaine. Volume and deviator creep of calcium-leached cement based materials. *Cement and Concrete Research*, 33 :1127–1136, 2003.
- M. A. Biot. General theory of three dimensional consolidation. *Journal of Applied Physics*, 12(2) :155–164, 1941.
- M. A. Biot. Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid. *Journal of Applied Physics*, 26 :182–185, 1955.
- E. Bourdarot. Application of a porodamage model to analysis of concretes dams. Technical report, EDF/CNEH, 1991.
- I. C. Bourg, A. C. M. Bourg, and G. Sposito. Modeling diffusion and adsorption in compacted bentonite : a critical review. *Journal of Contaminant Hydrology*, 61 :293–302, 2003.
- M. J. Boutéca. Réflexion sur l’origine de l’évolution du coefficient de biot des argillites au cours d’un chargement mécanique. In *Actes des journées scientifiques de l’ANDRA*, Nancy, 1999.

## Références bibliographiques

---

- M. J. Boutéca and J. P. Sarda. *Mesure expérimental des coefficients thermoporélastiques*. Paris : association scientifique pour la géologie, 1994.
- W. F. Brace, J. B. Walsh, and W. T. Frangos. Permeability of granite under high pressure. *Journal of Geophysical Research*, 73(6) :2225–2236, 1968.
- D. Breyse and B. Gérard. Cracking of concrete relevance and effects. Tightness of concrete with respect to fluids. RILEM TC-146 TFC State of The Art Report, 1997.
- D. Brush and N. Thomson. Fluid flow in synthetic rough-walled fractures : Navier-stokes, stokes, and local cubic law simulations. *Water Reource Research*, 39 :1085, 2003.
- N. Burlion, F. Skoczylas, and T. Dubois. Induced anisotropic permeability due to drying of concretes. *Cement and Concrete Research*, 33 :679–687, 2003.
- S. Cariou. *Couplage hydro-mécanique et transfert dans l'argilite de Meuse-Haute-Marne : approches expérimentale et multi-échelle*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2010.
- P. C. Carman. Fluid flow through beds. In *Transactions Institution of Chemical Engineers*, number 15, pages 150–166, London, 1937.
- P. C. Carman. *Flow of gases though porous media*. New York, Academic Press, 1956.
- J. L. Chaboche. Continuous damage mechanics - a tool to describe phenomena before crack initiation. *Nuclear Engineering and Design*, 64 :233–247, 1981.
- R. P. Chapuis and M. Aubertin. Predicting the coefficient of permeability of soils using the Kozeny-Carman Equation. Département Génie Civil, École Polytechnique de Montréal, 2003.
- G. Chatzigeorgiou, V. Picandet, A. Khelidj, and G. Pijaudier-Cabot. Coupling between progressive damage and permeability of concrete : analysis with a discrete model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 29 :1005–1018, 2005.
- L. Chen, J. F. Liu, C. P. Wang, J. Liu, R. Su, and H. Wang. Characterization of damage evolution in granite under compressive stress condition and its effect on permeability. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 71 :340–349, 2014a.
- W. Chen, C. La Borderie, O. Maurel, G. Pijaudier-Cabot, and F. Rey-Bethbeder. Simulation of damage-permeability coupling for mortar under dynamic loads. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 38 :457–474, 2014b.
- X.-T. Chen, C. A. Davy, J. F. Shao, and F. Skoczylas. Experimental and micro-mechanical analysis of the mechanical and transport properties of mortar containing heat-induced micro-cracks. *Cement & Concrete Composites*, 32 :678–685, 2010.



## Références bibliographiques

---

- X.-T. Chen, G. Caratini, C. A. Davy, D. Troadec, and F. Skoczylas. Coupled transport and poro-mechanical properties of a heat-treated mortar under confinement. *Cement & Concrete Composites*, 49 :10–20, 2013.
- A. H. D. Cheng. Material coefficients of anisotropic poroelasticity. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 34 :199–205, 1997.
- A. S. Chiarelli, J. F. Shao, and N. Hoteit. Modeling of elastoplastic damage behavior of a claystone. *International Journal of Plasticity*, 19 :23–45, 2003.
- M. Choinska. *Effet de la température, du chargement mécanique et de leurs interactions sur la perméabilité du béton de structure*. PhD thesis, École centrale de Nantes, 2006.
- M. Choinska, A. Khelidj, G. Chatzigeorgiou, and G. Pijaudier-Cabot. Effects and interactions of temperature and stress-level related damage on permeability of concrete. *Cement and Concrete Research*, 37 :79–88, 2007.
- N. Conil, I. Djeran-Maigre, R. Cabrillac, and K. Su. Poroplastic damage model for clays-tones. *Applied Clay Science*, 26 :473–487, 2004.
- O. Coussy. *Mécanique des milieux poreux*. Editions Technip, 1991.
- O. Coussy. *Poromechanics*. John Wiley & Sons, 2004.
- S. Dal Pont. *Lien entre la perméabilité et l'endommagement dans les bétons à haute température*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.
- P. Dangla. *Introduction à la Mécanique des Milieux Poreux*. École des Ponts ParisTech and Université Paris-Est, 2005.
- R. De La Vaissiere. Expérimentation CDZ. Installation et premier cycle de chargement. Premiers résultats : Centre de Meuse / Haute-Marne. Technical report, ANDRA, 2012.
- J. H. P. de Vree, W. A. M. Brekelmans, and M. A. J. van Gils. Comparison of nonlocal approaches in continuum damage mechanics. *Computers and Structures*, 55 :581–588, 1995.
- P. Delage and Y. J. Cui. Comportement mécanique des sols non saturé. *Technique de l'ingénieur*, 1 :1–19, 2001.
- C. Desmettre. *Contribution à l'étude de la perméabilité du béton armé sous sollicitations statiques et cycliques*. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2011.
- C. Desmettre and J. P. Charron. Novel water permeability device for reinforced concrete under load. *Materials and Structures*, 44 :1713–1723, 2011.

## Références bibliographiques

---

- C. Desmettre and J. P. Charron. Water permeability of reinforced concrete with and without fiber subjected to static and constant tensile loading. *Cement and Concrete Research*, 42 :945–952, 2012.
- R. Desmorat. Positivité de la dissipation intrinsèque d’une classe de modèles d’endommagement non standards. *Comptes Rendus Mécanique*, 334(10) :587–592, 2006.
- L. Dormieux and D. Kondo. Approche micromécanique du couplage perméabilité-endommagement. *Comptes Rendus Mécanique*, 332(2) :135–140, 2004.
- F. Dufour. *Contribution à la modélisation numérique de la fissuration des structures en béton avec prise en compte du fluage et estimation de la perméabilité*. Habilitation à diriger les recherches, Université de Nantes, 2007.
- F. Dufour, G. Pijaudier-Cabot, M. Choinska, and A. Huerta. Extraction of a crack opening from a continuous approach using regularized damage models. *Computers & Concrete*, 5(4) :375–388, 2008.
- R. Eligehausen, E. Popov, and V. Bertéro. Local bond stress-slip relationships of deformed bars under generalized excitations. In *7<sup>th</sup> European Conference on Earthquake Engineering*, volume 4, pages 69–80, Athens, 1982.
- R. A. B. Engelen, M. G. D. Geers, and F. P. T. Baaijens. Nonlocal implicit gradient enhanced elasto-plasticity for the modelling of softening behaviour. *International Journal of Plasticity*, 403(4) :403–433, 2003.
- S. Escoffier. *Caractérisation expérimentale du comportement hydromécanique des argilites de Meuse/Haute-Marne*. PhD thesis, INPL, 2002.
- L. Esteban. *Anisotropies magnétique et de porosité des argilites du Callovo-Oxfordien du laboratoire souterrain de l’ANDRA (Meuse/Haute-Marne, Bassin de Paris)*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2006.
- D. Fabre and J. Gustkiewicz. Poroelastic properties of limestones and sandstones under hydrostatic conditions. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 34(1) :127–134, 1997.
- B. Fauchet. *Analyse poroélastique des barrages en béton et leurs fondations*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1991.
- P. Forchheimer. Wasserbewegung durch boden. *Z. Ver. Deutsch. Ing*, 45 :1782–1788, 1901.
- M. Gasc-Barbier. *Étude des mécanismes de déformation de roches argileuses profondes : apport de la microstructure et des analyses pétrophysiques*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2002.

- M. Gasc-Barbier, S. Chanchole, and P. Bérest. Creep behavior of bure clayey rock. *Applied Clay Science*, 26 :449–458, 2004.
- B. Gatmiri, C. Auvray, P. Besuel, S. Chanchol, C. Dascalu, P. De Buhan, P. Delage, J. Desrues, L. Dormieux, R. Giot, A. Giraud, C. Imbert, D. Kando, F. Masrouri, J. C. Robinet, and J. F. Shao. Synthèse Générale du Programme 2007-2011 du Groupement de Laboratoire Géomécanique. Technical report, ANDRA, 2011.
- F. Gatuingt, F. Ragueneau, and R. Desmorat. Implantation numérique d’un modèle d’endommagement anisotrope non-local. REGC-Risque et environnement, pages 391-404, octobre 2006.
- E. Gaucher, C. Robelin, J. M. Matray, G. Négrel, Y. Gros, J. F. Heitz, A. Vinsot, H. Rebours, A. Cassagnabère, and A. Bouchet. ANDRA underground research laboratory : interpretation of the mineralogical and geochemical data acquired in the Callovo-Oxfordian formation by investigative drilling. *Physics and Chemistry of the Earth*, 29(1) :55–77, 2004.
- D. Gawin, F. Pesavento, and B. A. Schrefler. Simulation of damage-permeability coupling in hygro-thermo-mechanical analysis of concrete at high temperature. *Communication In Numerical Methods in Engineering*, 18 :113–119, 2002.
- D. Gawin, F. Pesavento, and B. A. Schrefler. Modelling of hygro-thermal behaviour of concrete at high temperature with thermo-chemical and mechanical material degradation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 192 :1731–1771, 2003.
- A. Gens, J. Vaunat, B. Garitte, and Y. Wileveau. In situ behaviour of a stiff layered clay subject to thermal loading : observations and interpretation. *Géotechnique*, 2(57) : 207–228, 2007.
- M. Ghoreychi. Comportement thermo-hydro-mécanique des argilites de l’est et son incidence sur les ouvrages souterrains. In *Actes des Journées Scientifiques des l’ANDRA, EDP Sciences*, pages 397–418, Les Ulis, Août 1999.
- P. Gonze. Techniques de calcul utilisées en congélation des terrains. *La thermomécanique des roches, Manuels et Méthodes, BRGM*, 16, 1988.
- A. Gourri. *Contribution à l’étude de l’influence des conditions de drainage sur les propriétés poroélastiques des roches carbonatées*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1991.
- B. Gérard, D. Breysse, A. Ammouche, O. Houdusse, and O. Didry. Cracking and permeability of concrete under tension. *Materials and Structures*, 29(3) :141–151, 1996.
- F. Hamon and J. Mazars. Modèle 3d d’endommagement pour le béton sous chargement cyclique. In *XXXe Rencontres AUGC-IBPSA*, pages 139–144, Savoie, France, Juin 2012.

## Références bibliographiques

---

- N. Hearn. Effect of shrinkage and load-induced cracking on water permeability of concrete. *ACI Materials Journal*, 96 :234–241, 1999.
- N. Hearn and G. Lok. Measurement of permeability under uniaxial compression. *ACI Materials Journal*, 95 :691–694, 1998.
- J. F. Heitz. Site de Meuse/Haute-Marne, argilites du Callovo-Oxfordien, détermination en laboratoire de coefficients poromécaniques et calculs poromécaniques 2D d’ouvrages souterraines de stockage. Technical report, ANDRA, 1999.
- A. Hillerborg, M. Modeer, and P. E. Petersson. Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements. *Cement and Concrete Research*, 6 :773–782, 1976.
- F. Homand, A. Giraud, A. Escoffier, A. Koriche, and D. Hoxha. Permeability determination of a deep argillite in saturated and partially saturated conditions. international journal of heat and mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :3517–3531, 2004.
- F. Homand, J. F. Shao, A. Giraud, C. Auvray, and D. Hoxha. Pétrofabrique et propriétés mécaniques des argilites. *Comptes Rendus Geoscience*, 338 :882–891, 2006.
- D. Homma, H. Mihashi, and T. Nishiwaki. Self-healing capability of fibre reinforced cementitious composites. *Journal of Advanced Concrete Technology*, 7(2) :217–228, 2009.
- D. Hoxha, A. Giraud, F. Homand, and C. Auvray. Saturated and unsaturated behaviour modelling of meuse haute/marne argillite. *International Journal of Plasticity*, 23(5) : 733–766, 2007.
- D. Hu, H. Zhou, F. Zhang, and J. F. Shao. Evolution of poroelastic properties and permeability in damaged sandstone. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 47(6) :962–973, 2010.
- Q. V. Huynh. *Estimation des propriétés poromécaniques effectives des argilites : apport des méthodes d’homogénéisation*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006.
- M. Ismail, A. Toumi, R. François, and R. Gagné. Effect of crack opening on the local diffusion of chloride in cracked mortar samples. *Cement and Concrete Research*, 38 : 1106–1111, 2008.
- L. Jason. *Relation endommagement perméabilité pour les bétons. Application aux calculs de structures*. PhD thesis, École centrale de Nantes, 2004.

## Références bibliographiques

---

- L. Jason, G. Pijaudier-Cabot, S. Ghavamian, and A. Huerta. Hydraulic behaviour of a representative structural volume for containment buildings. *Nuclear Engineering and Design*, 237 :1259–1274, 2007.
- A. D. Jefferson. Craft-a plastic-damage-contact model for concrete. model theory and thermodynamic considerations. *International Journal of Solids and Structures*, 40 : 5973–5999, 2003.
- Y. Jia, X. C. Song, G. Duveau, K. Su, and J. F. Shao. Elastoplastic damage modelling of argilite in partially saturated condition and application. *Physics and Chemistry of the Earth*, 32 :656–666, 2007.
- Y. Jia, H. B. Bian, G. Duveau, K. Su, and J. F. Shao. Hydromechanical modelling of shaft excavation in Meuse/Haute-Marne laboratory. *Physics and Chemistry of the Earth*, 33 : S422–S435, 2008.
- L. M. Kachanov. *Time of the rupture process under creep conditions*. Isv. Akad. Nauk SSA Otd. Tekh., 1958.
- A. Kermani. Permeability of stressed concrete. *Building Research and Information*, 19 (6) :360–366, 1991.
- L. J. Klinkenberg. The permeability of porous media to liquids and gases. In *Drilling and Production Practice*, pages 200–213, New York, 1941. American Petroleum Institute.
- G. Kosakowski and B. Berkowitz. Flow pattern variability in natural fracture intersections. *Geophysical research letters*, 26 :1765–1768, 1999.
- J. Kozeny. Ueber kapillare leitung des wassers im boden. *Sitzungsber Akad Wiss, Wien*, 136(2a) :271–306, 1927.
- C. La Borderie. *Phénomènes unilatéraux dans un matériau endommageable : modélisation et application à l'analyse de structure en béton*. PhD thesis, Université Paris 6, 1991.
- W. Ladaoui. *Étude expérimentale du comportement Thermo-Hydro-Mécanique à long terme des BHP destinés aux ouvrages de stockage des déchets radioactifs*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2010.
- W. Ladaoui, T. Vidal, A. Sellier, and X. Bourbon. Effect of a temperature change from 20 to 50°C on the basic creep of HPC and HPFRC. *Materials and Structures*, 44(9) : 1629–1639, 2011.
- J. Laurent, M. J. Boutéca, J. P. Sarda, and D. Bary. Pore-pressure influence in the poroelastic behavior of rocks : experimental studies and results. *SPE Formation Eval*, 8(2) :117–122, 1993.

## Références bibliographiques

---

- F. A. Leckie and E. T. Onat. *Tensorial nature of damage measuring internal variables*. J. Hult and J. Lemaitre, Editors, Physical non-linearities in structural analysis, Springer, Berlin, 1981.
- J. Lemaitre. Evaluation of dissipation and damage in metals. In *ICM Kyoto*, 1971.
- J. Lemaitre, J. L. Chaboche, A. Benallal, and R. Desmorat. *Mécanique des matériaux solides*. DUNOD, 3<sup>ième</sup> édition, 2009.
- P. Leroy. *Transport ionique dans les argiles. Influence de la microstructure et des effets d'interface. Application aux argilites du site de Bure (Meuse/Haute Marne)*. PhD thesis, Université Paul Cézanne, 2005.
- M. Li and V. C. Li. Cracking and healing of engineered cementitious composites under chloride environment. *ACI Materials Journal*, 108(3) :333–340, 2011.
- M. Lion, F. Skoczylas, and B. Ledésert. Determination of the main hydraulic and poroelastic properties of a limestone from bourgogne. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 41 :915–925, 2004.
- M. Lion, F. Skoczylas, Z. Lafhaj, and M. Sersar. Experimental study on a mortar. temperature effects on porosity and permeability. residual properties or direct measurements under temperature. *Cement and Concrete Research*, 35 :1937–1942, 2005.
- C. Louis. Introduction à l'hydraulique des roches. *BUKK. BRGM (2), III, 4* :283–356, 1974.
- K. Maleki. *Modélisation numérique du couplage entre l'endommagement et la perméabilité des roches. Application à l'étude des ouvrages de stockage*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.
- K. Maleki and A. Pouya. Numerical simulation of damage-permeability relationship in brittle geomaterials. *Computers and Geotechnics*, 37 :619–628, 2010.
- L. Marcin, C. N. Maire, J F, and E. Martin. Development of a macroscopic damage model for woven ceramic matrix composites. *International Journal of Damage Mechanics*, 107 : 83–89, 2010.
- L. Martin Blanco, F. Hadj-Hassen, M. Tijani, and G. Armand. New numerical modelling of the mechanical long-term behaviour of the GMR gallery in ANDRA's Underground Research Laboratory. *Physics and Chemistry of the Earth*, 36 :1872–1877, 2011.
- M. Matallah, C. La Borderie, and O. Maurel. A practical method to estimate crack openings in concrete structures. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 34 :1615–1633, 2010.

## Références bibliographiques

---

- J. Mazars. *Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure*. PhD thesis, Université Paris 6, 1984.
- J. Mazars, Y. Berthaud, and S. Ramtani. The unilateral behaviour of damaged concrete. *Engineering Fracture Mechanics*, 35(4) :629–635, 1990.
- G. Meschke, R. Lackner, and H. A. Mang. An anisotropic elastoplastic-damage model for plain concrete. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 42 : 703–727, 1998.
- H. Meziani and F. Skoczylas. An experimental study of the mechanical behaviour of a mortar and of its permeability under deviatoric loading. *Materials and Structures*, 32 : 403–409, 1999.
- M. Mohajerani. *Étude expérimentale du comportement thermo-hydro-mécanique de l'argilite du Callovo-Oxfordien*. PhD thesis, Université Paris-Est, 2011.
- M. Mohajerani, P. Delage, M. Monfared, A. M. Tang, J. Sulem, and B. Gatmiri. Oedometric compression and swelling behaviour of the Callovo-Oxfordian argillite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 48 :606–615, 2011.
- P. Morlier. Le fluage des roches. *Annales de l'Institut Technique du Bâtiment et des Travaux Publics*, 217 :90–112, 1966.
- B. Nadjar. *Mécanique de l'endommagement et théorie du premier gradient et application au béton*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1995.
- A. Needleman. Material rate dependence and mesh sensitivity in localization problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 67 :69–86, 1988.
- M. Oda, T. Takemura, and T. Aoki. Damage growth and permeability change in triaxial compression tests of Inada granite. *Mechanics of Materials*, 34 :313–331, 2002.
- S. Olivella and E. Alonso. Gas flow through clay barriers. *Géotechnique*, 58(3) :157–176, 2008.
- F. D. Patton. *Multiple modes of shear failure in rock and related materials*. PhD thesis, University of Illinois, 1966.
- R. H. J. Peerlings, R. de Borst, W. A. M. Brekelmans, J. H. P. de Vree, and I. Spee. Some observations on localisation in non-local and gradient damage models. *European Journal of Mechanics*, 15(6) :937–953, 1996.
- Q. T. Pham. *Effets de la désaturation et de la resaturation sur l'argilite dans les ouvrages souterrains*. PhD thesis, École Polytechniques, 2006.
- V. Picandet. *Influence d'un endommagement Mécanique sur la perméabilité et sur la diffusivité hydrique des bétons*. PhD thesis, Université de Nantes, 2001.

- V. Picandet, A. Khelidj, and G. Bastian. Effect of axial compressive damage on gas permeability of ordinary and high-performance concrete. *Cement and Concrete Research*, 31 :1525–1532, 2001.
- V. Picandet, A. Khelidj, and H. Bellegou. Crack effects on gas and water permeability of concretes. *Cement and Concrete Research*, 39(6) :537–547, 2009.
- G. Pijaudier-Cabot, F. Dufour, and M. Choinska. Permeability due to the Increase of Damage in Concrete : From Diffuse to Localized Damage Distributions. *Journal of Engineering Mechanics*, 135 :1022–1028, 2009.
- R. Plassart, R. Fernandes, A. Giraud, D. Hoxha, and F. Laigle. Hydromechanical modeling of an excavation in an underground research laboratory with an elastoviscoplastic behaviour law and regularization by second gradient of dilation. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 58 :23–33, 2013.
- M. E. Plesha. Constitutive models for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 11 :345–362, 1987.
- Y. N. Rabotnov. Creep problems in structure members. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 51 :575–576, 1971.
- S. Rahal, G. Casaux-Ginestet, and A. Sellier. Relative contributions of solid skeleton viscoplasticity and water viscosity to the poro-mechanics behavior of Callovo-Oxfordian claystone. In *XII International Conference on Computational Plasticity. Fundamentals and Applications COMPLAS XII*, Barcelona, Spain, 3-5 September 2013.
- M. Ramos da Silva, C. Schroeder, and J. C. Verbrugge. Poroelastic behaviour of a water saturated limestone. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 47 (5) :797–807, 2010.
- H. Ranaivomanana, J. Verdier, A. Sellier, and X. Bourbon. Prediction of relative permeabilities and water vapor diffusion reduction factor for cement-based materials. *Cement and Concrete Research*, 48 :53–63, 2013.
- G. Rastiello. *Influence de la fissuration sur le transfert de fluides dans les structures en béton. Stratégie de modélisation probabiliste et étude expérimentale*. PhD thesis, Université Paris-Est, 2013.
- G. Rastiello, C. Boulay, S. Dal Pont, J. L. Tailhana, and P. Rossi. Real-time water permeability evolution of a localized crack in concrete under loading. *Cement and Concrete Research*, 56 :20–28, 2014.
- H.-W. Reinhardt and M. Jooss. Permeability and self-healing of cracked concrete as a function of temperature and crack width. *Cement and Concrete Research*, 33 :981–985, 2002.



## Références bibliographiques

---

- A. Revil and P. W. J. Glover. Nature of surface electrical conductivity in natural sands, sandstones and clays. *Geophysical Research Letters*, 25 :691–694, 1998.
- J.-M. Reynouard and G. Pijaudier-Cabot. *Comportement mécanique du béton*. Hermes Sciences, 2005.
- B. Richard, F. Ragueneau, C. Cremona, and L. Adelaide. Isotropic continuum damage mechanics for concrete under cyclic loading : stiffness recovery, inelastic strains and frictional sliding. *Engineering Fracture Mechanics*, 77 :1203–1223, 2010.
- J.-C. Robinet. *Minéralogie, porosité et diffusion des solutes dans l'argilite du Callovo-Oxfordien de Bure (Meuse/Haute-Marne, France) de l'échelle centimétrique à micro-métrique*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- P. Rossi and S. Richer. Numerical modelling of concrete cracking based on a stochastic approach. *Materials and Structures*, 20 :334–337, 1987.
- P. Rossi, X. Wu, F. Le Maou, and A. Belloc. Scale effect on concrete in tension. *Materials and Structures*, 27(8) :437–444, 1994.
- A. Rouabhi, M. Tijani, and M. Rejeb. Triaxial behaviour of transversely isotropic materials : Application to sedimentary rocks. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 31 :1517–1535, 2007.
- A. Rouquand and C. Pontiroli. A model for geologic materials (rock, soil and concrete), presentation and validation for a large range of dynamic loads. In *16<sup>th</sup> Technical Dymat Meeting*, pages 201–221, October 2007.
- S. Salager. Expertise sur les mesures sur échantillons d'argilites du coefficient de dilatation thermique, du module et du coefficient de Biot. Technical Report C.RP. 0EPL.08.001, ANDRA, 2008.
- S. Sammartino. Construction d'un modèle conceptuel d'organisation de la porosité et de la minéralogie dans les argilites du site de Bure. Technical report, ANDRA, 2001.
- S. Sammartino, M. Siitari-Kauppi, M. A. P. Sardini, A. Bouchet, and E. Tevissen. An imaging method for the porosity of sedimentary rocks : Adjustment of the pmma method. example of a characterization of a calcareous shale. *Journal of Sedimentary Research*, 72 :937–943, 2001.
- S. Sammartino, A. Bouchet, D. Prêt, J. C. Parneix, and E. Tevissen. Spatial distribution of porosity and minerals in clay rocks from the Callovo-Oxfordian formation. implications on ionic species diffusion and rock sorption capability. *Applied Clay Science*, 23 :157–166, 2003.
- J. Sarout. *Propriétés physiques et anisotropie des roches argileuses : modélisation micro-mécanique et expériences triaxiales*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2006.

## Références bibliographiques

---

- C. M. Sayers and M. Kachanov. Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. *Journal of Geophysical Research*, 100 :4149–4156, 1995.
- W. E. Schmid. New concept of shearing strength for saturated soils. *Soil-Sols*, 2 :19–28, 1962.
- A. Schubnel and Y. Guéguen. Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks. *Journal of Geophysical Research*, 108, Issue B2, 2003.
- O. Schulze, T. Popp, and H. Kern. Development of damage and permeability in deforming rock salt. *Engineering Geology*, 61 :163–180, 2001.
- A. Sellier and B. Bary. Coupled damage tensors and weakest link theory for the description of crack induced anisotropy in concrete. *Engineering Fracture Mechanics*, 69(17) :1925–1939, 2002.
- A. Sellier and L. Buffo-Lacarrière. Vers une modélisation simple et unifiée du fluage propre, du retrait et du fluage en dessiccation du béton. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, 13(10) :1161–1182, 2009.
- A. Sellier, L. Buffo-Lacarrière, G. Casaux-Ginestet, Y. El Bitouri, and S. Rahal. Rapport de conceptualisation préliminaire aux simulations réalisées par le LMDC. Technical Report LMDC 2012-AS-LBL-GC-3, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2012a.
- A. Sellier, L. Buffo-Lacarrière, S. Multon, T. Vidal, and X. Bourbon. Nonlinear basic creep and drying creep modelling. In *SSCS*, Aix-en-Provence, France, May 29-June 1 2012b.
- A. Sellier, G. Casaux-Ginestet, L. Buffo-Lacarrière, and X. Bourbon. Orthotropic damage coupled with localized crack reclosure processing : Part I : Constitutive laws. *Engineering Fracture Mechanics*, 97 :148–167, 2013a.
- A. Sellier, G. Casaux-Ginestet, L. Buffo-Lacarrière, and X. Bourbon. Orthotropic damage coupled with localized crack reclosure processing : Part II : Applications. *Engineering Fracture Mechanics*, 97 :168–185, 2013b.
- J. F. Shao. Poroelastic behaviour of brittle rock materials with anisotropic damage. *Mechanics of Materials*, 30 :41–53, 1997.
- J. C. Simo. *Strain softening and dissipation : A unification of approaches*, eds. J. Mazars et Z. P. Bazant, "Cracking and damage, strain localization and size effect". Elsevier Pubs., pages 440-461, 1988.
- I. Song and J. Renner. Hydromechanical properties of fontainebleau sandstone : Experimental determination and micromechanical modeling. *Journal of Geophysical Research*, 113, Issue B9, 2008.

## Références bibliographiques

---

- M. Souley, F. Homand, S. Pepa, and D. Hoxha. Damage induced permeability changes in granite : a case example at the url in canade. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 38 :297–310, 2001.
- M. Souley, G. Armand, K. Su, and M. Ghoreychi. Modeling the viscoplastic and damage behavior in deep argillaceous rocks. *Physics and Chemistry of the Earth*, 36 :1949–1959, 2011.
- T. Stablon. *Méthodologie pour la requalification des ponts en maçonnerie*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2011.
- T. Sugiyama, T. W. Bremner, and T. A. Holm. Effect of stress on gas permeability in concrete. *ACI Materials Journal*, 93 :443–450, 1996.
- X. Tan and H. Konietzky. Numerical study of variation in biot’s coefficient with respect to microstructure of rocks. *Tectonophysics*, 610 :159–171, 2013.
- K. Terzaghi. Principle of soil mechanics ii - compressive strength of clay. *Engineering News-Record*, 95(20) :799, 1925.
- M. Thompson and J. R. Willis. A reformulation of the equations of anisotropic poroelasticity. *Journal Of Applied Mechanics*, 58(3) :612–616, 1991.
- Y. W. Tsang and P. A. Witherspoon. Hydromechanical behavior of a deformable rock fracture subject to normal stress. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 86 : 9287–9298, 1981.
- F. J. Ulm, F. Le Maou, and C. Boulay. Creep and shrinkage coupling : new review of some evidence. *Revue française de génie civil*, 1(4) :21–27, 1999.
- O. Vincké, M. Boutéca, and P. Longuemarre. Investigation of the poromechanical behavior of shales in elastic domain. *SPE/ISMR*, 475 :515–520, 1998.
- H. Wang, W. Xu, J. Shao, and F. Skoczylas. The gas permeability properties of low-permeability rock in the process of triaxial compression test. *Materials Letters*, 116 : 386–388, 2014.
- K. Wang, D. Jansen, S. Shah, and A. Karr. Permeability study of cracked concrete. *Cement and Concrete Research*, 27(3) :381–393, 1997.
- Y. Wileveau, F. H. Cornet, J. Desroches, and P. Blumling. Complete in situ stress determination in an argillite sedimentary formation. *Physics and Chemistry of the Earth*, 32 :866–878, 2007.
- S. Y. Xie and J. F. Shao. Experimental investigation and poroplastic modelling of saturated porous geomaterials. *International Journal of Plasticity*, 39 :27–45, 2012.

## Références bibliographiques

---

- D. Yang, B. J, and K. Su. Characterization of the hydromechanical behavior of argillaceous rocks with effective gas permeability under deviatoric stress. *Engineering Geology*, 114 : 116–122, Août 2010.
- H. Yang. *Comportement mécanique des bétons sous pression de confinement faible et élevée*. PhD thesis, Université de Sciences et Technologies de Lille, 2011.
- C. Zhang. Experimental evidence for self-sealing of fractures in claystone. *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C*, 36 :1972–1980, 2011.
- C. Zhang and T. Rothfuchs. Experimental study of the hydro-mechanical behaviour of the Callovo-Oxfordian argillite. *Applied Clay Science*, 26 :325–336, 2004.
- C. Zhang and T. Rothfuchs. Damage and sealing of clay rocks detected by measurements of gas permeability. *Physics and Chemistry of the Earth*, 23 :363–373, 2008.
- W. Zhong and W. Yao. Influence of damage degree on self-healing of concrete. *Construction and building materials*, 22(6) :1137–1142, 2008.
- J. Zhou. *Contribution à la modélisation de l'endommagement anisotrope et de la variation de la perméabilité des roches fragiles*. PhD thesis, Université de Sciences et Technologie de Lille, 2006.