



**HAL**  
open science

# Structures en béton soumises à des chargements mécaniques extrêmes : modélisation de la réponse locale par la méthode des éléments discrets

van Tieng Tran

► **To cite this version:**

van Tieng Tran. Structures en béton soumises à des chargements mécaniques extrêmes : modélisation de la réponse locale par la méthode des éléments discrets. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU021 . tel-00627464

**HAL Id: tel-00627464**

**<https://theses.hal.science/tel-00627464>**

Submitted on 28 Sep 2011

**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

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Van Tieng TRAN**

Thèse dirigée par **Frédéric Victor DONZÉ** et  
codirigée par **Philippe MARIN** et **Bruno CHAREYRE**

préparée au sein du **Laboratoire Sols, Solides, Structures - Risques**  
dans **l'École Doctorale Terre, Univers, Environnement**

## **Structures en béton soumises à des chargements mécaniques extrêmes : Modélisation de la réponse locale par la méthode des éléments discrets**

Thèse soutenue publiquement le **12 juillet 2011**,  
devant le jury composé de :

**M. Laurent BAILLET**

Fonction Professeur à l'Université Joseph Fourier, Président

**M. Arnaud DELAPLACE**

Chargé de Recherche CNRS, Lafarge LCR , Rapporteur

**M. Moulay Saïd EL YOUSOUFI**

Professeur à l'Université Montpellier 2, Rapporteur

**M. Farid LAOUAFA**

HDR à l'INERIS, Examineur

**M. Frédéric Victor DONZÉ**

Professeur à l'Université Joseph Fourier, Directeur de thèse

**M. Bruno CHAREYRE**

Maître de Conférences à l'INP Grenoble, Co-Directeur de thèse





---

## Remerciements

---

Je voudrais tout d'abord remercier chaleureusement Monsieur Frédéric Victor DONZÉ, Monsieur Philippe MARIN et Monsieur Bruno CHAREYRE, de m'avoir accompagné pendant ma thèse. Leurs qualités scientifiques, leurs conseils ainsi que leur enthousiasme m'ont été précieux pour mener à bien ce travail.

J'exprime également ma profonde gratitude à Monsieur Laurent BAILLET qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Aussi, j'adresse mes remerciements à Monsieur Arnaud DELAPLACE et Monsieur Moulay Saïd EL YOUSOUFI pour avoir bien voulu accepter d'être rapporteurs, pour leurs lectures attentives et pour toutes leurs remarques constructives sur le manuscrit, ainsi qu'à Monsieur Farid LAOUAFA pour avoir accepté d'être examinateur de ce mémoire.

J'aimerais remercier tous les membres du laboratoire 3S-R et plus particulièrement les équipes RV et MéDiNa pour m'avoir accueilli et m'avoir permis de mener à bien ce travail. Je remercie aussi vivement le Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) d'avoir financé mon travail de recherche.

Merci également à Wenjie SHIU, Luc SCHOLTÈS et Emanuele CATALANO pour m'avoir aidé pour la programmation dans YADE, ainsi que Xuan Hong VU pour les résultats expérimentaux issus de son travail.

Aussi, merci à tous mes collègues, mes amis au laboratoire avec qui j'ai eu de merveilleux moments au cours de la thèse : Luc et Muntsa, Phuoc, Dung (tàu), Lionel, Jessica, François, Tuan (petit), Thanh, Hà, Raphaël, Noémie, Lusia, Kien, Manh, Tuan Tong, Lam, Dung (nô), Lân, Tuyen, Vu, et les autres.

Je tiens à remercier également tous mes amis vietnamiens : Thuy, Huy, Tu, Hoà, Nam, Hoang, Nghia, Long (petit), Hieu (DN), Hieu (SG), Ngoc Quang, Khanh Linh, et les autres, qui ont partagé des grands moments et m'ont donné leurs encouragements tout au long de ces années de thèse.

Enfin, je remercie mes parents, mes frères, mes belles-soeurs, à toute ma famille pour leur dévouement, leurs sentiments, leurs encouragements.



Ce travail de thèse concerne la prédiction de la réponse des structures en béton à des chargements extrêmes. Il s'intéresse plus particulièrement au comportement du béton sous fort confinement où la contrainte peut atteindre des niveaux de l'ordre du giga Pascal. La modélisation de ce comportement doit être capable de reproduire la compaction irréversible. Pour ce faire, deux lois de comportement élasto-plastique - endommageable ont été développées et implantées dans un code aux éléments discrets. Les paramètres utilisés dans ces lois sont calibrés par les simulations des essais de traction/compression uniaxiale, des essais hydrostatiques et triaxiaux. Une fois les paramètres calibrés, la loi montrant le meilleur agrément avec l'expérience a été choisie pour la prédiction de la réponse du béton sous différents niveaux de confinement. Les résultats du modèle sont analysés non seulement à l'échelle macroscopique mais également à l'échelle de l'élément discret. La nécessité de prendre en compte une loi d'interaction de type élasto-plastique - endommageable est aussi montrée.

La deuxième partie du travail de thèse développe une méthode de couplage entre le modèle éléments discrets et un modèle d'écoulement compressible en tenant compte des mécanismes physiques fondamentaux d'interaction entre l'écoulement interne et les particules solides d'un matériau poreux. Le problème d'écoulement est résolu par une méthode en volumes finis, où le volume est discrétisé en tétraèdres issus d'une triangulation régulière de Delaunay. Notre modèle est une adaptation aux fluides compressibles d'un modèle développé initialement pour les écoulements incompressibles. Ce couplage a été utilisé pour simuler le comportement triaxial des bétons humides et saturés sous différents niveaux de confinement. Les résultats nous montrent une bonne reproduction du comportement non-drainé du béton saturé sous faible confinement. Pour un fort confinement, les simulations ne se rapprochent des résultats expérimentaux qu'au prix d'une compressibilité du fluide plus faible que celle de l'eau. Par ailleurs, la contrainte effective est une variable pertinente pour décrire le comportement du béton humide par un état limite intrinsèque indépendant du degré de saturation.

**Mots Clés :** Méthode des Eléments Discrets, béton, fluide, fort confinement, essai triaxial, degré de saturation, modèle couplé Eléments Discrets - Fluide, pression interstitielle.



This thesis work deals with the predicting of concrete structures submitted to some extreme loadings, and, more particularly, focuses on behavior of concrete under a high-confining pressure. At this range of pressures, irreversible compaction of the material occurs and needs to be considered. Doing so, two elasto-plastic-damaged constitutive laws have been developed and implanted into a discrete element numerical code. Local parameters to be used in these constitutive laws are identified by simulating reference uniaxial traction/compression tests and triaxial compression tests. Once these parameters have been obtained, the law showing the best agreement with the experimental data has been chosen to predict the response of concrete sample for triaxial compressive tests at different levels of confinement. The numerical results have been analyzed not only at macroscopic scale but also at discrete element scale. The need of a constitutive law taking into account the elasto-plastic-damaged behavior has been also proved.

The second objective of the thesis work was to develop a fluid flow – coupled discrete element model by considering fundamental physical mechanisms of the interaction between the internal fluid flow and the solid particles of a porous material. The flow problem is solved by the finite volume method, where the volume is discretized into tetrahedra issue of a regular Delaunay triangulation. Our model is an adaptation for elastic fluids of a model originally developed for incompressible flows. The developed fluid-flow coupled discrete element has been used to simulate the undrained triaxial behavior of concrete under different levels of confinement. The results show a good reproduction of undrained behavior of saturated concrete under low confinement. For high confinement, the simulations only resemble the experimental results when the fluid compressibility is lower than that of water. Moreover, the effective stress was a relevant variable to describe the behavior of the wet concrete by an intrinsic limit state independent of the degree of saturation.

**Key words :** Discrete element method, concrete, fluid, high-confining pressure, triaxial test, degree of saturation, fluid-flow coupled discrete element, pore pressure.





<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
1.1 Comportement du béton sec . . . . .	6
1.1.1 Compression simple	6
1.1.2 Traction simple	7
1.1.3 Comportement triaxial	8
1.1.4 Comportement sous haut confinement	9
1.1.5 Modèles existants	11
1.2 Comportement du béton et autres géomatériaux saturés . . . . .	15
1.2.1 Comportement triaxial des grès saturés	16
1.2.2 Comportement triaxial des mortiers saturés	20
1.2.3 Comportement triaxial des béton saturés sous haut confinement	20
1.2.4 Modèles Hydro - Mécaniques existants	23
1.3 Conclusion . . . . .	27
<b>Chapitre 2 Simulation du comportement du béton par la méthode des éléments discrets</b>	<b>29</b>

2.1	La Méthode des Éléments Discrets (DEM) . . . . .	30
2.1.1	Objectif et principe . . . . .	30
2.1.2	Bibliographie sur son utilisation pour étudier le comportement des géomatériaux . . . . .	32
2.2	Le code de calcul YADE . . . . .	33
2.3	Les lois de comportement proposées . . . . .	34
2.3.1	Loi de comportement élastique – plastique tri-linéaire (EPT) . . . . .	35
2.3.2	Loi de comportement élastique – plastique exponentielle (EPE) . . . . .	39
2.3.3	Calcul de la force tangentielle . . . . .	39
2.3.4	Critère de rupture Mohr - Coulomb modifié . . . . .	40
2.3.5	Utilisation de la loi de transfert de moment (LTM) . . . . .	42
2.4	Conclusion . . . . .	44
<b>Chapitre 3 Calibration et validation du modèle numérique</b>		<b>47</b>
3.1	Génération d'échantillon numérique . . . . .	48
3.1.1	Génération . . . . .	48
3.1.2	Granulométrie, isotropie et homogénéité de l'échantillon . . . . .	50
3.2	Procédure d'identification des paramètres du modèle . . . . .	52
3.2.1	Réalisation des essais numériques . . . . .	52
3.2.2	Essais uniaxiaux compression – traction . . . . .	54
3.2.3	Essai hydrostatique à 650MPa . . . . .	56
3.2.4	Essai triaxial à 50MPa de pression de confinement . . . . .	57
3.2.5	Comparaison entre les résultats des deux lois de comportement . . . . .	58
3.3	Simulation des essais triaxiaux . . . . .	59
3.3.1	Réponse contrainte – déformation . . . . .	59
3.3.2	Comportement volumique et état limite . . . . .	61
3.3.3	L'évolution de la structure interne de l'échantillon numérique . . . . .	63
3.3.3.1	Transition fragile – ductile à faible confinement . . . . .	63
3.3.3.2	Non – linéarité à fort confinement . . . . .	65
3.4	Conclusion . . . . .	68
<b>Chapitre 4 Couplage Solide – fluide dans les modèles discrets</b>		<b>69</b>
4.1	Présentation du problème et méthode de résolution proposée . . . . .	70
4.2	Modèle d'écoulement incompressible de Catalano . . . . .	71
4.2.1	Description géométrique de l'espace poral . . . . .	71
4.2.2	Formulation implicite du problème d'écoulement incompressible . . . . .	75

4.2.3	Forces dues au fluide sur les particules	77
4.3	Modèle d'écoulement compressible . . . . .	79
4.3.1	Génération de la pression de pore	79
4.3.2	Formulation explicite du problème d'écoulement compressible	80
4.4	Simulations couplées de matériaux denses . . . . .	81
4.4.1	Le cycle de calcul	81
4.4.2	Les conditions aux limites	82
4.4.3	Conditions de stabilité	83
4.4.4	Optimisation de la retriangulation	84
4.4.5	Grandeurs caractéristiques	84
4.4.5.1	Pression macroscopique	85
4.4.5.2	Contraintes effectives	85
4.5	Conclusion . . . . .	86
<b>Chapitre 5 Calibration et Simulation des essais triaxiaux non drainés</b>		<b>87</b>
5.1	Configuration de l'échantillon et choix du facteur de conductance . . . . .	88
5.1.1	Configuration de l'échantillon	88
5.1.2	Le choix du facteur de conductance	88
5.2	Triaxial non - drainé . . . . .	92
5.2.1	Triaxial non - drainé sous faible confinement	92
5.2.2	Triaxial non - drainé sous fort confinement	95
5.2.2.1	Influence du module de compressibilité	95
5.2.2.2	Rôle et évolution du degré de saturation	97
5.2.2.3	États limites en contraintes totales	102
5.2.2.4	États limites en contraintes effectives	103
5.2.2.5	Distribution spatiale de la pression microscopique	104
5.2.2.6	Faciès de rupture de l'échantillon numérique	107
5.3	Conclusion . . . . .	108
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>109</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>115</b>



---

## Table des figures

---

1.1 Réponse typique du béton en compression simple d'après Mazars [67] (à gauche) et courbes expérimentales d'après Vu [120] (à droite) présentant l'évolution de la contrainte axiale ( $\sigma_x$ ) en fonction des déformations axiale ( $\varepsilon_x$ ) et latérale ( $\varepsilon_\theta$ )	6
1.2 Réponse du béton en traction [108]	8
1.3 Courbes contrainte/déformation obtenues lors d'essais triaxiaux par Ludovic <i>et al.</i> [63]. Essais à faible pression de confinement de 0 à 9MPa (gauche) et à pression de confinement moyenne de 30 à 60MPa (droite)	8
1.4 Comportement compactant du béton et définitions (Burlion [18])	9
1.5 Dispositif de la presse GIGA [37]	10
1.6 Résultats expérimentaux d'essais triaxiaux réalisés sous différentes pressions de confinement d'après Gabet[37]. Courbes contrainte - déformations (à gauche) et courbes de comportement volumique (à droite).	10
1.7 Courbes contrainte - déformation des essais triaxiaux pour différents confinements réalisés par Yonten <i>et al.</i> [128] sur un modèle ayant 96 éléments finis : (a) - 5MPa, (b) - 10MPa et (c) - 15MPa	12
1.8 Représentation du modèle pour les essais triaxiaux [66]	12
1.9 Comparaison des résultats expérimentaux et des résultats numériques (Mat 72R3 et Mat 73R3 du béton 45.6 MPa : (a) - essai de compaction isotrope, (b) - surface de rupture des essais triaxiaux [99])	13
1.10 Comparaison des essais triaxiaux expérimentaux et numériques obtenus par Gabet[37], courbes contrainte - déformations (à gauche) et courbes de comportement volumique (à droite).	14
1.11 Distribution des particules numériques générées du béton (a) avec la superposition d'un lattice triangulaire régulière (b,c). Dans (b) la longueur de l'élément du lattice est de 0.5 mm, dans (c) la longueur est de 2 mm après Van Mier <i>et al.</i> [118]	15
1.12 (a) Construction de Voronoi pour 3x3 2D maillage avec A/s=0.5 ; (b) génération des connectivités pour un noeud du maillage 3x3x3 3D avec A/s=0.5, présentée dans (c) [62]	15
1.13 Essais drainés : déformations axiale et latérale versus contrainte déviatoire (à gauche) ; déformation volumique versus déformation axiale (à droite) [107].	16
1.14 Essais non - drainés : déformations axiale et latérale versus contrainte déviatoire (a) ; déformation volumique versus déformation axiale (b) et pression interstitielle versus déformation axiale (c) [107].	17

1.15	Essais triaxiaux à différentes pressions de confinement sur des échantillons saturés et secs en grès de Darley Dale; symboles vides : échantillons saturés; symboles remplis : échantillons secs [8]. (a) Essais à faibles confinements et (b) Essais à forts confinements : déformation axiale en fonction de la contrainte déviatoire (en haut) et déformation volumique (en bas). . . . .	18
1.16	Essais triaxiaux à différentes pressions de confinement sur des échantillons saturés et secs en grès de Berea; symboles vides : échantillons saturés; symboles remplis : échantillons secs [8]. (a) Essais à faibles confinements et (b) Essais à forts confinements : déformation axiale en fonction de la contrainte déviatoire (en haut) et déformation volumique (en bas). . . . .	19
1.17	Évolution de la contrainte déviatoire maximale du mortier (a) et de la déformation volumique (b) en fonction de la perte en poids [129]. . . . .	20
1.18	Résultats des essais triaxiaux obtenus pour différentes pressions de confinement $p$ sur des échantillons de béton saturé : contrainte axiale totale $\sigma_x$ en fonction des composantes de la déformation $\varepsilon_x$ et $\varepsilon_\theta$ [120; 121]. . . . .	21
1.19	Phase déviatoire des essais triaxiaux effectués sur les échantillons du béton saturé (a) et son zoom (b) : Déviateur de contrainte $q$ en fonction des composantes de la déformation $\varepsilon_x$ et $\varepsilon_\theta$ ; $p$ : pression de confinement [120; 121]. . . . .	22
1.20	Résultats des essais triaxiaux obtenus pour différentes pressions de confinement $p$ sur des échantillons de béton saturé (a) et sec (b) : contrainte moyenne $\sigma_m$ en fonction de la déformation volumique $\varepsilon_v$ [120; 121]. . . . .	22
1.21	Influence du taux de saturation sur la surface seuil : résultats numériques obtenus par Gabet [37] (à gauche) et résultats expérimentaux obtenus par Vu <i>et al.</i> [120] (à droite). . . . .	24
1.22	Réseau des conduits et pores individuels formés par les polygones [17]. . . . .	25
1.23	Maillage des cellules et l'écoulement de fluide entre les cellules [101]. . . . .	26
1.24	Dans un modèle ED 3-D, un pore est le tétraèdre formé par 4 particules (a); une partie du maillage des tétraèdres obtenu pour un assemblage de plusieurs grains [59]. . . . .	26
2.1	Schématisation du cycle de calcul de la DEM. . . . .	31
2.2	Notion de rayon d'interaction. Une interaction est détectée entre les EDs $a - b$ , $a - e$ et $a - d$ après l'application de ce rayon d'interaction à partir de l'élément $a$ (a). Définition du point de contact (b). . . . .	35
2.3	Interaction entre deux éléments et les composantes de sa force. . . . .	36
2.4	Loi de comportement élastique - plastique tri-linéaire (EPT). . . . .	36
2.5	Loi de comportement élastique - plastique exponentielle (EPE). . . . .	39
2.6	Coefficients de Poisson déduits du modèle d'homogénéisation de Voigt (trait interrompu court) et du best-fit (trait interrompu mixte), comparés avec le coefficient de Poisson déduit numériquement (trait plein) [32]. . . . .	41
2.7	Critère Mohr - Coulomb modifié. . . . .	41
2.8	Évolution de l'interaction entre les sphères $a$ et $b$ en deux instants $t$ et $t + dt$ [77].	42
2.9	Modèle élastique - plastique pour le moment de roulement. . . . .	44
2.10	Modèle d'interaction dans DEM avec la LTM (pour les interaction de type "liens") [114]. . . . .	45
3.1	Porosité obtenue pour deux angles de frottement différents lors de la phase de grossissement [103] . . . . .	49
3.2	Echantillon numérique : (a) avant compaction et (b) compacté par la méthode de grossissement des sphères. . . . .	49

3.3	Distribution de la taille des sphères de l'échantillon numérique. . . . .	51
3.4	Orientation des interactions dans les plans XY, XZ et YZ. . . . .	51
3.5	Orientation des intensités des forces d'interaction, normalisées par la valeur moyenne des intensités. . . . .	52
3.6	Configuration d'un essai compression/traction simple (a) et d'un essai triaxial (b) . . . . .	53
3.7	Gradient des déplacements à l'intérieur de l'échantillon pour un même niveau de déformation dans le cas de parois non-frottantes (a) et frottantes (b) . . .	54
3.8	Courbe contrainte – déformation de l'essai de compression simple (a) et de l'essai de traction simple (b). Ligne bleue en pointillés, ligne pleine rouge et ligne noire en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT. . . . .	55
3.9	Courbe contrainte – déformation de l'essai hydrostatique à 650MPa. Ligne en pointillés, ligne pleine, ligne en double pointillés et ligne en croix correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE, de la loi EPT et de la loi purement élastique en compression. . . . .	56
3.10	Courbe contrainte – déformation de l'essai triaxial à 50MPa de pression de confinement. Ligne en pointillés, ligne pleine et ligne en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT. . . . .	57
3.11	Courbe contrainte – déformation de l'essai triaxial à 650MPa de pression de confinement. Ligne en pointillés, ligne pleine et ligne en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT. . . . .	58
3.12	Courbe contrainte – déformation dans la phase hydrostatique des essais à 50MPa, 100MPa, 200MPa, 500MPa et 650MPa. Ligne pleine et ligne en pointillés correspondent respectivement aux résultats numériques et expérimentaux. . . . .	60
3.13	Courbe contrainte – déformation des essais triaxiaux à 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d) de pression de confinement. Ligne pleine et ligne en pointillé correspondent respectivement au résultat numérique et au résultat expérimental. . . . .	60
3.14	Courbe de comportement volumique dans la phase hydrostatique des essais à 50MPa, 100MPa, 200MPa, 500MPa et 650MPa. Ligne pleine et ligne en pointillés correspondent respectivement aux résultats numériques et expérimentaux. . . . .	61
3.15	Courbe contrainte moyenne – déformation volumique des essais à 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d) de pression de confinement. Ligne pleine et ligne en pointillé correspondent respectivement au résultat numérique et résultat expérimental. . . . .	62
3.16	État limite, défini comme les points de la transition contraction – dilatation des courbes de comportement volumique des essais numériques et des essais expérimentaux, est présenté dans l'espace des contraintes ( $\sigma_m, q$ ). . . . .	62
3.17	Champ de déplacement dans une coupe verticale de l'échantillon soumise à la compression simple (a), faciès de rupture du béton [120] (b). . . . .	63
3.18	Chaîne de force dans une coupe verticale de l'échantillon numérique, au pic de contrainte d'un essai de compression simple : forces d'interaction en état de traction (a), forces d'interaction en état de compression linéaire (b) et forces d'interaction en état de compression non-linéaire(c). . . . .	64



3.19	Evolution de l'ensemble des interactions en fonction de la déformation axiale lors les essais aux pressions de confinement de : 0 Pa (a), 5 kPa (b) et 5 MPa (c). Les différentes courbes correspondent aux nombres d'interactions dans chaque état et le nombre de liens cassés. . . . .	65
3.20	Evolution de l'ensemble des interactions en fonction de la déformation axiale lors les essais aux pressions de confinement de : 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d). Les différentes courbes correspondent aux états des interactions et des liens cassés. . . . .	66
3.21	Chaîne de force dans une coupe verticale de l'échantillon numérique, au pic de contrainte d'un essai à 650MPa de pression de confinement : forces d'interaction en état de traction (a), forces d'interaction en état de compression linéaire (b) et forces d'interaction en état de compression non-linéaire(c). . . . .	67
3.22	Champ de déplacement dans une coupe verticale de l'échantillon lors l'essai triaxial numérique à 650MPa de pression de confinement (a), faciès de rupture du béton lors de l'essai triaxial expérimental à 650MPa [120] (b). . . . .	67
4.1	Division d'une cellule illimitée en tétraèdre avec un sommet infini [1]. . . . .	71
4.2	Les triangulations convexes en 2D [1]. . . . .	71
4.3	La triangulation de l'échantillon : (a) le maillage des tétraèdres avec les sphères ; (b) le maillage des tétraèdres ; (c) le pore unitaire (partie rouge). . . . .	72
4.4	La connectivité entre deux tétraèdre, d'après la conception de Chareyre <i>et al.</i> [24].	73
4.5	Les points de définition de la pression d'après la conception de Catalano <i>et al.</i> [21].	73
4.6	Comparaison entre la triangulation de Delaunay – tessaliation de Dirichlet régulière (a) et la triangulation de Delaunay – tessaliation de Voronoi classique (b) d'après Catalano <i>et al.</i> [22]. . . . .	74
4.7	Exemple de continuité de l'évolution de la tessaliation au cours du déplacement des grains (évolution discontinue de la triangulation !) d'après Catalano <i>et al.</i> [22].	74
4.8	Le réseau des points de définition de la pression (des points verts) et des connectivités équivalentes (lignes bleues) dans l'échantillon. . . . .	74
4.9	Description du volume de fluide, surface de fluide d'une facette et vitesse du fluide. . . . .	75
4.10	Les débits entrant ou sortant d'un pore $i$ , les lignes bleues symbolisent les flux échangés entre deux cellules d'après Catalano <i>et al.</i> [22]. . . . .	76
4.11	La surface solide et le volume de fluide dans une connectivité entre les tétraèdres au milieu et au bord de l'échantillon d'après Catalano <i>et al.</i> [22]. . . . .	77
4.12	Calcul de la force hydrostatique de fluide sur une sphères, vue en 2D. . . . .	78
4.13	La méthode de calcul de la force hydrodynamique (vue en 2D) d'après la conception de Chareyre <i>et al.</i> [24], (a) : les surfaces de fluide de la connectivité entre deux tétraèdres, (b) : la surface d'intersection entre une sphère et une facette. . . . .	79
4.14	Le schéma du cycle de calcul du couplage fluide – DEM. . . . .	82
4.15	Les conditions aux bords d'un essai triaxial drainé. . . . .	83
4.16	Les conditions aux bords d'un essai triaxial non – drainé. . . . .	83
5.1	Distribution de la taille des sphères de l'échantillon ayant 1000 sphères. . . . .	88
5.2	Orientation des interactions dans les plans XY, XZ et YZ de l'échantillon. . . . .	89
5.3	Modèle numérique : réseaux de connectivités équivalentes (lignes bleues) et de points de définition de la pression (points verts). . . . .	89
5.4	Distribution de la pression du fluide dans les pores au sein de l'échantillon à l'état initial (a), à 500 itérations (b) et à la fin de l'essai (2807000 itérations) (c). . . . .	91

5.5	Distribution de la pression du fluide dans les pores lors de la stabilité de pression, présentée par une coupe verticale au milieu de l'échantillon. . . . .	91
5.6	Évolution de la pression interstitielle et le flux adimensionnel de l'échantillon. . . . .	92
5.7	Courbe contrainte axiale - déformations axiale et latérale (a), de comportement volumique (b) des essais triaxiaux à 7 MPa, 14 MPa et 50 MPa de pression de confinement. . . . .	93
5.8	Évolution de la pression interstitielle des essais triaxiaux à 7 MPa, 14 MPa et 50 MPa de pression de confinement. . . . .	93
5.9	Comparaison des courbes contrainte axiale - déformation axiale entre l'essai numérique et l'essai expérimental à 50MPa de confinement. . . . .	94
5.10	Représentation des états limites dans l'espace des contraintes effectives ( $\sigma'_m, q$ ). . . . .	94
5.11	Courbe contrainte axiale - déformation axiale des essais 650MPa numériques et expérimental (a), déviateur de contrainte q en fonction de déformation axiale (b). . . . .	96
5.12	Courbe de comportement volumique des essais 650MPa numériques : déformation volumique en fonction de déformation axiale (a), pression de pore (b). . . . .	96
5.13	Courbe contrainte axiale - déformation dans la phase hydrostatique des essais à 200MPa (a), à 650MPa (b) et phase déviatoire des essais à 200MPa (c), à 650MPa (d) pour différents degrés de saturation initiaux. . . . .	98
5.14	Phase déviatoire des essais simulés grâce au modèle couplé pour les degrés de saturation initiaux : 85% (a), 94% (b) et 100% (c). . . . .	99
5.15	Comportement volumique des essais triaxiaux pour différents degrés de saturation et pour différentes pressions de confinement. . . . .	100
5.16	Évolution de la porosité durant la simulation des essais à 650MPa de confinement pour différents degrés de saturation. . . . .	100
5.17	La pression interstitielle générée : essais à $S_r=94\%$ pour différentes pressions de confinement (a) et essais à 650MPa de confinement pour différents degrés de saturation (b). . . . .	101
5.18	État limite de contrainte en fonction du degré de saturation du modèle couplé : Contrainte déviatoire maximale q en fonction de la contrainte moyenne $\sigma_m$ ; $S_r$ : degré de saturation. . . . .	102
5.19	État limite de contrainte en fonction du degré de saturation d'après Vu [120] : Contrainte déviatoire maximale q en fonction de la contrainte moyenne $\sigma_m$ ; $S_r$ : degré de saturation. . . . .	103
5.20	État limite de contrainte en fonction du degré de saturation du modèle couplé : Contrainte déviatoire maximale q en fonction de la contrainte moyenne effective $\sigma'_m$ ; $S_r$ : degré de saturation. . . . .	103
5.21	Distribution de pression dans les pores dans la phase hydrostatique de l'essai à 650MPa : (a) échantillon entier, (c) une coupe dans le plan YX au milieu de l'échantillon, (b) et (d) : ces histogrammes respectivement. . . . .	105
5.22	Distribution de pression dans les pores au pic de pression macroscopique de l'essai à 650MPa : (a) échantillon entier, (c) une coupe dans le plan YX au milieu de l'échantillon, (b) et (d) : ces histogrammes respectivement. . . . .	106
5.23	Distribution de pression dans les pores au pic de pression interstitielle macroscopique de l'essai à 100MPa : (a) échantillon entier, (b) une coupe dans le plan YX au milieu de l'échantillon. . . . .	106
5.24	Faciès de rupture de l'échantillon numérique saturé pour le confinement de 100MPa (a,b) et de 650MPa (c,d) : (a,c) vue en plan YZ, (b,d) vue en 3D. . . . .	108



---

## Liste des tableaux

---

3.1	Les valeurs des paramètres du modèle . . . . .	57
5.1	Le facteur de la conductance et les pas de temps . . . . .	90
5.2	Paramètres du modèle de couplage . . . . .	92
5.3	Module de compressibilité tangent du fluide mixte ( $B_f$ ) en fonction de degré de saturation ( $S_r$ ). $S_r = 0$ : $B_f$ égale au module de compressibilité de l'air ; $S_r = 100$ : $B_f$ égale au module de compressibilité de l'eau . . . . .	97



---

Introduction générale

---

Le béton est le matériau le plus utilisé pour la construction des ouvrages civils, même pour la construction des infrastructures les plus sensibles ( les ouvrages protecteurs, barrages, centrales nucléaires...). Ces infrastructures sont conçues pour résister à des sollicitations extrêmes, comme par exemple, des explosions très violentes, des impacts balistiques ou tout objet qui tombe accidentellement. Ces ouvrages sont parfois localisés dans l'eau ou étant très massifs, ils restent quasi-saturés au coeur pendant une grande part de leur durée de vie. Sous ces sollicitations extrêmes, la présence d'eau libre dans les pores du béton modifie sa réponse mécanique. Deux mécanismes jouent un rôle clé dans cette interaction entre l'eau interstitielle et le béton : une augmentation de la pression interstitielle induit une dilatation du béton, et la compression du béton provoque une élévation de la pression interstitielle, si l'eau est empêchée de s'échapper du réseau poreux. Cependant, le comportement mécanique du béton dans ces ouvrages sous ces types de sollicitations reste encore mal connu. Il peut être dû aux difficultés de la reproduction expérimentale comme le chargement [37]. La prédiction de son comportement en dynamique rapide nécessite d'abord la caractérisation de son comportement quasi-statique en compression sous des pressions de confinement de l'ordre de méga Pascal, où les différents modes d'endommagement qui dépendent de l'état de contrainte et du chemin de chargement, apparaissent. Parmi ces modes, les principaux à bien comprendre sont le phénomène d'endommagement fragile et la déformation irréversible liée à la compaction. La plupart des résultats expérimentaux présentés dans littérature ne concernent que les chargements triaxiaux à des confinements moyens. Dans ces résultats, seulement la transition fragile-ductile du comportement qui est une caractéristique des matériaux cohésifs, est bien comprise. Récemment, une presse GIGA a été utilisée pour caractériser le comportement du béton aux différents chemins de chargement [38; 96; 124] : Les essais hydrostatiques, triaxiaux et proportionnels ont été effectués pour un fort niveau de confinement. Les essais triaxiaux et proportionnels montrent l'existence de l'état limite de déformation qui est indépendant du chemin de chargement. Ces essais seront utilisés pour calibrer et valider notre modèle numérique.

Les méthodes aux éléments discrets (DEM), telles qu'elles furent introduites par Cundall et Strack [26], offrent ainsi des possibilités sans cesse croissantes quant à la simulation des matériaux frictionnels cohésifs. En effet, de par leur nature discrète, les méthodes DEM permettent de représenter le matériau comme un assemblage d'éléments indépendants. Les éléments discrets s'interagissent selon les lois locales correspondantes. Le comportement mécanique macroscopique du matériau peut être établi grâce à la collection de contributions de ces éléments discrets sous la procédure de chargement ou de déchargement via des phénomènes physiques (mouvement, déplacement, glissement, rotation). De plus, la formation des fissures est simulée par la rupture des interactions entre les éléments. Ces méthodes sont donc souvent appliquées pour analyser des phénomènes de fracturation et de fragmentation dans le béton puisqu'elles ne reposent sur aucune hypothèse concernant où et comment une fissure ou plusieurs fissures apparaissent et se propagent. Par ailleurs, l'algorithme de calcul de ces méthodes est décrit par un schéma explicite qui est bien adapté pour résoudre les phénomènes transitoires.

Dans ce contexte, les travaux présentés dans cette thèse s'intéressent à la modélisation du comportement triaxial des bétons sec et saturé pour des forts confinements. Nous allons proposer un modèle capable de reproduire les résultats prédictifs. Lorsque la DEM est utilisée pour représenter l'échantillon du béton, les paramètres constitutifs locaux sont attribués à chaque force d'interaction entre les éléments. Grâce à cela, le comportement macroscopique de l'assemblage des éléments discrets est représentatif du comportement du béton à l'échelle macroscopique. Pour attribuer les valeurs des paramètres, une procédure de calibration peut

être utilisée [123; 45; 46; 10]. Cette procédure est basée sur les simulations quasi-statiques des essais de traction et de compression uniaxiale et triaxiale. Suite à cette étape de calibration, nous avons réalisé des simulations triaxiales afin de valider le modèle numérique. Une fois le modèle validé, il est couplé avec un modèle d'écoulement compressible pour pouvoir reproduire le comportement du béton en présence d'eau. A travers des modélisations discrètes du comportement du béton, nous verrons l'évolution des propriétés locales de l'échantillon numérique durant la simulation à l'échelle d'élément discret, par exemple, la distribution spatiale des forces d'interaction, les états d'interaction, etc. De plus, grâce au couplage avec le modèle d'écoulement, nous verrons également comment l'eau interstitielle peut influencer le comportement macroscopique du béton.

L'envergure de cette étude est d'introduire cette nouvelle approche comme un outil de recherche pour étudier le comportement du béton sous sollicitations extrêmes. Le modèle DEM fournit des informations précieuses qui peuvent être utilisées pour développer les modèles microscopiques constitutifs en étudiant l'évolution des paramètres qui contrôlent la procédure de déformation.

Ce mémoire comporte cinq chapitres.

Le premier chapitre s'intéresse aux aspects bibliographiques de l'étude permettant la définition du problème. Dans une première partie, nous ferons une présentation d'ensemble sur le comportement du béton sec et nous proposons une revue des modèles numériques existants pour simuler ces types de comportement. La deuxième partie présente le comportement triaxial du béton saturé et d'autres géomatériaux saturés, dans laquelle l'influence de la présence d'eau sur le comportement expérimental des matériaux est abordée. Enfin nous présentons des approches multi-échelles pour ces problèmes qui ont servi de base à développer un couplage dans nos travaux.

Le chapitre 2 est consacré à la méthode aux éléments discrets utilisée. Premièrement, nous présentons les principaux fondements de la méthode aux éléments discrets et l'étude bibliographique sur son utilisation pour simuler le comportement des géomatériaux. Ensuite, deux lois d'interaction sont formulées pour reproduire le comportement du béton.

Le chapitre 3 concerne la calibration et validation des modèles numériques proposés. La procédure de la calibration des paramètres est basée sur la simulation des essais quasi-statiques en compression/traction simple et en compression triaxiale. Une fois les paramètres calibrés, les résultats de deux lois d'interaction sont comparés avec les résultats expérimentaux afin de choisir la loi qui est la plus représentative du comportement du béton. Enfin, la loi choisie est utilisée pour simuler des essais triaxiaux sous différents niveaux de confinement. Par comparaison avec les résultats d'essais expérimentaux, nous allons valider la loi d'interaction choisie.

Dans le chapitre 4, nous souhaitons développer un couplage Fluide-Éléments Discrets pour modéliser le comportement des bétons humides et saturés. Nous présentons d'abord le modèle d'écoulement incompressible développé par Catalano *et al.* [21]. En nous basant sur ce modèle, un modèle d'écoulement adapté sera proposé dans cette thèse pour la prise en compte de la compressibilité du fluide en vue de l'application au béton en présence d'eau. Le problème d'écoulement compressible sera intégré par un schéma explicite. Enfin, ce chapitre se clôture par les conditions du calcul de couplage (pas de temps, conditions aux limites).

Le chapitre 5 expose les applications de ce couplage Fluide-Éléments Discrets pour simuler



les essais triaxiaux du béton en présence d'eau. Un essai drainé est utilisé pour calibrer le paramètre de la conductance locale. Ensuite, une campagne d'essais triaxiaux non-drainés numériques est réalisée, ce qui nous permet de valider le couplage comme un outil de modélisation du comportement des bétons humides et saturés. Les simulations nous montrent également les influences du degré de saturation et de la compressibilité du fluide sur la réponse du matériau. Les résultats sont comparés avec ceux expérimentaux, et sont analysés à la fois en contraintes totales et contraintes effectives.

Enfin, ce mémoire se clôture par des conclusions et des perspectives.

# CHAPITRE 1

---

Étude bibliographique

---

## 1.1 Comportement du béton sec

Popularisé depuis le  $XIX^e$  siècle, notamment grâce au ciment de Portland et à Louis Vicat en France, le béton de ciment est, à l'heure actuelle, le matériau de construction le plus utilisé du fait de sa confection facile, de son ouvrabilité aisée et de son faible coût. Néanmoins, ses constituants et ses qualités mécaniques font encore l'objet de recherches afin de l'adapter à l'environnement et aux besoins du Génie Civil.

Plusieurs méthodes de formulation du béton existent (par exemple : la méthode Baron, la méthode Féret, la méthode de Bolomey,...). Mais, en générale, le béton est un matériau hétérogène constitué d'une matrice cimentaire et d'inclusions de granulats dont la répartition et la géométrie ne sont pas connues a priori et présentent souvent une dispersion importante. De par sa nature hétérogène, le béton présente donc un comportement mécanique très complexe. Ce paragraphe a pour but de présenter ce comportement à l'aide des essais de laboratoire classiquement utilisés pour les géomatériaux. Nous allons aborder le comportement obtenu en conditions quasi - statiques et sous un état de contrainte multi-axiale.

### 1.1.1 Compression simple

C'est l'essai le plus courant pour caractériser les propriétés du béton (Module d'Young, coefficient de Poisson, résistance à la compression). Un échantillon cylindrique est placé entre deux plateaux de chargement. Le plateau inférieur est fixe. Cet essai est piloté par le mouvement du plateau supérieur à déplacement imposé sous l'action d'une presse. Contrairement au contrôle en contrainte, cette méthode permet d'étudier la phase post-pic de la courbe comportementale du béton [44].

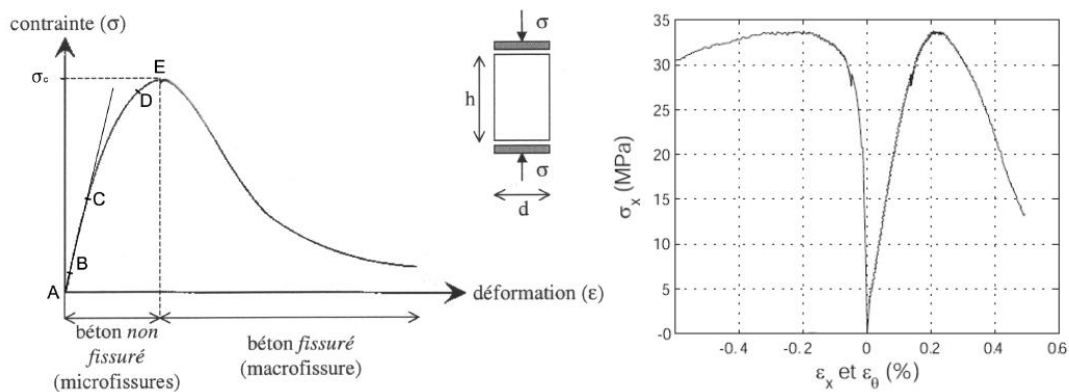


FIGURE 1.1 – Réponse typique du béton en compression simple d'après Mazars [67] (à gauche) et courbes expérimentales d'après Vu [120] (à droite) présentant l'évolution de la contrainte axiale ( $\sigma_x$ ) en fonction des déformations axiale ( $\varepsilon_x$ ) et latérale ( $\varepsilon_\theta$ )

Une courbe caractéristique reliant les contraintes aux déformations obtenue lors d'un essai de compression simple est présentée à la figure 1.1. On peut observer que la réponse du béton présente plusieurs phases [67; 68]. À l'initiation du chargement, les microfissures sont tout d'abord fermées, le module élastique augmente. Cette phase initiale correspond à la première partie de la courbe contrainte - déformation (zone AB, jusqu'à 30% de la résistance  $\sigma_c$ ). Suite

à la fermeture des microfissures, la réponse devient quasi-linéaire. Le module tangent et le coefficient de Poisson sont constants, et le volume total de l'échantillon diminue (zone BC). La contrainte continue à augmenter et lorsqu'elle passe à 50% de la résistance, la non linéarité de la réponse commence à apparaître (zone CD). Cette zone présente une irréversibilité de la déformation de l'échantillon. Les microfissures se propagent de façon stable dans l'auréole de transition. L'échantillon s'endommage provoquant une diminution légère du module tangent. Lorsque l'échantillon atteint sa résistance en compression, son volume augmente par le développement de déformations dilatantes dans les directions transversales au chargement [44]. Ces déformations sont plus importantes que celles se développant dans la direction du chargement. Les microfissures apparaissent dans la pâte et s'orientent parallèlement à la direction du chargement. La propagation de la fissuration est instable du fait des efforts de traction très importants intervenant dans les directions latérales. Au-delà du pic de contrainte, la courbe contrainte-déformation présente une décroissance caractérisant le régime d'adoucissement du béton. Les microfissures coalescent pour former des macrofissures, ces macrofissures se développent jusqu'à la ruine de l'échantillon.

Le comportement du béton a été interprété dans de nombreux travaux [67; 68] et il est généralement admis que le comportement pré-pic observé est celui du béton non fissuré présentant uniquement des microfissures; la partie d'adoucissement est associée au comportement du béton comportant des macrofissures pour lequel le matériau ne répond plus d'une manière homogène.

### 1.1.2 Traction simple

Le béton est principalement utilisé dans la construction des infrastructures pour ses propriétés de résistance en compression. Pourtant, dans ces ouvrages, il est également soumis à des efforts de traction (par exemple, poutres en flexion, la face avant d'une structure en béton sous l'impact d'un projectile). En effet, le béton est souvent endommagé lorsqu'il est soumis à un chargement en traction. Il est donc important de caractériser son comportement en traction.

Il existe deux type d'essais de traction : l'essai de traction uniaxial direct et l'essai de traction indirecte (essai de fendage, essai sur poutre en flexion). Ils ont été étudiés dans de nombreux travaux [108; 76; 30]. Dans cette bibliographie, nous abordons le comportement en traction du béton obtenu par l'essai de traction uniaxiale directe. Cet essai est réalisé en appliquant la charge à un échantillon par l'intermédiaire de deux plateaux en métal collés aux extrémités de l'échantillon. Pour assurer l'homogénéité des contraintes au sein de l'échantillon, le collage de plateaux doit être parfaitement centré et avoir une bonne rigidité.

La courbe contrainte/déformation axiale d'un essai de traction directe réalisé par Terrien [108] est illustrée dans la figure 1.2. On peut observer sur cette courbe trois phases du comportement du béton. Jusqu'à 50% à 60% de la résistance  $\sigma_t$ , cette courbe présente un comportement élastique linéaire. À partir de 60% de la résistance en traction  $\sigma_t$ , la déformation est irréversible, le module tangent est diminué. Il apparaît une décohésion des interfaces, les microfissures apparaissent dans la pâte de ciment et s'agrandissent plus rapidement. En comparaison avec un essai de compression, on constate que la rupture survient plus tôt. Cette apparition rapide de la rupture provoque une perte brutale de la résistance après le pic de contrainte. Les microfissures s'orientent perpendiculairement à la direction de charge et se rejoignent pour former une macro-fissure continue [116]. Les résultats obtenus révèlent aussi

la présence de nombreux grains reliant les surfaces de la fissure, ce qui explique la branche d'adoucissement de la courbe contrainte - déformation, la ruine de l'échantillon apparaît lors de la rupture de ces grains [122].

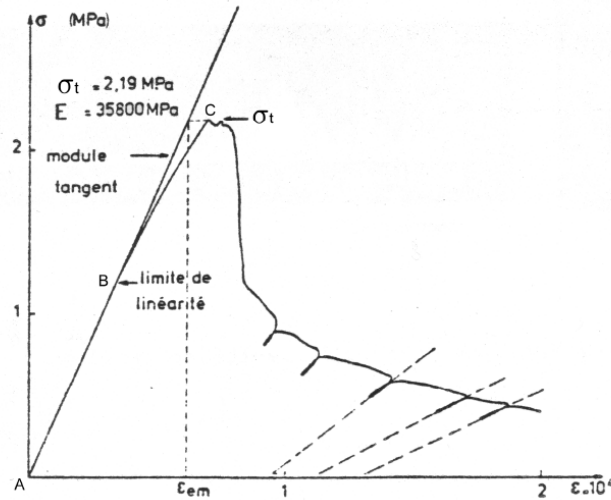


FIGURE 1.2 – Réponse du béton en traction [108]

### 1.1.3 Comportement triaxial

Le comportement du béton sous chargement triaxial a été étudié par plusieurs auteurs [4; 51; 83; 100; 63; 48; 60]. Les essais mettent en évidence l'influence de la pression sur le comportement uniaxial du béton. En général, les essais triaxiaux peuvent être réalisés en deux étapes via le chemin de chargement : le chargement hydrostatique et le chargement déviatoire. Dans la phase de chargement hydrostatique, l'échantillon est généralement mis sous pression par l'intermédiaire d'un fluide. En maintenant le niveau de confinement constant, on applique alors une contrainte axiale supplémentaire par le biais d'un piston dont le déplacement est imposé à vitesse constante (voir la figure 1.5). Jamet [51], Ramtani [83] et Ludovic [63] ont effectué des essais triaxiaux avec une gamme de pression de confinement moyenne (inférieur

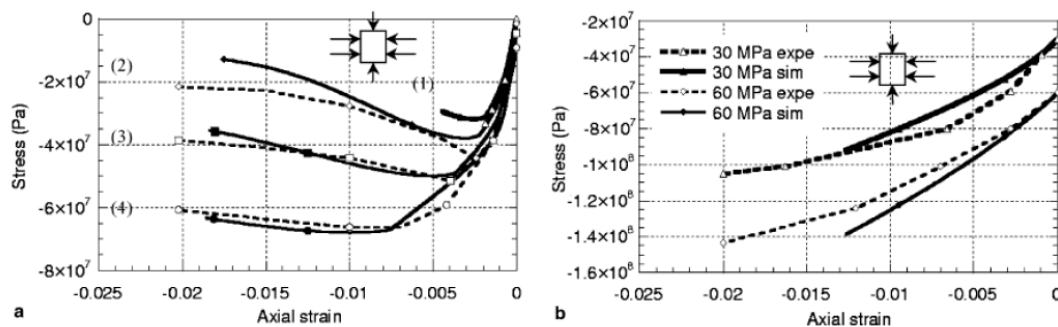


FIGURE 1.3 – Courbes contrainte/déformation obtenues lors d'essais triaxiaux par Ludovic *et al.* [63]. Essais à faible pression de confinement de 0 à 9MPa (gauche) et à pression de confinement moyenne de 30 à 60MPa (droite)

à 100MPa). Ces essais (voir la figure 1.3) montrent que le pic de contrainte augmente lors de l'augmentation du confinement. Le comportement élastique adoucissant sous confinement nul devient élasto-plastique avec écrouissage positif, voir durcissant. Cependant, la compaction du béton n'est pas évidente dans ces essais car les pressions de confinement restent faibles. Dans ce cas, des bandes de cisaillement sont susceptibles d'apparaître. En effet, les résultats de Sfer *et al.* [100] montrent que la rupture de béton dans les essais sous confinement faible peut être localisée, les bandes de localisation sont inclinées par rapport à la direction du chargement, cet angle varie globalement entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ .

#### 1.1.4 Comportement sous haut confinement

Les progrès de l'équipement permettant d'effectuer des essais triaxiaux ont permis d'atteindre des pressions de confinement de l'ordre de quelques centaines de MPa [18; 96; 124; 37; 120]. Ces essais permettent de caractériser le comportement compactant du béton. Ce comportement est présenté de manière plus précise dans le travail de Burlion [18] (voir la figure 1.4). Le béton suit d'abord un comportement linéaire, puis, la raideur diminue du fait de la réduction de la porosité. Lorsque les pores sont complètement fermés, la raideur augmente et devient de nouveau égale à la raideur initiale. On observe un point de compaction où le comportement passe du durcissement élastique au durcissement plastique. On appelle "durcissement élastique" la rigidification du matériau (augmentation apparente du module d'Young lors d'une décharge) due à la fermeture de la porosité. Le "durcissement plastique" correspond quant à lui à la différence de raideur observée entre le comportement à écrouissage linéaire et le comportement à écrouissage non-linéaire [44].

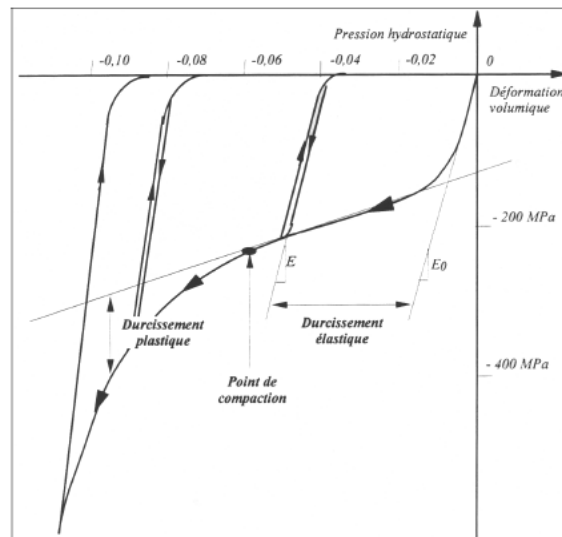


FIGURE 1.4 – Comportement compactant du béton et définitions (Burlion [18])

T. Gabet présente dans son travail de thèse [37] des résultats d'essais triaxiaux réalisés sur des échantillons d'un béton dénommé R30A7. Ce type de béton a des caractéristiques mécaniques suivantes : module d'Young de 26GPa, résistance en compression de 42MPa, la porosité

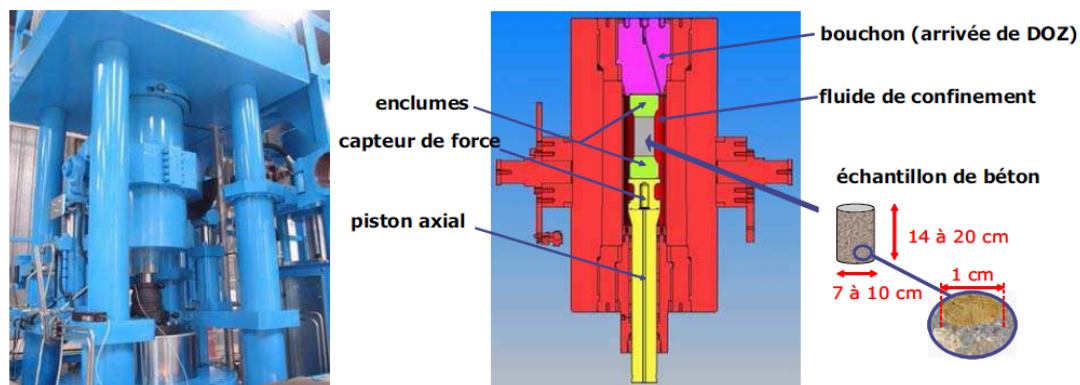


FIGURE 1.5 – Dispositif de la presse GIGA [37]

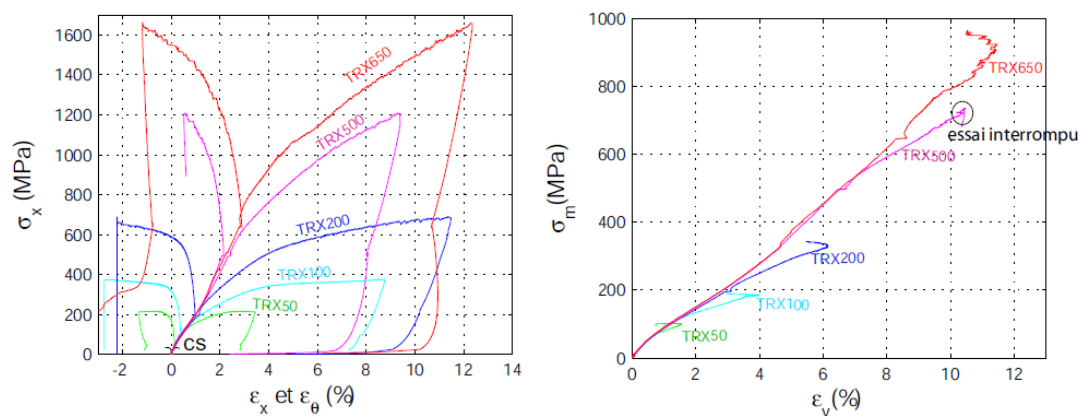


FIGURE 1.6 – Résultats expérimentaux d'essais triaxiaux réalisés sous différentes pressions de confinement d'après Gabet[37]. Courbes contrainte - déformations (à gauche) et courbes de comportement volumique (à droite).

de 11,8% et le coefficient de Poisson de 0,21. A l'aide de la presse GIGA<sup>1</sup> (DGA,2002) (voir la figure 1.5), cinq essais triaxiaux ont été réalisés à des pressions de confinement de 50, 100, 200, 500 et 650MPa. Ces résultats (voir la figure 1.6) montrent que durant la phase hydrostatique, la déformation axiale et la déformation latérale sont identiques, ce qui permet d'affirmer que le comportement du béton est isotrope. La courbe de comportement volumique est qualitativement similaire à celles obtenues par Burlion [18]. Elle met en évidence le processus compactant du béton, caractérisé par une phase de charge élastique suivie d'une diminution du module tangent. Un point d'inflexion, situé aux alentours de 200MPa marque une transition vers une augmentation progressive de ce même module. Dans la phase déviatoire, on peut observer que la capacité de chargement du béton dépend fortement de la pression de confinement. Plus la pression est élevée, plus le déviateur atteint est important. On peut remarquer un raidissement du béton avec le confinement qui se caractérise par un module tangent plus élevé

1. La presse triaxiale GIGA, a été inaugurée le 13 mai 2004 par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), l'Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), l'Université Joseph Fourier (UJF). Cette presse a été financée par DGA dans le cadre d'un contrat qui s'inscrit dans un projet d'étude entrepris sur les "Modèles matériaux pour simulation en dynamique rapide - thème béton" (DGA, 2002)

pour une déformation donnée. Ce phénomène peut s'expliquer par une augmentation de la densité du béton avec la diminution du volume de l'échantillon. Sur les courbes présentant le comportement volumique, le module tangent diminue au moment où commence la phase déviatoire. Cette diminution du module tangent confirme que la présence de contraintes déviatoires (associées à du cisaillement dans la structure) accentue la compaction. Plus le rapport du déviateur des contraintes sur la contrainte moyenne est élevé, plus le module tangent est faible et plus la compaction est importante.

Ces figures montrent également une évolution du comportement limite du béton avec le confinement. Pour un confinement faible (inférieur à 100MPa), un pic de contrainte est atteint. On observe ensuite une faible diminution de la contrainte avant l'arrêt du chargement. Pour un confinement moyen, la courbe semble atteindre un plateau et non pas un pic avant la fin de l'essai. En revanche, la limite maximale de la contrainte n'est pas atteinte pour les confinements élevés (supérieurs à 200MPa). Par contre, toutes les courbes de déformation volumique montrent une transition contraction - dilatation, hormis pour l'essai TRX500 où l'essai a été arrêté trop tôt. Cet état de dilatation est toujours atteint avant le seuil de contrainte maximale. On peut affirmer que le béton commence à s'endommager en traction et en cisaillement au moment de l'apparition de la dilatation.

### 1.1.5 Modèles existants

De nombreux modèles représentant le comportement du béton ont été proposés et implantés. Par exemple avec le logiciel élément finis LS-DYNA (DYNA3D)(Ce logiciel a été originairement développé par le " Lawrence Livermore National Laboratory") [125; 41; 42], Yonten *et al.* [128] a comparé quatre modèles pour modéliser le comportement triaxial du béton, le Modèle de Pseudo Tenseur Géologique (Pseudo Tensor Geological Model, modèle 16), le Modèle de durcissement Cinématique (Kinematic Hardening Model, modèle 25), le Modèle d'Endommagement du Béton (Concrete Damage Model, modèle 72) et le Modèle du Sol/Béton (Soil/Concrete Model, modèle 78) dont les descriptions détaillées ont été présentées dans la littérature [41; 42; 57; 65; 93; 94; 92; 106]. Il a modélisé les essais triaxiaux aux trois niveaux de confinement : 5, 10 et 15MPa sur un béton avec une résistance en compression de 100MPa, essais triaxiaux réalisés par Attard *et al.* [4]. Ces modèles présentent une augmentation de la contrainte maximale (ductilité) avec l'augmentation de la pression de confinement. Néanmoins, l'augmentation de la ductilité prédite par ces modèles est inférieure à ce qui est observé dans les expériences. De plus, les modèles de matériau sont incapables de prédire la réduction de la dilatation du béton avec l'augmentation de la pression de confinement [128]. Ceci est observé dans la figure 1.7.

Le Modèle de Béton/Matériaux géologiques (modèle 16) a été amélioré par Malvar *et al.* [65; 66]. Le modèle de matériau original découple les réponses volumétrique et déviatoire. Une équation d'état considère que la contrainte actuelle est une fonction du minimum de déformation volumétrique actuelle et précédente. Une fois que la pression est connue, une surface mobile, qui a été appelée surface de seuil ou surface de rupture, limite le second invariant du tenseur des contraintes déviatoires. Malvar *et al.* [66] a amélioré ce modèle par l'ajout d'une troisième surface de rupture indépendante basée sur la formulation de troisième invariant de Willam - Warnke et l'ajout d'une énergie de rupture dépendante de la déformation en traction [65; 64]. Le nouveau modèle est nommé modèle de K&C (K&C Model : Karagozian & Case Model). Ce modèle est capable de reproduire les essais triaxiaux avec confinement jusqu'à 34MPa (voir la figure 1.8) [66]. Cependant, pour les forts niveaux de confinement ou sous



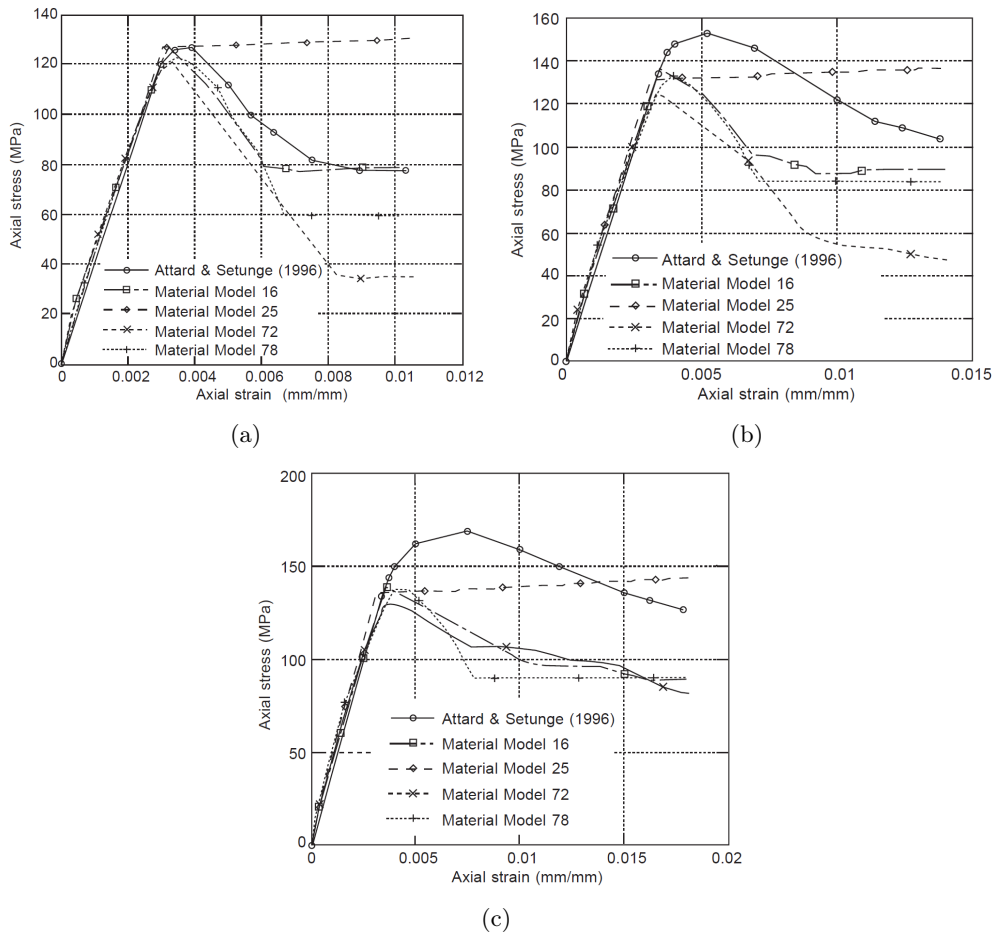


FIGURE 1.7 – Courbes contrainte - déformation des essais triaxiaux pour différents confinements réalisés par Yonten et *et al.* [128] sur un modèle ayant 96 éléments finis : (a) -  $5\text{ MPa}$ , (b) -  $10\text{ MPa}$  et (c) -  $15\text{ MPa}$

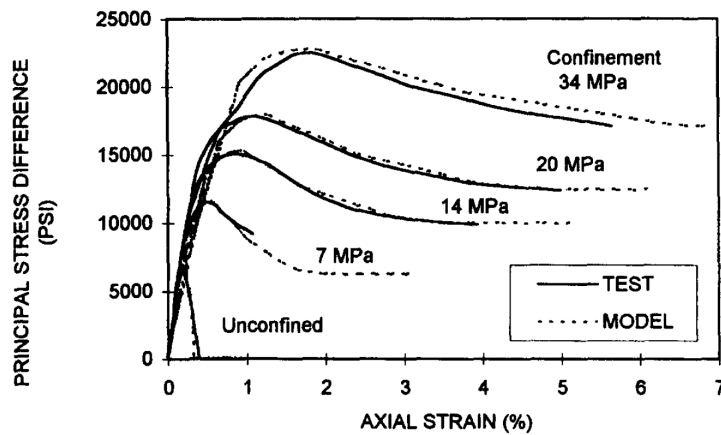


FIGURE 1.8 – Représentation du modèle pour les essais triaxiaux [66]

forte compaction, ses résultats sont très différents avec ceux expérimentaux (voir la figure 1.9) [99]. La figure 1.9(a) montre que la pente de la courbe contrainte - déformation volumique numérique (Mat 72R3) est plus faible que celle de la courbe expérimentale (ICT). Pour les essais triaxiaux, la surface de rupture obtenue du modèle K&C est en dessous de celle d'expérimentation lorsque la contrainte moyenne dépasse à 300MPa (voir la figure 1.9(b)). Il semble donc que ce modèle ne soit pas capable de reproduire le comportement triaxial du béton sous fort confinement.

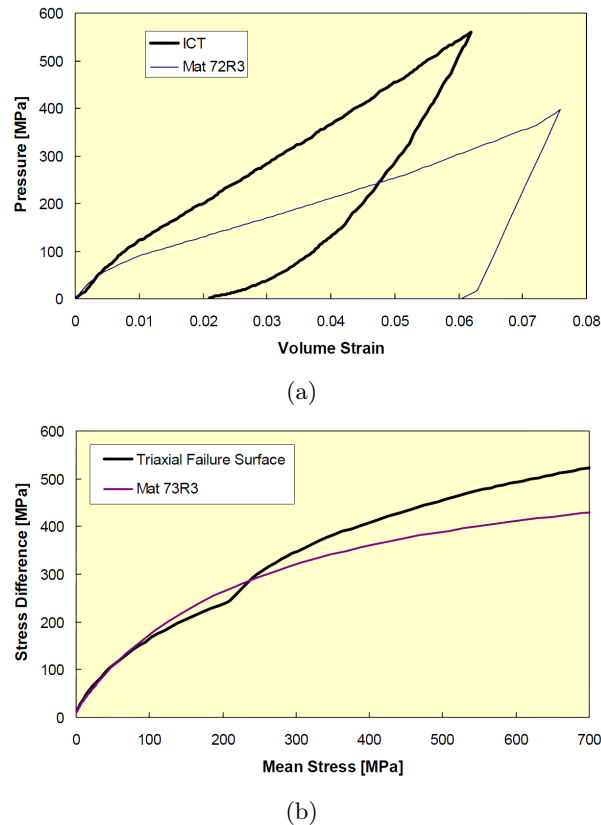


FIGURE 1.9 – Comparaison des résultats expérimentaux et des résultats numériques (Mat 72R3 et Mat 73R3 du béton 45.6 MPa : (a) - essai de compaction isotrope, (b) - surface de rupture des essais triaxiaux [99]

Gabet [37] a utilisé dans son travail un modèle aux éléments finis nommé modèle PRM couplé pour simuler les essais GIGA. Ce modèle a été développé par le Centre d'Études de Gramat (CEG) [88] et implanté dans les codes OURANOS et ABAQUS explicite. Il est le résultat d'un couplage entre un modèle d'endommagement ( initié par La Borderie [56; 79]) permettant la description des mécanismes de dégradation du béton sous faible confinement et d'un modèle élastoplastique à contrainte effective (modèle Krieg and Swenson utilisé par CEG) permettant de simuler la réponse des géomatériaux lorsque les contraintes de confinement sont très élevées. Le modèle PRM couplé utilise plusieurs paramètres et leur identification est complexe. La simulation des essais triaxiaux avec ce modèle (voir la figure 1.10) montre que le modèle présente plusieurs limitations pour simuler les essais triaxiaux sous fort confinement. Le comportement linéaire des courbes contrainte - déformation numériques s'oppose à la diminution progressive du module tangent des courbes expérimentales. Les courbes numériques montrent également une rupture de comportement marquée lorsque la surface seuil est atteinte, à l'inverse de la relative progressivité des résultats expérimentaux. En outre, la comparaison des

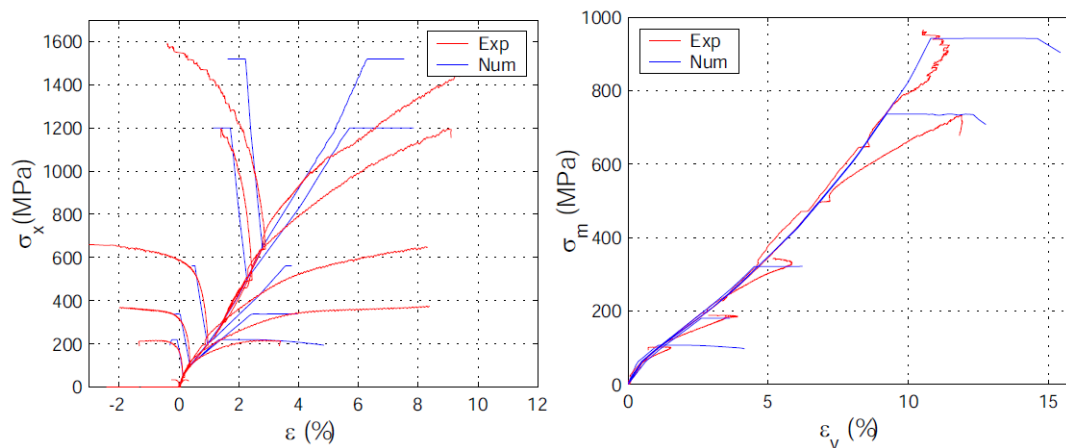


FIGURE 1.10 – Comparaison des essais triaxiaux expérimentaux et numériques obtenus par Gabet[37], courbes contrainte - déformations (à gauche) et courbes de comportement volumique (à droite).

courbes de comportement volumique montre l'inaptitude du modèle à reproduire la compaction en phase déviatoire, liée à l'absence de prise en compte du déviateur des contraintes et donc du cisaillement dans le processus de compaction. Le modèle ne permet pas de reproduire la transition contraction - dilatation des résultats expérimentaux.

Le comportement constitutif complexe du béton, résultant de l'extension des micro-fractures et macro-fractures, est difficile à caractériser en terme d'une formulation continue. Un modèle numérique du béton devrait incarner une procédure appropriée correspondante à la création et la propagation des fissures et leur effets sur le comportement global du béton. En observant à l'échelle - méso, le béton est considéré comme un matériau ayant deux ou trois phases. Un modèle qui permet une implémentation directe de l'hétérogénéité du matériau à l'échelle - méso est le modèle lattice. Il existe plusieurs modèles lattices qui ont été développés et utilisés pour étudier la fracture du béton [47; 95; 117; 118; 62; 27; 28]. Schlangen *et al.* [95] ont utilisé un modèle lattice de type éléments de poutre pour modéliser la fracture dans le béton. Ce modèle utilise une loi de fracture qui utilise la contrainte principale en traction à chaque noeud du lattice pour déterminer la poutre qui peut casser durant la simulation. Van Mier *et al.* [117; 118] a utilisé un modèle bi-dimensionnel lattice de type poutre de Bernoulli pour montrer le mécanisme de la rupture (voir la figure 1.11). Pour ce faire, le matériau est schématisé comme un assemblage régulier ou aléatoire d'éléments de poutre purement-élastiques fragiles. Une extension à trois-dimensions de ce modèle a été utilisée par Lilliu *et al.* [62] (voir la figure 1.12), cette version du modèle est capable d'étudier l'effet de la structure du matériau sur l'adoucissement. Cependant, ces modèles souffrent de limites dans l'étude du béton en mode de compression. Les modèles des éléments discrets surmontent cette limitation et peuvent être utilisés de manière plus générale.

En utilisant la méthode des éléments discrets (DEM), le béton peut être représenté soit comme un assemblage d'éléments rigides ou d'éléments déformables, de types disque, sphère, polygone, etc. Pour caractériser le comportement du béton, différentes lois constitutives ont été appliquées sur chaque interaction entre les éléments. Monteiro Azevedo *et al.* [70] a développé un modèle 2D de DEM en utilisant une loi d'interaction adoucissante pour modéliser la fracture du béton sous les essais de compression simple et de traction simple. Ce modèle apporte des informations cruciales dans la compréhension du phénomène local, cependant, la

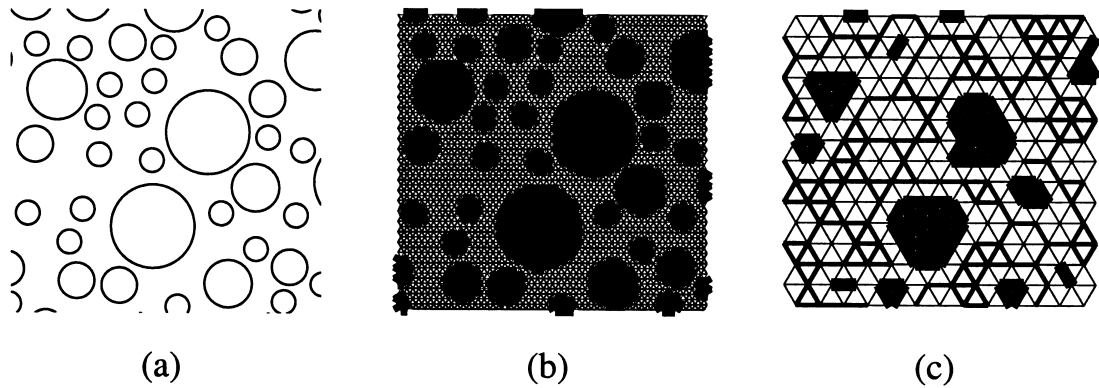


FIGURE 1.11 – Distribution des particules numériques générées du béton (a) avec la superposition d'un lattice triangulaire régulière (b,c). Dans (b) la longueur de l'élément du lattice est de 0.5 mm, dans (c) la longueur est de 2 mm après Van Mier *et al.* [118]

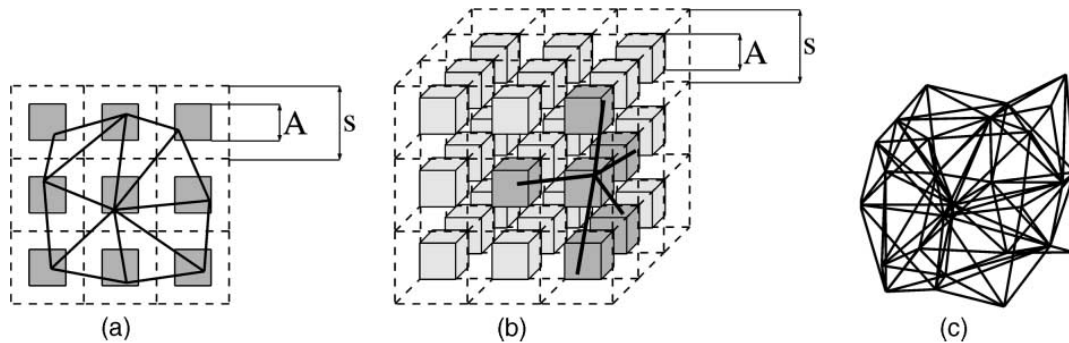


FIGURE 1.12 – (a) Construction de Voronoi pour 3x3 2D maillage avec  $A/s=0.5$ ; (b) génération des connectivités pour un noeud du maillage 3x3x3 3D avec  $A/s=0.5$ , présentée dans (c) [62]

rupture du béton a vraiment un effet 3D. En 3D, un modèle discret, qui décrit le béton par des éléments rigides, utilisant la loi d'interaction élastique - fragile est capable de reproduire le comportement de compression et traction uniaxiale [46] et le comportement triaxial sous faible confinement [10] du béton. Cependant, l'utilisation d'une loi de comportement locale purement élastique - fragile ou d'une loi de comportement locale parfaitement élastique - plastique n'est pas suffisante pour reproduire quantitativement le comportement du béton sous forte pression de confinement, en particulier, lorsque la procédure de la compaction apparaît [46]. Nous proposons dans ce travail une loi de comportement locale afin de reproduire la procédure de la compaction locale et de modéliser le comportement triaxial sous fort confinement du béton.

## 1.2 Comportement du béton et autres géomatériaux saturés

L'objet de ce paragraphe est de fournir une vue générale du comportement triaxial des géomatériaux saturés, en particulier, du béton saturé afin de permettre au lecteur de comprendre le contexte de l'étude et de nous donner également les bases pour développer un outil numérique qui soit capable de reproduire non seulement le comportement triaxial du béton saturé

mais également le comportement triaxial des autres géomatériaux saturés. Nous présenterons d'abord le comportement des grès saturés qui est un matériau représentatif du sol, ensuite, le comportement des mortiers saturés, qui sont considérés comme les matériaux intermédiaires entre le sol et le béton, enfin le comportement du béton saturé.

### 1.2.1 Comportement triaxial des grès saturés

J. Sulem et ses collaborateurs [107] ont réalisé des essais triaxiaux sur des grès saturés de Fontainebleau à des niveaux de confinement allant de 7, 14, 28, 40 et 50 MPa. Ces essais ont été effectués dans des conditions drainées et non - drainées. Les résultats sont présentés sur les figures 1.13 et 1.14, respectivement pour les essais drainés et non - drainés. On observe qu'à faible confinement (7 et 14 MPa) les contraintes maximales obtenues lors des essais drainés sont supérieures à celles obtenues lors des essais non - drainés. C'est l'inverse pour les essais à haut confinement (28, 40 et 50 MPa). La contrainte effective maximale augmente avec la pression de confinement effective. Sur les courbes de déformation volumique, les déformations négative et positive correspondent respectivement aux comportements contractant et dilatant. Le comportement volumique montre initialement une contraction, puis une dilatation endommagée. On constate que la contraction volumique dans les essais non - drainés est moins importante comparée à celles obtenues lors des essais drainés du fait de la génération de pressions interstitielles.

La figure 1.14(c) présente l'évolution de la pression interstitielle macroscopique lors des essais non - drainés. La magnitude de la pression de pore dans la phase contractante dépend de la porosité des grès, de leur compressibilité drainée ainsi que de la compressibilité du fluide [130]. On observe que les courbes donnant l'évolution de la pression de pore correspondent avec les courbes de déformation volumique. Les pressions maximales sont atteintes au point de la transition contraction - dilatation des courbes de déformation volumique et leurs valeurs sont

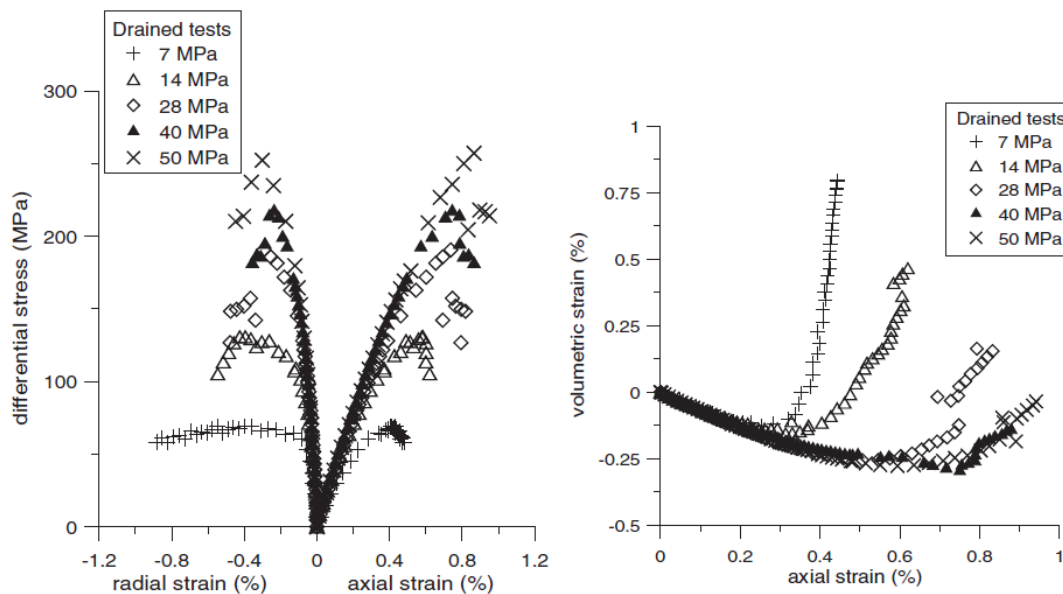


FIGURE 1.13 – Essais drainés : déformations axiale et latérale versus contrainte déviatoire (à gauche) ; déformation volumique versus déformation axiale (à droite) [107].

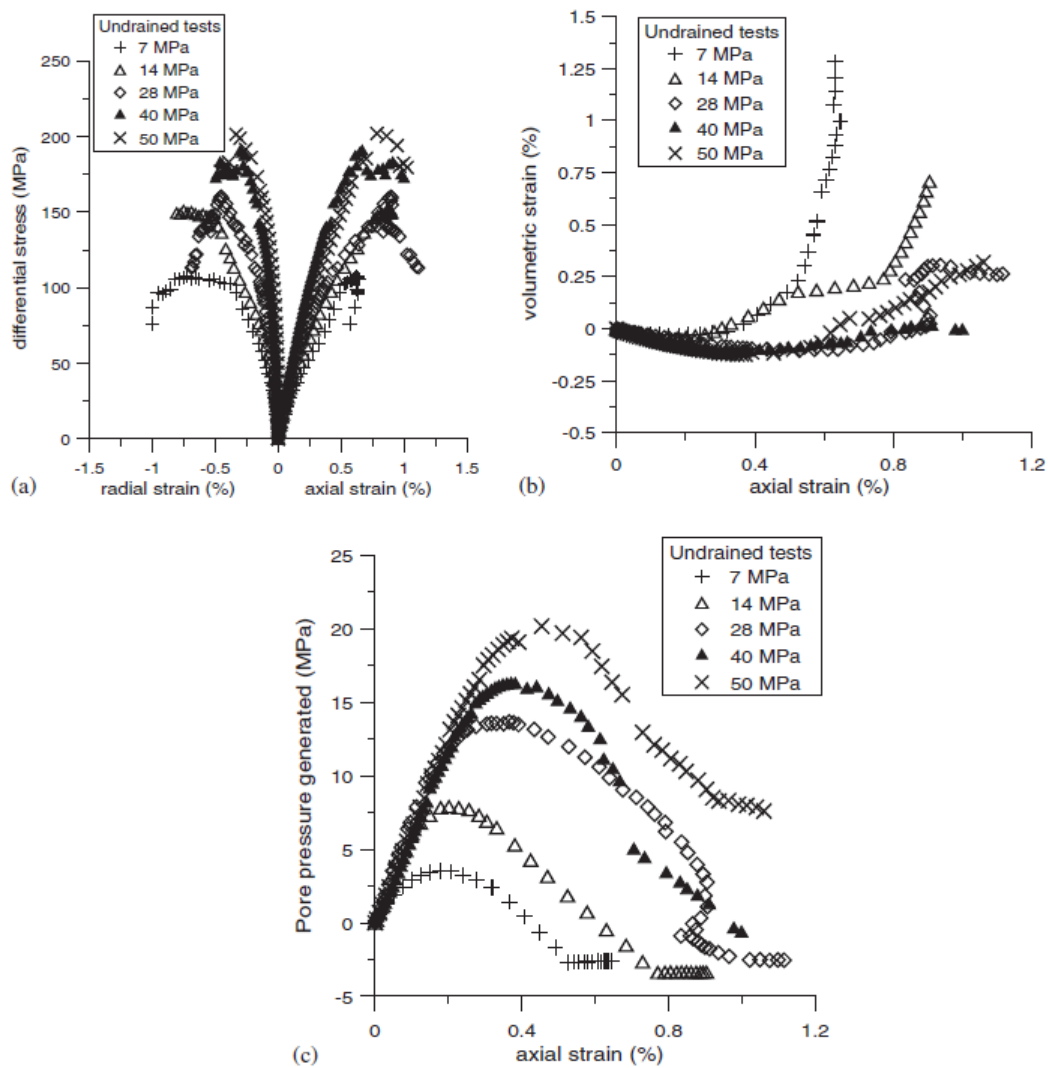


FIGURE 1.14 – Essais non - drainés : déformations axiale et latérale versus contrainte déviatoire (a) ; déformation volumique versus déformation axiale (b) et pression interstitielle versus déformation axiale (c) [107].

respectivement proportionnelles au niveau du confinement. La pression générée commence à se dissiper lorsque la dilatation apparaît du fait de l'apparition et de l'ouverture de microfissures. À faible confinement (7 et 14 MPa), la pression générée au pic de la contrainte effective est inférieure à la pression du fluide appliquée initialement. Ceci est sans doute lié au phénomène de cavitation généralement observé lors d'essais réalisés à faible confinement sur grès denses [85; 110].

P.Baud [8] a effectué une étude afin d'évaluer l'influence de l'eau sur le comportement triaxial des grès jusqu'au confinement de 300MPa. Il a étudié le comportement des grès de Darley Dale (voir la figure 1.15) et de Berea (voir la figure 1.16). Ses résultats mettent en évidence qu'à pression de confinement donnée, les allures des réponses déviatoire et volumique des échantillons saturés et secs de chaque grès sont similaires. Ils illustrent clairement une transition de type adoucissant pour de faibles niveaux de confinement à type durcissant ou bien encore ductile pour de forts niveaux de confinement du comportement déviatoire des grès

de Darley Dale et de Berea (saturés et secs). La présence d'eau tend à diminuer la résistance au cisaillement des grès. Pour de forts niveaux de pression de confinement effective, la présence d'eau tend à diminuer la contrainte déviatoire atteinte du matériau à déformation axiale donnée. Par ailleurs, à pression effective donnée, la déformation volumique d'un échantillon saturé d'un grès est plus faible (20 à 70%) que celle d'un échantillon sec de même matériau.

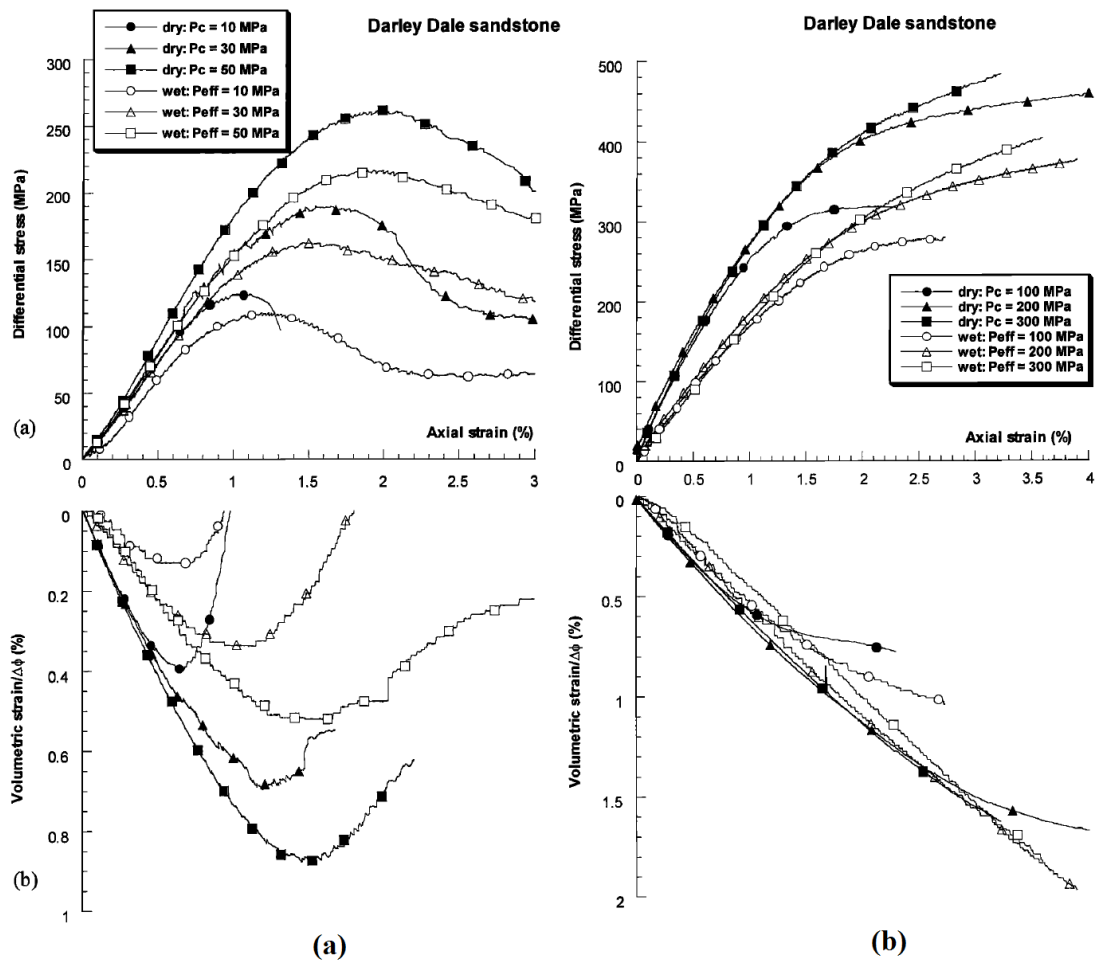


FIGURE 1.15 – Essais triaxiaux à différentes pressions de confinement sur des échantillons saturés et secs en grès de Darley Dale ; symboles vides : échantillons saturés ; symboles remplis : échantillons secs [8]. (a) Essais à faibles confinements et (b) Essais à forts confinements : déformation axiale en fonction de la contrainte déviatoire (en haut) et déformation volumique (en bas).

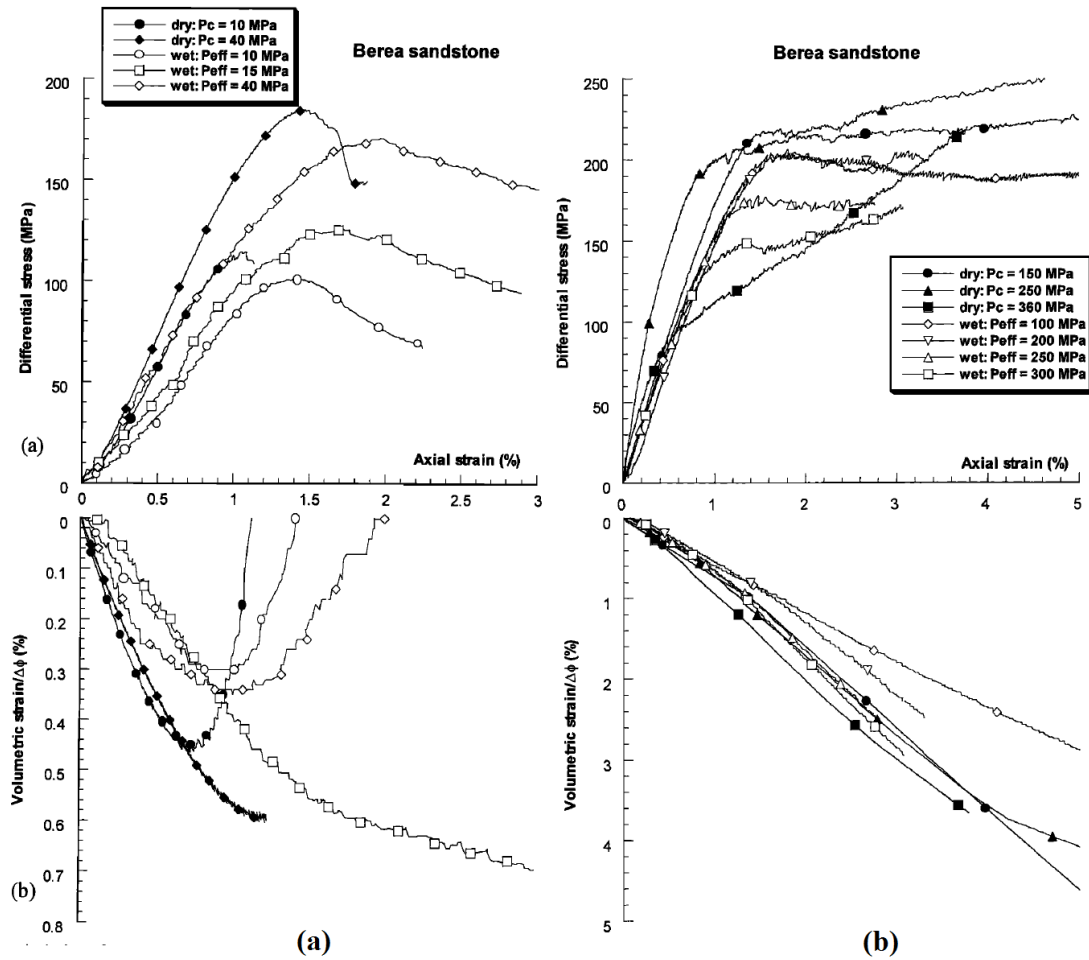


FIGURE 1.16 – Essais triaxiaux à différentes pressions de confinement sur des échantillons saturés et secs en grès de Berea; symboles vides : échantillons saturés; symboles remplis : échantillons secs [8]. (a) Essais à faibles confinements et (b) Essais à forts confinements : déformation axiale en fonction de la contrainte déviatoire (en haut) et déformation volumique (en bas).



### 1.2.2 Comportement triaxial des mortiers saturés

Des essais triaxiaux ont été réalisés sur des mortiers saturés à faible niveau de confinement (à 15MPa) par Yurtdas [129] afin d'étudier l'effet du séchage du mortier sur son comportement triaxial. Les résultats de ces essais sont présentés sur la figure 1.17. L'évolution de la contrainte déviatoire maximale en fonction de la perte en poids du mortier montre clairement l'effet de la dessiccation sur la résistance du matériau : plus celui-ci est sec, plus sa résistance augmente. La pression de confinement contribue à augmenter la différence relative entre la contrainte maximale moyenne des échantillons saturés et celle des échantillons secs. La figure montre l'évolution de la déformation volumique des échantillons de mortier en fonction de leur perte en poids. Pour un même niveau de pression de confinement, on observe une déformation volumique des échantillons secs environ 15% supérieure à celle des échantillons saturés.

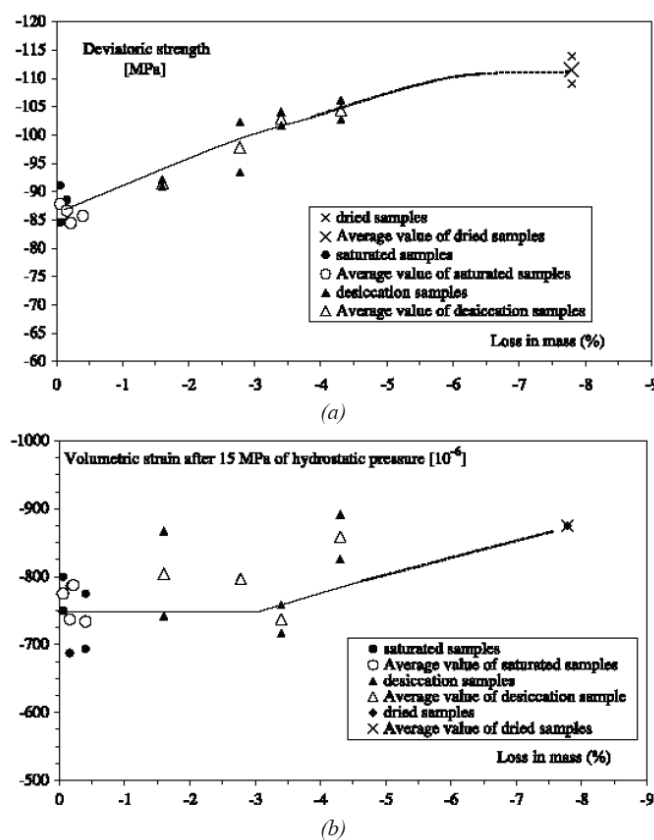


FIGURE 1.17 – Évolution de la contrainte déviatoire maximale du mortier (a) et de la déformation volumique (b) en fonction de la perte en poids [129].

### 1.2.3 Comportement triaxial des béton saturés sous haut confinement

Dans le cadre du projet GIGA, Vu [120; 121] a réalisé des essais triaxiaux pour différents degrés de saturation et différentes pressions de confinement pour permettre de mettre en évidence l'influence du degré de saturation sur le comportement du béton sous fort confinement. Ces essais ont été effectués en condition non - drainée, à des pressions de confinement de 50, 100, 200, 400 et 650MPa sur les échantillons de béton R30A7. Les résultats sont illustrés sur

la figure 1.18. Durant la phase hydrostatique, on observe que la plupart des essais suivent une même courbe contrainte - déformation. De plus, les déformations axiale et circonférentielle sont très proches, ce qui montre que le comportement est quasiment isotrope à ces niveaux de chargement. Pour le confinement de 50MPa et de 100MPa, les résultats montrent que le comportement du béton saturé est similaire à celui du béton sec. Pour des confinements plus importants, les essais sur les échantillons saturés présentent un comportement ductile sans écoulement quelle que soit la pression de confinement. De plus, le déviateur maximal n'augmente pas significativement avec la pression de confinement pour les échantillons saturés (voir la figure 1.19). Ce phénomène s'explique par le fait qu'aux niveaux de contrainte moyenne supérieurs à un niveau pour lequel la matrice cimentaire du béton perd sa cohésion (entre 100MPa et 200MPa), le béton se comporte comme un empilement d'éléments non cohésifs. L'eau génère à la fois une pression interstitielle et une diminution du frottement entre les grains de l'empilement. Ce phénomène s'accroît avec l'accroissement du confinement, du chargement axial et du degré de saturation. En effet, le chargement axial en déplacement au cours de l'essai permet d'augmenter la déformation axiale mais ne permet pas d'accroître le déviateur des contraintes car, sous l'effet des pressions interstitielles au sein des échantillons saturés, les contraintes axiales supplémentaires engendrées au cours du chargement sont reprises par l'eau libre présente dans les pores.

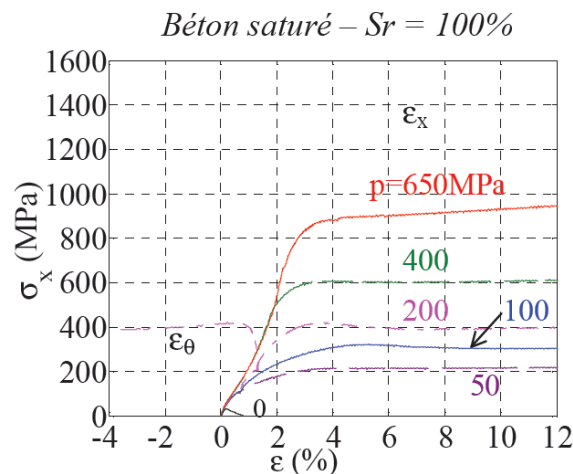


FIGURE 1.18 – Résultats des essais triaxiaux obtenus pour différentes pressions de confinement  $p$  sur des échantillons de béton saturé : contrainte axiale totale  $\sigma_x$  en fonction des composantes de la déformation  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_\theta$  [120; 121].

En considérant des courbes de comportement déviatoire (voir la figure 1.19), le béton saturé présente une raideur tangente axiale qui est plus élevée que celle du béton sec pour des niveaux de contrainte moyenne inférieurs à 70MPa. Ce phénomène s'explique par la micro-fissuration du béton issue du séchage. Sous faibles niveaux de contrainte, l'endommagement du béton, induit par le séchage, fait diminuer son module tangent. Au contraire, sous de forts niveaux de contrainte moyenne, supérieurs à 70MPa, les microfissures sont probablement toutes fermées, le module tangent axial du béton n'est plus influencé par ses microfissures. En revanche, la présence d'eau dans les bétons saturés provoque une dilatation du gel de ciment dont les forces de cohésions sont réduites au cours de l'étape de conservation des échantillons avant l'essai. La rigidité de la matrice cimentaire du béton saturé est donc plus faible que celle du béton sec. Cela explique que le module tangent axial du béton saturé est plus faible que celui du béton sec à de tels niveaux de contrainte moyenne.

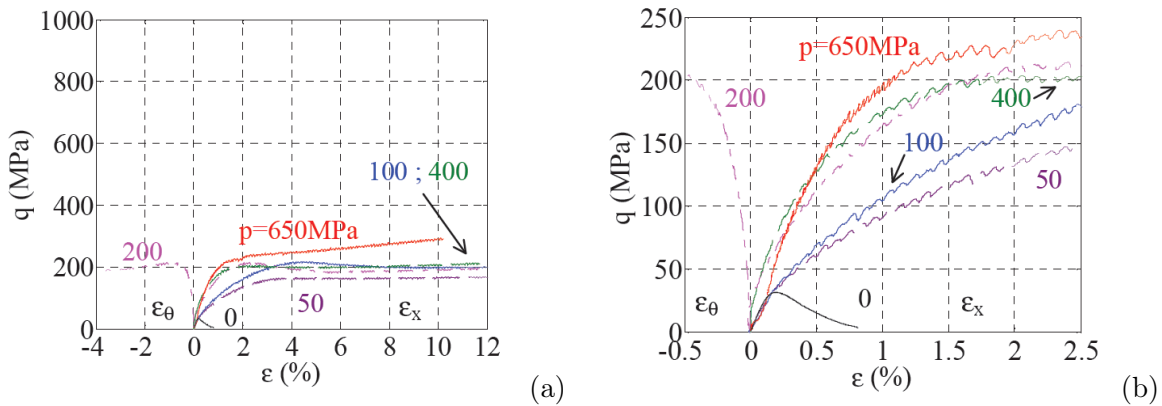


FIGURE 1.19 – Phase déviatoire des essais triaxiaux effectués sur les échantillons du béton saturé (a) et son zoom (b) : Déviateur de contrainte  $q$  en fonction des composantes de la déformation  $\varepsilon_x$  et  $\varepsilon_\theta$ ;  $p$  : pression de confinement [120; 121].

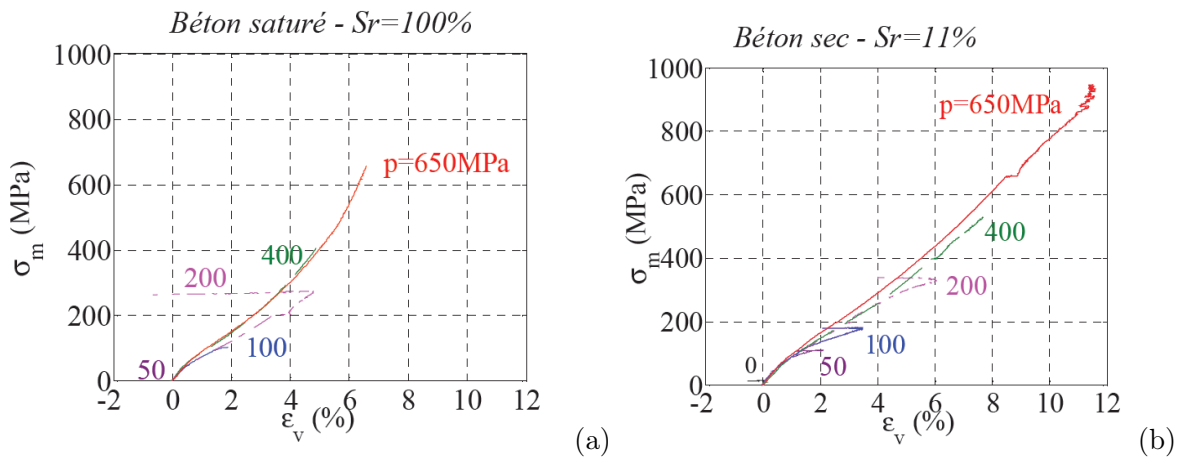


FIGURE 1.20 – Résultats des essais triaxiaux obtenus pour différentes pressions de confinement  $p$  sur des échantillons de béton saturé (a) et sec (b) : contrainte moyenne  $\sigma_m$  en fonction de la déformation volumique  $\varepsilon_v$  [120; 121].

La figure 1.20(a) illustre le comportement volumique obtenue lors de cette campagne d'essais triaxiaux. On peut observer que, durant la phase hydrostatique, la plupart des essais réalisés sur le béton saturé suivent une même courbe de comportement volumique. Les courbes commencent par une phase plus ou moins linéaire, suivie d'une diminution du module tangent. Un point d'inflexion, qui est observé à un niveau entre 100MPa et 200MPa, marque une transition vers une augmentation progressive de ce même module tangent. Ce comportement est similaire à celui du béton sec présenté précédemment. En comparant les courbes comportementales du béton saturé et du béton sec (la figure 1.20(b)), on constate que, pour des niveaux de contrainte moyenne inférieure à 70MPa, la déformation volumique du béton saturé est plus faible que celle du béton sec. Ce phénomène s'inverse pour des niveaux de contrainte moyenne compris entre 70MPa à 270MPa. Lorsque la contrainte moyenne est supérieure à 270MPa, la déformation volumique du béton saturé est nettement moins importante que celle du béton sec. Ce phénomène peut s'expliquer comme précédemment par la présence de microfissures dans le béton sec et d'eau dans le béton saturé.

Vu *et al.* [121] n'a pas mesuré dans ses essais l'évolution de la pression de pores mais il a conclu sur l'effet de la pression interstitielle sur la compaction du béton. La présence d'eau au sein du béton saturé tend à augmenter la densité de ce béton par rapport à celle du béton sec. La compressibilité du béton saturé dans une condition non-drainée est donc plus élevée que celle du béton sec pour une pression de confinement donnée. De plus, sous l'effet d'une forte pression de confinement, la matrice cimentaire perd sa cohésion, le béton se comporte donc comme un empilement granulaire, il existe des pressions interstitielles au sein du béton saturé. Sous l'effet des pressions interstitielles, la contrainte effective au sein de l'échantillon saturé est inférieure à la pression de confinement appliquée autour de l'échantillon. Pour un même niveau de la pression de confinement, les échantillons secs doivent être plus compactés que ceux saturés.

#### 1.2.4 Modèles Hydro - Mécaniques existants

La première théorie pour tenir compte de l'influence du fluide interstitiel sur la déformation quasi-statique des sols a été développée en 1923 par Terzaghi [109] qui a proposé un modèle de consolidation unidimensionnelle. Cette théorie a été généralisée à trois dimensions par Rendulic en 1936 [84]. Cependant, Maurice Biot a d'abord développé une théorie linéaire de poroélasticité [13; 14] qui est en accord avec l'interaction entre le fluide interstitiel et les sols poreux. La théorie de Biot a été largement utilisée en génie civil, en exploitation minière et pétrolière, ainsi qu'en propagation des ondes acoustiques dans un milieu saturé... Le modèle de Biot de l'écoulement du fluide dans un matériau poreux est construit sur le modèle conceptuel d'un squelette solide cohésif et d'un fluide libre dans les pores [29]. Ce modèle utilise deux quantités cinématiques : le vecteur de déplacement solide  $\psi$  et le vecteur de débit spécifique  $\mathbf{q}$  qui décrit le mouvement du fluide par rapport au solide. Deux quantités de déformation, le tenseur de déformation  $\varepsilon$  et la variation du volume de fluide  $\theta$ , sont également introduites pour suivre la déformation du milieu et le changement du fluide dans le milieu. Les déformations sont liées aux variables cinématiques  $\psi$  et  $\mathbf{q}$  par l'expression de compatibilité (l'équation 1.1) et la relation d'équilibre de la masse de fluide (l'équation 1.2), tel que :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left( \nabla\psi + (\nabla\psi)^T \right) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\text{div}\mathbf{q} \quad (1.2)$$

La contrainte totale  $\sigma$  et pression de pore  $u$  sont respectivement les quantités conjuguées de la déformation du milieu et la variation du volume de fluide. Elles sont associées avec les incréments de déformations  $d\varepsilon$  et  $d\theta$  dans la formule du travail par :

$$dW = \sigma d\varepsilon + u d\theta \quad (1.3)$$

En se basant sur la formulation de la relation entre le déplacement  $\psi$  de la phase solide et la pression de pore  $u$  qui a été obtenue par la théorie du mélange de deux phase de Biot, Oka *et al.* [73] ont développé un couplage FEM-FDM utilisant un modèle élasto-plastique pour analyser le phénomène de liquéfaction des sols poreux. Dans ce couplage, la méthode de différence finie (FDM) est utilisée pour la discrétisation spatiale de l'équation de continuité pour définir la pression de l'eau au centre d'élément. La méthode des éléments finis (FEM) est utilisée pour la discrétisation de l'équation d'équilibre. Ce couplage est capable de reproduire le comportement triaxial cyclique non-drainé du sable et de prédire la transition et la progression de la pression de pore due au chargement par vague lors de la simulation de la liquéfaction du fond de la mer.

La modélisation du comportement des géomatériaux et en particulier les sols et les roches non-saturés et saturés, en utilisant la méthodes des éléments finis ou le couplage FEM - FDM a été réalisée par plusieurs auteurs [2; 9; 90; 73; 58; 61]. Cependant, il existe peu de modèle hydro-mécanique numérique utilisant la FEM pour modéliser le comportement du béton humide ou saturé. Bary [7] a proposé un modèle de couplage hydro-mécanique et endommagement pour le béton. Cette approche utilise la mécanique du milieu poreux isothermique et non saturé où le béton est décrit comme un milieu poreux composé de deux phase (solide et fluide) en interaction. Deux variables d'endommagement isotrope ont été introduites dans la formulation pour reproduire l'effet de la dégradations du squelette sur les paramètres mécaniques et hydro-mécaniques. Le phénomène de transfert est contrôlé essentiellement par le gradient de la pression de pore.

Pour simuler le comportement du béton soumis à de forts niveaux de contraintes, le centre d'Études Gramat [88; 80] a développé un modèle couplé aux éléments finis nommé modèle PRM - Krieg & Swenson - Mariotti. Il est le résultat d'un couplage entre un modèle d'endommagement PRM [56; 79], un modèle élastoplastique de Krieg & Swenson [55] et une méthode développée par Mariotti [88] (théorie des contraintes effectives). Le modèle PRM permet la description des mécanismes de dégradation du béton sous faible confinement. Le modèle prend en compte la compaction des matériaux sous forts niveaux de confinement. La méthode de Mariotti permet de prendre en compte la teneur en eau (le degré de saturation). Ce modèle couplé permet donc de reproduire le comportement du béton avec la présence d'eau sous forts niveaux de confinement. En utilisant ce modèle couplé, Gabet [37] a effectué plusieurs essais numériques en reproduisant les degrés de saturation des essais expérimentaux pour étudier l'influence du taux de saturation sur l'évolution de la surface seuil. Les simulations ont été réalisées à cinq degrés de saturation différents : 0%, 45%, 65%, 80% et 100%, afin d'être comparés aux essais expérimentaux. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques montre que le modèle ne produit pas correctement la surface seuil d'un échantillon totalement saturé, la surface seuil numérique est bien au-dessous de la surface seuil expérimentale [37] (voir la figure 1.21).

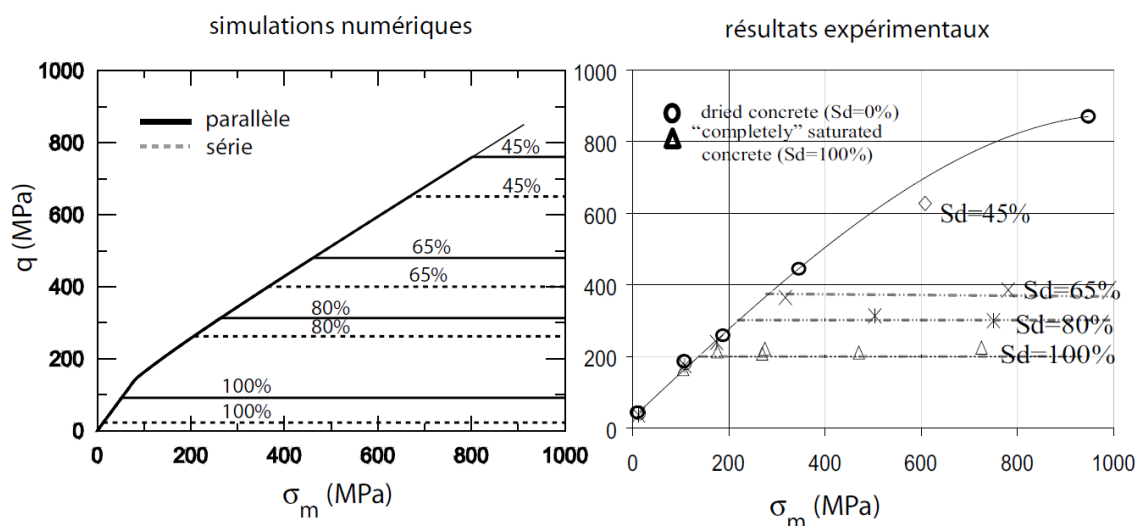


FIGURE 1.21 – Influence du taux de saturation sur la surface seuil : résultats numériques obtenus par Gabet [37] (à gauche) et résultats expérimentaux obtenus par Vu *et al.* [120] (à droite).

En utilisant la méthode des éléments discrets, l'effet de la présence du fluide sur le comportement mécanique des géomatériaux saturés a été étudié par plusieurs auteurs [39; 40; 69; 72; 17; 91; 59; 75; 74; 101]. Ces méthodes ont été appliquées sur des assemblages de disques en deux-dimensions ou de sphères en trois-dimensions soumis à des chargements mécaniques en conditions drainée et non-drainée. Sous chargement mécanique, le fluide génère des pressions interstitielles. La pression dans chaque pore est calculée par le changement de volume du fluide stocké dans ce pore en considérant que le fluide est compressible. Les principes de ces méthodes sont les suivants :

- le changement du volume de pore résulte du mouvement des particules
- la pression des pores dépend du changement de volume du fluide stocké dans le pore
- les forces fluides agissent sur les particules du fait des pressions interstitielles
- l'écoulement du fluide entre les pores est dû aux gradients produits par les pressions interstitielles discrètes

Hakuno [39; 40] et Bonilla [17] ont utilisé une technique de couplage considérant les pores fluides comme les surfaces (2-D) formés par les particules sous forme de polygones (voir la figure 1.22). Les pores voisins sont connectés virtuellement les uns aux autres par un réseau de conduits. Chaque conduit relie les centres de gravité de deux polygones correspondants. Ce réseau de conduits permet au fluide de s'écouler entre les pores en fonction de la différence de leurs pressions. Bonilla [17] a utilisé la théorie de Hagen - Poiseuille pour décrire l'écoulement dans ces conduits.

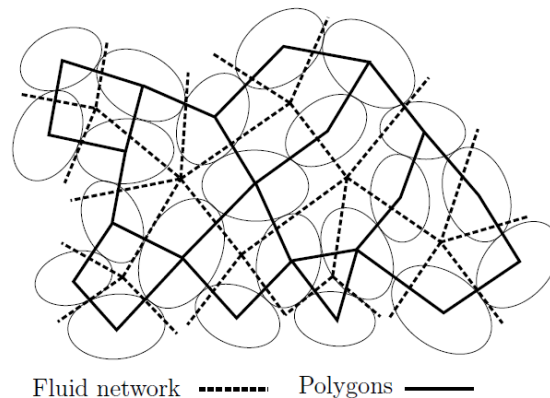


FIGURE 1.22 – Réseau des conduits et pores individuels formés par les polygones [17].

Dans une tentative d'optimisation de la technique de Hakuno, Nakasa [72] et Shafipour [101] et leurs collaborateurs ont utilisé une approche alternative où la génération de pression interstitielle n'est pas examinée au niveau des pores, mais dans des cellules élémentaires carrées (voir la figure 1.23). Le changement du volume de chaque cellule est calculé par le mouvement des particules qui sont à l'intérieur de cette cellule [101] ou des cellules voisines [72]. L'écoulement du fluide entre les cellules est décrit par une équation continue et la loi de Darcy.

Il existe encore une autre méthode pour décrire les espaces des pores dans le matériau, il s'agit de la triangulation de Delaunay. Le pore est la partie vide dans le triangle formé par trois particules voisines en 2D ou dans le tétraèdre formé par quatre particules voisines en 3D (voir la figure 1.24). Sakaguchi et ses collaborateurs [91] ont utilisé cette méthode dans leur travail. L'écoulement de fluide entre deux tétraèdres est calculé en fonction de la longueur de leur côté commun et de la loi de Darcy. La pression interstitielle est appliquée sur le centre des

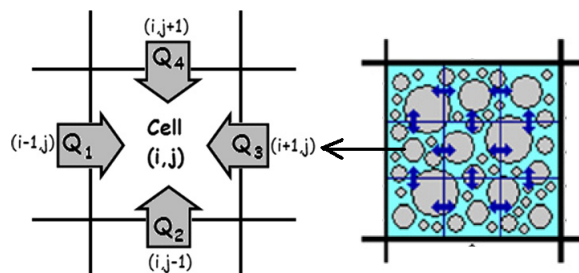


FIGURE 1.23 – Maillage des cellules et l'écoulement de fluide entre les cellules [101].

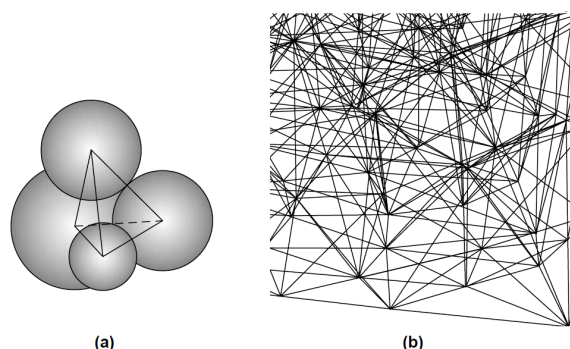


FIGURE 1.24 – Dans un modèle ED 3-D, un pore est le tétraèdre formé par 4 particules (a) ; une partie du maillage des tétraèdres obtenu pour un assemblage de plusieurs grains [59].

particules formant le pore. En utilisant la même méthode, Li et al. [59] ont créé un système de pores dans un assemblage 3-D d'éléments discrets. Ils ont utilisé la relation de Hagen - Poiseuille et le réseau des conduits comme Bonilla [17] pour décrire l'écoulement dans le milieu mais avec une conductance de conduit indépendante de sa longueur.

Le changement du volume des pores cause le développement de pressions interstitielles. C'est cette différence de pression (gradient) qui engendre l'écoulement du fluide entre les pores. Tous les travaux abordés dans ce paragraphe ont utilisé un schéma aux différences finies pour résoudre l'écoulement du fluide. L'équation continue qui est résolue dans ce schéma est la suivante :

$$\Delta u = -B_f \left[ \frac{Q}{V_f} \Delta t + \frac{\Delta V_p}{V_f} \right] \quad (1.4)$$

où  $B_f$  est le module de compressibilité du fluide,  $V_f$  est le volume de fluide stocké dans le pore,  $V_p$  est le volume du pore,  $Q$  est la somme des débits entrants et sortants du pore,  $\Delta t$  est le pas de temps pour calculer l'écoulement de fluide et  $\Delta u$  est le changement de la pression dans le pore produit par l'écoulement.

Ces études nous donneront des bases pour proposer une méthode de couplage Fluide - Éléments Discrets qui soit capable de modéliser le comportement des géomatériaux saturés et en particulier le comportement triaxial du béton saturé sous forte pression de confinement.

## 1.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté une étude bibliographique du comportement expérimental du béton sec et saturé, ainsi que les modèles numériques existants pour modéliser ces types de comportement.

Les études précédentes montrent que le béton est un matériau élastique isotrope adoucissant en traction et endommageable avec des déformations irréversibles en compression. On constate aussi l'influence du confinement sur son comportement volumique, déviatoire ainsi que sur les modes d'endommagement. Plus le confinement est important, plus le déviateur maximal et le module tangent augmentent. L'évolution volumique d'échantillon de béton soumis à des essais triaxiaux montre que la transition contractance - dilatance du béton est observée à des niveaux de contrainte de plus en plus importantes à mesure que le confinement augmente. Enfin, le béton présente un comportement compactant sous forte pression de confinement. La compaction dépend à la fois du niveau de contrainte moyenne et des contraintes de cisaillement au sein de la structure. Ces études expérimentales et les modèles numériques existants nous permettront de proposer, calibrer et valider un modèle complet capable de reproduire la complexité du comportement du béton lors de simulations numériques.

Les études expérimentales réalisées sur des géomatériaux saturés, notamment dans le cas du béton saturé, montrent que leur déviateur maximal dépend à la fois du confinement et de la présence d'eau dans les pores au sein du matériau. Plus le confinement est important, plus la contrainte déviatoire maximale est importante. La présence d'eau diminue la résistance des matériaux saturés par rapport à celle des matériaux secs sous forts niveaux de confinement. Cette diminution n'est pas importante pour les faibles niveaux de la pression de confinement. De plus, la présence d'eau tend à diminuer la contraction des matériaux du fait de la génération de pressions interstitielles. La génération de la pression de pore dépend de la porosité de l'échantillon et de la compressibilité du fluide interstitiel. On observe que l'évolution de la pression interstitielle macroscopique est liée à l'évolution du comportement volumique des matériaux. La pression interstitielle atteint la valeur maximale au point de la transition contraction - dilatation des courbes de déformation volumique et est proportionnelle au niveau de confinement. Concernant le comportement du béton saturé sous fort confinement en utilisant la presse GiGa, l'évolution de la pression interstitielle n'a pas été enregistrée mais l'auteur a donné des conclusions similaires à celles issues de l'étude du comportement des grès saturés. La présence d'eau dans le béton saturé influence de façon importante sa compaction et sa capacité de chargement.

Les modèles Hydro - Mécanique qui ont été abordés dans ce chapitre ont été utilisés avec succès pour modéliser la liquéfaction ou le comportement triaxial sous faible confinement des géomatériaux (surtout les sols). À partir de ces modèles, nous souhaitons proposer dans notre travail un modèle Hydro - Mécanique qui soit capable de reproduire le comportement triaxial sous forts niveaux de la pression de confinement du béton saturé. Il nous faut donc tout d'abord construire un modèle des éléments discrets permettant de reproduire le comportement triaxial sous haut confinement du béton sec. Ensuite, un couplage entre ce modèle et le fluide sera proposé pour étudier le comportement du béton saturé. Dans le prochain chapitre, la méthode des éléments discrets sera présentée ainsi que la loi de comportement nécessaire pour modéliser le comportement du béton sec.





---

### Simulation du comportement du béton par la méthode des éléments discrets

---

Comme on l'a vu, le béton présente un comportement complexe sous tous types de chargement. Particulièrement sous fort confinement, il présente un phénomène de diminution puis d'augmentation de la raideur. C'est le phénomène de compaction. L'objectif de ce travail de thèse est de proposer une approche micromécanique permettant de modéliser ce comportement en s'appuyant sur une modélisation numérique discrète des phénomènes mis en jeu à l'échelle des grains. Ce chapitre est ainsi consacré au modèle micromécanique que nous avons développé et utilisé tout au long de ce travail de thèse. Après une présentation de la Méthode des Éléments Discrets (DEM) et des simulations utilisées pour étudier le comportement des géomatériaux, nous nous intéresserons au code de calcul utilisé durant ce travail. Enfin, les lois de comportement seront présentées.

## 2.1 La Méthode des Éléments Discrets (DEM)

### 2.1.1 Objectif et principe

De nombreuses méthodes numériques discrètes ont été utilisées pour simuler la micromécanique des matériaux granulaires [33]. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons plus particulièrement à la méthode que nous avons utilisée au cours de ce travail de thèse. C'est la DEM classique qui a été initiée par Cundall et Strack [26]. Elle a pour objectif de résoudre des problèmes mettant en jeu des matériaux granulaires et les géomatériaux comme le béton en décrivant leurs discontinuités matérielles propres, que ce soit pour la caractérisation de leur comportement [20] ou pour la simulation de la réponse d'une structure ou d'une partie d'une structure [89; 36]. Dans cette méthode, le milieu est représenté par des éléments géométriques, de type disque, sphère, polygone, polyèdre, etc., qui sont considérés indépendamment les uns des autres, rigides ou simplement déformables. Chacun d'entre eux présente un mouvement qui est régi par le Principe Fondamental de la Dynamique et des lois d'interaction intergranulaire. En considérant un ensemble d'éléments discrets sphériques soumis à un ensemble de charges extérieures, le cycle de calcul de la DEM utilisée dans notre travail est décrit comme le suivant

1. Détection des interactions entre les éléments à l'instant  $t_i$ . On définit l'interpénétration entre deux éléments en interaction  $U_n = D_{eq} - D_{ab}$ , où  $D_{eq}$  et  $D_{ab}$  sont respectivement la distance entre les centres des deux éléments  $a$  et  $b$  à l'instant initial pour lequel l'interaction est détectée et celle calculée à l'instant  $t$ .
2. Étant connus l'interpénétration et l'incrément de déplacement tangentiel à chaque interaction ainsi que leurs orientations, nous pouvons utiliser la loi d'interaction pour calculer la force d'interaction. Cette force est calculée comme la somme de la composante normale et de la composante tangentielle.
3. Calcul de la force résultante appliquée sur chaque élément. Cette force correspond à la somme des forces d'interaction appliquées sur l'élément concerné.
4. Intégration du mouvement par un schéma explicite du Principe Fondamental de la Dynamique à chaque élément. On considère ici la rotation des éléments :

$$F_i = m\ddot{x}_i \quad (2.1)$$

$$M_i = I\dot{\omega}_i \quad (2.2)$$

où  $F_i$  et  $M_i$  sont respectivement la force et le moment généralisés.  $m$  et  $I$  sont respectivement la masse et le moment d'inertie d'un élément.  $\ddot{x}_i$  et  $\dot{\omega}_i$  sont respectivement l'accélération de translation et l'accélération angulaire de rotation de l'élément.  $i$  distingue les trois directions de l'espace.

Après l'intégration, les positions des éléments sont mises à jour. On retourne au début du cycle de calcul (voir la figure 2.1).

Pendant les interactions entre chaque élément, l'énergie du système est dissipée par la force de friction due au glissement des éléments les uns par rapport aux autres. Si l'on souhaite simuler un comportement quasi-statique, cette dissipation n'est pas suffisante pour obtenir une solution d'équilibre avec un nombre d'interactions raisonnable. On introduit donc une force d'amortissement [26] dans les équations de mouvement (2.1) et (2.2) afin de faire converger plus rapidement l'assemblage de sphères vers une solution d'équilibre. On obtient une nouvelle

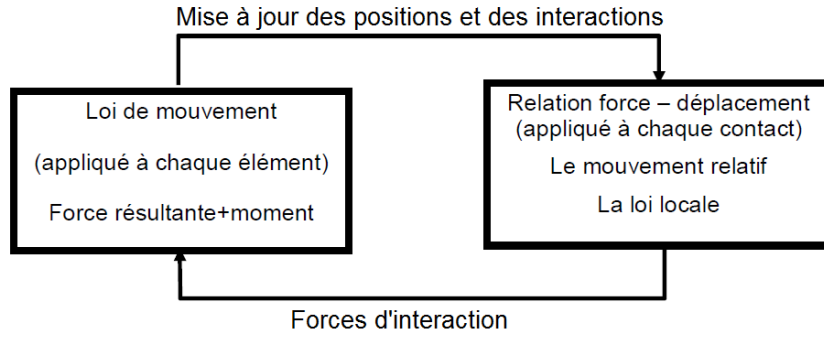


FIGURE 2.1 – Schématisation du cycle de calcul de la DEM.

équation de mouvement amortie :

$$\begin{cases} F_i + F_i^d = M_i A_i ; i = 1..6 \\ M_i A_i = \begin{cases} m \ddot{x}_{(i)} ; i = 1..3 \\ I \dot{\omega}_{i-3} ; i = 4..6 \end{cases} \end{cases} \quad (2.3)$$

où  $F_i$ ,  $M_i$  et  $A_i$  sont respectivement la force, le moment généralisé et l'accélération. La force généralisée peut être décomposée en termes de translation ( $i = 1, 2, 3$ ) et en termes de rotation ( $i = 4, 5, 6$ ).  $F_i^d$  est la force d'amortissement qui est donnée par l'expression suivante :

$$\begin{cases} F_i^d = -\alpha |F_i| \text{sign}(V_i) ; i = 1..6 \\ \text{sign}(y) = \begin{cases} +1 ; \text{si } y > 0 \\ -1 ; \text{si } y < 0 \\ 0 ; \text{si } y = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.4)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'amortissement et  $V_i$  représente les vitesses généralisées :

$$V_i = \begin{cases} \dot{x}_{(i)} ; i = 1..3 \\ \omega_{i-3} ; i = 4..6 \end{cases} \quad (2.5)$$

L'effet de cet amortissement non visqueux est de réduire la force appliquée à un élément. On peut le calibrer par le coefficient  $\alpha$  pour obtenir la solution d'équilibre dans un temps de calcul raisonnable. La convergence du calcul vers une solution stable est également conditionnée par une valeur du pas de temps qui permet la propagation des ondes dans le milieu. En effet, si l'on considère chaque élément de l'assemblage comme un oscillateur de masse  $m$  relié par un ressort de rigidité  $k$  à un corps fixe, le pas de temps  $\Delta t$  doit être choisi suffisamment petit par rapport à la période propre  $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$  de chacun des systèmes oscillants afin d'éviter que l'assemblage ne s'emballe sous l'effet de l'amplification des phénomènes cinétiques. En conséquence,  $\Delta t$  doit être strictement inférieur à la plus petite période propre obtenue sur l'ensemble des particules de l'assemblage.

Dans notre code de calcul, le pas de temps critique  $\Delta t_{crit}$  est estimé comme une fraction  $C_t$  de la plus petite période propre équivalente  $T^{trans}$  (pour la translation) et  $T^{rot}$  (pour la rotation) de l'assemblage :

$$\Delta t_{crit} = C_t \min(T^{trans}, T^{rot}) = C_t \min\left(\sqrt{\frac{m}{K_n}}, \sqrt{\frac{I}{K_r}}\right) \quad (2.6)$$

où  $K_n$  et  $K_r$  sont respectivement la raideur normale en translation et la raideur de rotation des interactions appliquées à chacun des éléments.  $I$  est le moment d'inertie. Le coefficient  $C_t$

est choisi pour tenir compte au cours du calcul des non-linéarités non prises en compte avec le calcul proposé. Cette valeur est fixée à 0,1 durant nos simulations.

### 2.1.2 Bibliographie sur son utilisation pour étudier le comportement des géomatériaux

Malgré le fait que de nombreux géomatériaux, comme des roches, ne soient pas des matériaux granulaires, les modèles discrets sont souvent appliqués pour étudier leur comportement mécanique, en supposant que le matériau peut être approché en tant qu'un ensemble d'éléments discrets liés entre eux par les différents modèles des forces cohésives ou des effets du ciment [33]. Les éléments discrets peuvent être rigides (ou éventuellement déformables) sous différentes formes avec des surfaces lisses ou rugueuses [52].

La répartition et les formes des éléments discrets contribuent énormément à la distribution des forces d'interaction et leurs intensités. Avec le modèle constitutif, ils doivent être capables de représenter le comportement des géomatériaux observés dans l'expérimentation et les champs d'observations. Les modèles constitutifs peuvent être basés sur les différentes lois d'interaction. La loi la plus simple est de supposer les lois d'interaction linéaires pour la compression normale, une raideur de cisaillement constante et un angle de friction pour le glissement. Les autres approches supposent que la réponse normale de chargement - déplacement est élastique non linéaire ou a des raideurs normale et tangentielle. De plus, une loi de transfert de moment qui contrôle le roulement peut être introduite [49; 50; 78; 77; 10]. Ces forces d'interaction locales sont contrôlées par un ensemble des paramètres qui contribuent à la génération des comportements complexes à l'échelle de l'élément discret [33]. Avec ces paramètres, la DEM peut reproduire les comportements complexes comme la réponse non-linéaire de contrainte - déformation, la dilatation liée à la contrainte moyenne, la transition fragile - ductile, le seuil de résistance non-linéaire, l'émission acoustique, etc., [25]. Pour ce faire, le critère de rupture (critère de Mohr - Coulomb, critère de Druker-Prager ou d'autres) peut être utilisé pour contrôler le comportement en cisaillement des interactions entre les éléments discrets.

Scholtès *et al.* [98] a utilisé la DEM pour simuler le comportement des sols partiellement saturés qui sont soumis à des effets capillaires. Les effets de l'eau dans le régime pendulaire sont simulés par l'ajout d'une force entre les éléments discrets, qui représente la présence du pont liquide entre deux éléments en contact. Il existe donc deux types de force entre les éléments en contact. Une force de contact, qui est en fonction du mouvement relatif entre les éléments et qui est souvent décrite par une loi de contact élasto-plastique. Une force capillaire est liée aux phénomènes de tension superficielle qui se produisent au niveau du pont liquide. Cette force est fonction du volume du pont liquide, de la taille des éléments et de la nature du liquide. Les résultats indiquent que les effets de l'eau interstitielle dans les matériaux non-saturés au régime pendulaire sont représentés par la distribution discrète des forces au lieu de la pression interstitielle moyenne. De plus, lors d'un chargement déviatoire, le caractère anisotrope des contraintes produites par la phase liquide est d'autant plus importante que la teneur en eau est faible. Cette anisotropie pouvant induire des effets de cisaillement supplémentaires sur le squelette solide, une contrainte effective d'origine microstructurale a été définie [97]. La méthode des éléments discrets est donc un outil pertinent pour modéliser le comportement des sols partiellement saturés.

Dans le cas des géomatériaux saturés, en particulier les sols saturés, l'interaction avec le

fluide influence le mouvement des particules et les forces fluides agissent sur les particules du fait des pressions interstitielles. Les modèles de couplage de Fluide - Éléments Discrets ont été utilisés pour modéliser le comportement (drainé, non-drainé, liquéfaction, etc.) de ce type de géomatériaux par plusieurs auteurs [39; 40; 69; 72; 17; 91; 59; 75; 74; 101]. Ces travaux ont été abordés dans la section 1.2.4.

Dans un autre domaine, cette méthode a été également utilisée pour reproduire le comportement fragile des roches par la simulation de l'initiation, de la propagation et de l'interaction des fissures locales. En utilisant la DEM, les roches sont présentées par un assemblage d'éléments discrets qui se lient par des forces cohésives et frictionnelles. Ces forces sont contrôlées par un seuil en traction. Lorsque la force d'interaction entre deux éléments dépasse la résistance en traction ou en cisaillement, la fissure locale est initiée. Ces fissures locales coaliseront et créeront les fissures macroscopiques. Cela peut être confirmé dans la simulation de Potyondy et Cundall [81]. De plus, la DEM est également capable de modéliser les roches avec une fissure pré-existante dans leur milieu. Dans ce cas, le massif de la roche fissuré est modélisé comme des blocs rocheux entiers et des joints. Cette modélisation discrète a été utilisée dans de nombreux travaux [11; 12; 102; 35].

Lorsqu'il existe un écoulement du fluide dans les fissures de la roche, le couplage fluide - éléments discrets peut être utilisé. Ces modèles couplés sont basés sur le suivi de l'écoulement de fluide travers des fissures individuelles, ou basé sur le milieu poreux avec l'idéalisation de solide fracturé [71]. D'une autre façon, Sakaguchi et Mühlhaus [91] ont proposé une formulation hybride pour le couplage de déformation de fluide interstitiel et des déformations solides.

La bibliographie d'utilisation de la DEM pour la modélisation du comportement statique du béton a été abordée dans la section 1.1.5. Dans ce paragraphe, nous présentons les applications de la DEM pour modéliser le comportement dynamique du béton dont l'une des caractéristiques est l'augmentation significative de la résistance apparente du béton avec la vitesse de déformation [45; 32]. Donzé *et al.* [32] a effectué des simulations d'essais aux barres d'Hopkinson (Split Hopkinson Pressure Bar) avec une vitesse variant entre 350 et 700  $s^{-1}$ . Les résultats montrent que la sensibilité du béton est bien reproduire sans nécessiter l'utilisation de la viscosité dans le modèle. Le phénomène transitoire (contrainte, endommagement) dans l'échantillon durant et après l'impact est également montré [33].

Cette section a pour but de donner une vue brève de l'application de DEM pour modéliser le comportement des géomatériaux. Nous n'avons présenté que les applications des méthodes des éléments discrets non-déformables. Elles ont été largement utilisées pour modéliser les sols, les roches et les bétons sans besoin d'hypothèses continues pour décrire le matériau. Ce type de DEM est également utilisé dans ce travail de thèse pour modéliser le comportement du béton sous forte pression de confinement.

## 2.2 Le code de calcul YADE

Le code de calcul YADE (pour "Yet Another Dynamic Engine", [119; 53; 54]), a été conçu et développé au Laboratoire 3S-R de Grenoble. Ce code propose un environnement Open Source écrit en C++ permettant le développement de modèles numériques discrets en trois dimensions en utilisant les lois de comportement locales spécifiques aux problèmes traités. Ce

code est en fait une évolution du code SDEC [31], basée sur la méthode de calcul aux éléments discrets (DEM) initialement introduite par Cundall et Strack [26] et dont les capacités sont en perpétuelle évolution grâce à la mise en commun du travail de ses utilisateurs. Il est développé essentiellement pour simuler des problèmes appliqués à la géomécanique en configuration quasistatique et dynamique [111; 97; 103; 113; 112]. Dans le cadre de ce travail de thèse, nous implantons dans YADE des modèles numériques pour simuler le comportement du béton sous fort confinement. Le béton est donc représenté par un milieu tridimensionnel, composé d'éléments discrets sphériques traités indépendamment les uns des autres et qui interagissent par des lois de type force - déplacement. Les hypothèses à la base de la DEM utilisée ici sont les suivantes :

- Les éléments discrets sont traités comme des corps rigides (indéformables),
- L'interaction agit de façon ponctuelle entre deux éléments,
- Le comportement d'interaction autorise un faible chevauchement des éléments,
- La grandeur de chevauchement est liée à la force d'interaction par l'intermédiaire de la loi de comportement, et les chevauchements sont petits par rapport à la taille d'élément,
- Tous les éléments sont sphériques, exceptés les éléments particuliers destinés à appliquer les conditions aux limites.

En plus des éléments sphériques, le code YADE inclut l'élément mur. Nous utilisons dans notre modèle numérique des spécimens de type parallélépipédique. Ces éléments murs nous permettent d'appliquer aux limites, un déplacement et de produire ainsi un chargement sur les éléments.

## 2.3 Les lois de comportement proposées

Le béton est un matériau fortement hétérogène, mais dans notre modèle numérique, il peut être considéré comme homogène et continu à condition que l'échelle d'observation soit suffisamment grande. Son comportement a été présenté précédemment dans la section 1.1. L'objet de ce paragraphe est donc la proposition d'une loi de comportement locale qui permette de reproduire toute la complexité de ce comportement. Cette loi est essentiellement issue des résultats expérimentaux obtenus avec la presse GIGA [37; 120]. Avec cette loi de comportement locale, notre modèle numérique a été soumis à différents type d'essais (compression simple, traction simple, essai oedométrique, essai triaxial, ...) afin de reproduire le comportement mécanique macroscopique du béton. Il est important que le modèle soit capable de reproduire, tout particulièrement, deux points du comportement du béton [44] :

- Le comportement du béton sain est linéaire, isotrope et homogène,
- Le comportement non - linéaire du béton est plus proche de celui d'un milieu non poreux que d'un matériau granulaire, à pression de confinement modéré.

Nous proposons dans ce travail deux lois de comportement locales : l'une présente une relation entre force et déplacement de type "élastique - plastique tri-linéaire" [111; 103] et l'autre présente une relation de type "élastique - plastique exponentielle" [113; 112; 115; 114]. Ces lois d'interaction s'appliquent localement sur chaque interaction et on cherche à reproduire la réponse globale du matériau. Les résultats obtenus en utilisant ces deux lois seront discutés dans le prochain chapitre.

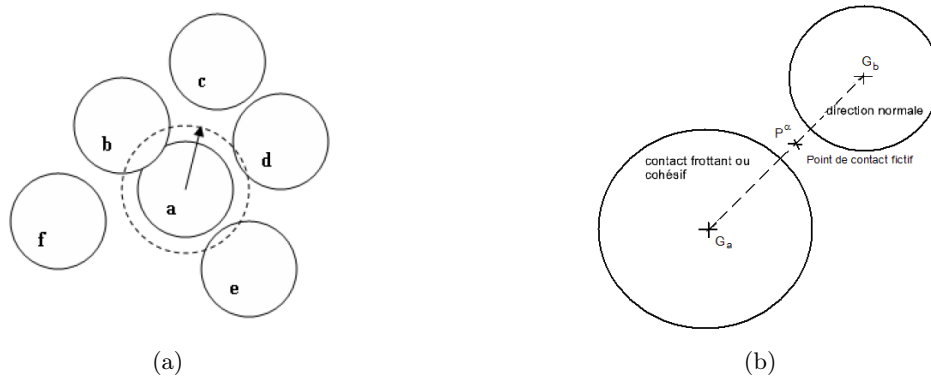


FIGURE 2.2 – Notion de rayon d'interaction. Une interaction est détectée entre les EDs  $a - b$ ,  $a - e$  et  $a - d$  après l'application de ce rayon d'interaction à partir de l'élément  $a$  (a). Définition du point de contact (b).

Dans notre modèle, une interaction entre deux éléments  $a$  et  $b$  de rayon  $R_a$  et  $R_b$  respectivement, n'est pas seulement définie lorsqu'ils sont en contact mais aussi lorsqu'ils sont séparés par une distance inférieure à un rayon d'interaction nommé  $\gamma$  (voir la figure 2.2(a)); une interaction est ainsi créée entre deux éléments  $a$  et  $b$  si :

$$\gamma(R_a + R_b) \geq D_{ab} \quad (2.7)$$

où  $D_{ab}$  est la distance entre les centres des éléments  $a$  et  $b$  et  $\gamma \geq 1$ . C'est une différence importante par rapport aux MEDs classiques qui définissent l'interaction entre les éléments strictement en contact ( $\gamma = 1$ ). La valeur de  $\gamma$  est choisie afin d'avoir un nombre d'interactions par élément discret (ED) égal à 12. Avec ce choix de référence qui correspond à un empilement "Cubique Face Centre" de sphères de même taille, le module d'Young global qui dépend des raideurs locales des interactions peut être contrôlé facilement (voir [31; 32; 45; 89]). Pour chaque interaction, on définit un vecteur normal  $n_i$  et un point de contact  $P$ . Le vecteur normal est perpendiculaire au plan du contact et orienté de l'élément  $a$  vers l'élément  $b$  (voir la figure 2.3). La position du point de contact où les forces d'interaction sont appliquées est calculée en fonction des positions des deux éléments  $x_i^a$  et  $x_i^b$  (figure 2.2(b)), telle que :

$$x_i^P = x_i^a + \left[ R_a + \frac{1}{2}(D_{ab} - (R_a + R_b)) \right] n_i \quad (2.8)$$

Avant la présentation de deux lois de comportement locales proposées, nous avons besoin de distinguer dans notre modèle les deux types d'interaction, soit, d'une part des interactions de type "liens", et d'autre part, des interactions de type "contacts". Les premières sont des interactions cohésives, créées initialement par exemple entre les éléments de type "béton sain cohésif", et les deuxièmes sont des interactions non cohésives créées par exemple lorsque deux éléments initialement séparés, entrent en contact au cours de la simulation. Les interactions "liens" présentent une certaine résistance en traction. Les interactions "contacts" au contraire ne présentent aucune résistance en traction.

### 2.3.1 Loi de comportement élastique – plastique tri-linéaire (EPT)

Une fois que les interactions entre les EDs ont été détectées, la force d'interaction  $\mathbf{F}$  qui représente l'action de l'ED  $a$  sur l'ED  $b$  peut être décomposée en deux composantes : la force



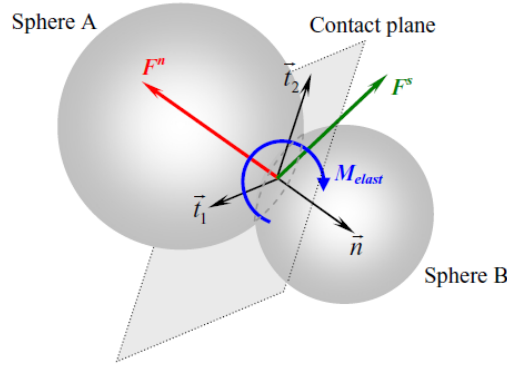


FIGURE 2.3 – Interaction entre deux éléments et les composantes de sa force.

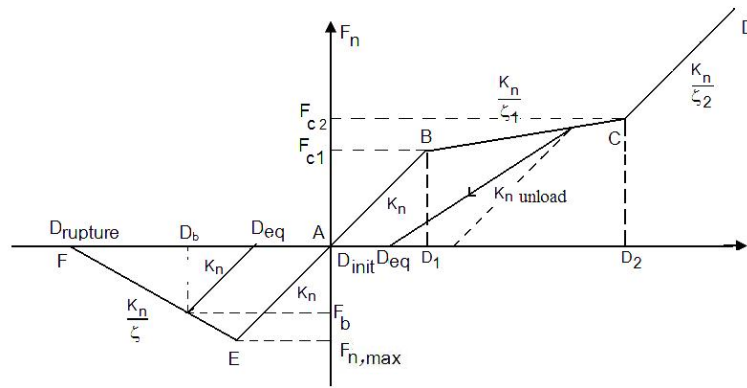


FIGURE 2.4 – Loi de comportement élastique - plastique tri-linéaire (EPT).

normale  $\mathbf{F}_n$  et la force tangentielle  $\mathbf{F}_s$  (voir la figure 2.3). La force normale est calculée par l'application de la loi de comportement locale. Nous présentons ici une loi de comportement élasto-plastique-endommageable [111; 103], cette loi peut être séparée en plusieurs parties. En traction, un comportement classique pour le béton est proposé, comprenant une phase d'adoucissement lorsqu'un seuil en contrainte est atteint. En compression, nous souhaitons reproduire le comportement compactant du béton sous fort confinement. Deux pentes différentes sont alors introduites après le régime élastique initial (on a vu dans la littérature [89; 78; 44] que l'on utilise souvent une loi purement linéaire pour le comportement en compression). Cette loi est nommée la loi de comportement élastique – plastique tri-linéaire (EPT) (voir la figure 2.4). À la détection initiale du contact, les valeurs critiques de cette loi, qui dépendent des paramètres  $\varepsilon_{max}$ ,  $t$ ,  $t_t$  et  $\zeta_1$  de la loi, sont initialisées :

- La distance limite  $D_1$  entre deux sphères après un déplacement maximum en compression élastique (section AB de la figure (2.4)) :

$$D_1 = D_{init}(1 - \varepsilon_{max}) \quad (2.9)$$

où  $D_{init}$  est la distance entre deux éléments à l'instant initial,  $\varepsilon_{max}$  est la limite de déformation élastique en compression.

- La distance limite  $D_2$  entre deux sphères après un déplacement maximum en adoucissement (section BC de la figure (2.4)) :

$$D_2 = D_{init}(1 - t\varepsilon_{max}) \quad (2.10)$$

où  $t$  est un multiplicateur pour contrôler la distance selon  $\varepsilon_{max}$ .

- Le seuil de la force élastique en compression  $F_{c1}$  :

$$F_{c1} = K_n D_{init} \varepsilon_{max} \quad (2.11)$$

où  $K_n$  est la raideur normale d'interaction qui va être utilisée dans l'équation (2.16).

- La limite de la force plastique  $F_{c2}$  correspondant à la fin de la section BC :

$$F_{c2} = F_{c1} + (D_1 - D_2) \frac{K_n}{\zeta_1} \quad (2.12)$$

où  $\zeta_1$  est le coefficient de la raideur normale permettant d'ajuster la pente de la section BC.

- La limite  $F_{n,max}$  de la force en traction :

$$F_{n,max} = K_n D_{init} \varepsilon_{max} l_t \quad (2.13)$$

où  $l_t$  représente le rapport de la limite élastique en traction sur la limite élastique en compression de la force normale.

- La distance  $D_b$  entre deux éléments au point d'inflexion d'adoucissement en traction. Au-delà de ce point, l'interaction entre dans la zone d'adoucissement (section EF) :

$$D_b = D_{init}(1 + \varepsilon_{max} l_t) \quad (2.14)$$

- La distance limite  $D_{rupture}$  entre deux sphères après un déplacement maximum en traction. Au-delà de cette distance, l'interaction sera interrompue et la force normale s'annule :

$$D_{rupture} = D_{init} + \frac{F_{n,max}}{K_n}(1 + \zeta) \quad (2.15)$$

où  $\zeta$  est le coefficient d'adoucissement permettant d'ajuster la pente de la zone EF. On peut noter que le comportement linéaire sera parfaitement plastique si la valeur de  $\zeta$  tend vers l'infini. En revanche, plus sa valeur est petite, plus le comportement en traction est fragile.

La raideur normale utilisée dans cette loi est calculée en considérant que les interactions sont modélisées par des ressorts liés en série. La rigidité d'interaction est liée directement au rayons des deux éléments en interaction et le module de rigidité global  $E_{global}$ . La raideur normale est donc décrite par l'expression suivante :

$$K_n = 2E_{global} \frac{R_a R_b}{(R_a + R_b)} \quad (2.16)$$

La valeur de  $E_{global}$  est choisie à partir de la valeur obtenue par l'essai de compression expérimental [37]. L'intervention du module global  $E$  permet ainsi d'homogénéiser le comportement élastique à l'échelle des assemblages et d'assurer l'indépendance de leur rigidité globale vis-à-vis de la taille des éléments.

Suite à la définition des paramètres critiques de la loi, la force normale est maintenant calculée selon différentes sections (voir la figure 2.4). En compression, la force normale est donnée par trois expressions :

- \* Si l'interaction est située dans la section élastique AB,  $D_{ab} \geq D_1$ , la force normale s'écrit :

$$\mathbf{F}_n = (D_{eq} - D_{ab}) K_n n_i \quad (2.17)$$

où  $D_{ab}$  est la distance actuelle entre deux éléments ;  $D_{eq}$  est la distance d'équilibre entre deux éléments d'interaction où la force normale est nulle et elle est égale à  $D_{init}$  lorsque l'interaction est détectée initialement ;  $n_i$  est le vecteur normal d'interaction.

- \* Si l'interaction est située dans la section BC,  $D_2 < D_{ab} < D_1$ , l'interaction entre dans la phase d'adoucissement. La force normale est calculée de deux manières différentes selon le signe de la vitesse relative des deux éléments en interaction (chargement ou déchargement).

Lorsque deux éléments se rapprochent (chargement), la force est calculée par :

$$\mathbf{F}_n = \left[ F_{c1} + (D_1 - D_{ab}) \frac{K_n}{\zeta_1} \right] n_i \quad (2.18)$$

Certaines valeurs doivent être réinitialisées après le calcul de la force, telle que :

$$D_1 = D_{ab} \quad (2.19)$$

$$F_{c1} = F_n \quad (2.20)$$

$$D_{eq} = \frac{1}{2} \left( D_{ab} + \frac{F_{c1}}{K_n} + D_{init} \right) \quad (2.21)$$

$$K_{n,unload} = \frac{F_{c1}}{(D_{eq} - D_{ab})} \quad (2.22)$$

où  $K_{n,unload}$  est la raideur normale lors du déchargement dans la zone plastique BC.

Lorsque deux éléments s'éloignent (déchargement), on a :

$$\mathbf{F}_n = (D_{eq} - D_{ab}) K_{n,unload} n_i \quad (2.23)$$

- \* Si l'interaction est située dans la section CD,  $D_{ab} \leq D_2$ , la force normale peut s'écrire :

$$\mathbf{F}_n = \left[ F_{c2} + (D_2 - D_{ab}) \frac{K_n}{\zeta_2} \right] n_i \quad (2.24)$$

où  $\zeta_2$  est le coefficient de la raideur normale permettant d'ajuster la pente de la section CD. Le déchargement se fait avec la même raideur que le chargement.

Dans la partie de la traction AF, l'interaction est d'abord située dans la zone de comportement élastique (section AE,  $D_{ab} \leq D_b$ ) et la force normale est calculée par l'équation (2.17). Lorsque la force normale atteint sa valeur maximum en traction  $F_{n,max}$ , le comportement d'adoucissement remplace le comportement élastique. La raideur normale est modifiée ensuite par le coefficient d'adoucissement  $\zeta$ . La force normale est alors calculée par l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_n = (D_{ab} - D_{rupture}) \frac{K_n}{\zeta} n_i \quad (2.25)$$

Lorsque la distance entre deux éléments en interaction dépasse la distance limite  $D_{rupture}$ , l'interaction est rompue en traction et sa force normale devient nulle.

Les formules précédentes présentent le comportement d'une interaction de type lien, ce type d'interaction peut être rompue en traction. Après la rupture d'une interaction, les deux éléments sont séparés et peuvent revenir en contact si la distance entre leurs centres est inférieure à la somme de ses rayons. Ils créent alors une nouvelle interaction de type contact. Il faut noter que les interactions de type contact sont détectées automatiquement à chaque itération de la simulation numérique et le rayon d'interaction ne s'applique pas pour leur détection. Les interactions de type contact ne présentent pas de résistance en traction, la force normale est donc calculée seulement dans la boucle de compression.

### 2.3.2 Loi de comportement élastique – plastique exponentielle (EPE)

La loi EPT présente des limites lorsqu'elle est utilisée pour reproduire le comportement du béton sous haut confinement. On obtient des transitions contraction - dilatation à des niveaux des contraintes moyennes supérieures à celles observées expérimentalement pour le béton (voir la section (3.2.5)). Nous présentons dans ce paragraphe une nouvelle loi héritée de la loi EPT et permettant de reproduire bien la transition contractante - dilatante du béton. Cette loi est nommée la loi de comportement élastique - plastique exponentielle (EPE). L'interaction présente un comportement élastique - adoucissant en traction comme la loi EPT (section AF de la figure (2.4)). Par contre, en compression, l'interaction présente, d'abord, un comportement élastique (section AB de la figure (2.5)) puis, lorsque la déformation de l'interaction atteint la limite de déformation élastique  $\varepsilon_{max}$  qui est liée à la distance  $D_1$ , un comportement plastique exponentiel est considéré (section BC de la figure (2.5)). Dans cette zone, la force normale est caractérisée par une raideur normale non-linéaire  $K_{n2}$ , qui est une fonction exponentielle de la déformation et contrôlée par trois coefficients  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  et  $\zeta_3$ . Cette raideur est définie par l'expression suivante :

$$K_{n2} = K_n \left[ \zeta_1 \left( e^{\zeta_2(\varepsilon - \varepsilon_{max})} \right) + \zeta_3 \right] \quad (2.26)$$

La force normale d'interaction est donc calculée par la formule suivante :

$$\mathbf{F}_n = [K_n(D_{init} - D_1) + K_{n2}(D_1 - D_{ab})] n_i \quad (2.27)$$

La raideur non-linéaire est utilisée pour reproduire les résultats expérimentaux obtenus par les essais triaxiaux sous haut pression de confinement [38]. En effet, le coefficient  $\zeta_3$  contrôle la pente de la partie initiale de la courbe de comportement plastique alors que la somme  $\zeta_1 + \zeta_3$  contrôle la pente à la fin de cette courbe. Le coefficient  $\zeta_2$  contrôle la courbure de la courbe de compaction. Les paramètres de la loi EPE et de la loi EPT seront calibrés et utilisés pour simuler les essais triaxiaux. La procédure de calibration et les résultats numériques sont présentés dans le chapitre suivant.

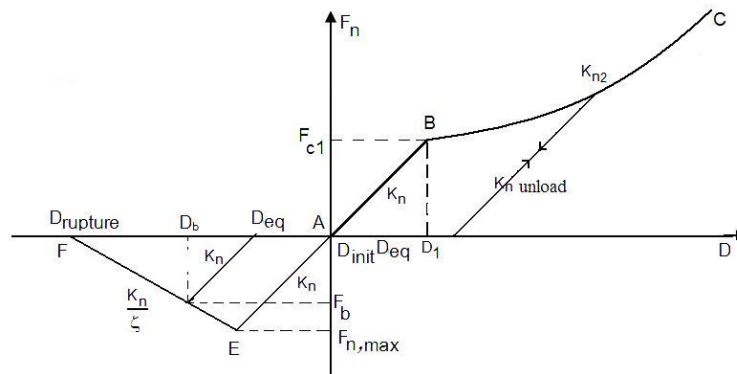


FIGURE 2.5 – Loi de comportement élastique - plastique exponentielle (EPE).

### 2.3.3 Calcul de la force tangentielle

Nous présentons dans ce paragraphe la méthode de calcul de la force tangentielle qui a été proposée par Hart *et al.* [43]. La procédure de calcul de la force tangentielle est appliquée à tous les types d'interaction. La force tangentielle est calculée de façon incrémentale en deux

temps avec la mise à jour de son orientation puis l'ajout de l'incrément de force tangentielle telle que :

$$\mathbf{F}_s(i) = \mathbf{F}_s^{rot2} + \Delta\mathbf{F}_s \quad (2.28)$$

où  $\mathbf{F}_s^{rot2}$  est l'actualisation du vecteur  $\mathbf{F}_s(i-1)$  qui prend en compte le mouvement de l'interaction. Elle est calculée en deux temps et prend en compte le changement de direction de la normale à l'interaction. On calcule d'abord :

$$\mathbf{F}_s^{rot1} = \mathbf{F}_s(i-1) - \mathbf{F}_s(i-1) \wedge n_{i-1} \wedge n_i \quad (2.29)$$

On prend en compte aussi la vitesse de rotation moyenne selon la nouvelle normale :

$$\mathbf{F}_s^{rot2} = \mathbf{F}_s^{rot1} - \mathbf{F}_s^{rot1} \wedge \dot{\omega} dt \quad (2.30)$$

où la vitesse de rotation moyenne est calculée par :

$$\dot{\omega} = \frac{1}{2}(\dot{\omega}_a + \dot{\omega}_b) \quad (2.31)$$

avec  $\dot{\omega}_a$  et  $\dot{\omega}_b$  sont respectivement la vitesse de rotation de l'élément  $a$  et de l'élément  $b$ . La composante incrémentale de la force tangentielle est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta\mathbf{F}_s = -K_s \Delta\mathbf{U}_{si} \quad (2.32)$$

où  $K_s$  est la raideur tangentielle de l'interaction (voir l'équation (2.36)) et  $\Delta\mathbf{U}_{si}$  est l'incrément de déplacement tangentiel.  $\Delta\mathbf{U}_{si}$  est initialisé à zéro lorsque l'interaction est détectée. Il est calculé ensuite grâce à la vitesse relative au contact  $\mathbf{V}_s^c$  :

$$\mathbf{V}_s^c = \mathbf{V}_{b/a} - (\mathbf{V}_{b/a} \cdot n_i) n_i \quad (2.33)$$

où  $\mathbf{V}_{b/a}$  est la vitesse de l'élément  $b$  par rapport à l'élément  $a$ , définie telle que :

$$\mathbf{V}_{b/a} = \mathbf{V}_b^{Gb} + P_\alpha G_b \wedge \dot{\omega}_b - \mathbf{V}_a^{Ga} - P_\alpha G_a \wedge \dot{\omega}_a \quad (2.34)$$

avec  $P_\alpha$  le point de contact qui est calculé dans l'équation 2.8. On a donc finalement :

$$\Delta\mathbf{U}_{si} = \mathbf{V}_s^c dt \quad (2.35)$$

On note que la raideur  $K_s$  utilisée dans l'équation (2.32) est calculée en fonction de la raideur normale et définie telle que :

$$K_s = \alpha K_n \quad (2.36)$$

où  $\alpha$  est un coefficient sans dimensionnel dont la calibration est basée d'après une étude de Donzé et al. [32] sur la relation entre le coefficient de Poisson et le rapport de la raideur  $\frac{K_s}{K_n}$  (voir la figure 2.6). Avec cette étude, nous pouvons déterminer une valeur de  $\alpha$  en fonction du coefficient de Poisson.

### 2.3.4 Critère de rupture Mohr - Coulomb modifié

Dans notre modèle, la rupture n'apparaît que pour les interactions de type "liens" lorsqu'elles sont soumises à une force en traction. Pour modéliser le glissement entre les éléments, un critère de type Mohr - Coulomb est défini dans notre modèle grâce à l'introduction de

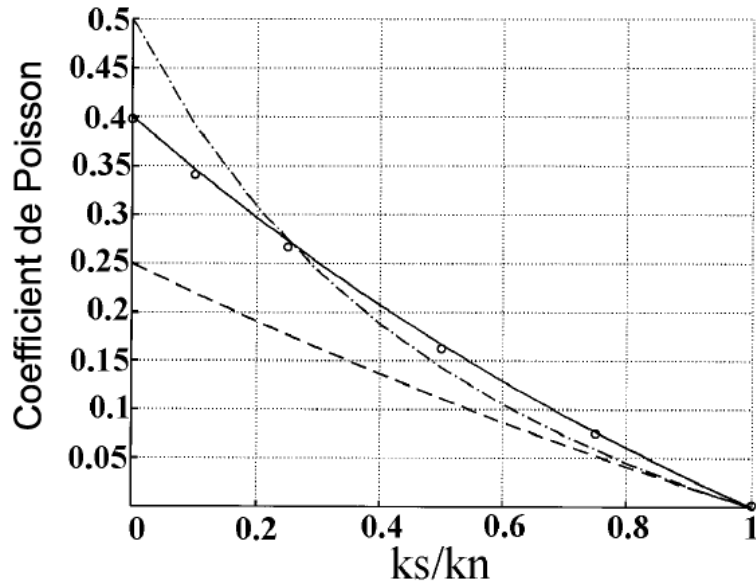


FIGURE 2.6 – Coefficients de Poisson déduits du modèle d’homogénéisation de Voigt (trait interrompu court) et du best-fit (trait interrompu mixte), comparés avec le coefficient de Poisson déduit numériquement (trait plein) [32].

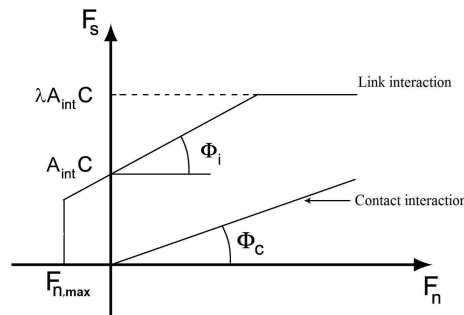


FIGURE 2.7 – Critère Mohr - Coulomb modifié.

caractéristiques mécaniques (la cohésion  $C$ , l’angle de frottement interne  $\Phi_i$ , l’angle de frottement de contact  $\Phi_c$  et la force normale  $F_n$ ) (voir la figure 2.7). Il hérite du critère de rupture Mohr - Coulomb modifié utilisé par plusieurs auteurs [44; 103; 89]. Selon ce critère, le seuil de rupture des interactions de type lien est dominé par la limite de la force normale en traction  $F_{n,max}$ , qui est définie dans l’équation (2.13) ; le glissement se manifeste entre deux éléments en interaction lorsque la force tangentielle atteint le seuil de glissement. Dans ce critère, on ajoute un coefficient  $\lambda$  afin d’augmenter les déformations latérales qui jouent le rôle très important dans la transition contraction - dilatation du comportement volumique global. Ce coefficient contrôle le seuil de glissement des interactions de type liens. Il sera calibré pour assurer que le glissement est activé le plus tôt possible. La force tangentielle maximale des interactions de type lien est définie comme suit :

$$F_{s,max} = F_n \tan \Phi_i + C A_{int} \quad \text{si } F_n \tan \Phi_i < (\lambda - 1) C A_{int} \quad (2.37)$$

$$F_{s,max} = \lambda C A_{int} \quad \text{si } F_n \tan \Phi_i \geq (\lambda - 1) C A_{int} \quad (2.38)$$

où  $A_{int}$  est la surface d’interaction définie par :

$$A_{int} = \pi (\min(R_a, R_b))^2 \quad (2.39)$$

Pour les interactions type contact qui sont créées durant la simulation, la force tangentielle maximale n'est que frictionnelle et définie par :

$$F_{s,max} = F_n \tan \Phi_c \quad (2.40)$$

### 2.3.5 Utilisation de la loi de transfert de moment (LTM)

Dans notre modèle, le béton est traité numériquement comme un assemblage composé d'éléments discrets sphériques. Son comportement sera donc reproduit par les lois locales d'interaction, dans lesquelles, les positions des sphères sont renouvelées par la loi fondamentale de la dynamique et l'effort d'interaction est évalué à partir de la loi de comportement proposée. Les vitesses de rotation des éléments sont uniquement modifiées par les efforts tangentiels. Cependant, la résistance en cisaillement est inférieure à celle d'un matériau réel lorsque le milieu numérique est considéré en rotation libre [5; 105]. Afin de reproduire quantitativement le phénomène de cisaillement, l'interaction entre les éléments doit transmettre un moment [3; 50; 78; 77; 10]. Ce moment contrôle le roulement qui apparaît durant le déplacement tangentiel entre deux éléments. Nous avons donc implanté dans notre modèle une loi de transfert de moment (LTM) qui a été proposée par Plassiard [77]. Par l'utilisation de la LTM, la résistance en cisaillement va augmenter et l'angle de frottement résultant peut atteindre les valeurs mesurées expérimentalement pour les géomatériaux.

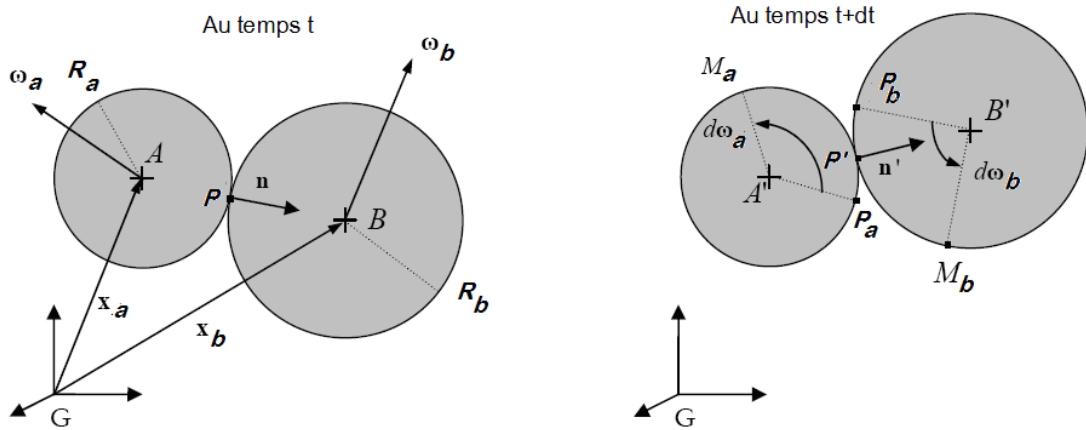


FIGURE 2.8 – Évolution de l'interaction entre les sphères  $a$  et  $b$  en deux instants  $t$  et  $t + dt$  [77].

La loi de transfert de moment dépend de la rotation relative entre deux éléments. Les équations ci-dessous sont exprimées dans le repère global  $G$  afin qu'elles puissent correspondre aux modifications des lois constitutives par la loi de moment. On considère deux éléments  $a$  et  $b$  en interaction. Leurs positions dans le repère  $G$  sont  $X_a$  et  $X_b$ , leurs rotations sont décrites par  $\omega_a$  et  $\omega_b$ . Leurs vitesses de rotation sont  $\dot{\omega}_a$  et  $\dot{\omega}_b$ , et les incréments de rotation à chaque pas de temps sont  $d\omega_a$  et  $d\omega_b$ . La normale au point de contact  $P$  est  $n$ . Après deux pas de temps successifs, les nouvelles positions des centres ( $A'$  et  $B'$ ) sont définies par les vecteurs  $X'_a$  et  $X'_b$ . La direction normale et le point de contact sont donc changés à  $n'$  et  $P'$ . Le rayon moyen des deux éléments est défini par l'expression :

$$R = \frac{1}{2}(R_a + R_b) \quad (2.41)$$

Pour déterminer les incréments de rotation et de déplacement tangentiel, on définit deux vecteurs  $A'P_a$  et  $B'P_b$ , illustrés dans la figure (2.8), définis tels que :

$$A'P_a = AP \quad (2.42)$$

$$B'P_b = BP \quad (2.43)$$

Les vecteurs  $P'P_a$  et  $P'P_b$  sont liés au mouvement de translation et au déplacement tangentiel de chaque élément :

$$P'P_a = R_a(n - n') \quad (2.44)$$

$$P'P_b = R_b(n - n') \quad (2.45)$$

Le point matériel de l'élément  $a$  (ou  $b$ ) se situant au point  $P$  au temps  $t$  va être trouvé au point  $M_a$  (ou  $M_b$ ) au temps  $t + dt$  en raison de la rotation de l'élément si la vitesse de rotation n'est pas nulle. On définit les vecteurs suivants :

$$P_aM_a = R_a dt \dot{\omega}_a \wedge n \quad (2.46)$$

$$P_bM_b = R_b dt \dot{\omega}_b \wedge n \quad (2.47)$$

On obtient donc les positions relatives de  $M_a$  et  $M_b$  par rapport au point du contact  $P'$  :

$$P'M_a = R_a [(n - n') + dt \dot{\omega}_a \wedge n] \quad (2.48)$$

$$P'M_b = R_b [(n - n') + dt \dot{\omega}_b \wedge n] \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

L'incrément du vecteur de déplacement causé par le roulement est déterminé par l'expression suivante :

$$d\mathbf{U}_r = \frac{P'M_a + P'M_b}{2} \quad (2.51)$$

À partir de l'équation (2.51), on calcule l'incrément du vecteur angulaire de roulement par :

$$d\theta_r = \frac{\|d\mathbf{U}_r\|}{R} n_{d\theta_r} \quad (2.52)$$

Où  $n_{d\theta_r}$  est le vecteur unitaire défini par :

$$n_{d\theta_r} = \frac{n' \wedge d\mathbf{U}_r}{\|n' \wedge d\mathbf{U}_r\|} \quad (2.53)$$

À partir de la création de l'interaction entre deux éléments, le vecteur angulaire de roulement  $\theta_r$  est la somme des incréments  $d\theta_r$  :

$$\theta_r = \sum d\theta_r \quad (2.54)$$

Le vecteur angulaire de roulement peut donc s'exprimer dans le repère local L sous la forme :

$$\theta_r^L = [M_{G\_L}] \theta_r \quad (2.55)$$

Où  $[M_{G\_L}]$  représente la matrice de transition du repère global G au repère local L. Considérons qu'il n'y a pas de moment suivant la direction normale  $n$  au point de contact (la torsion est négligée). La composante de  $\theta_r^L$  selon la direction  $n$  est donc égal à zéro. Une fois l'angle de rotation relative entre les deux éléments obtenu, nous pouvons calculer le moment produit par le roulement et la rotation des éléments dans le repère local par l'expression suivante :

$$M_{elast} = K_r \theta_r^L \quad (2.56)$$



où  $K_r$  est la raideur de rotation.

L'association entre les lois constitutives et la LTM est créée afin de reproduire non seulement le comportement élastique mais aussi le comportement plastique du matériau. Pour cela, un modèle élastique parfaitement plastique a été introduit pour exprimer le comportement du moment de roulement. Le seuil plastique est ainsi calculé par :

$$M_{plast} = \eta R F_n \quad (2.57)$$

Où  $F_n$  est la norme de la force normale d'interaction ;  $\eta$  est un coefficient permettant d'ajuster le seuil du moment plastique (voir la figure 2.9).

Dans l'équation (2.56),  $K_r$  est la raideur de rotation qui contrôle la rotation relative entre sphères. Deux définitions sont proposées pour le choix de sa valeur dans le travail de Plassiard [77]. La première définition donne la raideur de rotation en fonction de la raideur tangentielle de l'interaction. La deuxième définition est basée sur l'analogie d'une poutre composée par deux sphères en interaction  $a$  et  $b$ , soit une poutre cylindrique de rayon équivalent  $R$ .  $R$  est en effet le rayon moyen des deux sphères. Selon cette définition, la raideur de rotation est donnée par :

$$K_r = \beta_r \frac{E I_f}{R} \quad (2.58)$$

Où  $E$  est le module d'Young des sphères ;  $\beta_r$  est le coefficient de roulement qui pondère la rigidité en rotation ; et  $I_f$  est le moment d'inertie de la section, tel que :

$$I_f = \frac{\pi [\min(R_a, R_b)]^4}{2} \quad (2.59)$$

La formule de  $K_r$  (2.59) a été validée dans les travaux de Plassiard [78; 77] et elle sera donc utilisée dans ce travail de thèse.

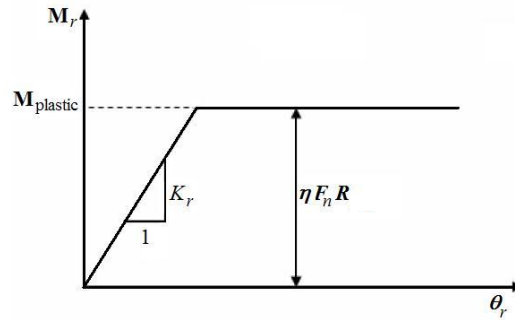


FIGURE 2.9 – Modèle élastique - plastique pour le moment de roulement.

## 2.4 Conclusion

La première partie de ce chapitre nous a permis de présenter la méthode aux éléments discrets qui a servi de base à ce travail de thèse. Cette méthode nous permet de décrire les géomatériaux comme le béton de façon discontinue par l'assemblage de particules. Les mouvements et les interactions entre deux particules sont résolus par l'intégration explicite des

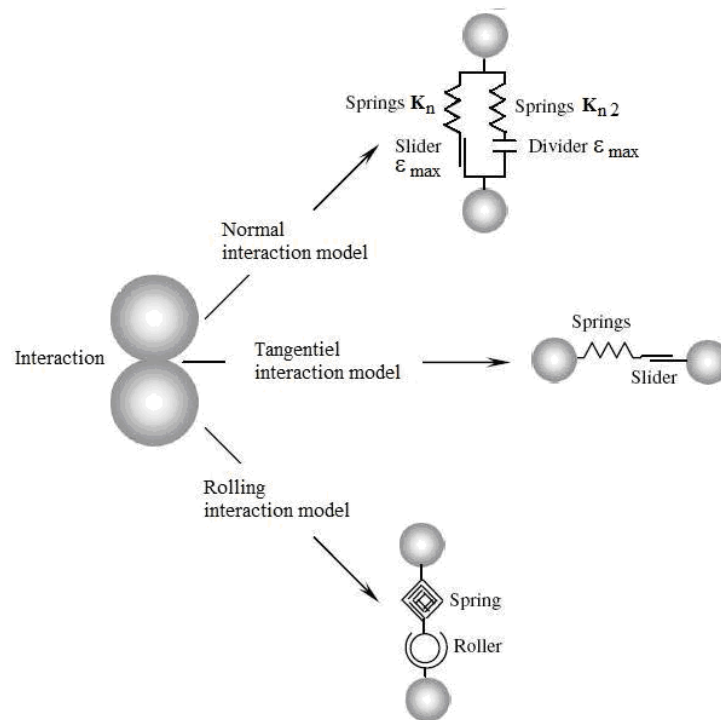


FIGURE 2.10 – Modèle d'interaction dans DEM avec la LTM (pour les interaction de type "liens") [114].

équations fondamentales de la dynamique. Les forces d'interaction sont caractérisées par la loi de comportement et le critère de glissement. On a proposé dans ce chapitre deux lois de comportement, l'une de comportement élastique – plastique tri-linéaire (EPT) et l'autre de comportement élastique – plastique exponentielle (EPE). Selon la loi EPT, le comportement de l'interaction en compression est d'abord élastique jusqu'à la limite élastique  $\epsilon_{max}$ . L'interaction passe ensuite dans la phase plastique où le module tangent va diminuer ( $\frac{K_n}{\zeta_1}$ ) et ensuite se réduire avec l'augmentation de nouveau ( $\frac{K_n}{\zeta_2}$ ). Pour sa part, selon la loi EPE, le module tangent est une fonction exponentielle de la déformation dans la phase durcissement. Les deux lois présentent le même comportement élastique – adoucissant en traction pour les interactions de type "liens". Dans notre modèle, un critère de glissement de type Mohr - Coulomb modifié fonctionne parallèlement avec la loi de comportement. Le glissement entre deux éléments en interaction est activé lorsque la force tangentielle atteint le seuil de cisaillement. En particulier, nous avons introduit dans ce critère un coefficient  $\lambda$  afin de contrôler le seuil de cisaillement des interactions de type "liens". Ce coefficient joue un rôle très important dans la reproduction de la transition contractante – dilatante du béton. Finalement, une loi de transfert de moment (LTM) a été introduite sur les interactions.

La procédure de calibration des paramètres des lois de comportement locales et du critère de glissement ainsi que le choix de la loi d'interaction seront discutés dans le prochain chapitre en nous basant sur la comparaison avec les résultats expérimentaux. Une fois que les paramètres sont calibrés et la loi choisie, nous validerons le modèle par une campagne d'essais triaxiaux sous haute pression de confinement. Les résultats numériques seront analysés à l'échelle macroscopique ainsi qu'à l'échelle des EDs.



---

### Calibration et validation du modèle numérique

---

Ce chapitre a pour but de calibrer des paramètres et de valider les modèles numériques, qui ont été présentés dans le chapitre précédent, afin de reproduire le comportement du béton sous haute pression de confinement. Cette étude numérique est réalisée à partir de la méthode des éléments discrets. Dans une première partie, l'échantillon de béton réel est représenté par un assemblage d'éléments discrets sphériques. Lorsque l'échantillon numérique est généré, les paramètres locaux sont attribués à chaque force d'interaction entre deux éléments afin que le comportement macroscopique de l'échantillon numérique soit représentatif du béton réel. Pour attribuer les valeurs des paramètres, une procédure de calibration a été utilisée [10; 45; 46; 123]. Elle est basée sur la simulation des essais quasi-statiques en compression/traction simple et en compression triaxiale. Une fois que les paramètres sont calibrés, les résultats de deux lois de comportement locales EPT et EPE sont comparés afin de choisir la loi qui est la plus représentative du comportement du béton. Ensuite, la loi choisie est utilisée pour simuler des essais triaxiaux sous différents niveaux de confinement (jusqu'à 650MPa). La validité de la loi de comportement locale est démontrée à l'échelle macroscopique ainsi qu'à l'échelle des éléments discrets.

## 3.1 Génération d'échantillon numérique

### 3.1.1 Génération

Le but de ce travail est de reproduire le comportement du béton en utilisant la méthode des éléments discrets. Le béton est représenté par un assemblage d'éléments discrets sphériques. Le choix des caractéristiques des échantillons numériques (granulométrie, raideurs des contacts...) s'est fait de façon à produire un comportement représentatif du béton. La procédure de génération doit assurer que les assemblages soient les plus homogènes et les plus isotropes possible, afin d'éviter tout biais dans l'identification des propriétés du matériau.

Pour créer les échantillons numériques, nous pouvons utiliser la méthode dynamique de mise en place, qui est la plus souvent utilisée dans le domaine des éléments discrets [82; 23; 104; 77; 97; 103], méthode basée sur une procédure de compactage par expansion des rayons ou par le rapprochement des parois. Elle se décompose en deux grandes étapes, et peut être suivie à travers les évolutions combinées de la contrainte  $\sigma_p$  calculée aux parois, de la porosité  $n$  de l'assemblage, du nombre moyen de contacts par sphères (ou nombre de coordination) et de l'indice de quasi-staticité [97]. Dans notre simulation de génération, nous contrôlons également par la contrainte et l'indice de stabilité, tel qu'ils ont été définis par les équations 3.3 et 3.4. Quant à la porosité de l'échantillon, elle peut être contrôlée par les paramètres entrants. Il faut noter que la porosité de l'échantillon final obtenue dépend de l'angle de frottement entre les sphères. Plus l'angle de frottement entre les sphères est faible, plus la compacité est élevée. En effet, Shiu [103] a fait des générations de deux échantillons en gardant les mêmes paramètres entrants sauf l'angle de frottement (figure 3.1). L'un (E3) a un angle de frottement de  $2^\circ$  et l'autre (E8) a un angle de frottement de  $30^\circ$ . D'après cette étude, les générations s'achèvent lorsque la même condition d'équilibre est vérifiée et elles correspondent à un coefficient de stabilité atteint. Malgré cela, il a obtenu un échantillon plus dense avec l'angle de frottement faible. De plus, il a observé que plus l'angle de frottement est faible plus l'énergie cinétique est élevée (voir la figure 3.1). La diminution de l'angle de frottement permet le glissement entre les sphères, l'énergie cinétique est donc augmentée. Ainsi les sphères peuvent plus facilement remplir les espaces vides dans l'échantillon, de ce fait, l'échantillon devient plus dense. En nous basant sur cette étude, nos échantillons numériques sont générés avec un angle de frottement assez faible, environ de  $0,5^\circ$ . D'autre part, la porosité de l'échantillon est influencée par le rapport entre le module d'Young des sphères  $E$  et la contrainte isotrope  $\sigma_{iso}$ . Plus la valeur de ce rapport est élevée plus la porosité est faible. Nous utilisons donc dans notre simulation de génération le rapport  $\frac{E}{\sigma_{iso}}$  de 5000. Les deux étapes de la procédure de génération sont les suivantes :

1. En respectant la dispersion donnée, les grains sont positionnés aléatoirement dans un volume cubique ou parallélépipédique défini par six parois rigides non frottantes (figure 3.2(a)). Le tirage aléatoire des positions des particules s'effectue de sorte qu'aucune d'entre elles ne soit en contact avec les autres, i.e. le milieu est donc très lâche, et l'angle de frottement intergranulaire  $\Phi_c$  est fixé de  $0,5^\circ$  selon les études de Chareyre [23] et Shiu [103]. La génération de la distribution granulométrique pour chaque sphère est calculée par l'expression suivante :

$$R_e = R_{moyen} r_{dev} (rand - 0.5) + R_{moyen} \quad (3.1)$$

où  $R_e$  est la rayon de l'élément après chaque tirage aléatoire,  $rand$  est un nombre pseudo-aléatoire entre 0 et 1.  $r_{dev}$  est un coefficient permettant de contrôler le rapport entre le

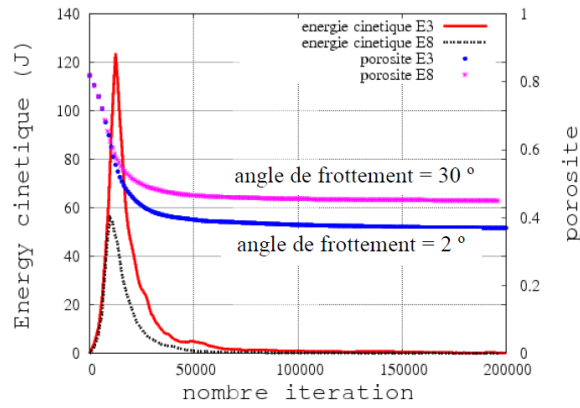


FIGURE 3.1 – Porosité obtenue pour deux angles de frottement différents lors de la phase de grossissement [103]

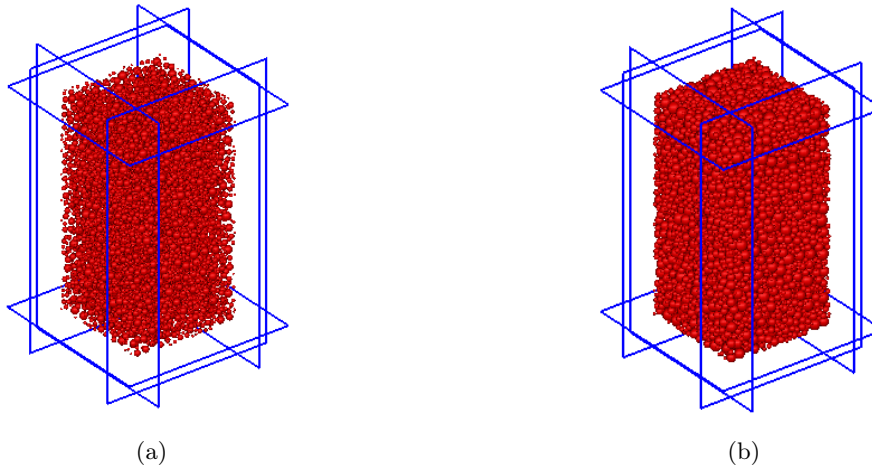


FIGURE 3.2 – Echantillon numérique : (a) avant compaction et (b) compacté par la méthode de grossissement des sphères.

rayon maximal et le rayon minimal des sphères.  $R_{moyen}$  est le rayon moyen, tel que :

$$R_{moyen} = \frac{V_{echan}(1 - n_{init})}{\frac{4}{3}\pi N_e} \quad (3.2)$$

où  $V_{echan}$  est le volume total d'échantillon,  $N_e$  est le nombre total d'élément et  $n_{init}$  est la porosité initiale d'échantillon. Une porosité initiale élevée est utilisée pour éviter le chevauchement entre un nouvel élément et un élément existant.

2. La compaction est ensuite réalisée dans cette étape. Deux méthodes sont disponibles dans YADE pour cette réalisation :
  - a/ La compaction par le rapprochement des parois d'échantillon : On impose un incrément de déplacement sur les six parois de l'échantillon. Les sphères seront compactées progressivement grâce au mouvement des parois. Selon cette méthode, la taille d'échantillon n'est plus la même que celle de l'état initial. Les évolutions des contraintes des parois et de l'indice de stabilité sont mises à jour à chaque itération. La génération de l'échantillon est arrêtée lorsque les contraintes des parois  $\sigma_p$  atteignent

la valeur de confinement  $\sigma_{iso}$  désirée et la condition de l'indice de stabilité est vérifiée :

$$\sigma_p = \sigma_{iso} \quad (3.3)$$

$$\frac{\sum F_R}{\sum F_c} \leq C_s \quad (3.4)$$

Où  $F_R$  est la force résultante calculée sur chaque élément,  $F_c$  est la force d'interaction calculée sur les interactions et  $C_s$  est le critère de stabilité. L'équation (3.3) permet d'assurer que les contraintes sur les parois puisse rester autour de la valeur  $\sigma_{iso}$ . Lorsque la contrainte mesurée aux parois est égale (ou supérieure) au confinement, la position des parois est ajustée afin que la valeur de  $\sigma_p$  reste proche de celle de  $\sigma_{iso}$ . Pour sa part, la condition (3.4) permet de vérifier la stabilité de l'échantillon. Théoriquement, l'état d'équilibre de chaque élément est idéalement atteint lorsque sa force résultante est nulle. On choisit dans les simulations de génération, un critère de stabilité inférieur à 0,01 [97].

- b/ La compaction par le grossissement des sphères : Nous utilisons cette méthode dans notre travail. Le rayon des sphères est multiplié à chaque pas de temps par un coefficient légèrement supérieur à 1, jusqu'à ce que la contrainte de confinement atteigne la valeur désirée  $\sigma_{iso}$ . Afin d'optimiser la durée du processus et d'assurer la stabilisation de l'état de contrainte de l'échantillon, les rayons sont ensuite réajustés. Le processus est arrêté lorsque les conditions (3.3) et (3.4) sont vérifiées. Un avantage de cette méthode est qu'elle permet de remplir des espaces de forme quelconque, la géométrie étant fixée au préalable par le positionnement des parois rigides. De plus, contrairement aux méthodes de rapprochement des parois qui compactent en priorité les grains proches des parois et peuvent engendrer des phénomènes de voûte au sein du milieu, la procédure de génération ainsi définie est intrinsèquement homogène et isotrope. Que cela soit sur le plan géométrique ou mécanique, l'homogénéité de l'assemblage est donc, a priori, assurée, à condition de considérer un volume contenant suffisamment d'hétérogénéités (grains).

Une loi de comportement purement élastique est appliquée pour toutes les interactions durant la simulations de génération, donc aucune déformation plastique n'est permise. Une fois le critère de stabilité satisfait, les positions et les rayons des sphères sont sauvegardés et on a un échantillon numérique. Il sera utilisé dans les essais de notre travail.

Après la génération, dans l'échantillon, il existe toujours une interpénétration entre les sphères. Cette interpénétration produit une force d'interaction. Cependant, selon les loi de comportement proposées, la distance d'équilibre entre deux éléments d'interaction sera initialisée selon leurs positions lorsque l'échantillon est chargé et les interactions sont détectées. Donc, la force d'interaction sera initialisée nulle malgré la faible interpénétration existant initialement entre deux éléments.

### 3.1.2 Granulométrie, isotropie et homogénéité de l'échantillon

Un échantillon parallélépipédique de la taille de 0,07m\*0,14m\*0,07m ayant 10000 sphères a été généré par la méthode grossissement des sphères. Il sera utilisé dans nos simulations, mais sa capacité de représenter le matériau de manière isotrope et homogène doit être tout d'abord vérifiée. La figure 3.3 illustre la distribution de la taille des sphères. La porosité de l'échantillon

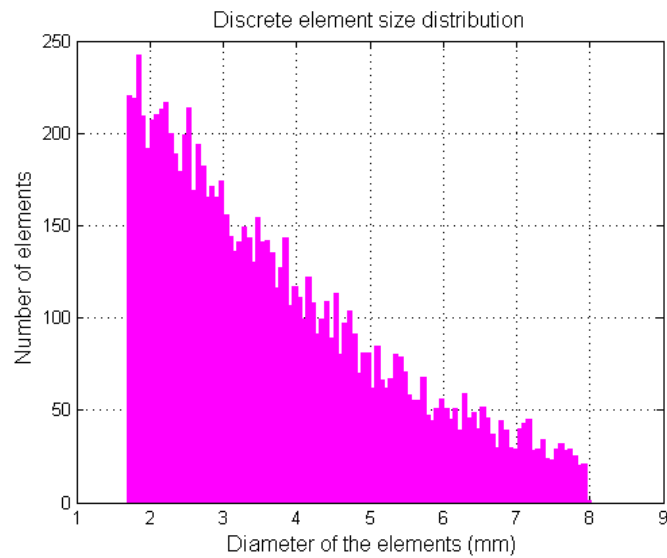


FIGURE 3.3 – Distribution de la taille des sphères de l'échantillon numérique.

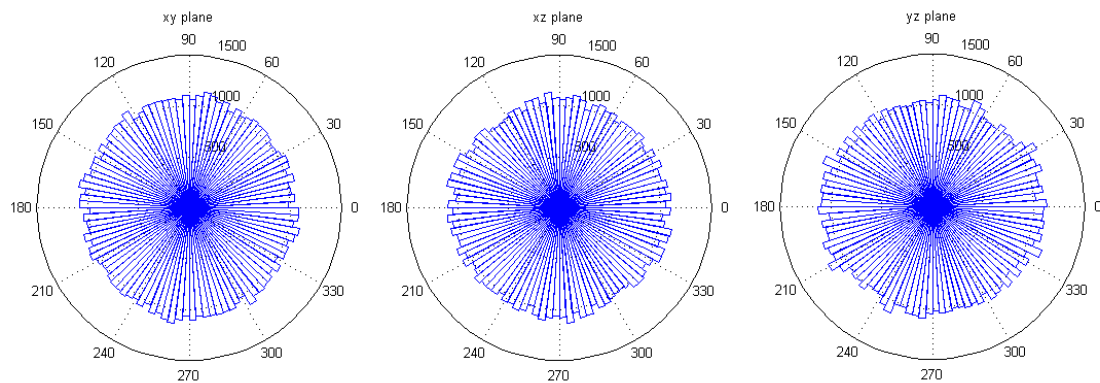


FIGURE 3.4 – Orientation des interactions dans les plans XY, XZ et YZ.

est de 0,37. Cette valeur est suffisante pour représenter un assemblage dense de sphères même si la taille des sphères est distribuée dans une petite fourchette (voir la figure 3.3(a)), le rapport entre le rayon maximal et le rayon minimal étant de 4,5. L'échantillon peut être utilisé s'il assure l'isotropie et l'homogénéité. Nous vérifions donc ensuite la distribution de l'orientation des interactions entre les éléments (voir la figure 3.4). L'orientation des interactions est calculée et projetée sur les trois plans différents, XY, XZ et YZ. Nous constatons que la distribution des interactions est homogène et l'échantillon est donc supposé géométrique isotrope. L'isotropie mécanique de l'échantillon est également vérifiée. De la même façon que pour l'orientation des interactions, la distribution des intensités des forces d'interaction peut être tracée pour en quantifier l'homogénéité de l'échantillon. La figure 3.5 montre que les forces d'interaction (normalisées) sont réparties de façon isotrope dans l'ensemble de l'échantillon.



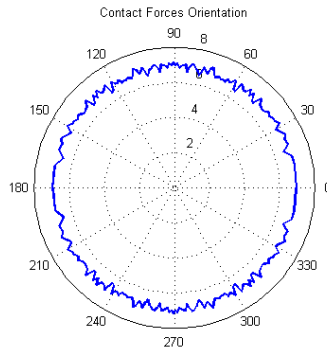


FIGURE 3.5 – Orientation des intensités des forces d’interaction, normalisées par la valeur moyenne des intensités.

## 3.2 Procédure d’identification des paramètres du modèle

Les lois de comportement locales présentées dans le chapitre précédent utilisent plusieurs paramètres afin de mieux reproduire le comportement du béton sous différentes sollicitations. Ces paramètres sont définis à l’échelle locale ; leur calibration est nécessaire pour simuler quantitativement le comportement du béton et peut être effectué par la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux. Le processus de l’identification des paramètres, qui a été développé dans littératures [46; 89], est effectué avec des essais de compression/traction uniaxial, hydrostatique à 650MPa et triaxial à 50MPa.

### 3.2.1 Réalisation des essais numériques

Nous utilisons un échantillon parallélépipédique de taille 0,07m\*0,14m\*0,07m et de 10000 EDs pour les essais numériques qui sont présentés dans ce chapitre. Ses caractéristiques ont été analysées dans la section 3.1.2. Il faut noter que les échantillons de béton utilisés dans les essais expérimentaux sont cylindriques de 0,07m en rayon et de 0,14m en hauteur. Cependant, l’effet de la géométrie de l’échantillon sur les résultats simulés est négligeable. La mise en place des essais de compression, de traction uniaxiaux et des essais hydrostatiques et triaxiaux est la suivante :

1. Compression et traction uniaxiaux : Pour réaliser ce type d’essai, on pilote en déplacement deux couches d’éléments de 1cm d’épaisseur aux deux extrémités supérieure et inférieure de l’échantillon (voir la figure 3.6(a)). Les éléments dans les deux couches peuvent se déplacer ensemble dans la direction axiale mais ils sont bloqués dans les autres directions. Le chargement est ensuite appliqué par un incrément de déplacement axial imposé. Cet incrément est appliquée directement aux éléments appartenant à la couche supérieure. La couche inférieure permet de vérifier la condition quasi-statique.
2. Hydrostatique et triaxial : On applique à l’échantillon une pression hydrostatique de confinement jusqu’à une pression de valeur  $p$  par le déplacement de six parois. Une fois que la pression de confinement atteint la valeur souhaitée  $p$ , le chargement déviatoire est ensuite obtenu en appliquant un déplacement imposé à vitesse constante sur les parois supérieure et inférieure. Durant cette phase de chargement, le déplacement des parois latérales est contrôlé pour maintenir une pression de confinement constante (voir

la figure 3.6(b)).

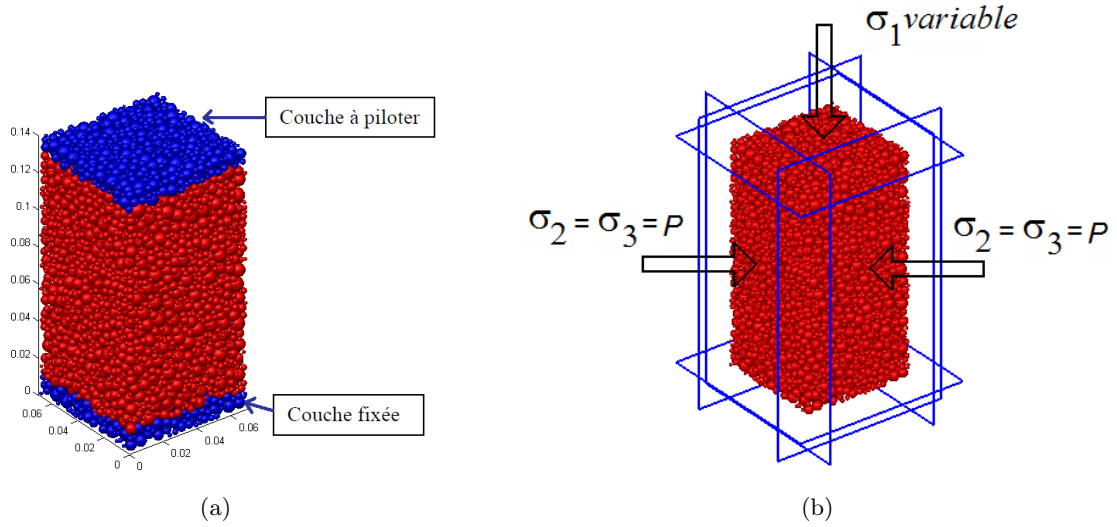


FIGURE 3.6 – Configuration d'un essai compression/traction simple (a) et d'un essai triaxial (b)

L'incrément de déplacement imposé sur les couches d'éléments ou sur les parois est calculé en introduisant le taux de déformation  $\dot{\varepsilon}$ , tel que :

$$\Delta y = H \dot{\varepsilon} \Delta t \quad (3.5)$$

où  $H$  est la hauteur de l'échantillon et  $\Delta t$  est le pas de temps. Le taux de déformation est augmenté progressivement en partant de 0 lorsque l'application du déplacement imposé commence jusqu'à la valeur souhaitée. Pour assurer la condition quasi-statique de la simulation, la vitesse de chargement doit être choisie suffisamment faible. Cependant, cette vitesse doit assurer un temps de simulation raisonnable. On vérifie donc également la condition quasi-statique par un coefficient d'équilibre qui a été utilisé par Hentz [44], tel que :

$$C_{eq} = \frac{\sum F_{sup} + \sum F_{inf}}{\sum F_{sup}} \quad (3.6)$$

où  $F_{sup}$  et  $F_{inf}$  sont respectivement les efforts mesurés dans les couches d'éléments supérieure et inférieure (essais uniaxial) ou aux parois supérieure et inférieure (essais hydrostatique et triaxial). La simulation est quasi-statique lorsque  $C_{eq}$  tend vers 0.

La contrainte axiale est calculée en divisant la force  $F_{sup}$  de la couche supérieure ou paroi supérieure par sa surface actuelle. Dans l'essai hydrostatique ou triaxial, les déformations sont calculées via le déplacement relatif des parois, telles que :

$$\begin{cases} \varepsilon_y = \frac{Y_{Paroisup} - Y_{Paroiinf}}{H_o} \\ \varepsilon_x = \frac{X_{Paroidroit} - X_{Paroigauch}}{L_o} \\ \varepsilon_z = \frac{Z_{Paroiderriere} - Z_{Paroiauant}}{D_o} \end{cases} \quad (3.7)$$

où  $H_o$ ,  $L_o$ ,  $D_o$  sont respectivement la hauteur, la largeur et l'épaisseur initiales de l'échantillon. Cependant, les déformations de l'échantillon dans les essais uniaxiaux sont calculées via la

position des éléments situés aux pourtours de l'échantillon et via le déplacement de la couche pilotée, avec les relations :

$$\begin{cases} \varepsilon_y = \frac{\Delta y}{H_o} \\ \varepsilon_x = \frac{\max(x^i + R^i) - \min(x^j - R^j)}{L_o} \\ \varepsilon_z = \frac{\max(z^i + R^i) - \min(z^j - R^j)}{D_o} \end{cases} \quad (3.8)$$

Où  $x^k$ ,  $z^k$  et  $R^k$  sont respectivement la position selon les directions x et z, et le rayon du  $k^{ieme}$  élément.

Il faut noter que les simulations numériques sont effectuées sur l'échantillon non frottant aux parois, i.e. l'angle de frottement entre les parois et les sphères est nul. Cette condition est similaire à celle que l'on utilise dans les essais de laboratoire, elle permet d'éviter efficacement les effets de bords lors du chargement de l'échantillon. En effet, la figure 3.7 présente la comparaison de la distribution du champ de déplacements des éléments dans l'une des directions principales de l'échantillon pour un chargement isotrope incrémental appliqué via des parois non-frottantes (figure 3.7(a)) et frottantes ( $20^\circ$ ) (figure 3.7(b)), les distributions sont enregistrées au même niveau de déformation. Sur cette figure, nous constatons que le gradient des déplacements des éléments est concentré aux frontières lors de l'utilisation des parois frottantes. En revanche, l'absence de frottement aux limites permet de produire des déplacements quasiment linéaires dans l'échantillon. Cela assure l'homogénéité de la déformation de l'échantillon numérique.

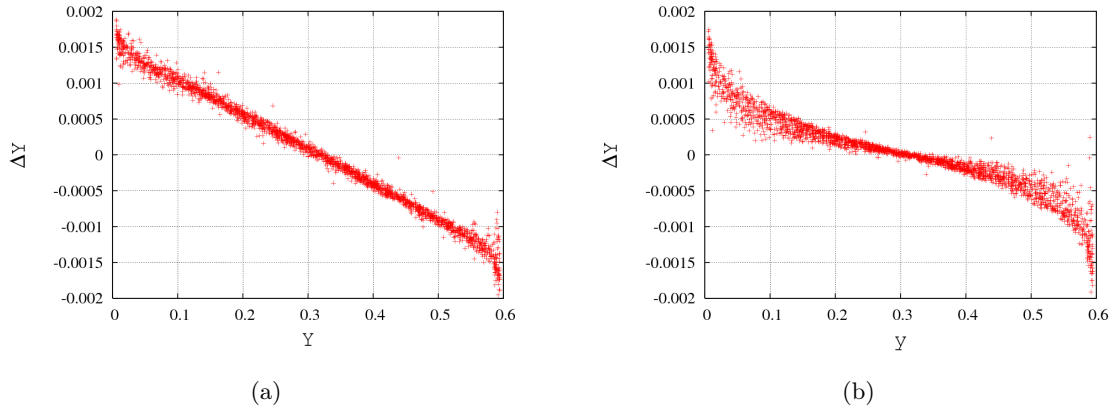


FIGURE 3.7 – Gradient des déplacements à l'intérieur de l'échantillon pour un même niveau de déformation dans le cas de parois non-frottantes (a) et frottantes (b)

### 3.2.2 Essais uniaxiaux compression – traction

L'étude de l'influence des paramètres du modèle sur le comportement uniaxial macroscopique a été effectuée dans mon travail de Master [111] (similaire avec l'étude de Hentz [44], refait par Shiu [103]). En nous basant sur ces études, nous choisissons d'abord la valeur du rayon d'interaction pour que le nombre d'interaction moyen soit égal à 12. Donc, pour cet échantillon numérique, la valeur de rayon d'interaction  $\gamma$  est fixée de 1.37.

Une fois que le rayon d'interaction est fixé, nous simulons les essais de compression et de traction simple pour calibrer les paramètres suivants :  $\alpha, \zeta, C, l_t, \Phi_i$  et  $\Phi_c$ . La calibration est

effectuée grâce à la comparaison des résultats simulés avec ceux obtenus expérimentalement par Vu [120]. L'essai expérimental a été effectué sur un échantillon de béton sec A307, de 0,14m de longueur et de 0,07m de diamètre. Tout d'abord, le coefficient  $\alpha$  de raideur tangentielle est choisi pour reproduire le module de Young et le coefficient de Poisson du béton tandis que les autres paramètres, surtout la limite de déformation élastique  $\varepsilon_{max}$ , sont constants et suffisamment grands pour respecter un comportement purement élastique du modèle. Il faut noter que les deux lois EPT et EPE sont alors confondues et que les résultats des simulations de compression et traction avec ces deux lois sont identiques. Le module de Young et le coefficient de Poisson correspondent respectivement à la pente initiale de la courbe contrainte – déformation axiale et au rapport entre la déformation latérale et la déformation axiale.

La résistance  $\sigma_t$  en traction est utilisée pour obtenir la valeur du coefficient  $l_t$  et du coefficient d'adoucissement. De la même façon, la résistance en compression est utilisée pour calibrer les valeurs de la cohésion et des angles de frottement. Les valeurs obtenues pour ces paramètres sont présentées dans le tableau 3.1. Les résultats sont illustrés dans la figure 3.8. On observe que les courbes numériques sont très proches des courbes expérimentales, le module de Young et la valeur du pic de contrainte sont correctement reproduits par les deux lois comportement locales EPT et EPE. Le ratio entre la résistance en compression et celle en traction des essais numériques est environ de 9, cette valeur est de 10 pour les essais expérimentaux. Cependant, le comportement post pic n'est pas tout à fait le même que celui de l'expérimentation, les modèles numériques présentent un comportement plus fragile. En conclusion, les deux modèles sont capables de reproduire le comportement en traction–compression uniaxiale du béton. La calibration par la simulation des essais de compression–traction uniaxiales nous permet d'identifier la cohésion, les angles de frottement, la limite de traction, le coefficient de raideur tangentielle. Cependant, ces essais de traction–compression ne sont pas suffisants pour calibrer complètement la réponse irréversible qui est caractérisé par les paramètres : le coefficient de critère Mohr – Coulomb  $\lambda$  ; la limite de déformation élastique  $\varepsilon_{max}$  ; les coefficients de raideur  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  et le multiplicateur  $t$  pour la loi EPT ;  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$ ,  $\zeta_3$  pour la loi EPE. Nous effectuons ensuite les essais hydrostatique de 650MPa et triaxial de 50MPa pour calibrer ces paramètres.

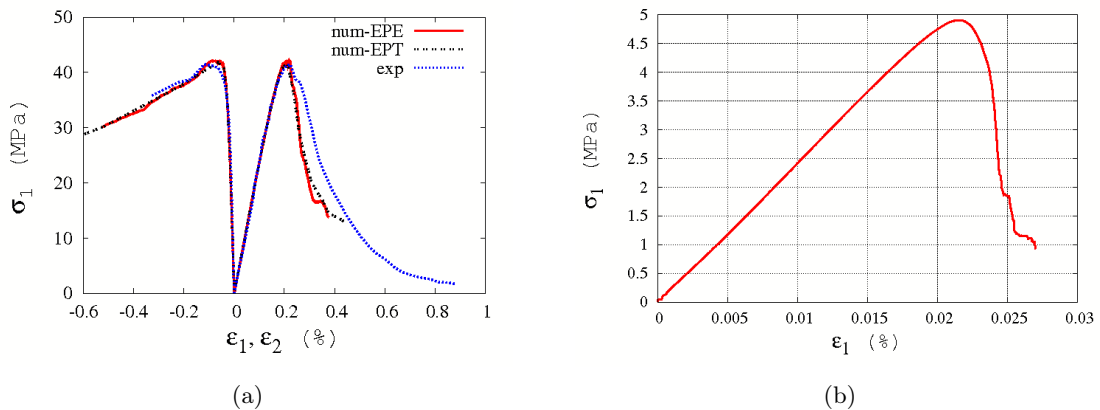


FIGURE 3.8 – Courbe contrainte – déformation de l'essai de compression simple (a) et de l'essai de traction simple (b). Ligne bleue en pointillés, ligne pleine rouge et ligne noire en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT.

### 3.2.3 Essai hydrostatique à 650MPa

Nous utilisons l'essai hydrostatique à 650MPa pour calibrer les coefficients de raideur normale. La calibration est effectuée par la comparaison avec l'essai expérimental réalisé par Gabet [37], qui a été présenté dans la section 1.1.4. Cet essai nous permet d'obtenir les informations sur le processus de compaction du béton. Pour bien comprendre l'importance de l'utilisation des lois de type élastique – plastique – endommageable, le résultat expérimental est comparé tout d'abord avec les résultats numériques des essais utilisant les deux lois EPT et EPE, et ensuite avec celui de l'essai utilisant la loi purement linéaire en compression (voir la figure 3.9). Le résultat d'essai où la loi purement linéaire est utilisée (courbe en croix dans la figure 3.9) montre une augmentation linéairement irréaliste de la contrainte axiale en fonction de la déformation axiale. Ce type de loi de comportement produit une contrainte supérieure à celle expérimentale lorsque la déformation axiale dépasse 0,2%. On peut noter que la limite de déformation élastique  $\varepsilon_{max}$  est atteinte à ce niveau de déformation axiale. En effet, la courbe expérimentale (courbe en pointillés dans la figure 3.9) montre une diminution du module tangent après le régime linéaire, puis ce module augmente à partir de 2% de déformation. La loi purement linéaire en compression ne peut donc pas reproduire le comportement du béton lors d'un tel chargement. Au contraire, les résultats des essais utilisant les lois EPT (courbe en double pointillés dans la figure 3.9) et EPE (courbe pleine dans la figure 3.9) sont comparables avec l'expérimentation. Pour la loi EPT, la procédure de calibration est définie par : premièrement le choix de la valeur de  $\zeta_1$  de façon à ce que la courbe numérique puisse suivre la diminution du module tangent (correspondant à la section BC de la figure 2.4). La valeur du multiplicateur  $t$  de la distance  $D_2$  (voir l'équation 2.10) est ensuite déterminé pour obtenir la diminution du module tangent. Finalement, la valeur de  $\zeta_2$  est choisie pour que le module tangent de la courbe numérique puisse augmenter (correspondant à la section CD de la figure 2.4). Pour la loi EPE, en nous basant sur la courbe expérimentale, le coefficient  $\zeta_3$  et la somme  $\zeta_1 + \zeta_3$  sont utilisés pour contrôler la pente de la courbe numérique à partir du commencement de la phase durcissante (à partir de 2% de déformation axiale) jusqu'à la fin de la phase hydrostatique. Pour sa part, le coefficient  $\zeta_2$  est utilisé pour contrôler la courbure de cette courbe. Les valeurs calibrées de ces paramètres sont présentées dans le tableau 3.1.

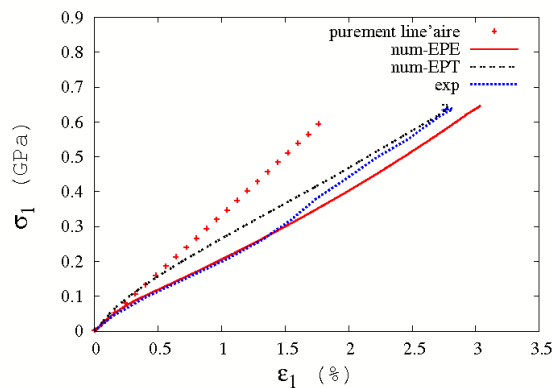


FIGURE 3.9 – Courbe contrainte – déformation de l'essai hydrostatique à 650MPa. Ligne en pointillés, ligne pleine, ligne en double pointillés et ligne en croix correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE, de la loi EPT et de la loi purement élastique en compression.

### 3.2.4 Essai triaxial à 50MPa de pression de confinement

L'essai triaxial à 50MPa de confinement est utilisé pour finir la procédure de calibration des paramètres par la détermination de la valeur de coefficient  $\lambda$  du critère de Mohr – Coulomb modifié. Ce paramètre contrôle le seuil de glissement des interactions de type lien. Une transition contraction – dilatation est observée sur la courbe de comportement volumique expérimentale lorsque la déformation latérale augmente. Donc, ce paramètre est calibré pour que cette transition volumique soit bien reproduite par nos modèles numériques (voir la figure 3.10). Finalement, avec les valeurs des paramètres choisis, les lois EPT et EPE de notre modèle numérique peuvent reproduire quantitativement les essais triaxiaux issus de Gabet [37]. Les paramètres des modèles numériques ont été calibrés, leurs valeurs sont présentées dans le tableau 3.1.

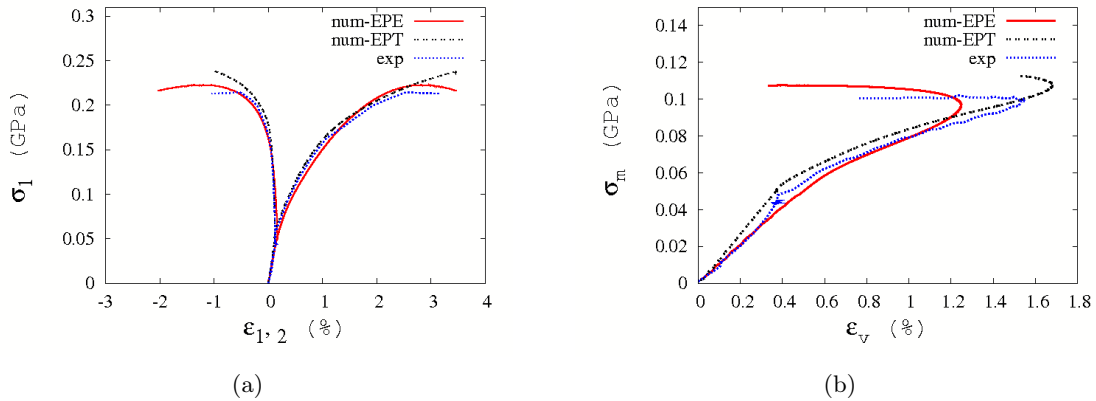


FIGURE 3.10 – Courbe contrainte – déformation de l'essai triaxial à 50MPa de pression de confinement. Ligne en pointillés, ligne pleine et ligne en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT.

TABLE 3.1 – Les valeurs des paramètres du modèle

Paramètres	Valeurs	
	Loi EPE	Loi EPT
Coefficient $\alpha$	0.25	0.25
Coefficient $\beta_r$	1	1
Multiplicateur $t$ de $D_2$	–	10
$\epsilon_{max}$ (%)	0.2	0.2
Coefficient $l_t$	0.1	0.1
Cohesion $C$ (MPa)	4	4
Coef. d'adoucissement $\zeta$	5	5
Angles de frottement $\Phi_i$ et $\Phi_c$ (°)	30	30
Coefficient $\zeta_1$	0.2	2
Coefficient $\zeta_2$	16	1
Coefficient $\zeta_3$	0.275	–
Coefficient $\lambda$	5	5

### 3.2.5 Comparaison entre les résultats des deux lois de comportement

La capacité de reproduction du comportement du béton de deux lois proposées est vérifiée en se basant sur les essais expérimentaux. Nous choisissons les essais triaxiaux expérimentaux à 50MPa et 650MPa pour la comparaison. Ceux sont les deux essais aux deux extrémités de la pression de confinement utilisée dans l'expérimentation. L'essai triaxial à 50MPa nous permet d'observer clairement la transition contractante–dilatante du béton. L'essai à 650MPa indique une compaction très forte du béton et, également un comportement déviatoire avec un déviateur important et une transition contractante–dilatante à une contrainte élevée.

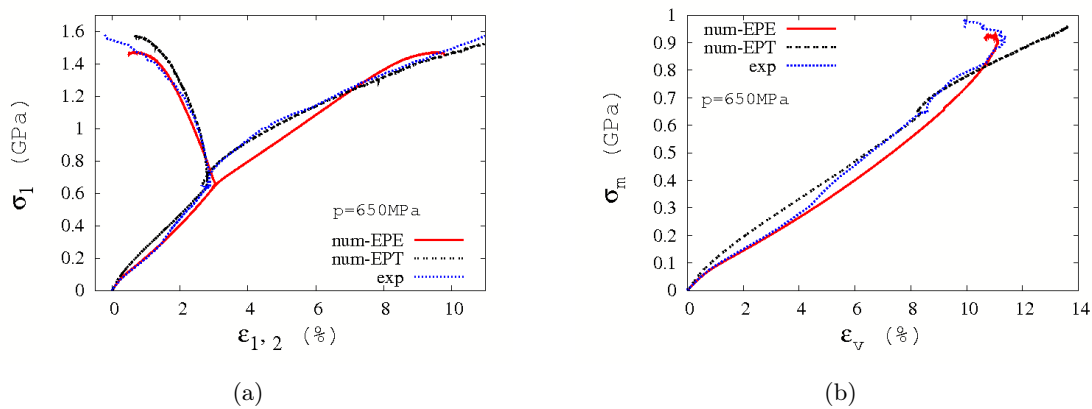


FIGURE 3.11 – Courbe contrainte – déformation de l'essai triaxial à 650MPa de pression de confinement. Ligne en pointillés, ligne pleine et ligne en double pointillés correspondent respectivement au résultat expérimental et aux résultats numériques de la loi EPE et de la loi EPT.

Les figures 3.11 (a) et (b) présentent respectivement les courbes contrainte–déformation et les courbes de comportement volumique des essais numériques et expérimental à 650MPa de pression de confinement. Les courbes en pointillés, les courbes pleines et les courbes en double pointillés correspondent respectivement aux résultats expérimentaux (marqué "exp") et, aux résultats numériques utilisant la loi EPE (marqué "num-EPE") et la loi EPT (marqué "num-EPT"). Nous constatons que dans la phase déviatoire, les courbes contrainte–déformation de l'essai utilisant la loi EPT sont quasiment identiques à celles expérimentales. Cependant, dans la phase hydrostatique, un décalage est nettement observé, la courbe "num-EPT" ne suit pas correctement le changement du module tangent observé de la courbe expérimentale. En revanche, ce changement du module tangent est observé sur la courbe "num-EPE". En considérant la contrainte maximale obtenue, nous observons que la courbe "num-EPT" atteint une contrainte maximale plus proche à celle de la courbe expérimentale que la courbe "num-EPE". Pourtant, à 50MPa de confinement, la courbe "num-EPT" présente une contrainte maximale plus grande que celle observée sur la courbe expérimentale, tandis que la courbe "num-EPE" et la courbe expérimentale sont très semblables (voir la figure 3.10(a)).

Malgré une bonne reproductibilité au niveau de la réponse contrainte–déformation, la courbe "num-EPT" présente un "retard" de la transition contraction–dilatation du comportement volumique. En effet, à 50MPa de confinement, la transition contraction–dilatation de la courbe "num-EPT" apparaît à un niveau de contrainte moyenne et de la déformation volumique plus élevée que ce qu'on a pu observer sur la courbe expérimentale (voir la figure 3.10(b)). De plus, cette transition n'est pas observée sur la courbe "num-EPT" de l'essai

à 650MPa de confinement (voir la figure 3.11(b)). En revanche, la transition contraction–dilatation des courbes "num-EPE" et des courbes expérimentales des l'essais à 50MPa et 650MPa de confinement apparaissent au même niveau de la contrainte moyenne. D'un point de vue qualitatif, la loi EPE reproduit mieux le comportement du béton à la fois pour les essais triaxiaux à 50 et 650MPa et, en particulier la transition contraction–dilatation sur l'essai triaxial 650MPa. La loi EPE est donc utilisée dans notre modèle numérique pour simuler les essais triaxiaux aux différents niveaux de confinement, et les résultats seront analysés dans les prochains paragraphes.

### 3.3 Simulation des essais triaxiaux

Les paramètres du modèle ont été calibrés en utilisant les essais de compression – traction uniaxiales, hydrostatique à 650MPa et triaxial à 50MPa de pression de confinement. En gardant les paramètres identifiés, le modèle numérique est maintenant utilisé pour simuler les essais triaxiaux aux différents niveaux de pression de confinement. Quatre essais triaxiaux ont été simulés à des pressions de confinement de 100MPa, 200MPa, 500MPa et 650MPa, en utilisant le même échantillon parallélépipédique. Leurs résultats sont comparés avec ceux d'une campagne d'essais expérimentaux effectuée par Gabet [38; 37]. Les résultats numériques et expérimentaux sont présentés dans ce paragraphe en terme de courbes contraintes–déformations et de courbes de comportement volumique sur les figures 3.12, 3.13, 3.14 et 3.15.

#### 3.3.1 Réponse contrainte – déformation

La figure 3.12 indique que, dans la phase hydrostatique, toutes les courbes contrainte–déformation numériques sont identiques avec celles des essais expérimentaux, ce qui montre une bonne reproductibilité du modèle numérique. La déformation axiale et la déformation latérale des essais numériques sont identiques durant la phase hydrostatique, ce qui permet d'affirmer que l'échantillon numérique est isotrope.

Dans la phase déviatoire, les résultats simulés sont quantitativement comparables avec ceux de l'expérimentation (figure 3.13). Expérimentalement, pour l'essai à 100MPa de pression de confinement, une stagnation de la contrainte axiale est observée, mais sans atteindre un pic comme dans l'essai à 50MPa. Pour l'essai triaxial à 200MPa, on constate une diminution du module tangent mais sans atteindre de palier comme par l'essai à 100MPa. Ensuite, pour les essais à 500MPa et à 650MPa, une diminution très progressive de la raideur est observée. Pour leur part, toutes les courbes numériques présentent un pic de contrainte et avant l'apparition du pic, on constate une diminution de la raideur comme dans les courbes expérimentales. De plus, les pics de contrainte axiale des courbes numériques sont atteint plus tôt que pour les courbes expérimentales. Cette divergence tend à disparaître lorsque nous ajoutons du frottement aux parois latérales de l'échantillon dans le modèle numérique. Cependant, la déformation élastique ne reste plus alors homogène dans l'échantillon numérique.



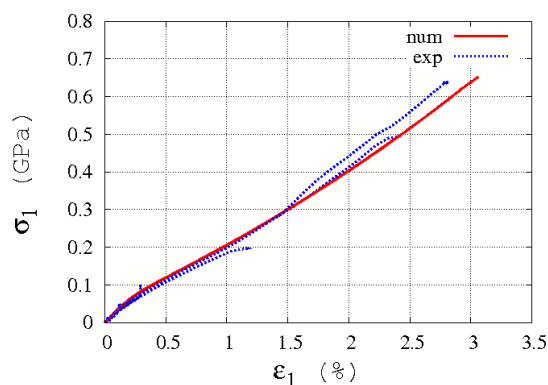


FIGURE 3.12 – Courbe contrainte – déformation dans la phase hydrostatique des essais à 50MPa, 100MPa, 200MPa, 500MPa et 650MPa. Ligne pleine et ligne en pointillés correspondent respectivement aux résultats numériques et expérimentaux.

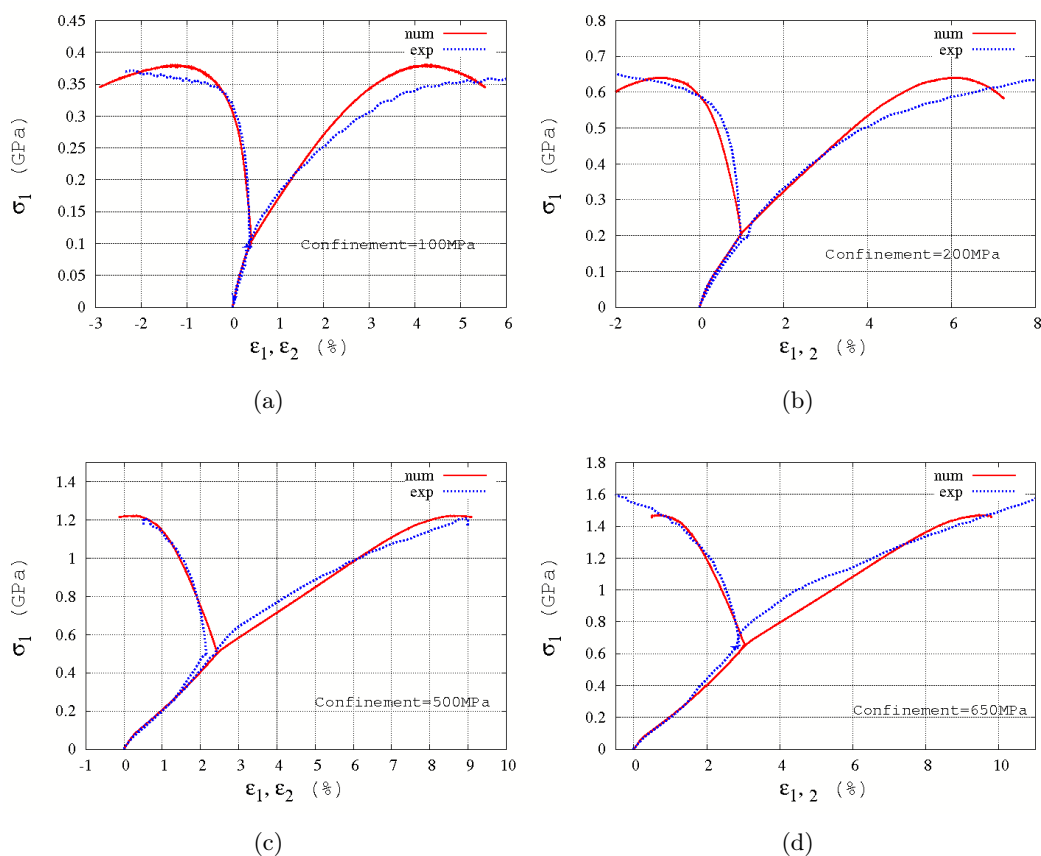


FIGURE 3.13 – Courbe contrainte – déformation des essais triaxiaux à 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d) de pression de confinement. Ligne pleine et ligne en pointillé correspondent respectivement au résultat numérique et au résultat expérimental.

### 3.3.2 Comportement volumique et état limite

Si l'on considère les courbes de comportement volumique (voir la figure 3.14), on constate que, dans la phase hydrostatique, les courbes numériques sont identiques. De plus, elles sont d'un point de vu qualitatif similaire à celles que l'on a pu rencontrer dans l'expérimentation de Gabet [38; 37] ainsi que dans la littérature [18; 96; 124]. Elles mettent en évidence que le modèle numérique est capable de reproduire le processus de compaction du béton, qui est caractérisée par une phase plus ou moins linéaire suivie d'une diminution du module tangent et d'une augmentation progressive de ce même module au-delà d'un point d'inflexion, situé aux alentours de 200MPa.

Dans la phase déviatoire (voir la figure 3.15(a, b, c et d)), les transitions contraction – dilatation des courbes numériques et des courbes expérimentales apparaissent au même niveau de la contrainte moyenne. Cependant, l'amplitude de la contraction maximale des courbes numériques est inférieure à celle observée sur les courbes expérimentales. L'ensemble des courbes numériques montre en fin de chargement une transition contraction – dilatation comme pour les courbes expérimentales. L'essai expérimental à 500MPa ne présente pas une transition contraction – dilatation car cet essai a été arrêté prématurément.

Ces courbes numériques mettent aussi en évidence que le modèle peut reproduire l'évolution du comportement limite de l'échantillon du béton avec le confinement. En effet, dans la figure 3.16, on considère le seuil de déformation volumique comme l'état limite (ce type d'état limite est le plus fréquemment rencontré lors des essais triaxiaux et proportionnels [37]), et présenté dans l'espace de contrainte moyenne – contrainte déviatoire ( $\sigma_m, q$ ). Cette figure montre, d'un point de vu qualitatif, une identification entre les états limites numériques et expérimentaux. Nous pouvons donc conclure que le modèle numérique est capable de reproduire les propriétés mécaniques macroscopiques du béton comme le comportement volumique durant la phase hydrostatique et la transition contraction – dilatation. Nous présentons ensuite, dans le prochain paragraphe, l'évolution de la structure interne de l'échantillon numérique durant sa déformation.

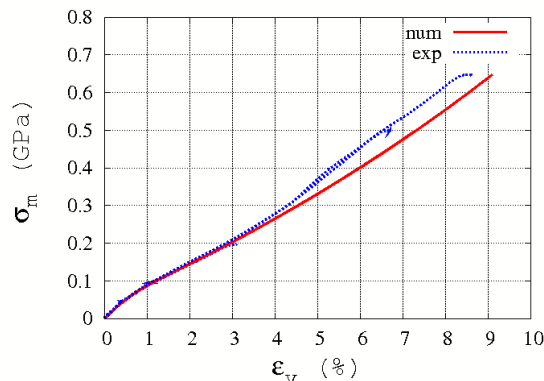


FIGURE 3.14 – Courbe de comportement volumique dans la phase hydrostatique des essais à 50MPa, 100MPa, 200MPa, 500MPa et 650MPa. Ligne pleine et ligne en pointillés correspondent respectivement aux résultats numériques et expérimentaux.

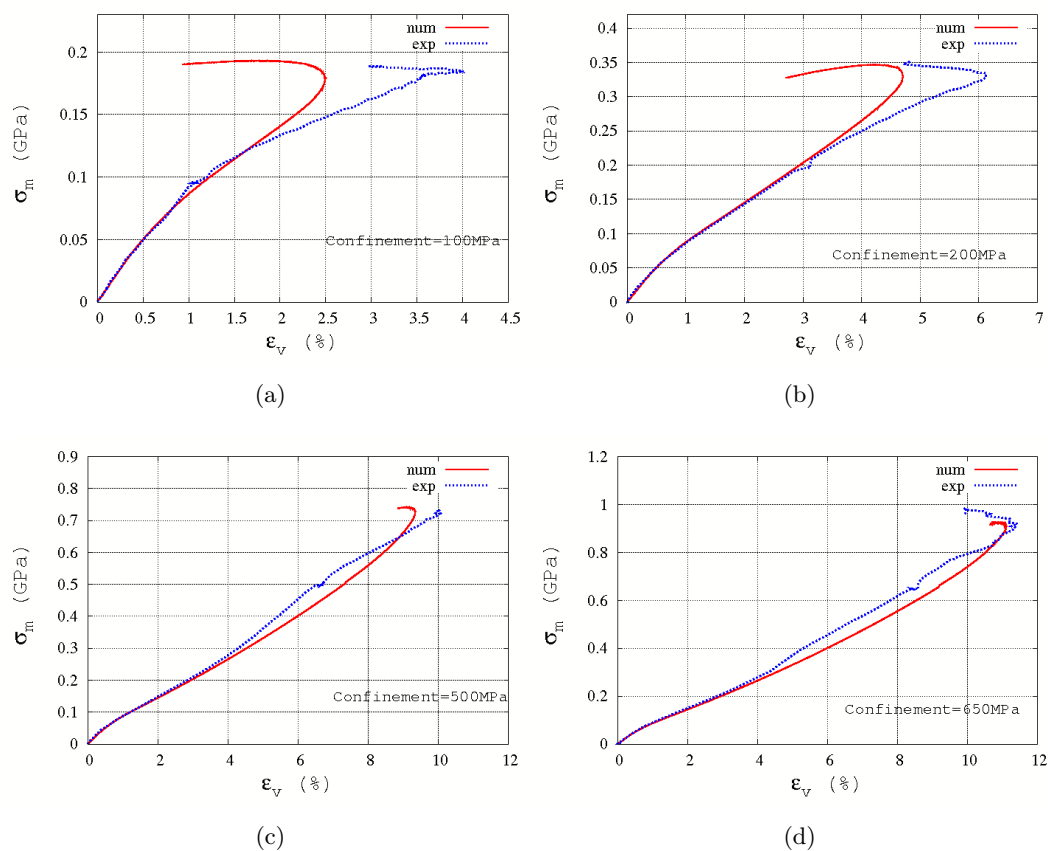


FIGURE 3.15 – Courbe contrainte moyenne – déformation volumique des essais à 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d) de pression de confinement. Ligne pleine et ligne en pointillé correspondent respectivement au résultat numérique et résultat expérimental.

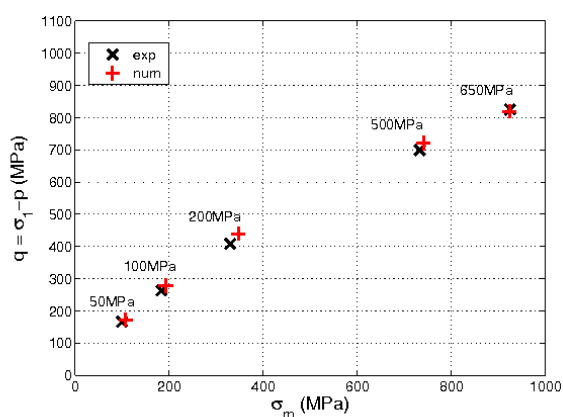


FIGURE 3.16 – État limite, défini comme les points de la transition contraction – dilatation des courbes de comportement volumique des essais numériques et des essais expérimentaux, est présenté dans l'espace des contraintes ( $\sigma_m$ ,  $q$ ).

### 3.3.3 L'évolution de la structure interne de l'échantillon numérique

En utilisant la méthode des éléments discrets, nous pouvons observer l'évolution des propriétés locales de l'échantillon numérique durant la simulation à l'échelle d'ED. Il est possible, par exemple, de tracer la distribution spatiale des forces entre les EDs en interaction, leurs états d'interaction ou leurs déplacements durant la transition du comportement fragile au comportement ductile de l'échantillon ou dans la zone de compaction.

#### 3.3.3.1 Transition fragile – ductile à faible confinement

La figure 3.17(a) présente le champ de déplacement dans une coupe verticale passant par le centre de l'échantillon soumis à de la compression simple. Ce champ de déplacement est enregistré à la fin de la simulation. Nous pouvons observer que la déformation est localisée et que des cônes de frottement se forment, cônes également observés expérimentalement (voir la figure 3.17(b)). La distribution des forces d'interaction entre les éléments peut également nous informer sur le mécanisme de la fracture fragile. Nous considérons une coupe verticale passant par le centre de l'échantillon, enregistrée au pic de contrainte. Elle est présentée dans la figure 3.18, avec la distribution des interactions sollicitées en traction dans la figure (a), en compression linéaire dans la figure (b) et en compression non linéaire dans la figure (c). Cette figure montre que la plupart des forces d'interaction sont en régime élastique. L'épaisseur du trait correspond à la magnitude de la force. Une fois que la limite de traction d'une interaction est atteinte, le lien est cassé et les forces d'interaction disparaissent. Le détail du processus de la rupture fragile peut être trouvé dans le travail de Potyondy et al [81].

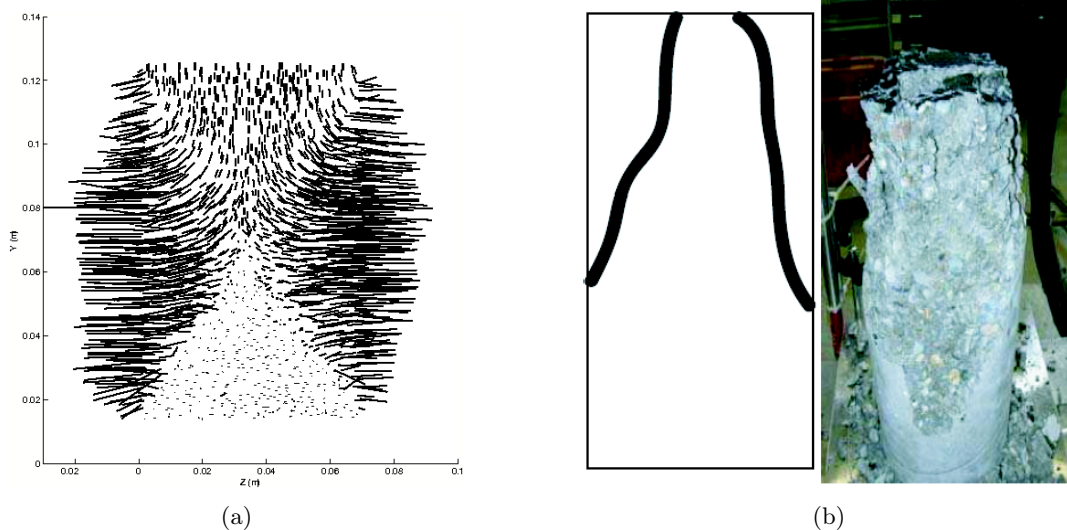


FIGURE 3.17 – Champ de déplacement dans une coupe verticale de l'échantillon soumise à la compression simple (a), faciès de rupture du béton [120] (b).

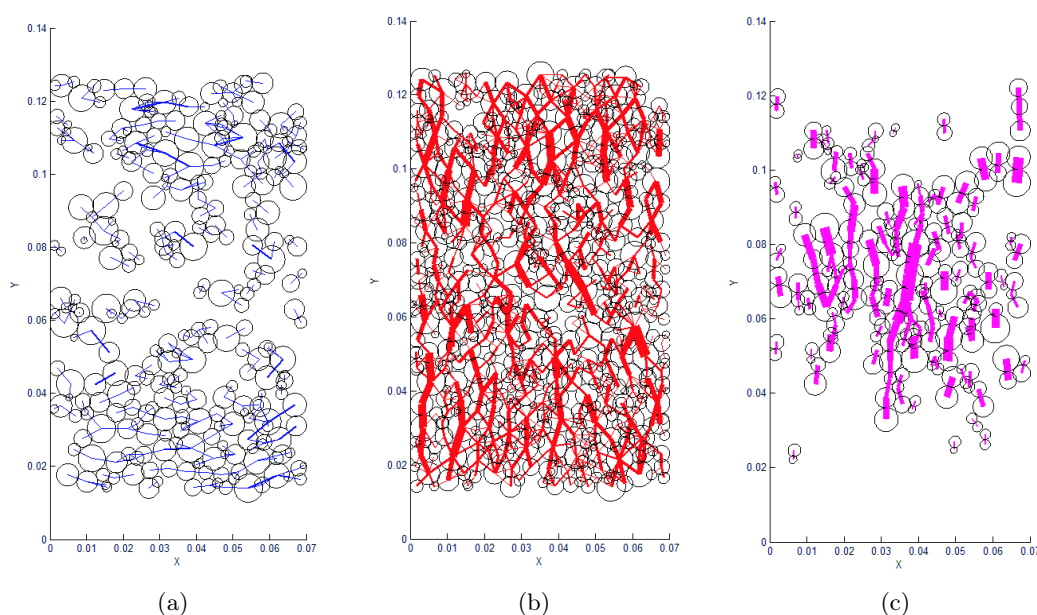


FIGURE 3.18 – Chaîne de force dans une coupe verticale de l'échantillon numérique, au pic de contrainte d'un essai de compression simple : forces d'interaction en état de traction (a), forces d'interaction en état de compression linéaire (b) et forces d'interaction en état de compression non-linéaire(c).

Finalement, deux niveaux de pression de confinement (5 kPa et 5MPa) ont été appliqués sur l'échantillon numérique. L'évolution des types d'interaction est observée durant la simulation et présentée dans la figure 3.19. Lorsque la pression de confinement augmente de 0 à 5kPa, le nombre des interactions soumises à la force de traction (section AF de la loi EPE) et le nombre des interactions cassées tend à diminuer (voir la figure 3.19 (a) et (b)), tandis que le nombre des interactions soumises à la compression linéaire (section AB de la loi EPE) augmente fortement. Ensuite, lorsque la pression de confinement augmente de 5kPa à 5MPa, le nombre des interactions soumises à la compression non-linéaire (section BC de la loi EPE) devient important (voir la figure 3.19 (c)). Dans cette figure, on constate encore une fois que le nombre des interactions soumises à la force de traction diminue de façon drastique. La diminution du nombre de ce type d'interaction et la stabilisation du nombre des liens cassés (voir sur la figure 3.20 lorsque la pression de confinement est supérieure à 100MPa) correspondent à la transition du comportement fragile au comportement ductile du béton qui est observée à l'échelle macroscopique. Lorsque la pression de confinement augmente de 100MPa à 650MPa, la plupart des interactions sont soumises à la compression non-linéaire (correspondant à la section BC de la loi EPE).

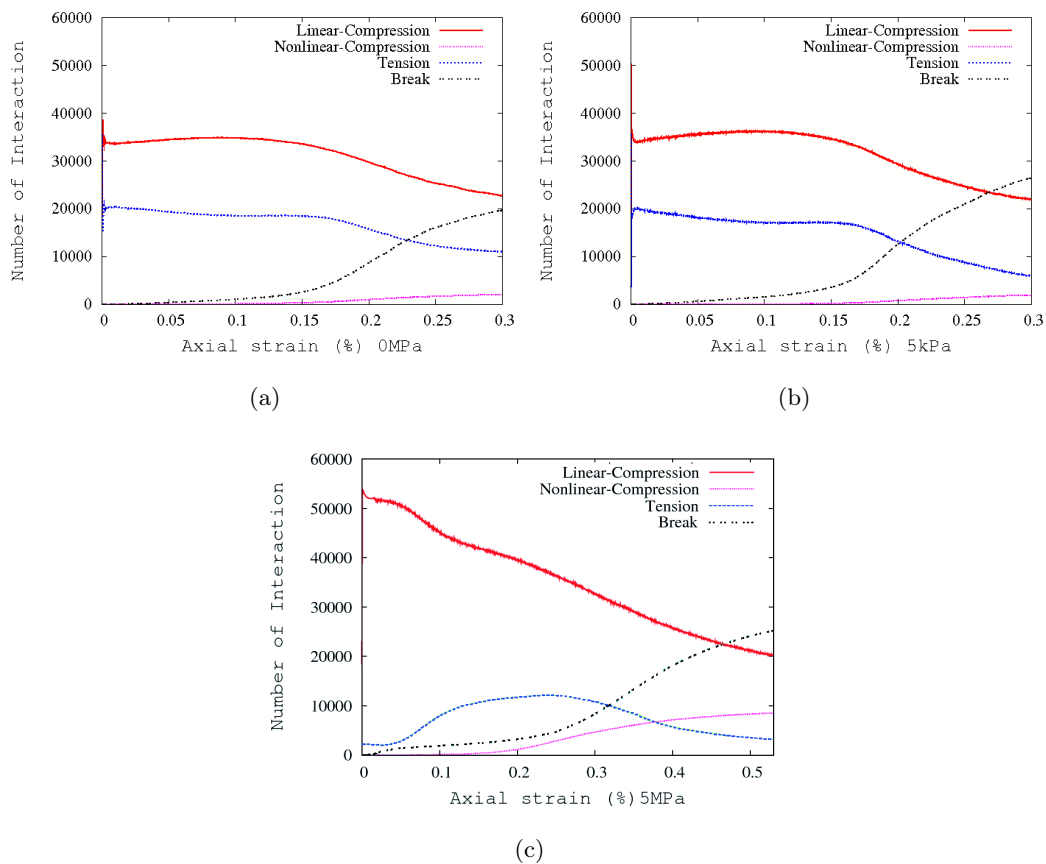


FIGURE 3.19 – Evolution de l’ensemble des interactions en fonction de la déformation axiale lors des essais aux pressions de confinement de : 0 Pa (a), 5 kPa (b) et 5 MPa (c). Les différentes courbes correspondent aux nombres d’interactions dans chaque état et le nombre de liens cassés.

### 3.3.3.2 Non – linéarité à fort confinement

Lorsque la pression de confinement augmente fortement, la plupart des interactions dans l’état de compression linéaire (section AB de la loi EPE) passe en compression non-linéaire (section BC de la loi EPE) (voir la figure 3.20). Nous constatons que les interactions se déplacent de l’état linéaire à l’état non-linéaire avec une vitesse qui dépend de la pression de confinement. Le nombre des interactions dans l’état de compression non-linéaire augmente avec l’augmentation de confinement tandis que les interactions dans l’état de traction disparaissent. Autour du pic de contrainte, le nombre des liens cassés diminue avec l’augmentation du confinement. Cette redistribution de la nature des interactions en compression, d’un état linéaire à un état non-linéaire correspond au processus de compaction.

L’observation de l’évolution des forces d’interaction entre les EDs nous permet de comprendre comment le phénomène de compaction et la localisation de l’endommagement apparaissent dans l’échantillon durant la simulation (voir la figure 3.21). La figure 3.21 présente la distribution des forces d’interaction d’une couche mince verticale au centre de l’échantillon numérique lors d’un essai à 650MPa de pression de confinement. Nous constatons qu’il n’existe pas beaucoup d’interactions soumises à une force de traction ou à une force de compression linéaire. De plus, l’amplitude de leurs forces est très faible (figure 3.21 (a) et (b)). En revanche,

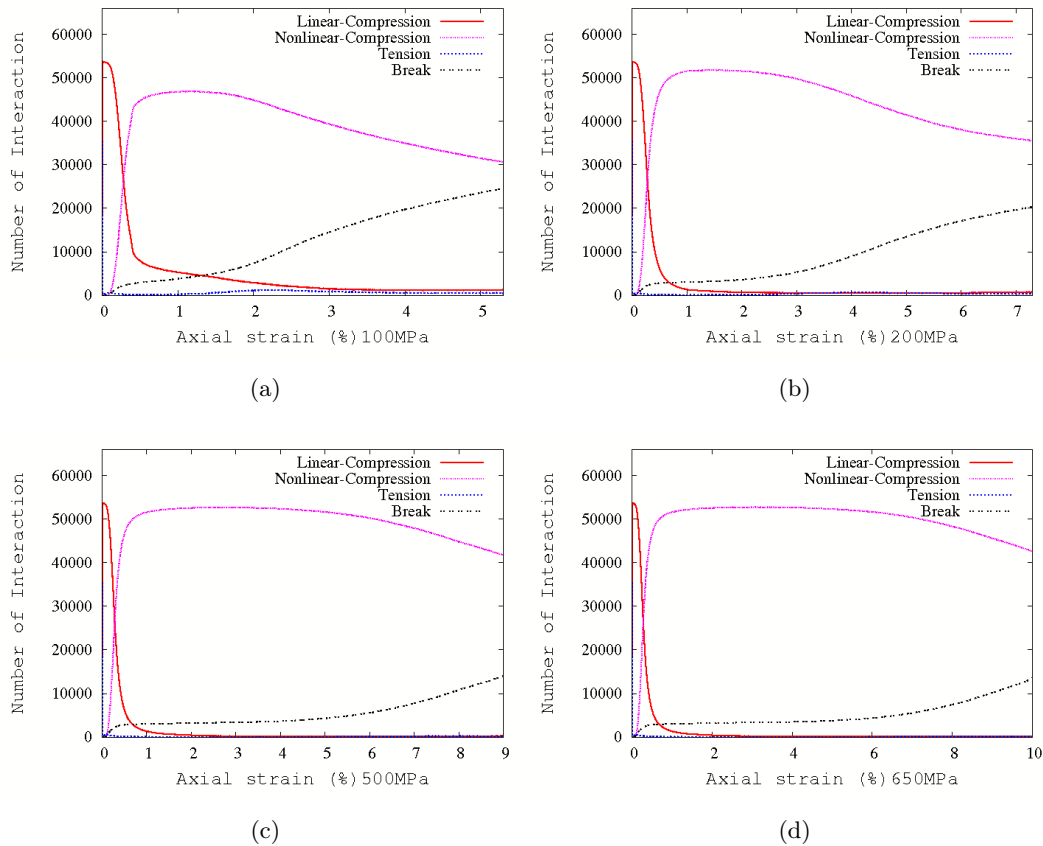


FIGURE 3.20 – Evolution de l’ensemble des interactions en fonction de la déformation axiale lors les essais aux pressions de confinement de : 100 MPa (a), 200 MPa (b), 500 MPa (c) et 650 MPa (d). Les différentes courbes correspondent aux états des interactions et des liens cassés.

la plupart des interactions sont soumises à une force de compression non-linéaire et l’amplitude des forces est importante (figure 3.21(c)). Ces forces sont alignées avec la direction de chargement (i.e. direction axiale). La direction des microfissures pourrait donc être perpendiculaire à la direction de chargement. En effet, cette orientation de la fissure peut être observée lorsque le champ de déplacement des EDs est présenté dans la figure 3.22(a). Pour tracer cette figure, l’essai est déchargé après le pic de déformation de l’essai triaxial (il faut noter que la phase de déchargement n’est pas présentée dans les figures de contrainte-déformation), les positions des éléments sont enregistrées au pic de contrainte et après le déchargement. Le déplacement des éléments est présenté relativement entre leurs positions au pic de contrainte et après le déchargement. L’orientation perpendiculaire de la macro-fissure formée par la coalescence des liens cassés est similaire avec celle observée pour l’essai expérimental (figure 3.22(b)). Le point clé est que lorsque nous utilisons une description discrète du milieu, en ajoutant simplement ce type de force normale d’interaction, il est possible d’obtenir une bonne description macroscopique. En effet, étant donné que les éléments discrets se chevauchent principalement dans la direction de la contrainte principale, lorsque le déchargement a lieu, la limite de traction est atteinte d’abord pour ces interactions. Cela induit la coalescence perpendiculaire des liens cassés (qui présente la discontinuité dans le milieu) qui mène à l’orientation d’une macro-fissure comparable avec celle de l’expérimentation.

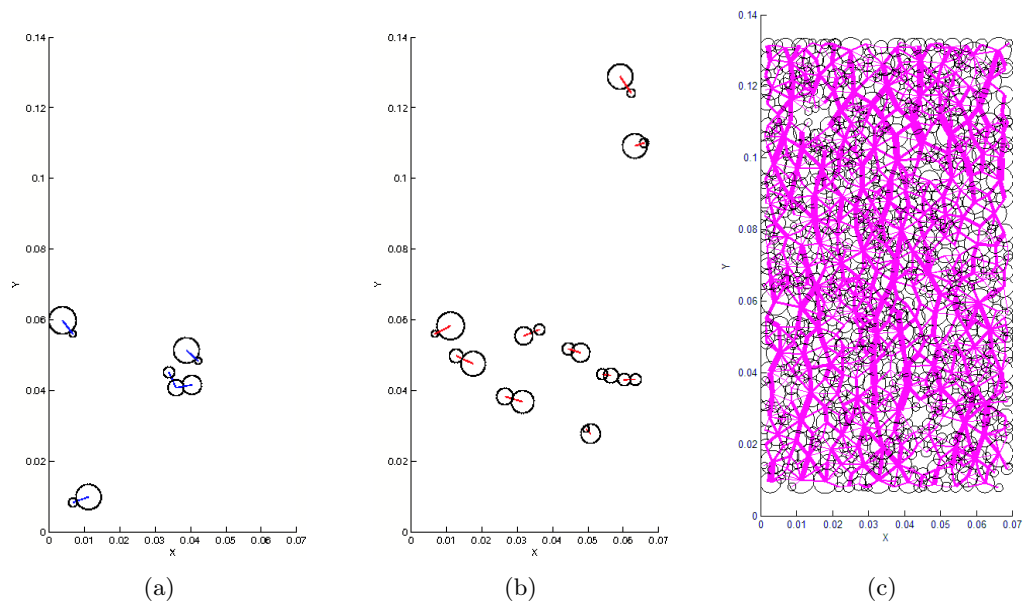


FIGURE 3.21 – Chaîne de force dans une coupe verticale de l'échantillon numérique, au pic de contrainte d'un essai à 650MPa de pression de confinement : forces d'interaction en état de traction (a), forces d'interaction en état de compression linéaire (b) et forces d'interaction en état de compression non-linéaire(c).

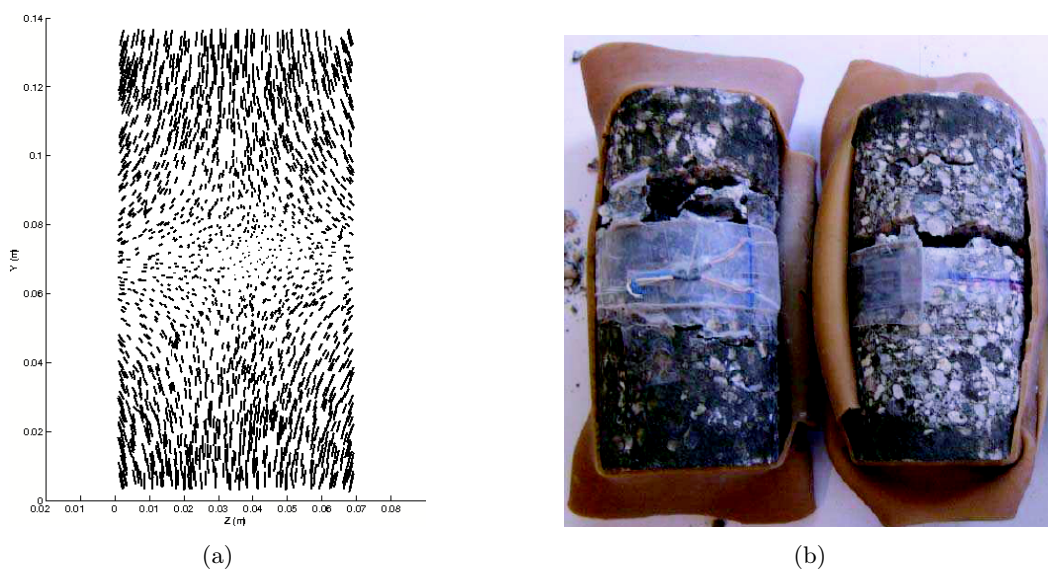


FIGURE 3.22 – Champ de déplacement dans une coupe verticale de l'échantillon lors l'essai triaxial numérique à 650MPa de pression de confinement (a), faciès de rupture du béton lors de l'essai triaxial expérimental à 650MPa [120] (b).



### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le béton est représenté par un assemblage d'éléments discrets. Cet assemblage est généré par la méthode de grossissement des éléments. Notre modèle numérique utilisant une loi de comportement élastique – plastique durcissant a été appliqué sur cet assemblage pour reproduire le comportement du béton sous haute pression de confinement. Afin d'obtenir des résultats quantitatifs, le modèle est d'abord calibré. La calibration des paramètres s'effectue en deux parties : la partie de calibration des paramètres linéaires et l'autre partie pour calibrer les paramètres non-linéaires. Pour ce faire, les simulations des essais de compression-traction uniaxiale, de l'essai hydrostatique à 650MPa et de l'essai triaxial à 50MPa de pression de confinement sont effectuées. Le comportement volumique peut être reproduit si le coefficient  $\lambda$ , qui contrôle le seuil de glissement, est ajouté dans le critère de Mohr – Coulomb.

Une fois les paramètres calibrés, le modèle est validé par les simulations des essais triaxiaux sous différents niveaux de pression de confinement (jusqu'à 650MPa), en gardant les mêmes valeurs des paramètres. Les courbes de contrainte-déformation et de comportement volumique du béton sont donc quantitativement reproduites par notre modèle numérique. L'évolution des propriétés locales du modèle peut être également observée. L'évolution de la nature des forces d'interaction nous permet d'expliquer correctement la réponse macroscopique de l'échantillon. Par exemple, le comportement fragile est essentiellement contrôlé par un grand nombre des forces d'interaction en état de traction. Leur disparition correspond à l'apparition de la transition ductile lorsque la pression de confinement augmente. De plus, le processus de compaction est essentiellement contrôlé par la partie plastique – durcissant de la force d'interaction en compression. L'orientation de la macro-fissure générée est comparable avec la bande de compaction observée dans l'expérimentation. Du point de vue qualitatif, ce modèle a reproduit le comportement du béton sec. Dans le chapitre suivant, nous développerons un couplage entre ce modèle discret et le fluide pour modéliser le comportement du béton avec la présence de l'eau.

---

## Couplage Solide – fluide dans les modèles discrets

---

Plusieurs structures en béton comme les barrages, les pieux de ponts, etc., sont souvent localisées dans l'eau. De plus, peu de temps après la prise, le béton est un matériau quasiment saturé. Le réseau de pores de la matrice cimentaire étant très fin, le déplacement d'eau est donc très lent sous l'effet du séchage en environnement extérieur. D'après Baroghel-Bouny *et al.* [6], on peut considérer que le temps de séchage d'un mur en béton est proportionnel au carré de son épaisseur. Par exemple, le séchage d'une structure de 1 m d'épaisseur dans un environnement d'humidité relative plus faible devrait alors prendre environ 100 ans. En effet, la plupart des ouvrages sensibles comme les centrales nucléaires, les ouvrages de protection ou les barrages étant très massifs, ils restent quasi – saturés au coeur pendant une grande part de leur durée de vie.

Lorsque ces structures sont soumises à un chargement, les propriétés du béton en présence d'eau sont affectées par le degré de saturation. La résistance du béton humide diminue tandis que les modules dynamiques et statiques augmentent [87; 86; 127; 126]. Les études expérimentales du comportement du béton saturé soumis à des sollicitations, en particulier la compression triaxiale à fort confinement ont été réalisées dans certains travaux [120] et abordées dans le chapitre 1 de cette thèse.

Dans ce chapitre, nous développons un couplage Fluide–DEM pour modéliser ce type de comportement. Nous présentons donc d'abord le modèle incompressible développé par Catalano *et al.* [21], puis nous proposons une adaptation pour la prise en compte de la compressibilité du fluide.

## 4.1 Présentation du problème et méthode de résolution proposée

Le béton est un matériau complexe, il comprend les granulats, la matrice cimentaire et le réseau de pores dans la matrice cimentaire. La présence d'eau libre dans les pores du béton modifie notablement son comportement mécanique. Par exemple, l'eau génère un effet de pression interstitielle dans la porosité résiduelle du béton. De plus, la pression interstitielle peut provoquer un effet d'amplification sur la propagation et l'ouverture de microfissures du à la contrainte de cisaillement [19; 129]. Deux mécanismes jouent le rôle clé dans cette interaction entre le fluide interstitiel et le béton : une augmentation de la pression interstitielle induit une dilatation du béton, et la compression du béton provoque une élévation de la pression interstitielle, si le fluide est empêché de s'échapper du réseau poral (comportement dit "non-drainé"). Les études expérimentales du comportement non drainé du béton soumis à des sollicitations, en particulier la compression triaxiale à fort confinement, ont été réalisées dans certains travaux [120]. Cependant, les résultats obtenus ne sont que les observations macroscopiques de phénomènes qui résultent des processus microscopiques apparues à l'échelle des grains et, ils ne sont pas suffisants pour comprendre le comportement du béton lors d'une condition non-drainée. Le deuxième but de ce travail de thèse est de développer un couplage fluide – DEM qui nous permet d'obtenir non seulement les réponses macroscopiques du béton mais également les informations d'interaction entre fluide et grains, et aussi l'évolution de la pression interstitielle. Pour ce faire, dans le modèle couplé, la phase fluide doit être incorporée avec la phase solide, les équations du mouvement des particules et les équations de la phase fluide doivent être résolues simultanément.

Le modèle de couplage combine donc un modèle de fluide et un modèle des éléments discrets qui est utilisé dans les chapitres précédents. Il incorpore les processus physiques fondamentaux suivants :

1. Le changement du volume de pore est dû au mouvement des EDs.
2. La génération de pression interstitielle à l'échelle microscopique est due au changement du volume des pores, correspondant avec la compressibilité du fluide.
3. Le mouvement transitoire de fluide résulte des gradients de pression interstitielle.
4. Le gradient de pression génère les forces sur les EDs

Dans ce modèle couplé, l'espace poral est discrétisé en volume fini et la phase solide est décrite par les éléments discrets. Le réseau de pores est mis à jour après le mouvement des éléments discrets et le développement de l'endommagement dans l'échantillon. L'écoulement de fluide entre les pores dû au gradient de pression est décrit par l'équation de conservation de la masse et l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Suivant la compressibilité de l'écoulement, deux types de schémas numériques peuvent être proposés et ils sont abordés dans les sections suivantes.

## 4.2 Modèle d'écoulement incompressible de Catalano

Nous présentons dans cette section le modèle d'écoulement incompressible proposé par Catalano *et al.* [21] en détaillant certains aspects. La discrétisation de l'espace poral en terme des pores unitaires est d'abord présentée, ensuite les formulations implicites des écoulements incompressibles sont dérivées. Finalement, nous expliquons des expressions pour calculer les forces dues au fluide sur particules.

### 4.2.1 Description géométrique de l'espace poral

La discrétisation géométrique est effectuée grâce à l'intégration de la librairie de CGAL (The Computational Geometry Algorithms Library [1; 16]) dans le logiciel YADE. Elle donne des structures de données géométriques et des algorithmes comme la triangulation de Delaunay en 2D et 3D, la triangulation périodique en 3D, le diagramme Voronoï, etc... Une triangulation est une collection de sommets et de cellules qui sont reliés entre eux par des relations adjacentes. Chaque cellule donne l'accès à ses quatre sommets incidents et à ses quatre cellules adjacentes. Chaque sommet donne l'accès à une de ses cellules incidents. Chaque facette convexe est liée à une cellule infinie ayant un quatrième sommet, le sommet auxiliaire est appelé le sommet infini (voir la figure 4.1). De cette façon, chaque facette est liée exactement à deux cellules. Les triangulations sont nommées les triangulations de Delaunay si elles ont la sphère circonscrite vide, c'est-à-dire que la sphère circonscrite de chaque cellule d'une telle triangulation ne contient aucun autre sommet de la triangulation dans son intérieur (voir la figure 4.2) [1].

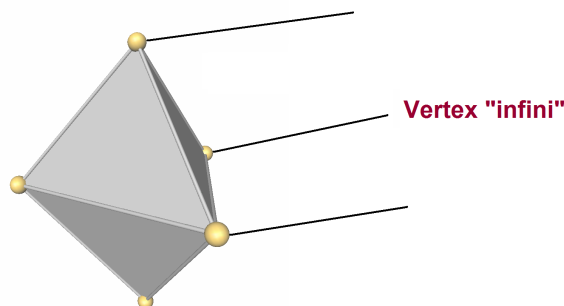


FIGURE 4.1 – Division d'une cellule illimitée en tétraèdre avec un sommet infini [1].

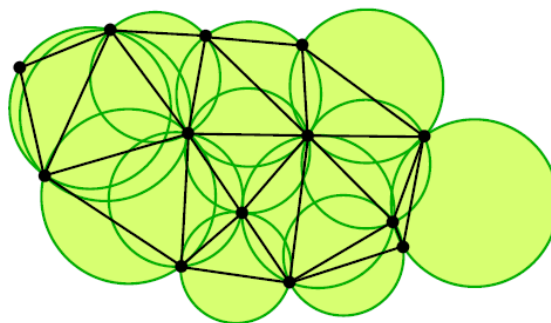


FIGURE 4.2 – Les triangulations convexes en 2D [1].

Plutôt que la triangulation de Delaunay classique qui est définie pour l'ensemble de points isolés, on utilise la triangulation pondérée de Delaunay (ou triangulation régulière) pour discrétiser le milieu. La triangulation régulière est appliquée pour les points pondérés où leur rayon est considéré comme leur poids. Cette triangulation est décrite dans le travail de Edelsbrunner *et al.* [34]. Le milieu est donc discrétisé en tétraèdres (voir la figure 4.3(a) et (b)) qui constituent les unités élémentaires d'espace poral. Le pore unitaire est l'espace vide limité par ce tétraèdre et quatre sphères (voir la figure 4.3(c)).

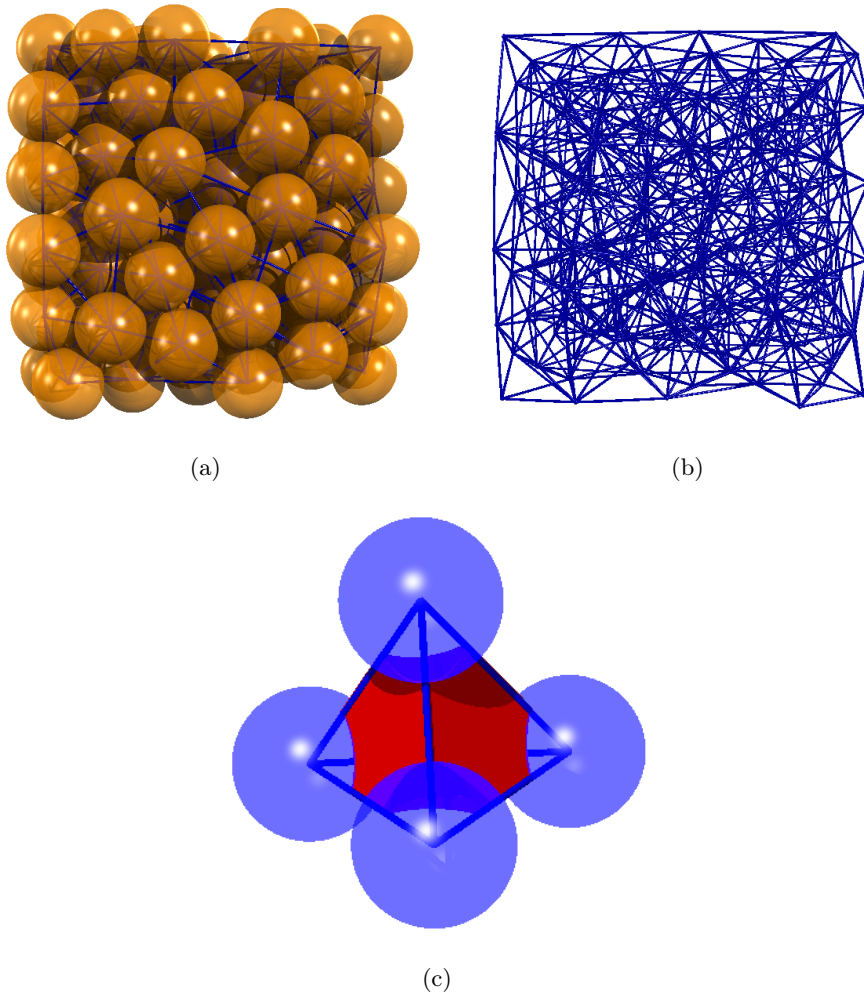


FIGURE 4.3 – La triangulation de l'échantillon : (a) le maillage des tétraèdres avec les sphères ; (b) le maillage des tétraèdres ; (c) le pore unitaire (partie rouge).

L'espace vide entre les sphères peut être considéré comme une structure complexe de conduits et des réservoirs. Ils sont complètement remplis par le fluide lorsque le milieu est complètement saturé. Le fluide est échangé entre les pores grâce à la conductance des connectivités, définies par un volume associé à chaque facette de la triangulation (voir la figure 4.4). On utilise la méthode de tessaliation de Dirichlet pour créer le maillage des points de définition de la pression (le dual de Dirichlet (voir la figure 4.5)) qui formeront les connectivités entre les pores. La tessaliation de Dirichlet est un système défini (en 3D) par des polyèdres dont les facettes sont les plans radicaux entre deux points de la triangulation. La figure 4.6 montre une comparaison entre la triangulation de Delaunay – tessaliation de Dirichlet régulière (figure 4.6(a)) et la triangulation de Delaunay – tessaliation de Voronoi classique (figure 4.6(b)). Nous constatons que les facettes et le dual de la tessaliation de Voronoi classique

peuvent traverser la partie solide. En revanche, les facettes et le dual de la tessaliation de Dirichlet sont entièrement contenus dans la partie vide entre les sphères.

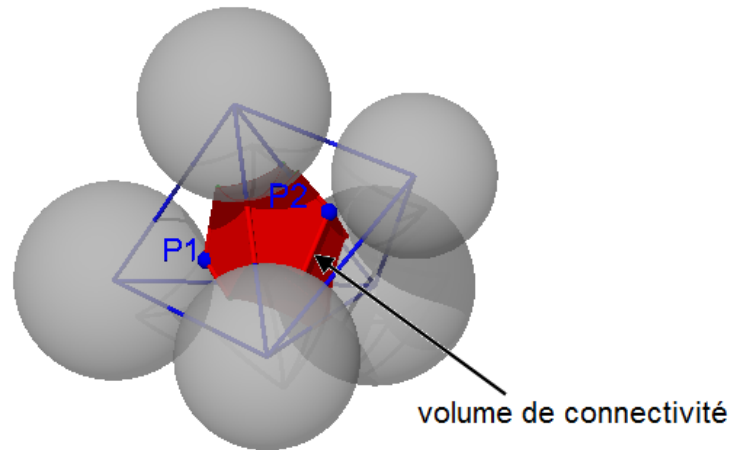


FIGURE 4.4 – La connectivité entre deux tétraèdre, d'après la conception de Chareyre *et al.* [24].

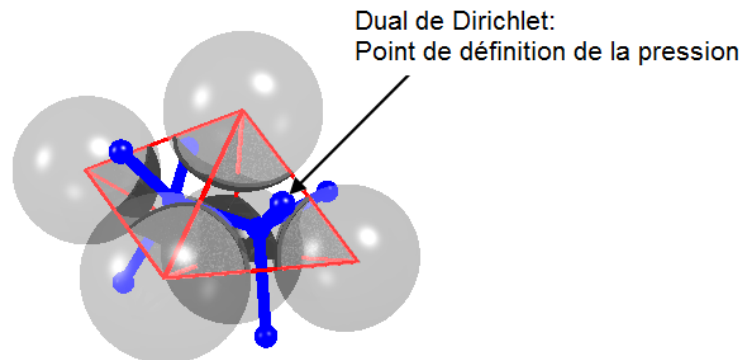


FIGURE 4.5 – Les points de définition de la pression d'après la conception de Catalano *et al.* [21].

La figure 4.7 montre un exemple de l'évolution de la tessaliation et l'évolution de la triangulation entre quatre sphères durant la déformation (vue en 2D pour plus de clarté). Nous constatons que les triangles sont formés des sphères (1,2,4),(2,3,4) dans la figure (a), (b) et des sphères (1,2,3) et (1,3,4) dans la figure (c). La triangulation est donc discontinue lorsque les sphères se déplacent. En revanche, la tessaliation reste en continuité. Cette continuité assure que l'évolution des paramètres hydrauliques de l'écoulement est donc continue. Les points de définition de la pression d'un échantillon est illustré dans la figure 4.8.

Durant la simulation numérique, l'échantillon est déformé et l'endommagement se développe dans le milieu. Le réseau des connectivités et des pores unitaires est mis à jour au fur et à mesure. Si le maillage des tétraèdres ne change pas beaucoup pendant la déformation du milieu, la triangulation n'est pas nécessaire à chaque pas de temps, ce qui permet de réduire les temps de calcul. Seuls les variables (volume du pore et pression) sont recalculées.

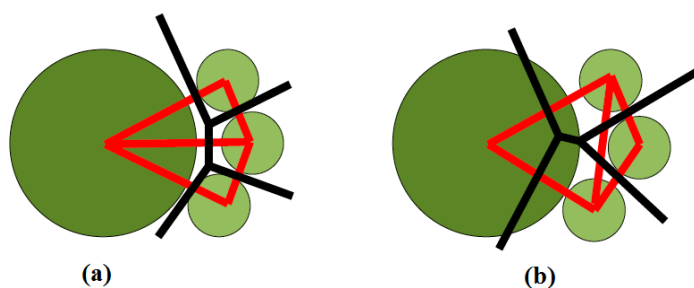


FIGURE 4.6 – Comparaison entre la triangulation de Delaunay – tessaliation de Dirichlet régulière (a) et la triangulation de Delaunay – tessaliation de Voronoi classique (b) d’après Catalano *et al.* [22].

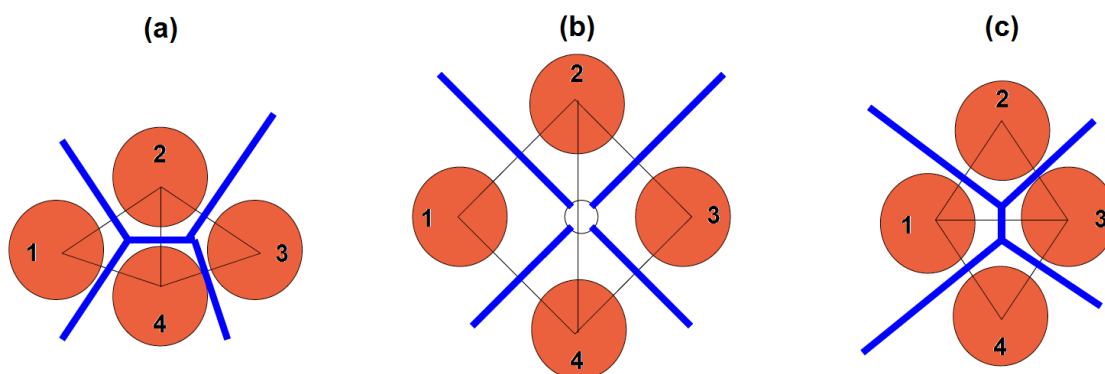


FIGURE 4.7 – Exemple de continuité de l’évolution de la tessaliation au cours du déplacement des grains (évolution discontinue de la triangulation !) d’après Catalano *et al.* [22].

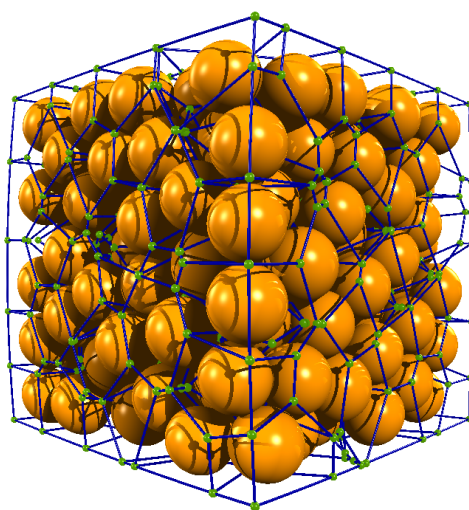


FIGURE 4.8 – Le réseau des points de définition de la pression (des points verts) et des connectivités équivalentes (lignes bleues) dans l’échantillon.

### 4.2.2 Formulation implicite du problème d'écoulement incompressible

A l'échelle microscopique, l'écoulement du fluide est gouverné par l'équation de Navier-Stokes qui est donnée sous forme de l'équation de bilan de la masse :

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_f \vec{v}_f = 0 \quad (4.1)$$

où  $\rho_f$  et  $v_f$  sont respectivement la masse volumique et la vitesse du fluide. Dans ce modèle, le réseau des tétraèdres est déformable et le fluide est incompressible. L'intégration de l'équation 4.1 sur le volume de vide d'un tétraèdre nous donne :

$$\frac{\partial V_f}{\partial t} + \int_{\partial\Theta} (\vec{v}_f - \vec{v}_{\Sigma}) \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (4.2)$$

où  $\partial\Theta$  est le contour du volume  $\Theta$  occupé par le fluide dans un tétraèdre,  $\vec{n}$  est le vecteur normal de  $\partial\Theta$  et  $\vec{v}_{\Sigma}$  est la vitesse du contour. Une partie de ce contour, nommée  $\partial^s\Theta$  correspond à l'interface solide-fluide. À quel que soit le point de  $\partial^s\Theta$ , le terme  $(\vec{v}_f - \vec{v}_{\Sigma}) \cdot \vec{n}$  est nul. L'intégration de l'équation 4.2 est donc restreinte à la partie fluide du contour.

$$\frac{dV_f}{dt} + \sum_{k=1}^4 ((\vec{v}_{f,k} - \vec{v}_{\Sigma,k}) \cdot \vec{n}) \cdot S_k = 0 \quad (4.3)$$

où  $k = 1, 2, 3, 4$  sont les indices des facettes du tétraèdre,  $S_k$  est la surface de fluide d'une facette  $k$ ,  $V_f$  est le volume du fluide dans le tétraèdre. Ils sont décrits dans la figure 4.9

Le deuxième terme de la partie à gauche de l'équation 4.3 présente la somme des débits entrant et sortant d'un tétraèdre, cette formule peut être réécrite, telle que :

$$\sum_{k=1}^4 q_{ik} = \sum_{k=1}^4 ((\vec{v}_{f,k} - \vec{v}_{\Sigma,k}) \cdot \vec{n}) \cdot S_k = -\dot{V}_f \quad (4.4)$$

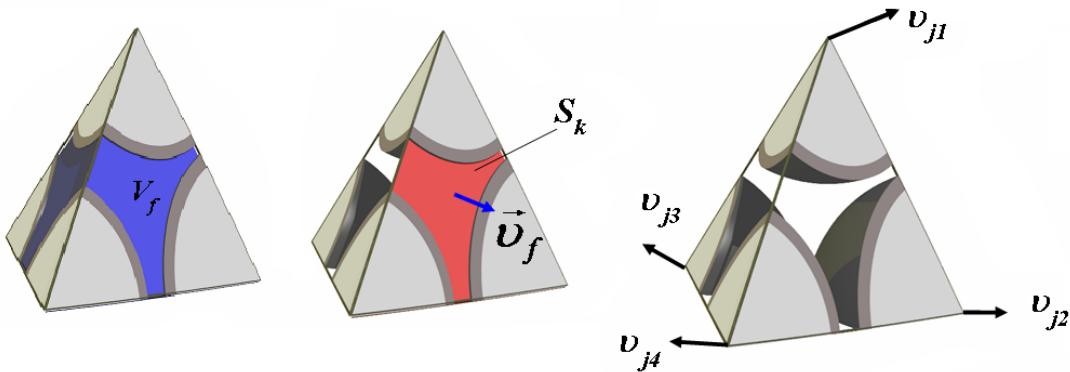


FIGURE 4.9 – Description du volume de fluide, surface de fluide d'une facette et vitesse du fluide.



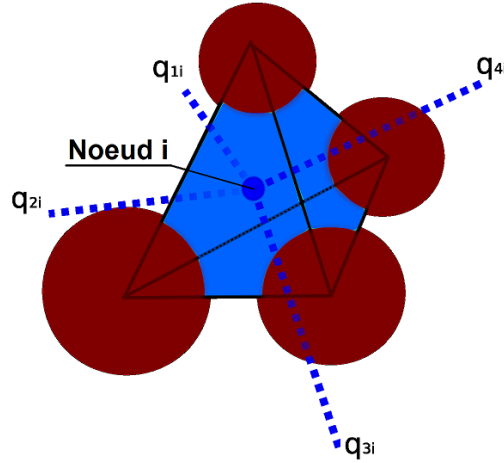


FIGURE 4.10 – Les débits entrant ou sortant d'un pore  $i$ , les lignes bleues symbolisent les flux échangés entre deux cellules d'après Catalano *et al.* [22].

En considérant un pore  $i$  connecté à quatre pores adjacents par quatre volumes de connectivité (voir la figure 4.10), d'après l'hypothèse sur la relation entre flux de fluide et la différence de la pression des pores, la somme totale des débits entrant ou sortant de ce pore est calculé par :

$$\sum_{j=1}^4 q_{ji} = \sum_{j=1}^4 K_{ji}(u_i - u_j) \quad (4.5)$$

En combinaison les deux équations 4.4 et 4.5, on a l'équation suivante

$$\sum_{j=1}^4 K_{ji}(u_i - u_j) = -\dot{V}_{f,i} \quad (4.6)$$

où  $K_{ji}$  est la conductance de fluide entre le pore  $i$  et le pore  $j$  ;  $u_i$ ,  $u_j$  sont respectivement la pression de fluide dans le pore  $i$  et le pore  $j$  ;  $\dot{V}_{f,i}$  est le volume de fluide dans le pore  $i$ . La résolution du système d'équation 4.6 nous donne la pression de fluide dans les pores.

Pour simuler l'échange de fluide entre les pores, le réseau des connectivités entre les pores est établi (figure 4.4). Le passage du fluide entre les pores est caractérisé par la conductance de connectivité  $K_{ij}$ . Pour calculer cette conductance, la géométrie complexe des connectivités est caractérisée par les deux grandeurs, le rayon hydraulique  $R_{hv}$  et la surface fluide au niveau de l'étranglement  $S_k$ . Grâce à cela, la conductance de connectivité est donnée par l'expression suivante :

$$K_{ji} = \frac{S_k R_{hv}^2}{2\mu L_{ji}} \quad (4.7)$$

où  $\mu$  est la viscosité du fluide,  $L_{ji}$  est la distance entre deux points de définition de la pression ;  $R_{hv}$  est le rayon hydraulique, qui est calculé en fonction de la géométrie des connectivités par le concept de Blake *et al.* [15].

$$R_{hv} = \frac{V_{fluide}}{S_{solideConnect}} \quad (4.8)$$

où  $V_{fluide}$  est le volume de connectivité et  $S_{solideConnect}$  est la surface solide de connectivité (voir la figure 4.11).

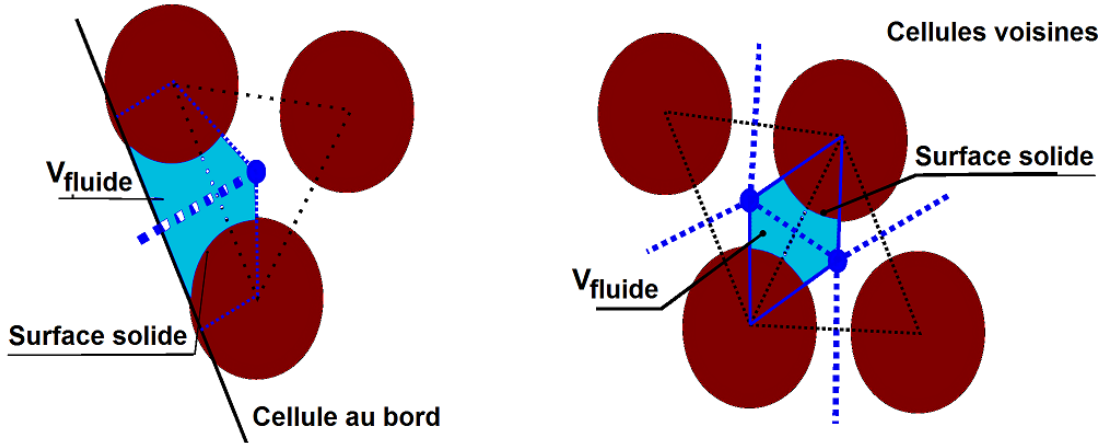


FIGURE 4.11 – La surface solide et le volume de fluide dans une connectivité entre les tétraèdres au milieu et au bord de l'échantillon d'après Catalano *et al.* [22].

Selon la théorie de la poromécanique [14], la pression interstitielle influencera le comportement mécanique. Elle engendre des forces sur les sphères et ces forces seront calculées dans la section suivante.

### 4.2.3 Forces dues au fluide sur les particules

À l'état d'équilibre statique initial, le fluide n'exerce sur les sphères que des forces de flottabilité. Nous supposons que la pression hydrostatique initiale dans les pores est nulle et les forces résultantes de l'intégration des pressions autour des surfaces des sphères sont aussi nulles. Lorsque l'échantillon est déformé, les sphères se réarrangent et la morphologie du pore sera donc modifiée. En fonction du changement du volume de pore et de la conductivité hydraulique du milieu, la pression de fluide commence à se développer dans les pores. Durant la déformation, le fluide s'échappe des pores et la pression accumulée peut induire des forces supplémentaires sur les sphères, ce qui peut influencer la réponse mécanique des sphères. Les forces que le fluide et l'écoulement engendrent sur les sphères peuvent être décomposées en deux types : (i) Force hydrostatique et (ii) Force visqueuse.

La force hydrostatique appliquée sur une sphère est due au gradient de la pression de fluide autour de sphère. J'ai implanté dans ce modèle la méthode de calcul de cette force. La figure 4.12 (vue en 2D) montre une sphère qui est entourée de cinq pores (cinq tétraèdres) avec différentes pressions ; la force hydrostatique appliquée sur cette sphère est calculée par l'expression suivante :

$$\mathbf{F}^{b,k} = \sum u_i * S_i^{solide,k} \mathbf{n}_i \quad (4.9)$$

où  $\mathbf{F}^{b,k}$  est la force hydrostatique appliquée sur la sphère  $k$ ,  $u_i$  est la pression dans le pore (tétraèdre)  $i$ ,  $S_i^{solide,k}$  la projection de la surface de sphère  $k$  délimitée par le pore (tétraèdre)  $i$  et  $\mathbf{n}_i$  le vecteur de direction de la pression appliquée sur la projection  $S_i^{solide,k}$ .

La force visqueuse due à l'écoulement est définie au niveau du volume de la connectivité

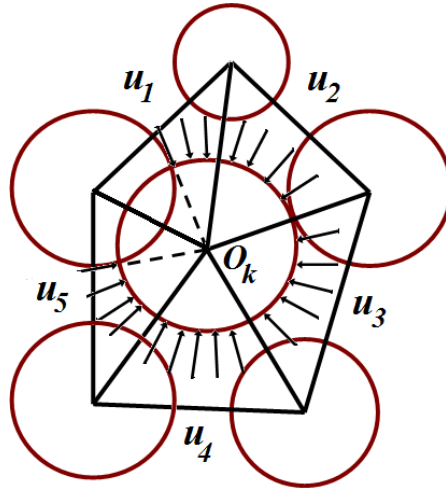


FIGURE 4.12 – Calcul de la force hydrostatique de fluide sur une sphères, vue en 2D.

$\Theta_{ij}$  entre deux pores. La conservation de la quantité de mouvement intégrée dans  $\Theta_{ij}$  est transférée sous la forme d'une intégration à la surface du contour  $\partial\Theta_{ij}$  de  $\Theta_{ij}$  à l'aide du théorème de la divergence (voir équation 4.10). Elle peut se décomposer en deux termes qui correspondent respectivement aux parties solide – fluide ( $\partial^s\Theta_{ij}$ ) et fluide – fluide ( $\partial^f\Theta_{ij}$ ) du contour (voir figure 4.13(a)) d'après Chareyre *et al.* [24]. En supposant que la pression est constante sur le pas de temps, et en négligeant l'effet de la contrainte visqueuse sur la partie ( $\partial^f\Theta_{ij}$ ), une expression de la force hydrodynamique sur la phase solide dans  $\Theta_{ij}$  est obtenue dans l'équation 4.11. La force visqueuse se réduit à un simple produit entre la surface et la différence de la pression, une fois la projection de la pression sur le contour réalisée ( $\partial^s\Theta_{ij}$ ).

$$\int_{\partial\Theta_{ij}} (u\mathbf{n} + \tau\mathbf{n}) ds = \int_{\partial^s\Theta_{ij}} (u\mathbf{n} + \tau\mathbf{n}) ds + \int_{\partial^f\Theta_{ij}} (u\mathbf{n} + \tau\mathbf{n}) ds = 0 \quad (4.10)$$

$$\mathbf{F}_{ij}^d = \int_{\partial^s\Theta_{ij}} \tau\mathbf{n} ds = - \int_{\partial^f\Theta_{ij}} u\mathbf{n} ds = S_{ij}^{fluide} (u_j - u_i) \mathbf{n}_{ij} \quad (4.11)$$

où  $\mathbf{F}_{ij}^d$  est la force visqueuse appliquée sur la phase solide et  $S_{ij}^{fluide}$  est la somme des surfaces de fluide du contour ( $\partial^f\Theta_{ij}$ ). Cette force est ensuite répartie sur les 3 sphères concernées qui définissent la facette commune entre deux tétraèdres. Il est supposé que la force visqueuse appliquée sur chaque sphère est proportionnelle à la surface d'intersection entre la sphère et le domaine  $\Theta_{ij}$  commun, telle que :

$$\mathbf{F}_{ij}^{d,k} = \mathbf{F}_{ij}^d \frac{\gamma_{ij}^k}{\gamma_{ij}^k + \gamma_{ij}^m + \gamma_{ij}^l} \quad (4.12)$$

où  $\mathbf{F}_{ij}^{d,k}$  est la force visqueuse appliquée sur la sphère  $k$ ,  $\gamma_{ij}^k$  est la surface d'intersection entre la sphère  $k$  et le domaine  $\Theta_{ij}$  commun. Ces forces représentent l'effet du fluide sur les sphères et doivent être ajoutées dans la relation force – déplacement des sphères. Donc, la force résultante d'une sphère est calculée par l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_{result}^k = \mathbf{F}_{contact} + \mathbf{F}^{b,k} + \sum \mathbf{F}_{ij}^{d,k} \quad (4.13)$$

où  $\mathbf{F}_{result}^k$  est la force résultante appliquée sur une sphère,  $\mathbf{F}_{contact}$  est la force due à l'interaction entre les sphères,  $\mathbf{F}^{b,k}$  est la force hydrostatique et  $\mathbf{F}_{ij}^{d,k}$  est la force visqueuse.

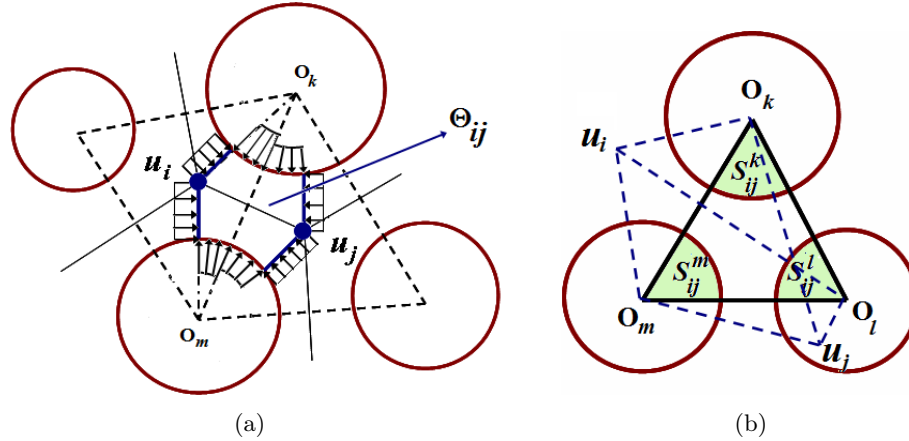


FIGURE 4.13 – La méthode de calcul de la force hydrodynamique (vue en 2D) d'après la conception de Chareyre *et al.* [24], (a) : les surfaces de fluide de la connectivité entre deux tétraèdres, (b) : la surface d'intersection entre une sphère et une facette.

Le modèle incompressible est appliqué pour modéliser le comportement des matériaux granulaires et il utilise une méthode de calcul implicite pour résoudre le système linéaire défini par les équations 4.4 pour chaque élément de volume. En se basant sur ce modèle, nous proposons dans ce travail une modification qui a pour but de modéliser l'écoulement d'un fluide compressible.

### 4.3 Modèle d'écoulement compressible

L'approche numérique de la réponse non drainée du béton saturé présentée dans ce travail de thèse utilise une formulation multi-physiques couplée, dans laquelle les déformations des EDs, la continuité de l'écoulement de fluide dans les pores et l'interaction discrète-continue sont incorporés. Cette partie est consacrée à proposer un modèle d'écoulement couplé avec le modèle des éléments discrets pour modéliser le comportement non -drainé du béton. En se basant sur le modèle d'écoulement incompressible, un modèle d'écoulement compressible est proposé. Dans ce modèle, le fluide est alors considéré compressible, la pression dans les pores est générée par la compression du fluide et le déplacement des particules. Cela est décrit dans les paragraphes suivants.

#### 4.3.1 Génération de la pression de pore

La procédure de génération de la pression de pore utilisée dans ce travail est similaire avec celle proposée par Hakuno *et al.* [39]. Pour simuler l'effet de saturation, l'espace de pore est considéré rempli par le fluide. Le fluide est considéré comme un matériau élastique ayant une certaine raideur correspondant à un fluide équivalent au mélange bi-phasique eau - air. En

supposant que la déformation volumique de pore est la même que celle de fluide, le changement de la pression dans le pore est donc proportionnel avec la déformation volumique de fluide dans le pore, telle que :

$$\Delta u_i = B_f \frac{\Delta V_{f,i}}{V_{f,i}} \quad (4.14)$$

où  $\Delta V_{f,i}$ ,  $V_{f,i}$  sont respectivement le changement du volume et le volume de référence de fluide dans le pore  $i$ .  $B_f$  est la raideur (ou module de compressibilité), ou l'inverse de la compressibilité de fluide. Lorsque le pore est rempli complètement par l'eau, le module de compressibilité de fluide est égal à celui de l'eau. Dans le cas du milieu non saturé, il existe d'une partie d'air dans le pore. Le module de compressibilité de fluide dépend donc de degré de saturation. Dans nos simulations numériques, nous supposons que tous les pores ont le même degré de saturation et il est égal au degré de saturation global de l'échantillon. Le module de compressibilité du fluide mixte d'air et d'eau est calculé par l'expression suivante :

$$B_f = \frac{1}{\frac{S_r}{B_w} + \frac{1-S_r}{B_a}} \quad (4.15)$$

où  $B_f$ ,  $B_w$  est  $B_a$  sont respectivement le module de compressibilité du fluide mixte, de l'eau et de l'air.  $S_r$  est le degré de saturation de l'échantillon. Dans la réalité, il est difficile d'avoir un échantillon de béton qui soit complètement saturé, la formule 4.15 est donc utile dans notre modèle pour ajuster la compressibilité du fluide lorsque le degré de saturation est inférieur à 1.

### 4.3.2 Formulation explicite du problème d'écoulement compressible

En se basant sur la méthode de calcul de la conductance locale utilisé dans le modèle d'écoulement incompressible, nous modifions la formule 4.7 et ajoutons un rayon résiduel  $R_{res}$  pour calculer la conductance locale dans le modèle de fluide compressible. Ce rayon résiduel a pour but d'ajuster la conductance de connectivité lorsque son rayon hydraulique est négatif. La formule 4.7 est donc réécrite ainsi :

$$K_{ij} = \begin{cases} \alpha_k \frac{\pi(2R_{hv}+R_{res})^4}{\mu L_{ij}} & si \quad R_{hv} > 0 \\ \alpha_k \frac{\pi(R_{res})^4}{\mu L_{ij}} & si \quad R_{hv} \leq 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

où  $\alpha_k$  est un facteur de conductance, supposé constant durant la simulation, qui nous permet d'ajuster la valeur de conductance. L'effet des liens cassés ou des microfissures est traité comme l'augmentation du rayon hydraulique par l'augmentation du volume des connectivités (voir l'équation 4.8).

Dans notre travail, nous utilisons un schéma explicite pour résoudre les équations du fluide. Le fluide dans le réseau de pores est considéré compressible avec le module de compressibilité  $B_f$ . En considérant une simulation numérique sur un échantillon saturé, à l'état initial de chaque pas de temps, l'échantillon comprend  $N_p$  pores contenant le fluide sous pression  $u_i$  (la pression est égale à 0 au premier pas de temps). Le changement du volume de fluide  $\Delta V_{f,i}$  dans le pore  $i$  durant un pas de temps de fluide  $\Delta t_f$  est donc la somme du changement du volume de pore  $\Delta V_{p,i}$  et la somme des débits entrants et sortants qui sont calculés par la relation entre le flux et la différence de la pression (voir l'équation 4.5) :

$$\Delta V_{f,i} = \Delta V_{p,i} + \sum_{j=1}^4 q_{ij} \Delta t_f \quad (4.17)$$

À partir de deux équations 4.17 et 4.14, le changement de la pression de fluide  $\Delta u_i$  dans le pore  $i$  est calculé, telle que :

$$\Delta u_i = -\frac{B_f}{V_{f,i}} \left( \Delta V_{p,i} + \sum_{j=1}^4 q_{ij} \Delta t_f \right) \quad (4.18)$$

où  $V_{f,i}$  est le volume de fluide dans le pore  $i$ . En notant que  $\Delta V_{p,i}$  et  $\Delta V_{f,i}$  sont négatifs en compression et la pression de fluide est positive en compression. Le changement du volume de pore  $\Delta V_{p,i}$  est calculé directement à partir du mouvement des sphères entre le début et la fin du pas de temps et qui est supposé constant lors de la résolution.

Durant la simulation du couplage, les deux modèles, de solide et de fluide, sont synchronisés. Normalement, le module  $B_f$  n'est pas supérieur à celui de solide et grâce à cela, l'intégration explicite de l'équation 4.18 peut être dans le même pas en temps  $\Delta t$  de la partie mécanique. Cependant, pour assurer la stabilité du schéma de fluide, le volume de fluide sortant d'un pore pendant un pas de temps doit être inférieur au volume de fluide contenu dans ce pore. Le pas de temps de fluide doit donc être inférieur à une valeur critique. Cette valeur critique est définie comme le temps nécessaire pour le volume de fluide dans un pore coule totalement à quatre pores adjacents, telle que :

$$\Delta t_f^{crit} = \frac{V_f^{min}}{4B_f * K_{ij}^{max}} \quad (4.19)$$

où  $V_f^{min}$  est le volume de fluide dans le pore le plus petit du milieu,  $K_{ij}^{max}$  est la valeur maximale de conductance.

## 4.4 Simulations couplées de matériaux denses

Le modèle d'écoulement compressible proposé est couplé avec le modèle des éléments discrets validé dans le chapitre 3 pour modéliser le comportement des matériaux denses humides, en particulier le comportement du béton en présence d'eau. Nous présentons dans cette partie le cycle de calcul couplé, les conditions aux limites des essais numériques et la méthode pour déterminer les grandeurs caractéristiques du comportement.

### 4.4.1 Le cycle de calcul

La procédure de solution du couplage fluide – DEM est illustrée schématiquement dans la figure 4.14. À l'état initial du  $i^{eme}$  pas de temps, les positions des sphères, les interactions et les valeurs des pressions dans les pores sont connues de l'étape précédente. Ensuite, les forces

d'interaction appliquées sur les sphères peuvent être évaluées en utilisant les lois d'interaction. Par la suite, la deuxième loi de Newton est appliquée aux sphères. La vitesse des sphères au milieu de l'étape et leur position à la fin de l' $i^{eme}$  étape sont donc calculées. D'autre part, en utilisant les pressions dans les pores au début du  $i^{eme}$  pas de temps, l'écoulement de fluide dans les pores est calculé. Les pressions dans les pores sont déterminées après leur dissipation à cause de la migration du fluide dans les pores. Puis, les forces dues au fluide sont calculées et ajoutées à la force résultante appliquée aux sphères avant l'application de la deuxième loi de Newton. La procédure est répétée pour le prochain pas de temps.

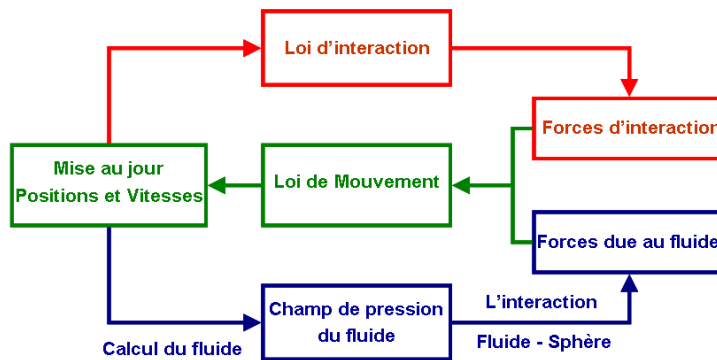


FIGURE 4.14 – Le schéma du cycle de calcul du couplage fluide – DEM.

#### 4.4.2 Les conditions aux limites

En considérant les conditions aux bords, les six parois de l'échantillon sont considérées comme six sphères virtuelles de rayon quasi-infini. Il existe donc des tétraèdres qui sont formés avec 1, 2 ou 3 sphères virtuelles. Ils sont appelés les tétraèdres virtuels. Les tétraèdres virtuels sont utilisés pour appliquer les conditions aux limites. Ils sont considérés comme les pores extérieurs qui sont entre les parois et l'échantillon. On distingue ici les tétraèdres virtuels supérieurs, inférieurs et latéraux. Dans plusieurs cas, l'écoulement vers les parois latérales est considéré nul. Avant le chargement, l'échantillon est supposé saturé.

##### Triaxial drainé :

Les conditions aux bords d'un essai triaxial drainé sont illustrées dans la figure 4.15. Les pressions dans les pores extérieurs supérieurs et inférieurs sont imposées et gardées constantes, mais il faut avoir une différence entre elles. Cette différence des pressions aux bords permet à l'eau de s'écouler dans le milieu et l'écoulement passe donc à travers le milieu. Dans ce cas, les deux côtés supérieur et inférieur de l'échantillon sont donc perméables. Durant la simulation, les pressions de fluide dans les pores extérieurs supérieurs et inférieurs sont maintenues constantes malgré le changement du volume de fluide se produisant en leur sein. Les côtés latéraux de l'échantillon sont considérés imperméables, i.e. ils ne permettent pas au fluide de s'échapper de l'échantillon. Les pores qui lient avec ces côtés sont appelés les pores extérieurs latéraux. Ils sont connectés avec les pores intérieurs et le fluide peut s'échanger entre eux. La pression de fluide dans les pores extérieurs latéraux change correspondante avec le changement de leurs volumes. Les pressions dans les pores intérieurs sont nulles à l'état initial.

##### Triaxial non – drainé :

La figure 4.16 présente les conditions aux limites d'un essai triaxial non – drainé. Tous les côtés de l'échantillon sont considérés imperméables. Durant la simulation, la pression dans

les pores extérieurs est calculée selon leur changement du volume. Les pressions dans tous les pores de l'échantillon sont nulles au début de la simulation.

Ces conditions sont utilisées non seulement pour les essais triaxiaux mais également pour les différents essais de vérification de notre modèle comme l'essai de l'estimation de perméabilité, l'essai de la vérification de la distribution de pression, etc.

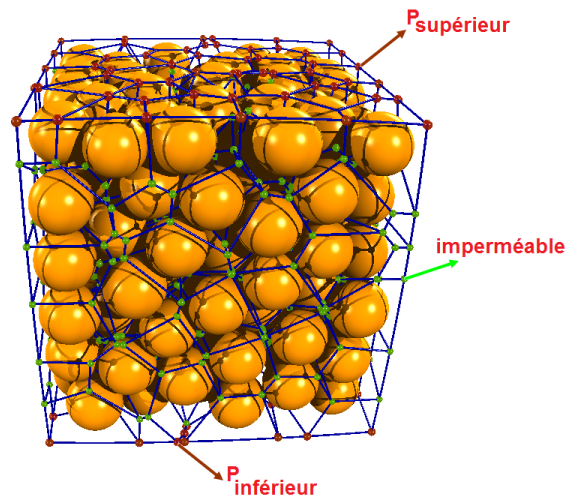


FIGURE 4.15 – Les conditions aux bords d'un essai triaxial drainé.

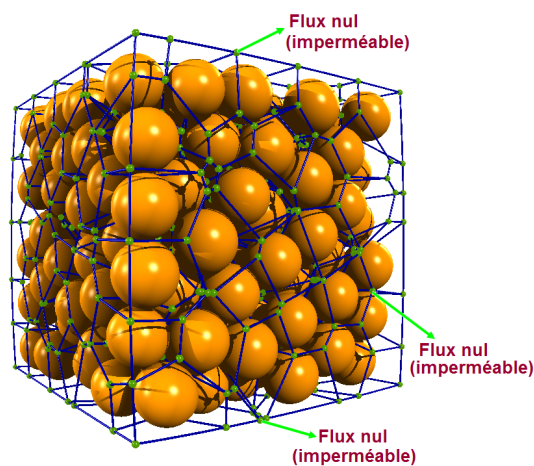


FIGURE 4.16 – Les conditions aux bords d'un essai triaxial non – drainé.

#### 4.4.3 Conditions de stabilité

Le couplage proposé est utilisé pour simuler les essais sur béton saturé. Il est composé d'un milieu très dense. L'échantillon numérique doit donc être représentatif du béton. Après la génération de l'échantillon ou durant la simulation, il peut exister des interpénétrations entre les sphères. Cette interpénétration peut réduire le volume de fluide dans la connectivité entre



deux tétraèdres ou créer des pores voisins non connectés. Pour assurer que tous les pores unitaires sont connectés avec leurs voisins on a introduit dans l'équation 4.16 le paramètre du rayon résiduel  $R_{res}$ . Ce paramètre est choisi selon la configuration de l'échantillon. Il est égal au rayon hydraulique positif minimal du réseau de connectivités dans l'échantillon à l'état initial avec un facteur multiplicateur. De plus, durant la simulation, plus la déformation contractante du volume augmente plus la conductance des pores diminue. En particulier, pour les connectivités ayant les rayons hydrauliques les plus faibles, leurs conductances tendent vers zéro à cause de la contraction du volume. L'introduction du rayon résiduel assure également que la conductance de ces connectivités est suffisamment élevée pour égaliser immédiatement les surpressions dans les pores correspondants, sans influencer sur les résultats en raison de la redistribution de la pression interstitielle.

La faible porosité de l'échantillon numérique cause également l'existence des tétraèdres avec les volumes vides très faibles. Ces volumes diminuent le pas de temps critique de calcul de fluide (voir l'équation 4.19). Le coût de calcul devient alors trop important. En s'assurant d'avoir le pas de temps raisonnable, la valeur minimale du volume vide correspondant avec la configuration de l'échantillon est contrôlée lors des simulations. Cette valeur est choisie à partir du volume vide le plus faible des tétraèdres à l'état initial avec un facteur multiplicateur. La valeur critique du pas de temps du fluide doit être comparable avec celle du pas de temps mécanique. Grâce à cela, nous utilisons le même pas de temps pour le calcul mécanique et le calcul de fluide dans nos simulations.

#### 4.4.4 Optimisation de la retriangulation

Il est à noter que les réseaux de pores et de connectivités dans l'échantillon sont mis à jour durant la simulation selon un intervalle de temps supérieur au pas de temps d'intégration. Cet intervalle est choisi pour gagner du temps de calcul, cependant, il doit représenter quasi-continuellement l'influence de la déformation mécanique sur le calcul de fluide. Cependant dans les présentes simulations, les volumes des pores sont recalculés à chaque itération. Grâce au changement des volumes des pores, l'écoulement transitoire du fluide a lieu et les surpressions sont calculées. Dans notre modèle, la rupture des interactions et le développement de l'endommagement sont pris en compte naturellement dans le calcul de la conductance via les variations de volume et les réarrangements locaux, avec un délai correspondant à la fréquence de retriangulation.

#### 4.4.5 Grandeurs caractéristiques

Nous présentons dans cette section la méthode pour déterminer les grandeurs caractéristiques qui nous permettent de bien décrire le comportement non-drainé du béton en présence d'eau. En notant que la force calculée par l'équation 4.13 produit un état de contrainte totale dans l'échantillon. Pour mesurer les contraintes principales effectives de l'échantillon nous avons besoin de déterminer la pression interstitielle. La méthode pour déterminer la pression interstitielle sera présentée.

#### 4.4.5.1 Pression macroscopique

Dans notre travail, nous simulons les essais triaxiaux non-drainés du béton avec la présence d'eau. Ces simulations nous permettent de comprendre l'influence de la présence de fluide sur le comportement du béton et également l'évolution du fluide dans les pores. Dans ces essais, la pression macroscopique est un paramètre très important à mesurer. Cette mesure est nécessaire pour calculer l'état effectif des contraintes qui régit le processus de déformation. La pression macroscopique est considérée comme une des causes de changement du volume, i.e. la transition contraction – dilatation, de l'échantillon.

La génération de la pression dans chaque pore dépend de l'écoulement transitoire du fluide dans les pores et de la déformation de pore due à l'action des forces externes aux parois. Il est donc raisonnable de considérer la moyenne des pressions discrètes au niveau des pores comme représentant la pression interstitielle de l'échantillon. La pression macroscopique est calculée dans un intervalle de temps en faisant la moyenne de toutes les pressions discrètes et en attribuant un poids à chacune d'elles. Nous considérons donc les volumes des pores comme les poids attribués. En conséquence, la pression macroscopique est calculée à la fin de chaque intervalle, tel que :

$$u_{macro} = \frac{\sum u_i * V_{p,i}}{\sum V_{p,i}} \quad (4.20)$$

où  $u_{macro}$  est la pression interstitielle de l'échantillon,  $u_i$  et  $V_{p,i}$  sont respectivement la pression et le volume de pore  $i$ .

#### 4.4.5.2 Contraintes effectives

L'état des contraintes de l'échantillon est calculé à partir des forces appliquées aux parois. Les forces d'interaction entre les parois et les sphères sont alors sommées sur chaque paroi et divisées par sa surface pour calculer les contraintes de l'échantillon. De plus, dans ce modèle d'écoulement, les parois sont considérées comme les sphères infinies et les forces dues au fluide sont appliquées directement à ces sphères, i.e. ces forces sont appliquées directement aux parois. Les contraintes mesurées aux parois dans nos essais sont donc des contraintes totales. La connaissance de l'état des contraintes totales et effectives à tout moment durant une simulation est important lors des simulations non drainés. En utilisant la pression macroscopique de fluide calculée à partir de la formulation 4.20, l'état des contraintes effectives est calculé, tel que :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} u_{macro} \quad (4.21)$$

où  $\sigma_{ij}$  et  $\sigma'_{ij}$  sont respectivement les matrices de contraintes totales et effectives;  $\delta_{ij}$  est delta Kronecker.

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter une méthode de couplage DEM – fluide qui est utilisée pour simuler le comportement des matériaux cimentaires humides, en particulier le béton humide, sous des conditions drainées ou non drainées. Ce couplage est une combinaison d'un modèle des éléments discrets pour la phase solide et d'un modèle d'écoulement compressible pour la phase fluide. L'échantillon est discrétisé en tétraèdres constituant les unités élémentaires d'espace poral. Les pores unitaires sont considérés connectés avec les pores voisins par le réseau de connectivités. Les conductances dans le réseau de connectivités sont calculées d'après la géométrie des connectivités selon le concept de rayon hydraulique. L'effet de la présence de fluide sur la partie solide est calculé par les forces dues aux pressions interstitielles et dues à l'écoulement. Quant à la partie solide, la déformation mécanique des sphères provoque le changement des pressions interstitielles via le changement des volumes de pores.

Grâce à ce couplage, les comportements drainé et non-drainé du béton humide peuvent être mieux décrits dans les simulations numériques discrètes. Ces simulations nous permettront de visualiser l'évolution de la pression de fluide dans chaque pore et également d'observer l'évolution de la pression interstitielle de fluide. De plus, l'état des contraintes effectives a été défini. En nous basant sur l'état des contraintes effectives et l'état des contraintes totales, l'état limite de contrainte du béton pourra être établi. Cet état permettra de mieux saisir l'effet du fluide sur les déformations et la résistance au cisaillement du béton.

Dans le prochain chapitre, nous présenterons la calibration et la validation du couplage DEM – fluide. La simulation d'un essai drainé est utilisée pour calibrer la conductance. Elle présentera également la propagation de la pression dans les pores et l'évolution de la pression interstitielle de l'échantillon. Cela permettra de valider la méthode de calcul de la conductance. Ensuite, les essais triaxiaux non -drainés sous différents niveaux de confinement du béton saturé seront effectués. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux de l'expérimentation. Cette comparaison nous permettra de discuter la validité du modèle couplé.

---

### Calibration et Simulation des essais triaxiaux non drainés

---

Ce chapitre présente les simulations du comportement triaxial du béton en présence d'eau. Un essai drainé est utilisé pour calibrer le facteur de la conductance et le schéma fluide – écoulement. La dispersion des valeurs de pression dans les pores est également considérée. Ensuite, une campagne d'essais triaxiaux non-drainés numériques est réalisée. Les effets de la compressibilité du fluide sur la déformation volumique et le comportement de l'échantillon numérique sont étudiés. Finalement, l'ensemble des résultats d'essais triaxiaux avec la compressibilité du fluide en fonction du degré de saturation de l'échantillon sont analysés pour mettre en évidence l'effet de la non-saturation dans le modèle. Ces études sont les premières réalisées avec YADE, la comparaison des résultats n'est donc dans ce travail que qualitative. Cela nous permettra cependant de valider qualitativement le couplage comme un outil de modélisation du comportement des bétons saturé et humide sous différents niveaux de pression de confinement.

## 5.1 Configuration de l'échantillon et choix du facteur de conductance

### 5.1.1 Configuration de l'échantillon

Un échantillon cubique de la taille de  $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$  ayant 1000 sphères a été utilisé dans nos simulations. La figure 5.1 représente la distribution de la taille des sphères. La figure 5.2 illustre la distribution de l'orientation des interactions entre les sphères. Cette figure nous montre que la distribution des interactions est homogène ainsi l'échantillon peut être considéré géométriquement isotrope. Avec cet échantillon, les réseaux des connectivités et des points de définition de la pression sont établis et illustrés dans la figure 5.3. Nous utilisons cet échantillon numérique pour les simulations du couplage DEM – Fluide. Il faut noter que cet échantillon est préliminaire. Il n'a pas assez de particules ainsi que sa taille est différente à celle de l'échantillon expérimental de projet GiGa. Ce choix a pour but de gagner du temps de calcul lorsque le code de calcul n'est pas encore optimisé.

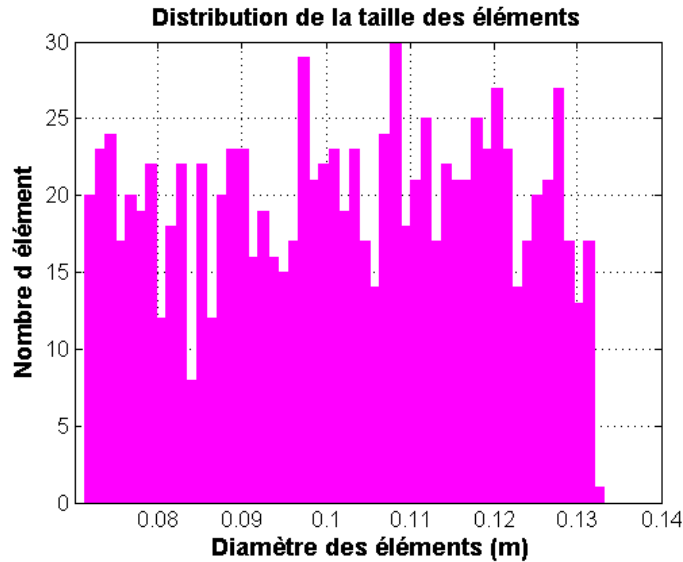


FIGURE 5.1 – Distribution de la taille des sphères de l'échantillon ayant 1000 sphères.

### 5.1.2 Le choix du facteur de conductance

La conductance du fluide est calculée en fonction de la géométrie de chaque connectivité. En considérant que la géométrie complexe des connectivités est caractérisée par le rayon hydraulique, la conductance dépend de la puissance quatre du rayon hydraulique et elle est proportionnelle avec l'inverse de la longueur de connectivité (voir l'équation 4.16). Cette longueur est considérée comme la distance entre deux points de définition de la pression. Le rayon hydraulique et la longueur de connectivité résultent de l'arrangement des sphères durant la simulation.

Dans notre application au béton, nous ajoutons dans la formule de la conductance un facteur  $\alpha_k$ . Nous modifierons ce facteur pour calibrer les conductances locales du modèle. La calibration des conductances locales a pour but d'obtenir un pas de temps critique du fluide

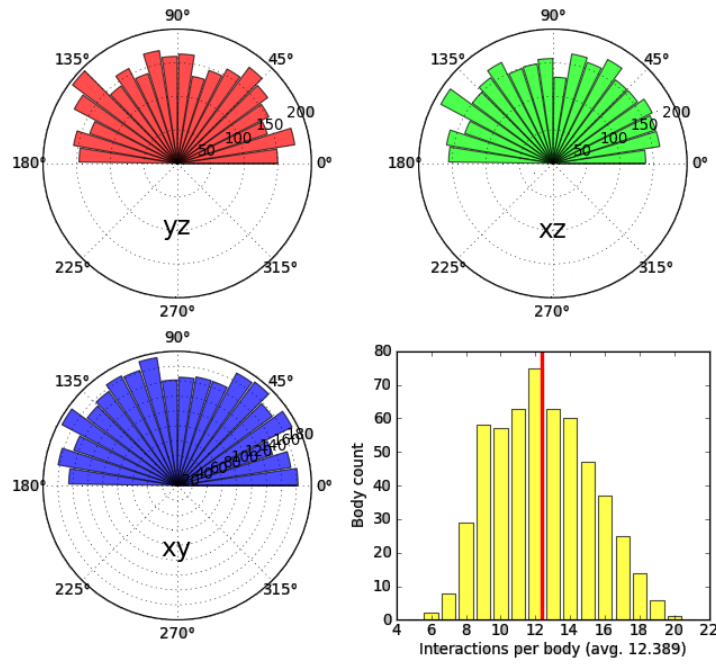


FIGURE 5.2 – Orientation des interactions dans les plans XY, XZ et YZ de l'échantillon.

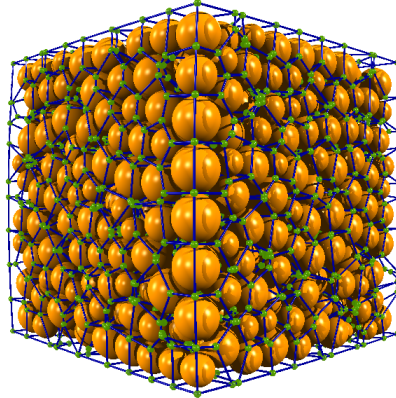


FIGURE 5.3 – Modèle numérique : réseaux de connectivités équivalentes (lignes bleues) et de points de définition de la pression (points verts).

$\Delta t_f^{crit}$  raisonnable (voir l'équation 4.19). La stabilité du schéma d'intégration explicite est assurée lorsque  $\Delta t_f$  utilisé est égal ou inférieur à  $\Delta t_f^{crit}$ .

$\Delta t_f^{crit}$  a une influence sur le coût de calcul. Il est donc avantageux d'avoir un  $\Delta t_f^{crit}$  élevé. De plus, un seul pas de temps pour partie solide et pour partie de fluide est souhaité. Pour ce faire, le pas de temps utilisé doit satisfaire la condition suivante :

$$\Delta t \leq \min(\Delta t_f^{crit}, \Delta t_{crit}) \quad (5.1)$$

où  $\Delta t$  et  $\Delta t_{crit}$  sont respectivement le pas de temps utilisé et le pas de temps critique pour la phase solide. Puisque  $\Delta t_f^{crit}$  est proportionnel à l'inverse de la conductance, plus la conductance est petite plus  $\Delta t_f^{crit}$  est grand. Pour un pas de temps donné, si la conductance diminue, le coût de calcul va augmenter. En nous basant sur les conditions du coût de calcul et de la

stabilité du schéma, il faut choisir la valeur de  $\alpha_k$  pour que la valeur de  $\Delta t_f^{crit}$  soit égale ou inférieure au pas de temps mécanique  $\Delta t_{crit}$ . Pour notre modèle, le facteur  $\alpha_k$  choisi et les pas de temps obtenus sont donnés dans le tableau 5.1

TABLE 5.1 – Le facteur de la conductance et les pas de temps

Paramètre	$\alpha_k$	$\Delta t_f^{crit}$ (s)	$\Delta t_{crit}$ (s)	$\Delta t$ et $\Delta t_f$ (s)
Valeur	$1,5*10^{-8}$	$1,7*10^{-6}$	$1,7*10^{-6}$	$1,2*10^{-6}$

Dans le but de vérifier la stabilité du schéma de fluide, un essai drainé utilisant le pas de temps dans le tableau 5.1 a été réalisé en appliquant un gradient de pression macroscopique aux points de définition de la pression aux deux bords supérieur et inférieur, comme présenté à la figure 4.15. Dans cette simulation, les sphères ne se déplacent pas. La simulation est poursuivie jusqu'à ce que la pression soit stabilisée, i.e. la pression aux bords est propagée au sein du milieu et s'équilibre. Une fois la stabilité du champ de pression atteinte, les débits entrant  $Q_{in}$  et sortant  $Q_{out}$  totaux de l'échantillon sont calculés avec les équations 5.2 et 5.3. Le débit entrant total est la somme des débits de sortie  $q_{out}$  des pores supérieurs. Le débit sortant total est la somme des débits d'entrée  $q_{in}$  des pores inférieurs.

$$Q_{in} = \sum_{N^{Pore-sup}} q_{out}^{sup} = \sum_{i=1}^{N^{Pore-sup}} \sum K_{ij} (u_i - u_j) \quad (5.2)$$

$$Q_{out} = \sum_{N^{Pore-inf}} q_{in}^{inf} = \sum_{i=1}^{N^{Pore-inf}} \sum K_{ij} (u_j - u_i) \quad (5.3)$$

où  $N^{Pore-sup}$  et  $N^{Pore-inf}$  sont respectivement le nombre de pores supérieurs et inférieurs. Les deux débits  $Q_{out}$  et  $Q_{in}$  sont égaux lorsque la stabilité de l'état de pression est atteinte. Grâce à la mesure des débits, le flux adimensionnel  $Q^*$  (le paramètre représentatif de la perméabilité de l'échantillon lors de la stabilité de la pression) selon la direction d'application du gradient de pression de l'échantillon numérique est donc calculé, telle que :

$$Q^* = \frac{Q_{out}\mu}{A_{transversale} \nabla u} \quad (5.4)$$

où  $A_{transversale}$  est la surface de la section transversale de l'échantillon,  $\nabla u$  est le gradient de la pression appliquée.

Les figures 5.4, 5.5 et 5.6 montrent les résultats obtenus lorsque l'état de stabilité de la pression est atteint. Nous constatons que la pression de pores est concentrée au bord supérieur de l'échantillon à l'état initial de l'essai (voir les figures 5.4(b)). Ensuite, la distribution selon la direction de l'écoulement devient linéaire lorsque l'état de stabilité de la pression est atteint (voir la figure 5.4(c)). Cette distribution est en accord avec la loi de Darcy. Les figures 5.4 (a), (b) et (c) ne présentent que les pores intérieurs, les pores extérieurs étant à pression imposée. La figure 5.6 montre l'évolution de la pression moyenne des pores et du flux adimensionnel de l'échantillon. La pression moyenne augmente jusqu'à une valeur d'environ 5MPa puis reste

constante lorsque la stabilité est atteinte. De la même façon, la courbe de flux adimensionnel atteint également un plateau, la valeur au plateau est considérée comme la perméabilité globale de l'échantillon. Cette valeur est environ de  $3,5 \times 10^{-13} m^2$ , elle est plus grande qu'initialement dans le béton (de  $6 \times 10^{-17} m^2$  à  $12 \times 10^{-17} m^2$ ). Cependant, le but de ce travail est de simuler des essais non-drainés, les conductances locales sont donc uniquement calibrées pour assurer la stabilité du schéma. Cet essai nous confirme que le choix du facteur de la conductance locale assure la stabilité de la simulation et nous pouvons l'utiliser pour simuler les essais triaxiaux.

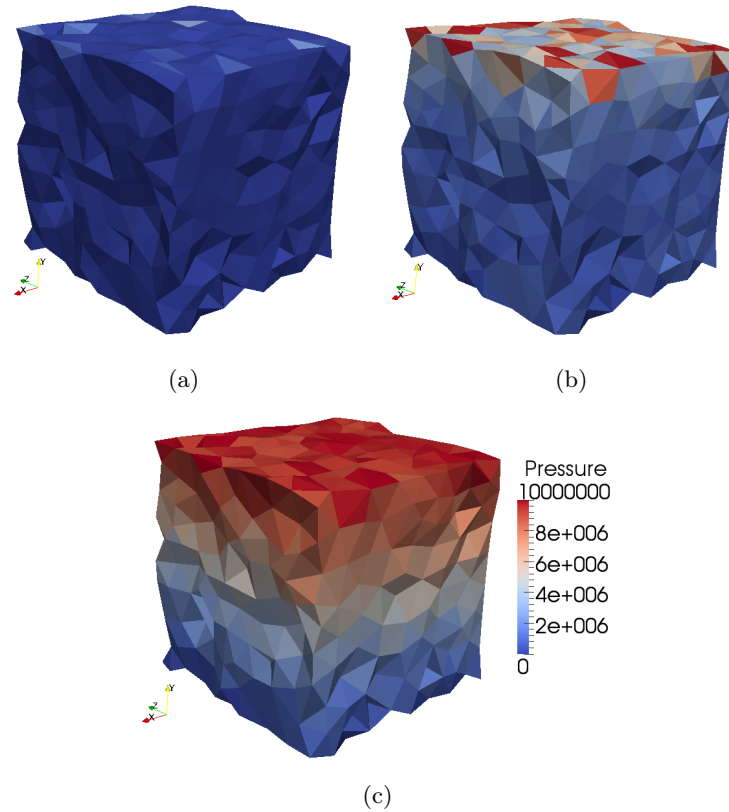


FIGURE 5.4 – Distribution de la pression du fluide dans les pores au sein de l'échantillon à l'état initial (a), à 500 itérations (b) et à la fin de l'essai (2807000 itérations) (c).

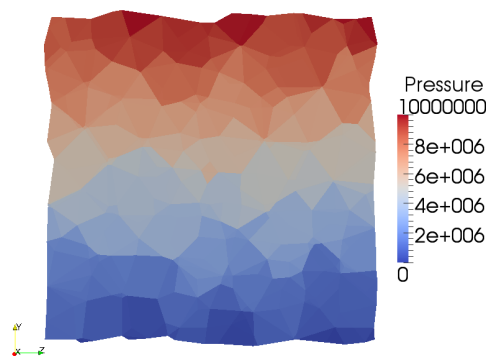


FIGURE 5.5 – Distribution de la pression du fluide dans les pores lors de la stabilité de pression, présentée par une coupe verticale au milieu de l'échantillon.



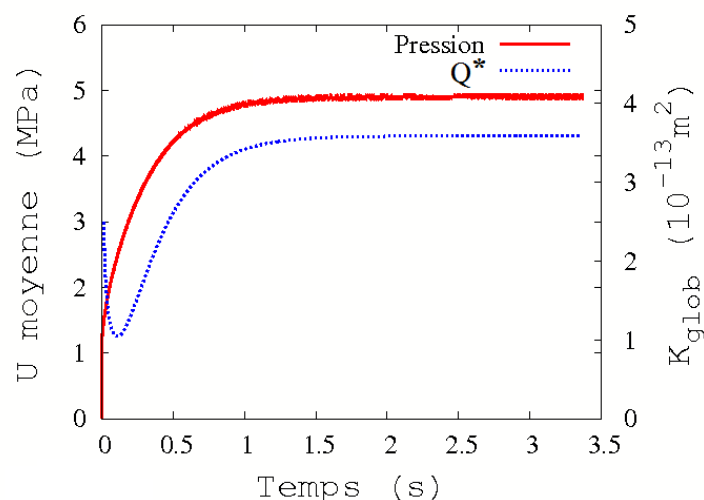


FIGURE 5.6 – Évolution de la pression interstitielle et le flux adimensionnel de l'échantillon.

## 5.2 Triaxial non - drainé

Nous présentons dans cette section les simulations d'essais triaxiaux avec le modèle couplé, pour différents degrés de saturation et différentes pressions de confinement. L'ensemble des résultats est analysé pour mettre en évidence l'influence du degré de saturation sur le comportement sous fort confinement. De plus, cette analyse nous permet de valider le modèle de couplage proposé. La validation de ce modèle couplé est également effectuée grâce à une comparaison des résultats numériques avec ceux issus de l'expérimentation. Les essais triaxiaux numériques sont présentés d'abord pour de faibles niveaux de confinement puis pour de forts confinements. Nous utilisons d'abord des modules  $B_f$  constants, correspondant à des échantillons saturés avant de simuler des saturations variables dans la dernière partie. Il faut noter que sous faible confinement, les simulations d'essais triaxiaux sont réalisées avec une valeur du module de compressibilité tangent  $B_f = 2GPa$  (comme pour l'eau).

### 5.2.1 Triaxial non - drainé sous faible confinement

Trois essais triaxiaux ont été simulés à des pressions de confinement de 7MPa, 14MPa et 50MPa pour un échantillon numérique saturé. Les paramètres du modèle d'écoulement sont donnés dans le tableau 5.2, les paramètres de la loi d'interaction entre les éléments discrets sont donnés dans le tableau 3.1. Les résultats sont présentés en terme de courbes contrainte - déformation, de courbes de comportement volumique et de courbes d'évolution de la pression interstitielle sur les figures 5.7, 5.8 et 5.9.

TABLE 5.2 – Paramètres du modèle de couplage

Paramètre	$\alpha_k$	$\Delta t_f$ (s)	$\mu$ (Pa*s)	$B_f$ (GPa)
Valeur	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$10^{-3}$	2

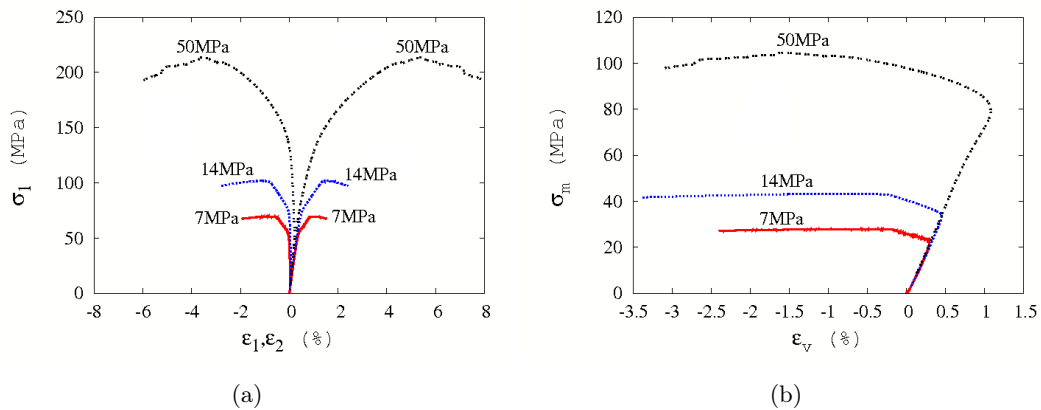


FIGURE 5.7 – Courbe contrainte axiale - déformations axiale et latérale (a), de comportement volumique (b) des essais triaxiaux à 7 MPa, 14 MPa et 50 MPa de pression de confinement.

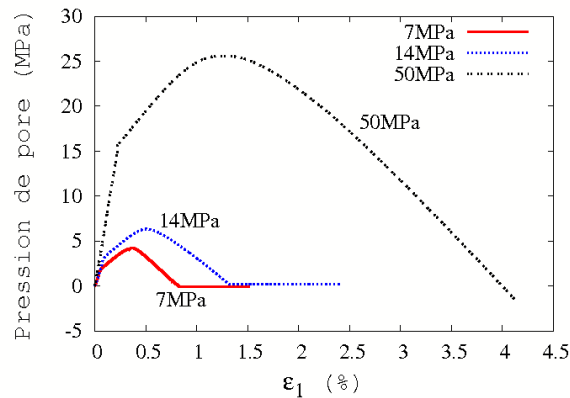


FIGURE 5.8 – Évolution de la pression interstitielle des essais triaxiaux à 7 MPa, 14 MPa et 50 MPa de pression de confinement.

La figure 5.7(a) illustre les courbes contrainte - déformation des essais triaxiaux numériques à 7MPa, 14MPa et 50MPa. Nous observons que, dans la phase hydrostatique, tous les essais suivent une même courbe contrainte - déformation. La contrainte maximale atteinte lors de ces essais est d'autant plus élevée que la pression de confinement est forte. Après le pic de contrainte, la contrainte axiale diminue très doucement tandis que les déformations axiale et latérales augmentent encore. La figure 5.7(b) présente les courbes de comportement volumique. Nous observons successivement une phase contractante suivie d'une phase dilatante importante. La phase de contraction est moins importante que la phase de dilatation due à la génération de la pression dans les pores.

Les pressions interstitielles générées par ces essais sont tracées en fonction de la déformation pour les différents confinements dans la figure 5.8. Nous observons que les courbes de la pression générée sont cohérentes avec les courbes du comportement volumique (voir la figure 5.7(b)). Dans la phase contractante, l'amplitude de la pression de pore dépend de la porosité de l'échantillon et de la compressibilité du fluide. Cette pression atteint la valeur maximale au point de transition contractante - dilatante et ces valeurs maximales augmentent avec l'augmentation de la pression de confinement. Dans la phase dilatante, l'augmentation du volume de l'échantillon et la rupture des interactions entre les sphères provoquent la dissipation de la pression dans les pores. Par ailleurs, les courbes de pression des essais à 7MPa et 14MPa

atteignent une valeur seuil à la fin de la courbe car l'effet de succion a été évité par l'utilisation de l'équation 4.15. Cette équation permet de modifier la compressibilité du fluide lorsque le degré de saturation est diminué.

Les résultats numériques obtenus sont similaires aux essais expérimentaux réalisés par Su-lem *et al.* [107] sur des échantillons des grès. En comparaison avec les essais triaxiaux expérimentaux sur le béton saturé [120], la figure 5.9 présente les courbes de contrainte axiale - déformation axiale de l'essai triaxial numérique et de l'essai triaxial expérimental à 50MPa. Cette figure nous montre que la courbe numérique est comparable avec celle de l'expérimentation jusqu'au pic de contrainte. Lorsque le pic de contrainte est atteint, la courbe numérique diminue tandis que la courbe expérimentale tend vers une valeur plateau. Cependant, la comparaison des états limites numériques et expérimentaux présentés sur la figure 5.10 nous montre une similitude des résultats. Cette figure illustre les états limites de contrainte déviatoire effective des essais numériques à 7MPa, 14MPa, 50MPa et les états limites des essais expérimentaux à 0MPa et 50MPa sur le béton sec. Ces états sont définis comme les points de

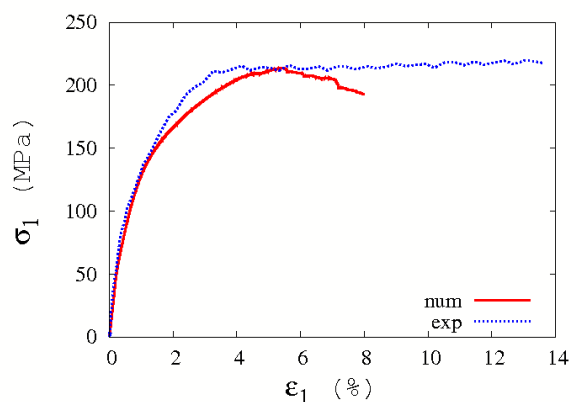


FIGURE 5.9 – Comparaison des courbes contrainte axiale - déformation axiale entre l'essai numérique et l'essai expérimental à 50MPa de confinement.

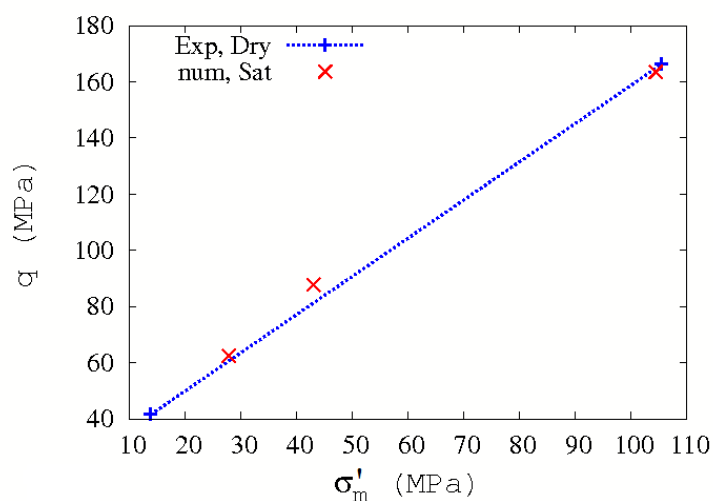


FIGURE 5.10 – Représentation des états limites dans l'espace des contraintes effectives ( $\sigma'_m$ ,  $q$ ).

contrainte déviatoire effective maximale des essais. Pour l'état limite des essais expérimentaux sous faible confinement (de 0MPa à 50MPa), nous supposons la ligne de seuil de contrainte linéaire et interpolée par la ligne des points bleus (voir la figure 5.10). Dans cette hypothèse, les états limites des essais non-drainé numériques sont comparables avec ceux des essais expérimentaux. Cela nous permet de conclure sur la capacité du modèle couplé à reproduire le comportement non-drainé du béton saturé sous faible confinement.

### 5.2.2 Triaxial non - drainé sous fort confinement

Après la vérification des simulations du comportement non-drainé du béton saturé pour des faibles niveaux de confinement, nous souhaitons utiliser ce modèle couplé pour simuler ce type de comportement pour des forts niveaux de confinement en gardant les mêmes paramètres. Cependant, les résultats numériques nous montrent un grand décalage par rapport à ceux issus de l'expérimentation (voir la figure 5.11). La contrainte maximale numérique est plus élevée que celle expérimentale. L'échantillon numérique est aussi plus contractant que dans l'expérimentation. Ces différences peuvent être liées à la valeur choisie pour la compressibilité du fluide interstitiel. Une étude de l'influence de la compressibilité du fluide interstitiel est donc effectuée. Pour ce faire, les essais triaxiaux non-drainés à 650MPa sont réalisés avec deux valeurs différentes de  $B_f$ , l'un à 2GPa et l'autre à 20GPa.

Ensuite, les essais triaxiaux non-drainés pour différents degrés de saturation initiaux sous fort niveau de confinement sont simulés. Les résultats sont analysés afin de mettre en évidence l'influence du degré de saturation sur la réponse du modèle et de critiquer la capacité du modèle couplé à reproduire le comportement du béton.

#### 5.2.2.1 Influence du module de compressibilité

Nous présentons dans cette section les résultats des essais triaxiaux sur le modèle saturé pour deux valeurs différentes du module de compressibilité du fluide ( $B_f$ ). Les résultats dans la section 5.2.1 nous montrent que le modèle de couplage est capable de reproduire le comportement du béton saturé sous faible confinement avec le module de compressibilité du fluide de 2GPa. Cependant, dans le cas de fort confinement avec cette valeur du module de compressibilité du fluide, le modèle présente des réponses très différentes à celles issues de l'expérimentation. Les essais avec deux valeurs différentes de  $B_f$  ont donc été simulés afin d'analyser l'influence de  $B_f$  sur la réponse du modèle.

La figure 5.11(a) illustre les courbes contrainte - déformation des essais réalisés avec deux valeurs de  $B_f$ , l'une à 2GPa (l'essai A) et l'autre à 20GPa (l'essai B). Nous constatons que, dans la phase hydrostatique, la courbe de l'essai B est plus raide que celle de l'essai A. En effet, dans cette phase, la compaction de l'échantillon est notamment causée par le collapsus des pores. Par ailleurs, ces essais sont effectués sur le modèle saturé et le collapsus des pores correspond à la compression de fluide. Dans l'essai A, le fluide est plus compressible que dans l'essai B, la compaction de l'échantillon est donc plus sensible. Les efforts sont notamment repris par les grains. En revanche, dans l'essai B, le fluide est moins compressible, il collabore avec les grains à supporter la force. L'échantillon est donc moins déformé. En effet, la figure 5.12(a) confirme que l'échantillon dans l'essai B est moins compact que celui dans l'essai A. Cette figure présente la déformation volumique en fonction de la déformation axiale. Nous

observons une déformation volumique plus faible lorsque le fluide dans les pores est moins compressible.

La phase déviatoire de ces essais est présentée dans la figure 5.11(b). Nous observons, pour l'essai A, une augmentation progressive de la courbe contrainte - déformation jusqu'à un déviateur maximal. Cependant, sur la courbe de l'essai B, le pic de contrainte n'est pas net, la courbe atteint presque un plateau avant sa descente. Ce déviateur maximal est plus faible que celui de l'essai A. Ce phénomène peut être expliqué par l'effet de la pression interstitielle au sein de l'échantillon, les contraintes axiales supplémentaires engendrées au cours du chargement axial de l'essai sont reprises par le fluide libre présent au sein de l'échantillon. Grâce à cela, le chargement axial en déplacement au cours de l'essai permet d'augmenter la déformation axiale de l'échantillon mais ne permet pas d'accroître le déviateur. En effet, la pression interstitielle dans l'essai B est plus élevée que celle de l'essai A (voir la figure 5.12(b)).

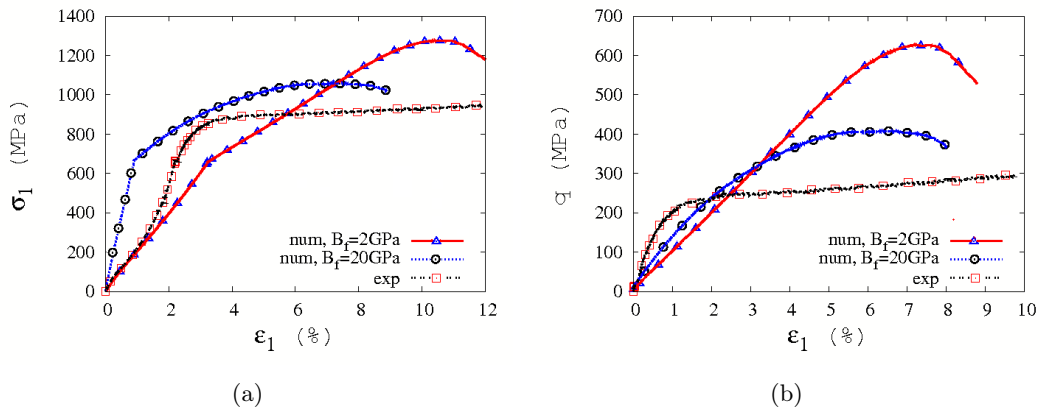


FIGURE 5.11 – Courbe contrainte axiale - déformation axiale des essais 650MPa numériques et expérimental (a), déviateur de contrainte  $q$  en fonction de déformation axiale (b).

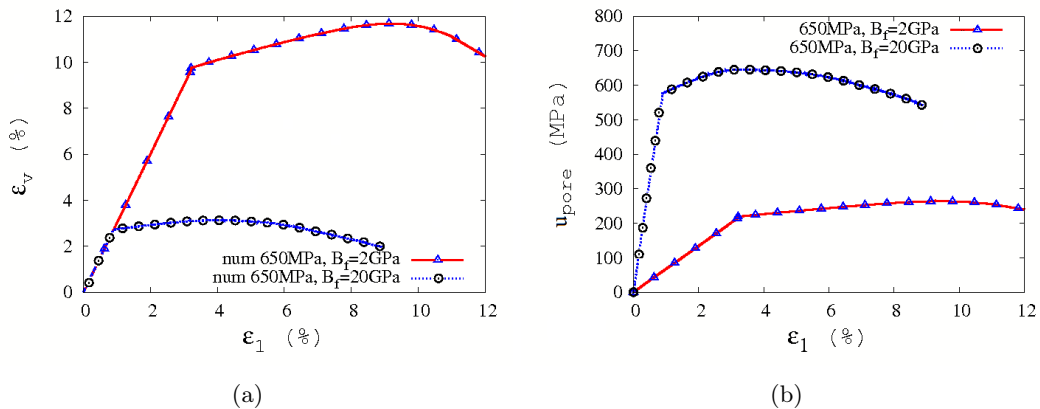


FIGURE 5.12 – Courbe de comportement volumique des essais 650MPa numériques : déformation volumique en fonction de déformation axiale (a), pression de pore (b).

Grâce à ces essais, nous constatons que le modèle est capable de reproduire le comportement déviatoire du béton saturé lorsque le fluide dans les pores devient moins compressible. Cependant, il provoque un comportement plus raide dans la phase hydrostatique. En effet, le modèle a été calibré en supposant un échantillon initialement saturé tandis que l'échantillon réel de béton n'est pas initialement complètement saturé. Dans le béton, il y a aussi de l'air dans des pores, ces bulles d'air augmentent la compressibilité du fluide au sein du matériau. Si

la saturation de l'échantillon numérique est seulement partielle, une calibration différente doit être faite, ce qui peut modifier les résultats sous fort confinement. Nous réalisons donc ensuite les essais en utilisant le modèle couplé pour différents degrés de saturation initiaux. Ces essais nous permettent d'étudier l'influence du degré de saturation sur la réponse du modèle et ainsi d'améliorer le modèle pour qu'il puisse reproduire le comportement réel du béton humide.

### 5.2.2.2 Rôle et évolution du degré de saturation

Nous présentons dans cette partie les simulations incluant une variation du degré de saturation  $S_r$  et du module de compressibilité  $B_f$  au cours du chargement. Le tableau 5.3 présente les valeurs du module de compressibilité tangent du fluide utilisé dans le modèle, ces valeurs varient durant la simulation et sont calculées en fonction des degrés de saturation de l'échantillon. Il faut noter que nous utilisons dans cas saturé  $B_f = 20GPa$ , supérieur à la rigidité réelle de l'eau.

TABLE 5.3 – Module de compressibilité tangent du fluide mixte ( $B_f$ ) en fonction de degré de saturation ( $S_r$ ).  $S_r = 0$  :  $B_f$  égale au module de compressibilité de l'air ;  $S_r = 100$  :  $B_f$  égale au module de compressibilité de l'eau

$S_r$ (%)	0	85	94	100
$B_f$ (kPa)	142	946	2366	$2 \cdot 10^7$

La figure 5.13 présente les courbes contrainte - déformation des essais à 200MPa et 650MPa pour différents degrés de saturation. Chaque graphique présente les simulations aux différents degrés de saturation pour un seul confinement. Durant la phase hydrostatique, nous observons que le modèle non saturé (85% et 94% de degré de saturation) et le modèle sec suivent initialement la même courbe contrainte - déformation. Cela montre que le modèle non saturé se comporte initialement comme le modèle sec. Le volume d'air augmente la compressibilité du fluide, c'est pourquoi le rôle du fluide est initialement négligeable, les courbes ne présentent que la réponse du squelette de l'échantillon numérique. Par ailleurs, la courbe du modèle saturé est plus raide que celles du modèle non saturé. Dans cet essai, le fluide est initialement moins compressible, il supporte les forces externes en même temps que le squelette. Cette courbe présente fidèlement la réponse du duo fluide - squelette. Cela correspond à l'analyse dans le paragraphe 5.2.2.1. Cependant, une fois que le volume d'air dans l'échantillon numérique est réduit par le processus de compaction, le comportement du modèle humide devient similaire à celui du modèle saturé. En effet, cela est montré à la fin de la phase hydrostatique des courbes du modèle humide (voir la figure 5.13(a) et (b)).

Dans la phase déviatoire des essais (voir la figure 5.13(c) et (d)), nous observons que pour les essais à 650MPa de confinement, les réponses en terme de déviateur - déformation suivent initialement la même courbe. Puis, la réponse du modèle humide tend vers celle du modèle saturé lorsque le degré de saturation initial est augmenté. Ces courbes montrent une augmentation du déviateur maximal correspondant à la diminution du degré de saturation initial. Cependant, pour les essais à 200MPa, les réponses des échantillons numériques très humides ( $S_r = 94\%$ ) et saturé ( $S_r = 100\%$ ) semblent présenter une même valeur de contrainte maximale. En comparaison avec les réponses du modèle sec, nous constatons que la réponse de

l'échantillon sec présente une augmentation progressive du déviateur et la valeur maximale de ce déviateur est plus élevée que ceux des courbes des échantillons humides et saturés. En revanche, les réponses des échantillons humides et saturés présentent un déviateur maximal moins élevé. En plus, nous pouvons observer une partie ductile au niveau de déviateur maximal, suivi par un radoucissement. Les comportements des modèles humides et saturés sont similaires.

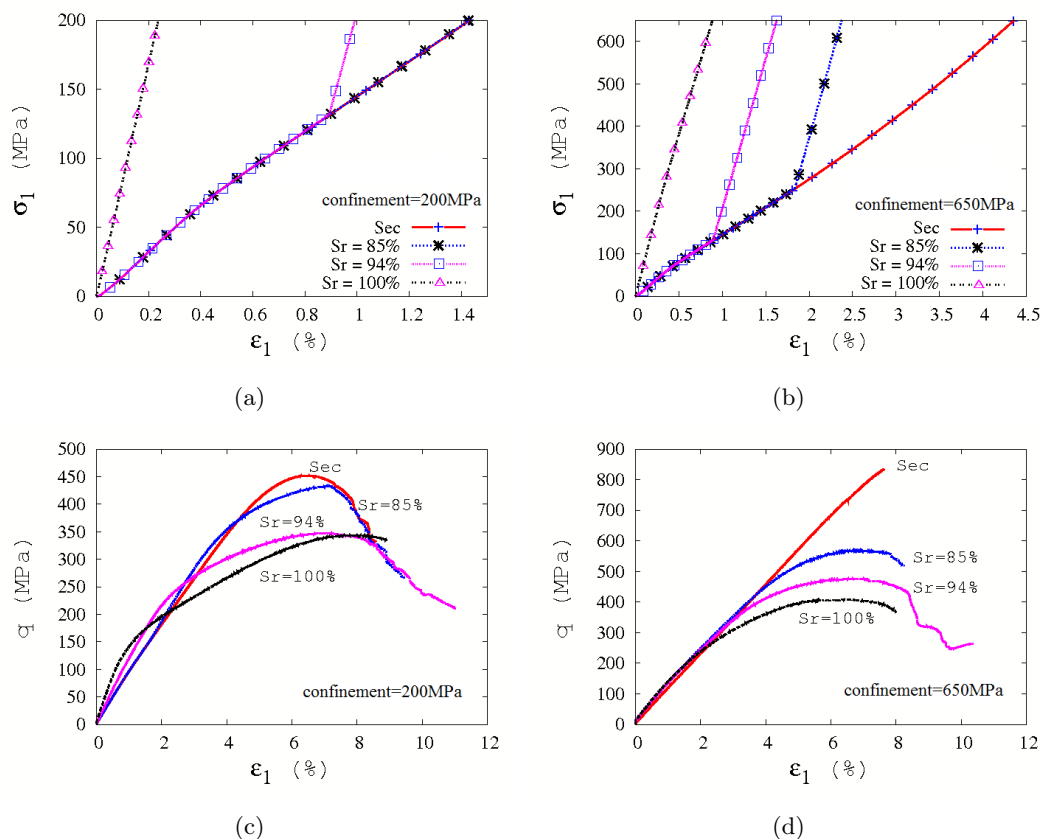


FIGURE 5.13 – Courbe contrainte axiale - déformation dans la phase hydrostatique des essais à 200MPa (a), à 650MPa (b) et phase déviatoire des essais à 200MPa (c), à 650MPa (d) pour différents degrés de saturation initiaux.

La figure 5.14 présente la phase déviatoire des essais triaxiaux pour différents degrés de saturation et pour différentes pressions de confinement. Chaque graphique présente les simulations aux différents confinements pour un seul degré de saturation. Les échelles des trois graphiques sont identiques. Nous observons que le déviateur maximal diminue avec l'augmentation du degré de saturation pour une pression de confinement donnée. La différence entre les déviateurs maximaux à différentes pressions de confinement est également réduite lorsque le degré de saturation augmente. Ce phénomène s'explique par le fait qu'en cas de confinement important et en cas de saturation, le modèle se comporte comme un empilement des grains dans le fluide. Le fluide génère une pression interstitielle et diminue la contrainte effective entre les grains. Les contraintes axiales supplémentaires engendrées au cours du chargement axial de l'essai sont reprises par le fluide libre présente au sein du modèle. Grâce à cela, le chargement axial en déplacement au cours de l'essai ne permet pas d'accroître le déviateur.

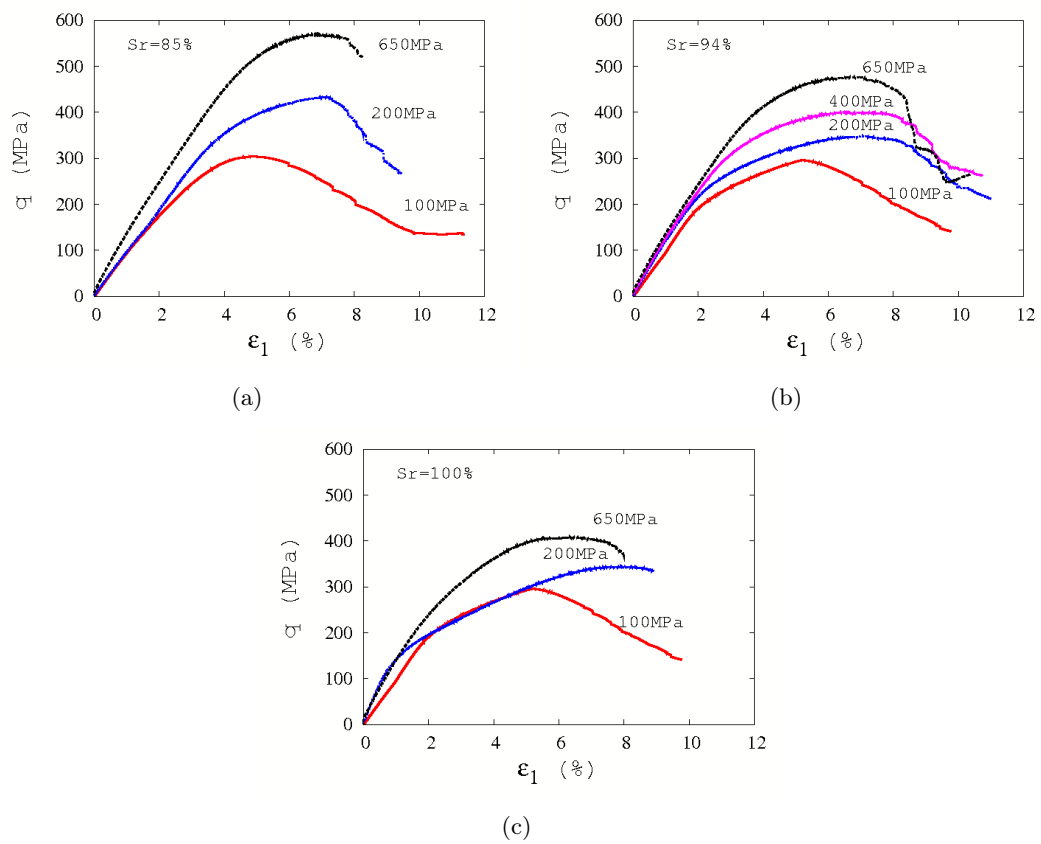


FIGURE 5.14 – Phase déviatoire des essais simulés grâce au modèle couplé pour les degrés de saturation initiaux : 85% (a), 94% (b) et 100% (c).



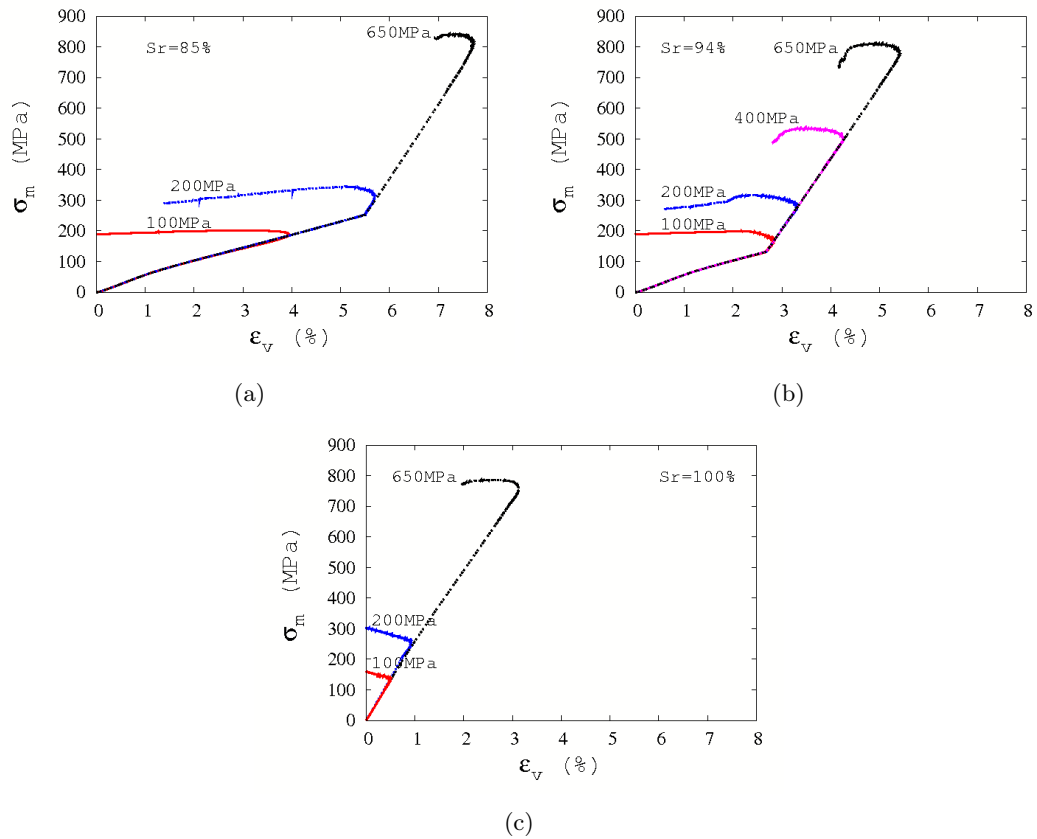


FIGURE 5.15 – Comportement volumique des essais triaxiaux pour différents degrés de saturation et pour différentes pressions de confinement.

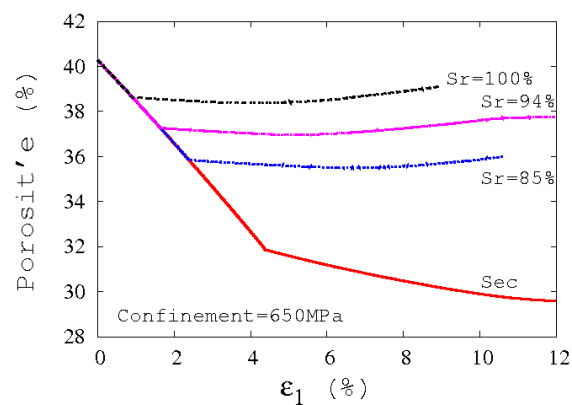


FIGURE 5.16 – Évolution de la porosité durant la simulation des essais à 650MPa de confinement pour différents degrés de saturation.

La figure 5.15 dont les graphiques sont tracés avec une échelle identique, montre le comportement volumique des essais triaxiaux pour différents degrés de saturation et pour différentes pressions de confinement. Chaque graphique présente les essais aux différents confinements pour un même degré de saturation initial. Pour les degrés de saturation de 85% et de 94% (figure 5.15(a), (b)), nous observons une augmentation de la raideur durant la phase hydrostatique des essais pour les confinements de 200MPa à 650MPa. Ce changement est soudain. Ce phénomène est due à la réduction du volume d'air dans le modèle associée à la forte non-linéarité de la relation entre  $B_f$  et  $S_r$ . Lorsque le modèle est complètement saturé, le fluide devient moins compressible. À cause de cela, la raideur du comportement hydrostatique augmente. D'autre part, la comparaison des courbes dans les graphiques nous montre que la déformation volumique du modèle saturé est plus faible que celle du modèle humide, en particulier dans la phase hydrostatique. Nous observons aussi l'augmentation de la contraction volumique de l'échantillon lorsque le degré de saturation diminue.

Ces courbes de comportement volumique montrent aussi que la contraction est plus importante dans la phase hydrostatique. Pour une pression de confinement donnée, nous observons que la contraction volumique semble similaire quel que soit le degré de saturation initiaux du modèle (sauf modèle sec). Cette observation peut être encore rencontrée lorsque l'évolution de la porosité du modèle est suivie. La figure 5.16 montre l'évolution de la porosité du modèle durant la simulation d'essais à 650MPa de confinement pour différents degrés de saturation. L'analyse de l'évolution de porosité prouve les informations concernant la diminution du volume à cause de la compression d'air dans le fluide. Durant la phase hydrostatique, plus degré de saturations diminue, plus la porosité diminue. Dans la phase déviatoire, pour le modèle humide et saturé, la porosité semble constante et elle a tendance à augmenter à la fin de l'essais. En revanche, pour le modèle sec, la porosité diminue toujours dans les deux phases.

Comme nous avons vu sur le comportement volumique, l'évolution de la pression interstitielle générée présente le même phénomène (voir la figure 5.17). La figure 5.17(a) présente une pression très faible au début des courbes car dans les modèles existe encore le volume d'air, la compressibilité du mélange d'eau-air est donc élevée. Lorsque le modèle devient complètement saturé, le fluide devient moins compressible et la pression augmente rapide. Nous observons encore que, sous fort confinement, l'augmentation de la pression interstitielle générée est plus importante dans la phase hydrostatique que celle dans la phase déviatoire (voir la figure

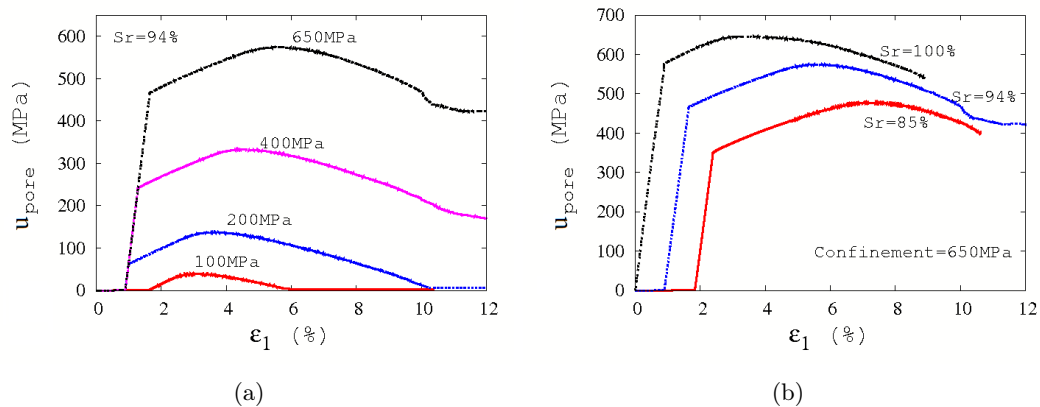


FIGURE 5.17 – La pression interstitielle générée : essais à  $S_r=94\%$  pour différentes pressions de confinement (a) et essais à 650MPa de confinement pour différents degrés de saturation (b).

5.17(b)). Ces courbes mettent également en évidence que la pression interstitielle générée augmente significativement avec la pression de confinement et avec le degré de saturation.

### 5.2.2.3 États limites en contraintes totales

Nous présentons dans ce paragraphe un état limite le plus utilisé pour la caractérisation du comportement du béton et des géomatériaux en général, qui est le seuil de contrainte. Il correspond au niveau maximal de la contrainte sur la courbe contrainte - déformation. La figure 5.18 présente l'état limite des essais triaxiaux sous forts niveaux de confinement pour différents degrés de saturation. À faible niveau de contrainte moyenne (inférieur à 200MPa), nous constatons que les états limites des modèles humides et saturé sont très proches. Cette observation correspond à celle déjà vue dans les travaux expérimentaux de Vu [120] (voir la figure 5.19). Nous observons également que l'augmentation du déviateur maximal avec la contrainte moyenne est très faible pour le modèle saturé. Pour un confinement donné, les déviateurs maximaux augmentent lors de la diminution du degré de saturation. Ce phénomène s'explique par l'effet de pression interstitielle et il est similaire à celui que l'on peut observer dans les essais expérimentaux non-drainés sur les autres géomatériaux (sables, argiles). De plus, nous observons que les états limites des modèles humides se situent entre ceux des modèles sec et saturé. Les courbes des états limites des modèles humides tendent vers celle du modèle sec lorsque le degré de saturation diminue. En conclusion, la tendance des états limites des essais triaxiaux numériques pour différents degrés de saturation et pour différents confinements est similaire à celle obtenue expérimentalement par Vu [120], présentée dans la figure 5.19.

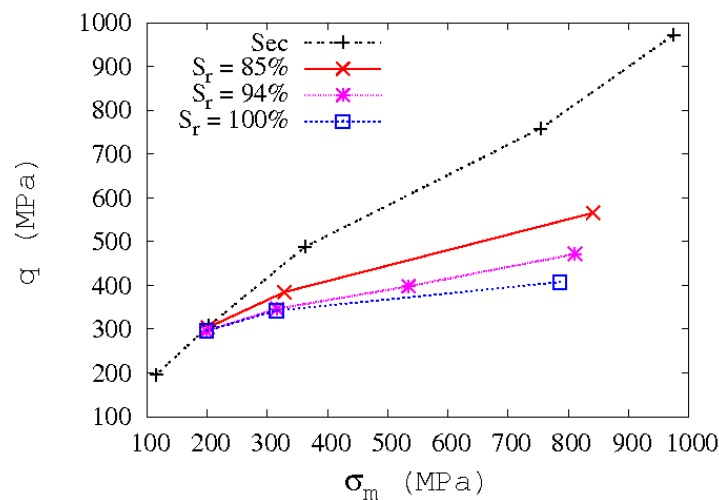


FIGURE 5.18 – État limite de contrainte en fonction du degré de saturation du modèle couplé : Contrainte déviatoire maximale  $q$  en fonction de la contrainte moyenne  $\sigma_m$  ;  $S_r$  : degré de saturation.

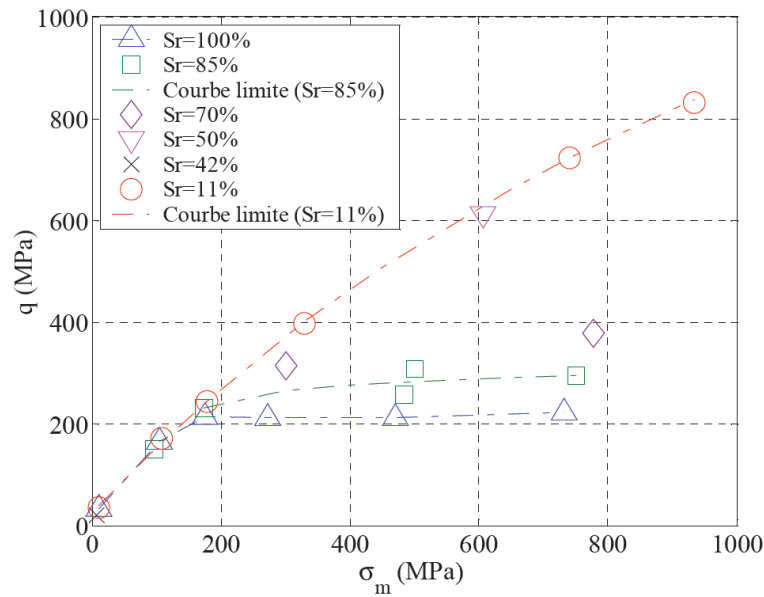


FIGURE 5.19 – État limite de contrainte en fonction du degré de saturation d'après Vu [120] : Contrainte déviatoire maximale  $q$  en fonction de la contrainte moyenne  $\sigma_m$ ;  $S_r$  : degré de saturation.

#### 5.2.2.4 États limites en contraintes effectives

Après avoir présenté les états limites en contraintes totales, nous étudions également les états limites en contraintes effectives. Si nous retraçons les états limites définis sur la figure 5.18 dans le plan  $(q, \sigma'_m)$ , avec la contrainte moyenne effective définie comme  $\frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} - u_{macro}$  (voir la figure 5.20), nous constatons que ceux-ci sont effectivement très bien approximés par une courbe limite unique quelque soient les degrés de saturation. Cela indique que la contrainte

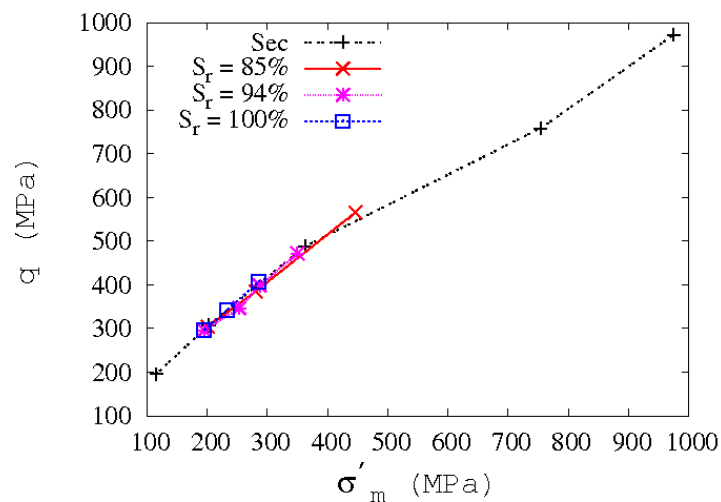


FIGURE 5.20 – État limite de contrainte en fonction du degré de saturation du modèle couplé : Contrainte déviatoire maximale  $q$  en fonction de la contrainte moyenne effective  $\sigma'_m$ ;  $S_r$  : degré de saturation.

effective telle que définie classiquement en mécanique des sols (équation 4.21) est tout à fait pertinente pour interpréter les résultats des simulations en terme de résistance mécanique. Elle permet de mettre en évidence un comportement du squelette solide indépendant de la présence d'eau. En l'absence de mesures de pression interstitielle dans les expérimentations GIGA, la validation de ce résultat reste délicate, mais permet de proposer une piste pour le développement de lois constitutives pour les bétons humides à partir d'une décomposition en contrainte effective/pression de fluide.

### 5.2.2.5 Distribution spatiale de la pression microscopique

La distribution de la pression dans les pores est illustrée sur les figures 5.21, 5.22 et 5.23 ; ces figures ont été prises dans la phase hydrostatique et au pic de pression interstitielle macroscopique. La couleur dans les figures présente l'amplitude de la pression. Ces figures présentent les simulations pour 100MPa et 650MPa de confinement sur un modèle saturé. La couleur sur la figure 5.21 indique que la pression la plus élevée est autour des bords de l'échantillon. En effet, dans cette phase, l'échantillon est comprimé de façon isotrope par six parois ; par des effets inertiels, la déformation au centre est légèrement différée et les pores autour des bords sont plus déformés que ceux du centre. En revanche, les figures 5.22 et 5.23 montrent que la pression la plus élevée est concentrée au milieu de deux bords supérieur et inférieur, ainsi qu'au milieu de l'échantillon. Généralement, dans la phase déviatoire, l'essai est piloté par le déplacement des deux parois supérieure et inférieure. La déformation des pores est donc importante dans ces zones, ainsi que le déplacement relatif entre les sphères. Cela induit la distribution de pression dans les pores vue dans les graphiques 5.22-(a,c) et 5.23. Pourtant, les histogrammes 5.21-(b,d) et 5.22-(b,d) nous montrent que la pression dans la plupart des pores est très proche de la valeur moyenne. De plus, la différence entre la pression maximale et la pression minimale est environ 5% pour la figure 5.21, 4% pour la figure 5.23 et 0,46% pour la figure 5.22. Les pressions dans les pores ne sont pas parfaitement identiques mais la différence entre elles est négligable. Cela nous permet de conclure que les effets inertiels sont faibles.

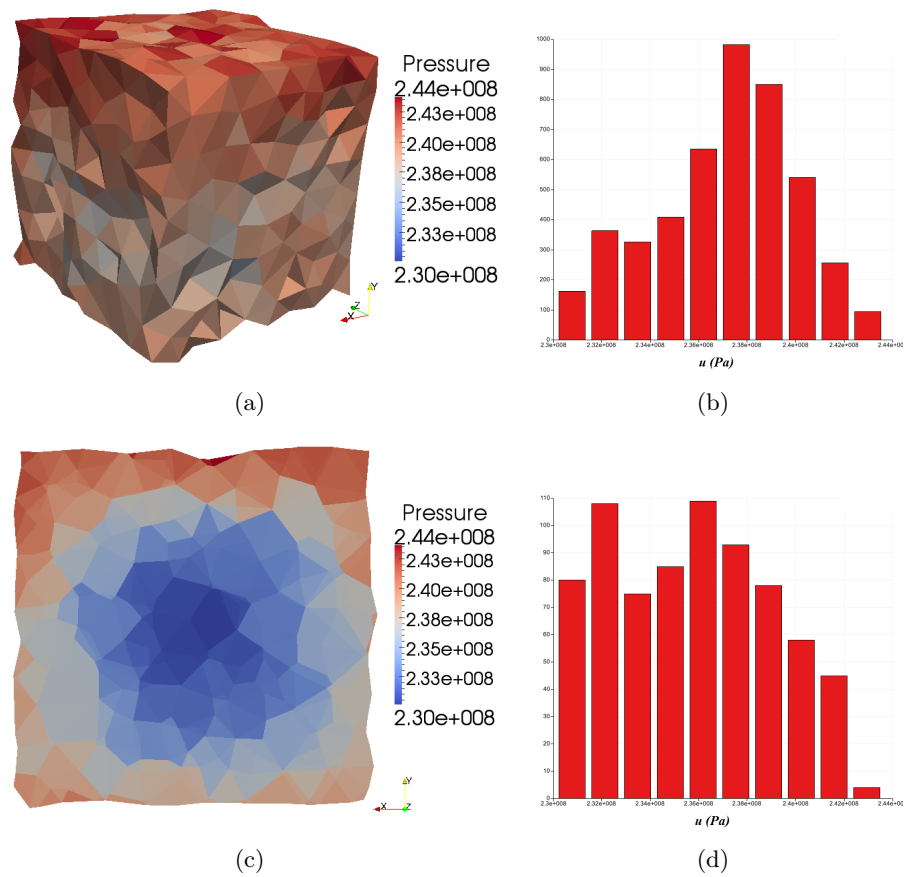


FIGURE 5.21 – Distribution de pression dans les pores dans la phase hydrostatique de l’essai à 650MPa : (a) échantillon entier, (c) une coupe dans le plan YX au milieu de l’échantillon, (b) et (d) : ces histogrammes respectivement.

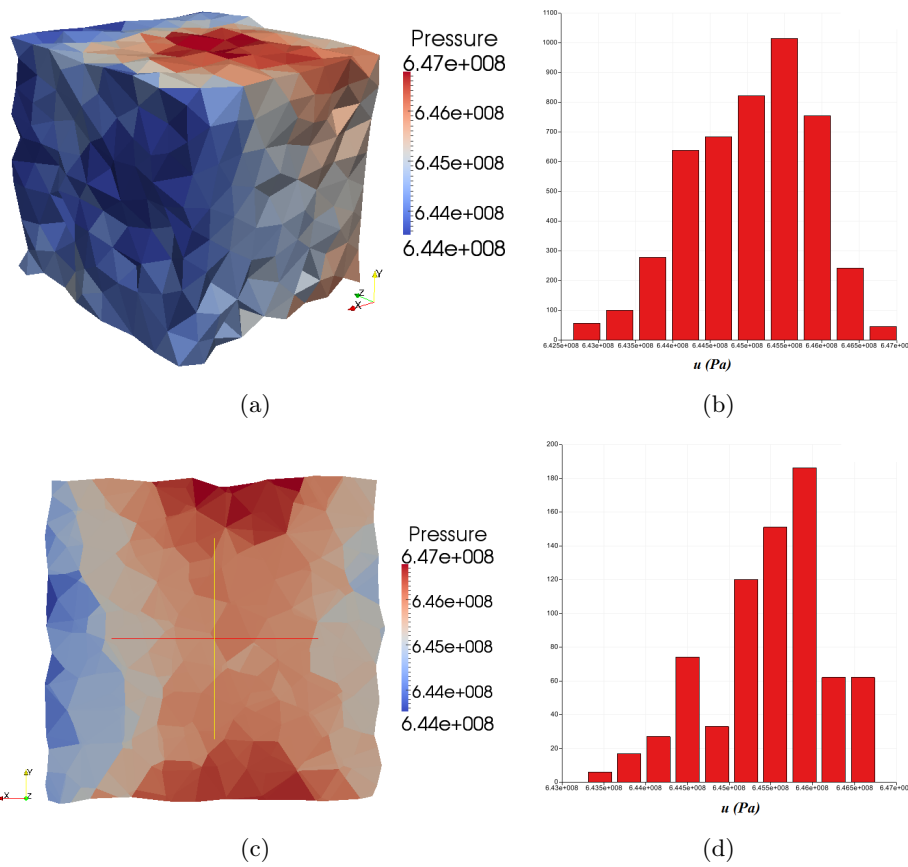


FIGURE 5.22 – Distribution de pression dans les pores au pic de pression macroscopique de l'essai à 650MPa : (a) échantillon entier, (c) une coupe dans le plan YX au milieu de l'échantillon, (b) et (d) : ces histogrammes respectivement.

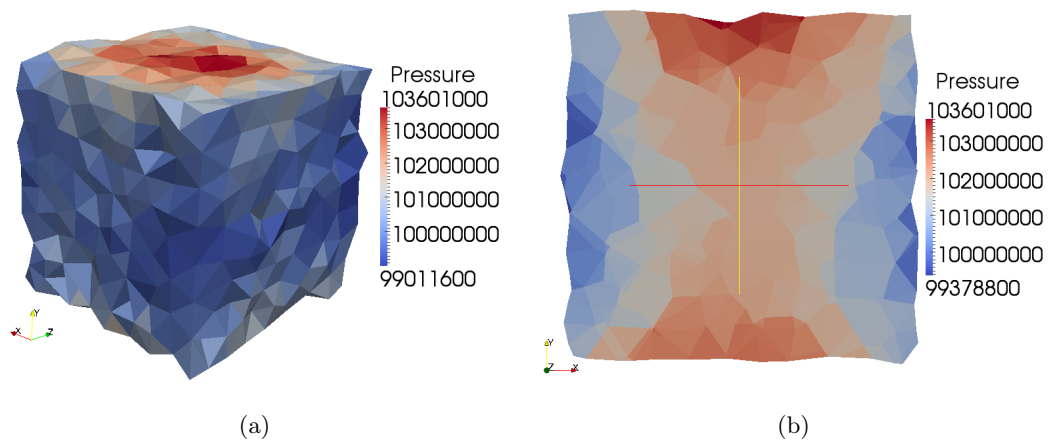


FIGURE 5.23 – Distribution de pression dans les pores au pic de pression interstitielle macroscopique de l'essai à 100MPa : (a) échantillon entier, (b) une coupe dans le plan YX au milieu de l'échantillon.

### 5.2.2.6 Faciès de rupture de l'échantillon numérique

Nous présentons dans cette partie les modes de rupture observés des échantillons numériques lors des essais triaxiaux utilisant le modèle couplé. Les figures 5.24 présentent l'assemblage des sphères dont la couleur représente leur déplacement. Le déplacement des sphères est calculé grâce à leurs positions au pic de contrainte et à la fin de l'essai. La visualisation de la fracture est effectuée par une amplification de déplacement de 5 fois (i.e :  $x_i = x_i^1 + 5 * (x_i^2 - x_i^1)$ ), où  $x_i$ ,  $x_i^1$  et  $x_i^2$  sont respectivement la position tracé sur les figures, la position au pic de contrainte et la position à la fin de l'essai). L'écartement des sphères présente la rupture au sein de l'échantillon. Les faciès de rupture sont observés lors des essais de 100MPa et 650MPa d'un modèle saturé.

Il est observé sur les courbes de comportement volumique une transition contractante - dilatante lorsque la contrainte limite est dépassée. Cette dilatance est probablement liée à une localisation de la rupture. Les formes de cette localisation lors des essais triaxiaux sont présentées dans la figure 5.24. Nous observons que dans les deux essais, la rupture se présente sous la forme de plans de localisation oblique. Ces bandes correspondent localement à la rupture des interactions entre les sphères. Par ailleurs, les faciès de rupture observés correspondent à la distribution de la pression dans les pores présentée sur les figures 5.22 et 5.23 où la pression est le plus faible sur les parties latérales qui sont séparées par la rupture. Ce gradient de pression provoque l'écoulement du centre aux bords de l'échantillon et augmente également le cisaillement dans l'échantillon.

Expérimentalement, aux niveaux de confinement supérieur à 100MPa, les bandes de localisation sont perpendiculaires à la direction de chargement [120]. Cette différence semble être liée au faible élancement de l'échantillon, au critère de rupture et aux conditions aux limites utilisés dans les essais numériques. En effet, l'échantillon expérimental est cylindrique avec un élancement (longueur/diamètre) égal à 2 tandis que l'échantillon numérique est un cube. Pendant la phase déviatoire des essais triaxiaux numériques, lorsque l'échantillon atteint son état limite en déformation, i.e : la transition contractante - dilatante, les dimensions radiales sont augmentées tandis que la hauteur est réduite. L'élancement de l'échantillon est donc inférieur à 1. Cela peut changer la direction privilégiée des bandes de localisation. De plus, la différence entre les faciès de ruptures numériques et expérimentales peut venir de la différence des conditions aux limites. L'échantillon numérique est entouré par les parois rigides tandis que les échantillons expérimentaux sont entourés par une membrane souple. Les parois rigides empêchent l'effet de voûte dans l'échantillon. Lorsque l'échantillon dilate les parois latérales donnent des dilatances égales pour tous niveaux de l'hauteur de l'échantillon. Cela peut gouverner la direction oblique des bandes de localisation. D'autre part, dans le modèle numérique, les interactions entre les éléments ne s'endommagent qu'en traction. La rupture des interactions est donc localisée dans les directions où existe des forces d'interaction en traction, et les directions des bandes de localisation obtenues doivent être compatibles. En réalité, le béton peut s'endommager en compression, c'est pourquoi les bandes de localisation peuvent être perpendiculaires à la direction de chargement lors des essais triaxiaux à fort confinement.



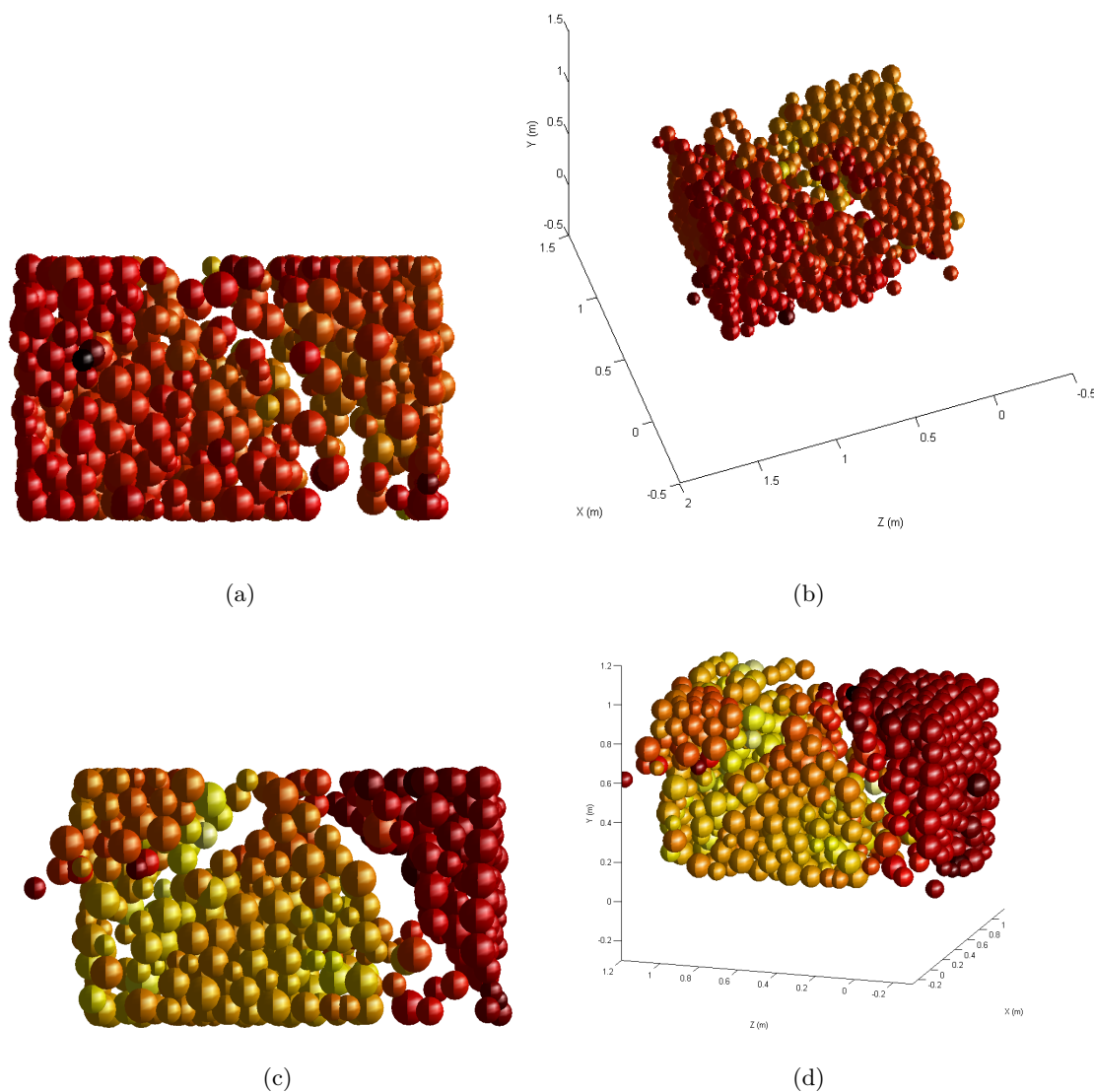


FIGURE 5.24 – Faciès de rupture de l'échantillon numérique saturé pour le confinement de 100MPa (a,b) et de 650MPa (c,d) : (a,c) vue en plan YZ, (b,d) vue en 3D.

### 5.3 Conclusion

Ce chapitre est consacré aux possibilités d'un modèle couplé Éléments discrets – Fluide de modéliser le comportement des bétons humides et saturés. Dans un premier temps, un essai drainé a été simulé pour calibrer le facteur de la conductance de fluide. Le choix de la valeur de ce facteur a pour but d'assurer la stabilité du schéma fluide. Une fois la conductance locale calibrée, le modèle couplé est utilisé pour simuler le comportement triaxial non-drainé du béton. Les essais triaxiaux numériques pour différentes pressions de confinement ont été simulés. La réponse du modèle a été analysée en terme de courbes contrainte – déformation, de courbes de comportement volumique, de courbes d'évolution de la pression interstitielle, de la distribution de pression dans les pores et de la rupture au sein de l'échantillon.

L'analyse des résultats des essais triaxiaux pour faible confinement confirme la possibilité du modèle couplé à modéliser le comportement non - drainé du béton saturé pour ce niveau de

confinement. En notant que dans ces essais, le fluide est considérée compressible comme l'eau réelle, i.e : son module de compressibilité est de 2GPa. Néanmoins, pour de forts niveaux de confinement, il faut introduire une rigidité du fluide supérieure à la rigidité réelle pour reproduire quantitativement les effets observés expérimentalement. L'étude de l'influence du degré de saturation initial du modèle sur ses réponses montre que la non-saturation initiale est l'élément explicatif des tendances observées expérimentalement. De plus, les pressions observées dans les pores semblent identiques, cette distribution est similaire à celle observée dans les essais non - drainés expérimentaux sur les géomatériaux saturés. Le modèle couplé semble prometteur. Nos résultats incitent à poursuivre les recherches sur son application aux bétons sous fort confinement. Par ailleurs, nous avons montré que la contrainte effective était une variable pertinente pour décrire le comportement du béton humide par un état limite intrinsèque indépendant du degré de saturation.



---

Conclusions et perspectives

---

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit était le développement d'un modèle numérique basé sur la Méthode des Eléments Discrets capable de simuler le comportement du béton pour des hautes pressions de confinement. Cette approche se justifie dans le sens où le comportement complexe du béton résulte de l'extension des micro-fissures en macro-fissures, ce qui est difficile à caractériser en terme de la formulation continue. Le modèle reproduit explicitement le béton en tant qu'assemblage d'éléments discrets liés entre eux par des lois d'interaction locales.

L'étude bibliographique nous a permis de constater les principales caractéristiques du comportement du béton sous différents types de chargement, en particulier le chargement triaxial. Le béton est un matériau élastique isotrope adoucissant en traction et endommageable avec des déformations irréversibles en compression. Nous constatons aussi l'influence du confinement sur son comportement volumique, déviatoire ainsi que sur les modes d'endommagement. L'évolution volumique de l'échantillon de béton soumis à des essais triaxiaux montre que la transition contractance - dilatance du béton est observée à des niveaux de contraintes de plus en plus importants à mesure que le confinement augmente. Enfin, le béton présente un comportement compactant sous forte pression de confinement. La compaction dépend à la fois du niveau de contrainte moyenne et des contraintes de cisaillement au sein de la structure. En plus, dans le cas du béton humide ou saturé, la présence d'eau dans les pores au sein du béton diminue la résistance par rapport à celle du béton sec sous forts niveaux de confinement. La présence d'eau tend à diminuer également la contraction des matériaux du fait de la génération de pressions interstitielles. En nous basant sur le comportement du béton réel, nous avons développé d'abord deux lois d'interaction interparticulaire permettant de reproduire le comportement uniaxial, le comportement compactant sous fort confinement et ainsi la transition contractante-dilatante du béton. Ensuite, le modèle discret a été couplé avec un modèle d'écoulement afin d'étudier l'influence de la présence d'eau dans les pores au sein du béton sur son comportement. Ces modèles ont été implémentés dans un code de calcul aux éléments discrets (YADE) pour simuler les essais de laboratoire.

### **Simulation du comportement du béton sec**

La plupart des simulations présentées dans ce mémoire ont permis de valider les capacités du modèle numérique et de confirmer ainsi l'intérêt de l'approche micromécanique choisie. Le béton est représenté par un assemblage d'éléments discrets. Cet assemblage est généré par la méthode de grossissement des éléments (développée dans YADE). Les éléments discrets sphériques sont d'abord distribués aléatoirement dans un volume donné où aucun contact entre les sphères n'est autorisé à l'état initial. Ensuite, le rayon des sphères est multiplié à chaque pas de temps par un coefficient légèrement supérieur à 1, jusqu'à ce que les conditions de stabilité (3.3) et (3.4) soient vérifiées. Enfin, l'isotropie et l'homogénéité de l'échantillon numérique sont vérifiées par l'étude des distributions des interactions.

Nous avons proposé deux lois d'interaction interparticulaire : l'une présente une relation entre force et déplacement de type "élastique - plastique tri-linéaire" (EPT) et l'autre présente une relation de type "élastique - plastique exponentielle" (EPE). Cependant, les deux lois prennent en compte un même comportement adoucissant en traction. Ainsi, l'interaction entre les éléments n'est cassée qu'en traction. Le phénomène de glissement entre les éléments est contrôlé par un critère de Mohr - Coulomb modifié. De plus, nous avons ajouté dans ce critère un coefficient  $\lambda$  afin d'augmenter les déformations latérales qui jouent le rôle très important dans la transition contractante - dilatante du comportement volumique. Ce coefficient contrôle le seuil de glissement des interactions de type "lien". Le modèle numérique utilisant ces lois

d'interaction a été appliqué sur l'assemblage d'éléments discrets généré pour reproduire le comportement du béton sec. Afin d'obtenir des résultats quantitatifs, les paramètres du modèle numérique sont d'abord calibrés.

La calibration des paramètres s'effectue en deux parties : la partie de calibration des paramètres linéaires et l'autre partie pour calibrer les paramètres non-linéaires. Pour ce faire, les simulations des essais de compression-traction uniaxiale, de l'essai hydrostatique à 650MPa et de l'essai triaxial à 50MPa de pression de confinement ont été effectuées. Leurs résultats ont été comparés avec ceux issus de l'expérimentation. Les simulations des essais de compression-traction uniaxiale nous permettent de calibrer les paramètres associés au comportement adoucissant en traction ( $\zeta$  et  $l_t$ ) et au glissement ( $\alpha$ ,  $C$ ,  $\Phi_i$  et  $\Phi_c$ ). Nous avons utilisé ensuite les simulations hydrostatiques à 650MPa pour calibrer la limite de déformation élastique  $\varepsilon_{max}$ , ainsi les coefficients de raideur normale de la loi EPT ( $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$ ) et de la loi EPE ( $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$ ,  $\zeta_3$ ). Ces simulations hydrostatiques nous montrent également la nécessité de l'utilisation des lois d'interaction de type élastique - plastique - endommageable lorsque le comportement compactant du béton est sollicité. Enfin, la simulation de l'essai triaxial à 50MPa a clos l'étape de la calibration par la détermination de la valeur du coefficient  $\lambda$  du critère de Mohr - Coulomb modifié.

Une fois les paramètres calibrés, les simulations triaxiales aux 50MPa et 650MPa ont été utilisées pour comparer la capacité de reproduction du comportement du béton de deux lois EPT et EPE. D'un point de vue qualitatif, la loi EPE reproduit mieux le comportement du béton à la fois pour les essais triaxiaux à 50 et 650MPa, en particulier la transition contractante - dilatante du comportement volumique. La loi EPE est donc le meilleur choix pour simuler les essais triaxiaux sous différents niveaux de pression de confinement (jusqu'à 650MPa), en gardant les mêmes valeurs des paramètres.

Du point de vue quantitatif, les prédictions du modèle numérique ont pu être comparées avec des résultats expérimentaux issus de la littérature. Les courbes de contrainte-déformation et de comportement volumique du béton sont donc quantitativement reproduites par notre modèle numérique. L'évolution des propriétés locales du modèle peut être également observée. L'évolution de la nature des forces d'interaction nous permet d'expliquer correctement la réponse macroscopique de l'échantillon. Par exemple, le comportement fragile est essentiellement contrôlé par un grand nombre des forces d'interaction en état de traction. Leur disparition correspond à l'apparition de la transition ductile lorsque la pression de confinement augmente. De plus, le processus de compaction est essentiellement contrôlé par la partie plastique - durcissant de la force d'interaction en compression. L'orientation de la macro-fissure générée est comparable avec la bande de compaction observée dans l'expérimentation.

### Simulation du comportement des bétons humide et saturé

Le modèle discret validé pour le béton sec a été couplé avec un modèle d'écoulement compressible pour simuler le comportement non-drainé du béton en présence d'eau interstitielle. Nous avons pour cela utilisé les bases d'un modèle de couplage en cours de développement au laboratoire 3S-R [21]. L'échantillon numérique est discrétisé en tétraèdres constituant des unités élémentaires d'espace poral. Les conductances dans le réseau de connectivités sont calculées d'après la géométrie des connectivités selon le concept de rayon hydraulique (équation 4.16). Nous avons modifié le modèle d'écoulement pour simuler un fluide compressible, ainsi que le schéma d'intégration : implicite pour Catalano [21], explicite dans notre cas. En outre, nous avons proposé ce couplage pour modéliser non seulement le comportement du béton

saturé mais également le comportement avec différents degrés de saturation.

Après avoir la valeur du facteur de la conductance, qui a pour but d'assurer la stabilité du schéma de fluide, le modèle couplé est utilisé pour simuler le comportement triaxial non drainé du béton à différents niveaux de confinement. De plus, les simulations avec différents degrés de saturation et différentes valeurs de module de compressibilité du fluide ont été effectuées. La réponse du modèle a été analysée en terme de courbes contrainte – déformation, de courbes de comportement volumique, de courbes d'évolution de la pression interstitielle, de la distribution de la pression dans les pores et de la rupture au sein de l'échantillon.

Les résultats des essais triaxiaux pour faible confinement (jusqu'à 50MPa) prouvent que le modèle couplé est capable de modéliser le comportement non - drainé du béton saturé avec un fluide interstitielle compressible. Néanmoins, les simulations des essais triaxiaux non-drainés du béton saturé pour fort niveau de confinement (supérieur à 50MPa) ne se rapprochent des résultats expérimentaux qu'au prix d'une compressibilité du fluide plus faible que celle de l'eau. En effet, l'étude de l'influence de la compressibilité de l'eau sur la réponse du modèle sous fort confinement nous montre que le comportement déviatoire du modèle s'approche de celui observé de l'expérimentation lorsque le fluide devient moins compressible ( $B_f = 20GPa$ ). L'étude de l'influence du degré de saturation initial du modèle sur la réponse du modèle montre que la non-saturation initiale est l'élément explicatif des tendances observées expérimentalement. De plus, les pressions dans les pores observées semblent identiques, cette distribution est similaire à celle observée dans les essais non - drainés expérimentaux sur les géomatériaux saturés. Par ailleurs, nous avons montré que la contrainte effective était une variable pertinente pour décrire le comportement du béton humide par un état limite intrinsèque indépendant du degré de saturation.

### Perspectives

Le modèle discret développé dans ce travail montre une bonne capacité à reproduire le comportement quasi-statique du béton sec pour fort niveau de confinement. Cependant, il reste quelques points à améliorer, par exemple, la différence entre le pic de contrainte numérique et celui expérimental, la valeur maximale de la contraction numérique. Ainsi, l'évolution de la macro-fissure dans l'échantillon numérique avec l'augmentation du confinement demanderait une nouvelle étude plus fine.

Concernant les possibilités envisageables du modèle numérique, on peut également facilement réaliser à nouveau la simulation de nombreux types d'essais, par exemple, les essais proportionnels, les essais sous chargements cycliques et sous chargements dynamiques. De plus, il serait intéressant d'ajouter dans ce modèle une loi d'interaction entre les éléments d'armature pour appliquer à l'étude de la réponse des structures en béton armé réelles.

Concernant le couplage Eléments Discrets - Fluide, ce travail est une des premières briques posées dans le code YADE pour étudier les milieux cohésifs – frictionnels (béton et roches). Dans le temps imparti de cette thèse, nous avons fait le maximum dans le développement de ce couplage, cependant, il reste des points à approfondir. Il serait nécessaire d'améliorer le modèle d'écoulement compressible pour que le couplage soit capable de reproduire plus précisément le comportement sous sollicitations extrêmes des bétons humides et saturés. Des investigations complémentaires sont nécessaires pour bien comprendre pourquoi la compressibilité du fluide doit être réduite artificiellement. Nous pouvons cependant citer quelques pistes de réflexion : rôles différenciés des porosités ouvertes et fermées, et diminution de la compressibilité apparente lorsque le fluide est piégé dans une matrice poreuse. Le code de

calcul du couplage demanderait à être optimisé pour gagner du temps de simulation. Enfin, ce couplage pourrait être appliqué potentiellement dans de nombreux autres domaines concernant les matériaux humides, par exemple, en ingénierie civile (comportement des ouvrages sous l'eau, des réservoirs), en exploitation minière et pétrolière (stabilité des talus de mine, stabilité et consolidation du fond de sédiments,...) ou bien encore en environnement (la diffusion des polluants dans sols). En effet, les phénomènes associés à la présence du fluide dans les milieux granulaires, par exemple, les changements de phase liés aux variations de température, la consolidation drainée/non-drainée, l'écoulement du fluide dans les fractures, la perte de la cohésion et du frottement intergranulaire sont des phénomènes complexes pour lesquels les modèles micromécaniques sont des outils pertinents.





---

## Bibliographie

---

- [1] Computational geometry algorithms library. *http://www.cgal.org/*.
- [2] M.B. Allen and C. Murphy. A finite element collocation method for variably saturated flows in porous media. *Numer. Meth. P.D.E*, 3 :229–239, 1985.
- [3] F. Alonso-Marroquin, I. Vardoulakis, H.J. Herrmann, D. Weatherley, and P. Mora. Effect of rolling on dissipation in fault gouges. *Physical Review E*, 3a :74, 2006.
- [4] M.M. Attard and S. Setunge. Stress-strain relationship of confined and unconfined concrete. *ACI Material Journal*, 93(5) :432–442, 1996.
- [5] J.P. Bardet. Observations on the effects of particle rotations on the failure of idealized granular materials. *Mechanics of Materials*, 18 :159–182, 1994.
- [6] V. Baroghel-Bouny, M. Mainguy, T. Lassabatere, and O. Coussy. Characterization and identification of equilibrium and transfer moisture properties for ordinary and high - performance cementitious materials. *Cement and Concrete Research*, 29 :1225–1238, 1999.
- [7] B. Bary. Coupled hydro-mechanical and damage model for concrete as an unsaturated porous medium. In *The 15<sup>th</sup> ASCE Engineering Mechanics Conference*, Columbia University, New York, NY, June 2-5, 2002.
- [8] P. Baud, W. Zhu, and T.F. Wong. Failure mode and weakening effect of water on sandstone. *Journal of Geophysical Research*, 105(B7) :16371–16389, 2000.
- [9] R. Beckie, E.F. Wood, and A. Aldama. Mixed finite element simulation of saturated groundwater flow using a multigrid accelerated domain decomposition technique. *Water Resour. Res.*, 29(9) :3145–3157, 1993.
- [10] N. Belheine, J.P. Plassiard, F.V. Donzé, F. Darve, and A. Seridic. Numerical simulation of drained triaxial test using 3D discrete element modeling. *Computers and Geotechnics*, 36(1-2) :320–331, 2009.
- [11] R. Bhasin and K. Hoeg. Numerical modelling of block size effects and influence of joint properties in multiply jointed rock. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 12(3) :407–415, 1997.

- [12] R. Bhasin and K. Hoeg. Parametric study for a large cavern in jointed rock using distinct element model (UDEEC-BB). *Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(1) :17–29, 1997.
- [13] M.A. Biot. Le problème de la consolidation des matières argileuses sous une charge. *Journal of Applied Physics*, 12 :155–164, 1935.
- [14] M.A. Biot. General theory of three-dimensional consolidation. *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, B55 :110–113, 1941.
- [15] F. C. Blake. *Trans. Amer. Inst. Chem. Engrs.* 14, 415, 1922.
- [16] J. D. Boissonnat, O. Devillers, S. Pion, M. Teillaud, and M. Yvinec. Triangulations in cgal. *Computational Geometry : Theory and Applications*, 22) :5–19, 2002.
- [17] R.R.O Bonilla. *Numerical simulations of undrained granular media*. PhD thesis, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada, 2004.
- [18] N. Burlion. *Compaction des bétons : éléments de modélisation et caractérisation expérimentale*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, Cachan, Val de Marne, France, 1998.
- [19] N. Burlion, F. Bourgeois, and J.F. Shao. Effects of desiccation on mechanical behaviour of concrete. *Cement and concrete composites*, 27 :367–379, 2005.
- [20] B. Cambou and M. Jean. *Micromécanique des milieux granulaires*. Hermès Science, 2001.
- [21] E. Catalano, B. Chareyre, and E. Barthelemy. A coupled model for fluid - solid interaction analysis in geomaterials. In *Alert Geomaterials, 2010*, Aussois, France.
- [22] E. Catalano, B. Chareyre, and E. Barthelemy. Fluid - solid coupling in discrete models. In *Alert Geomaterials, 2009*, Aussois, France.
- [23] B. Chareyre. *Modélisation du comportement d'ouvrages composites sol-géo-synthétique par éléments discrets - Application aux ancrages en tranchées en tête de talus*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2003.
- [24] B. Chareyre, A. Cortis, E. Catalano, and E. Barthelemy. Pore - scale modeling of viscous flow and induced forces in dense sphere packings. *Transport in Porous Media*, submitted, 2011.
- [25] P.A. Cundall. A discontinuous future for numerical modeling in soil and rock. In *Proc. of the third international conference, Discrete Element Methods, Numerical Modeling of Discontinua*, pages 3–4, Santa Fe, 2002. Edited by Cook and Jensen.
- [26] P.A. Cundall and O.D. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 29 :47–65, 1979.
- [27] G. Cusatis, Z.P. Bazant, and L. Cedolin. Confinement-shear lattice cls model for fracture propagation in concrete. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 195 :7154–7171, 2006.
- [28] G. Cusatis and L. Cedolin. Two-scale study of concrete fracturing behavior. *Engineering Fracture Mechanics*, 74 :3–17, 2007.

- [29] E. Detournay and A.H.-D. Cheng. Fundamentals of poroelasticity. In *Comprehensive Rock engineering : Principles, Practice and Projects, Vol. II, Analysis and Design Method*, ed. C. Fairhurst, pages 113–171. Pergamon Press, 1993.
- [30] R.K. Dhir and R.M. Sangha. Development and propagation of microcracks in plain concrete. *Materials and Structures*, 7(1) :17–23, 1974.
- [31] F.V. Donzé and S.A. Magnier. Formulation of a three-dimensional numerical model of brittle behaviour. *Geophysical Journal International*, 122 :790–802, 1995.
- [32] F.V. Donzé, S.A. Magnier, L. Daudeville, C. Mariotti, and L. Davenne. Study of the behaviour of concrete at high strain rate compressions by a discrete element method. *Journal for Engineering Mechanics, ASCE*, 125(10) :1154–1163, 1995.
- [33] F.V. Donzé, V. Richefeu, and S.A. Magnier. Advances in discrete element method applied to soil, rock and concrete mechanics. In *State of the art of geotechnical engineering*, Electronic Journal of Geotechnical Engineering, 44 pages.
- [34] H. Edelsbrunner and N. R. Shah. Incremental topological flipping works for regular triangulations. *Algorithmica*, 15 :223–241, 1996.
- [35] A.M. Ferrero, M. Migliazza, and G.P. Giani. Analysis of tunnel stability comparison between continuous and discontinuous approaches. In *SINOROCK2004 Symposium*, volume 41(1), pages 646–651, Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2004.
- [36] E. Frangin, P. Marin, and L. Daudeville. On the use of combined finite/discrete element method for impacted structure. *Journal of Physics IV*, 134 :461–466, 2006.
- [37] T. Gabet. *Comportement triaxial du béton sous fortes contraintes : Influence du trajet de chargement*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2006.
- [38] T. Gabet, Y. Malecot, and L. Daudeville. Triaxial behaviour of concrete under high stresses : Influence of the loading path on compaction and limit states. *Cement and Concrete Research*, 38 :403–412, 2008.
- [39] M. Hakuno. Simulation of the dynamic liquefaction of sand. In *Ishihara, editor, Earthquake Geotechnical Engineering*, pages 857–862, Rotterdam, 1995. Balkema.
- [40] M. Hakuno and Y. Tarumi. Sand liquefaction analysis by granular assembly simulation. In *Proceedings of Ninth World Conference on Earthquake Engineering*, volume 8, pages 231–236, Tokyo, Japan, 1988.
- [41] J.O. Hallquist. *LS-DYNA Keyword User Manual. Nonlinear Dynamic Analysis of Structures*. Livemore Software Technology Corporation, Livemore, CA, 1999.
- [42] J.O. Hallquist. *LS-DYNA Theoretical Manual. Nonlinear Dynamic Analysis of Structures*. Livemore Software Technology Corporation, Livemore, CA, 1999.
- [43] R.D. Hart, P.A. Cundall, and J. Lemos. Formulation of a three-dimensional distinct element model. II : Mechanical calculations for motion and interaction of a system composed of many polyhedral blocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science Geomechanics Abstracts*, 25 :117–125, 1988.
- [44] S. Hentz. *Modélisation d'une Structure en Béton Armé Soumise à un Choc par la Méthode des Éléments Discrets*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2003.

- [45] S. Hentz, L. Daudeville, and F.V. Donzé. Discrete element modelling of concrete submitted to dynamic loading at high strain rate. *Computers and Structures*, 82(29–30) :2509–2524, 2004.
- [46] S. Hentz, L. Daudeville, and F.V. Donzé. Identification and validation of a discrete element model for concrete. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, 130(6) :709–719, 2004.
- [47] H.J. Herrmann, A. Hansen, and S. Roux. Fracture of disordered elastic lattices in two dimensions. *Phys. Rev. B*, 39(1) :637–648, 1989.
- [48] I. Imran and S.J. Pantazopoulou. Experimental study of plain concrete under triaxial stress. *ACI Material Journal*, 93(6) :589–601, 1996.
- [49] K. Iwashita and M. Oda. Rolling resistance at contacts in simulation of shear band development by DEM. *Journal of Engineering Mechanics*, 124 :285–292.
- [50] K. Iwashita and M. Oda. Micro-deformation mechanism of shear banding process based on modified distinct element method. *Powder Technology*, 109 :192–205, 2000.
- [51] P. Jamet, A. Millard, and G. Nahas. Triaxial behaviour of a micro-concrete complete stress-strain for confining pressure ranging from 0 to 100MPa. In *International Conference on Concrete under Multiaxial Conditions*, volume 1, pages 133–140, Presses de l’université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1984.
- [52] L. Jing and O. Stephansson. *Fundamentals of discrete element methods for rock engineering : Theory and applications (developments in geotechnical engineering)*. Elsevier, Amsterdam, 2008.
- [53] J. Kozicki and F.V. Donzé. Applying an open-source software for numerical simulations using finite element or discrete modelling methods. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 197(49 - 50) :4429–4443, 2008.
- [54] J. Kozicki and F.V. Donzé. Yade-open dem : an open-source software using a discrete element method to simulate granular material. *Engineering Computations*, 26 :786–805, 2009.
- [55] R.D. Krieg. *A simple constitutive description for soils and crushable foams*. SC-DR-72-0883, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1978.
- [56] C. La Borderie. *Phénomènes unilatéraux dans un matériau endommagable : Modélisation et application à l’analyse de structures en béton*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, Cachan, Val de Marne, France, 1991.
- [57] H. Levine. Concrete modeling using the three-invariant cap. In *Weidlinger Associates, DNA Concrete Meeting*, April 1985, Utah, 1985.
- [58] R.W. Lewis and B.A. Schrefler. *The finite element method in the static and dynamic deformation and consolidation of porous media*. Wiley, New York, USA, 1998.
- [59] L. Li and R.M. Holt. Particle scale reservoir mechanics. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP*, 57 :525–538, 2002.
- [60] Qingbin Li and Farhad Ansari. High-strength concrete in triaxial compression by different sizes of specimens. *ACI Material Journal*, 97(6) :684–689, 2000.

- [61] Xikui Li, H.R. Thomas, and Yiqun Fan. Finite element method and constitutive modeling and computation for unsaturated soils. *Computer Methods in applied mechanics and engineering*, 169 :135–159, 1999.
- [62] G. Lilliu and J.G.M. Van Mier. 3D lattice type fracture model for concrete. *Engineering Fracture Mechanics*, 70 :927–941, 2003.
- [63] J. Ludovic, H. Antonio, P.C. Gilles, and G. Shahrokh. An elastic plastic damage formulation for concrete : Application to elementary tests comparison with an isotropic damage model. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 195 :7077–7092, 2006.
- [64] L.J. Malvar, J.E. Crawford, and K.B. Morrill. *K & C Concrete Material Model Release III - Automated Generation of Materail Model Input*. K & C Technical Report No. TR-99-24-B1, 18 August 2000, 2000.
- [65] L.J. Malvar, J.E. Crawford, J.W. Wesevich, and D. Simons. *A new concrete material model for DYNA3D*. Report No. TR-94-14.3 to the Defense Nuclear Agency, Karagozian & Case, Glendale, CA, 1994.
- [66] L.J. Malvar, J.E. Crawford, J.W. Wesevich, and D. Simons. A plasticity concrete material model for DYNA3D. *Int. J. of Impact Engineering*, 19(9/10) :847–873, 1997.
- [67] J. Mazars. *Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure*. PhD thesis, Doctorat d'état de l'Université Paris VI, Paris, France, 1984.
- [68] F. Meftah. *Contribution à l'étude numérique des modes localisés de rupture dans les structures en béton de type poutres - approches multicouches de la plasticité au gradient*. PhD thesis, INSA Lyon, Lyon, France, 1996.
- [69] K. Meguro and N. Ravichandran. 3-dimensional distinct element simulation of liquefaction phenomena. *Bulletin of Earthquake Resistant Structure Research Center*, 34 :99–106, 2001.
- [70] M. Monteiro Azevedo, J.V. Lemos, and J. Rocha de Almeida. Influence of aggregate deformation and contact behaviour on discrete particle modelling of fracture of concrete. *Engineering Fracture Mechanics*, 75 :1569–1586, 2008.
- [71] A. Munjiza. *The Combined Finite - Discrete Element Method*. Wiley, 2004.
- [72] H. Nakasa, T. Takeda, and M. Oda. A simulation study on liquefaction using DEM of the dynamic liquefaction of sand. In *Earthquake Geotechnical Engineering*, pages 637–642, Rotterdam, 1999. Balkema.
- [73] F. Oka, A. Yashima, T. Shibata, M. Kato, and R. Uzuoka. FEM-FDM coupled liquefaction analysis of a porous soil using an elasto-plastic model. *Applied Scientific Research*, 52 :209–245, 1994.
- [74] Y. Okada and H. Ochiai. Simulating undrained triaxial compression behaviour by fluid-coupled distinct element method. *Universal Academy Press, Inc. /Tokyo, Japan*, pages 447–453, 2006.
- [75] H. Okura, H. Ochiai, and P.A. Cundall. Fluid coupling in PFC <sup>3D</sup> using the measurement spheres. In *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International PFC Symposium, "Numerical Modeling in Micromechanics via Particle Model - 2004"*, volume 1, pages 257–264, Kyoto, Japan, 2004. Balkema.

- [76] V. Phoummavong. *Matériaux de construction, Chapitre 6 : Le béton*. Cours en ligne, 2003.
- [77] J.P. Plassiard. *Modélisation par la méthode des éléments discrets d'impact de blocs rocheux sur structures de protection type merlons*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2007.
- [78] J.P. Plassiard, N. Belheine, and F.V. Donzé. A spherical discrete element model : calibration procedure and incremental response. *Granular Matter*, DOI :10.1007/s10035-009-0130-x, online, 2009.
- [79] C. Pontiroli. *Comportement au soufflé de structures en béton armé, analyse expérimentale et modélisation*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan / Centre d'Études de Gramat, France, 1995.
- [80] C. Pontiroli. *Modèles de comportement des géomatériaux dans ABAQUS : Modèle P.R.M. – Swenson & Krieg – Mariotti : Théorie et Validation*. Report d'étude, Ref : CS SI/BDX/04T155, Communication & Systemes, 2004.
- [81] D. Potyondy and P.A. Cundall. A bonded-particle model for rock. *Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 41 :1329–1364, 2004.
- [82] D. Potyondy, P.A. Cundall, and C.A. Lee. Modelling rock using bonded assemblies of circular particles. In *Rock Mechanics Tools and Techniques (Proceedings of the 2<sup>nd</sup> North American Rock Mechanics Symposium, Montréal, June 1996)*, Edited by Aubertin, M. et al., pages 1937–1944, Rotterdam, 1996. Balkema.
- [83] S. Ramtani. *Contribution à la modélisation du comportement multiaxial du béton endommagé avec description du caractère unilatéral*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris VI, Paris, France, 1990.
- [84] L. Rendulic. Porenziffer und porenwasserdruck in Tonen. *Der Bauingenieur*, 17 :559–564, 1936.
- [85] V. Roger, J. Desrues, and G. Viggiani. Experiments on strain localisation in dense sand under isochoric conditions. In *Oka F., editor, Localisation and bifurcation theory for soils and rocks*, pages 239–248, Rotterdam, 1998. Balkema.
- [86] C.A. Ross, D.M. Jweome, and J.W. et al Tedesco. Moisture and strain rate effect on concrete strength. *ACI Materials Journal*, 96 :293–300, 1996.
- [87] P. Rossi, J.G.M. Van Mier, and C. Boulay. The dynamic behavior of concrete : influence of free water. *Materials and Structures*, 25 :509–514, 1992.
- [88] A. Rouquand. *Présentation d'un modèle du comportement du béton et des géomatériaux, application au calcul de structures et aux effets des armes conventionnelles*. Report 134 pages, Délégation Générale pour l'Armement, Centre d'Études de Gramat, 2002.
- [89] J. Rousseau, E. Frangin, P. Marin, and L. Daudeville. Damage prediction in the vicinity of an impact on concrete structure : a combined FEM/DEM approach. *Computers and Concrete*, 5(4) :343–358, 2008.
- [90] T.F. Russell and M.F. Wheeler. Finite element and finite difference methods for continuous flows in porous media. in *The Mathematics of Reservoir Simulation*, ed. by R.E. Ewing, SIAM, Philadelphia, pages 35–106, 1983.

- [91] H. Sakaguchi and H.B. Muhlhaus. Hybrid modelling of coupled pore fluid-solid deformation problems. *Pure and Applied Geophysics*, 157 :1889–1904, 2000.
- [92] I.S. Sandler. Review of the development of cap models for geomaterials. In *15<sup>th</sup> ASCE Engineering Mechanics Conference*, Columbia University, New York, NY, June 2-5, 2002.
- [93] I.S. Sandler, L. Dimaggio, Frank, and Y. Baladi, George. Generalized cap model for geological materials. *J. of the Geotechnical Engineering Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, 102 :683–699, 1976.
- [94] I.S. Sandler and D. Rubin. An algorithm and a modular subroutine for the cap model. *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 3 :173–186, 1979.
- [95] E. Schlangen and E.J Garboczi. Fracture simulations of concrete using lattice models : Computational aspects. *Engineering Fracture Mechanics*, 57(2/3) :319–332, 1997.
- [96] J.M. Schmidt. *High pressure and high strain rate behaviour of cementitious materials : experiment and elastic/viscoplastic modeling*. PhD thesis, University of Florida, USA, 2003.
- [97] L. Scholtes. *Modélisation Micro-Mécanique des Milieux Granulaires Partiellement Saturés*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France, 2008.
- [98] L. Scholtes, P.-Y. Hicher, B. Chareyre, F. Nicot, and F. Darve. On the capillary stress tensor in wet granular materials. *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 33 :1289–1313, 2009.
- [99] L.E. Schwer and L.J. Malvar. *Simplified Concrete Modeling with \*MAT-CONCRET-DAMAGE-REL3*. 4.LS-DYNA Anwenderforum, Bamberg 2005, 2005.
- [100] D. Sfer, I. Carol, R. Gettu, and G. Etse. Study of the behaviour of concrete under triaxial compression. *Journal of Engineering Mechanics*, 128(2) :156–163, 2002.
- [101] R. Shafipour and A. Soroush. Fluid coupled - dem modelling of undrained behaviour of granular media. *Computers and Geotechnics*, 35 :673–685, 2008.
- [102] B. Shen and N. Barton. The disturbed zone around tunnels in jointed rock masses. *Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34(1) :117–125, 1997.
- [103] W. Shiu. *Impact de missiles rigides sur structures en béton armé : analyse par la méthode des éléments discrets*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2008.
- [104] L. Sibille. *Modélisations discrètes de la rupture dans les milieux granulaires*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 2006.
- [105] L. Sibille, F.V. Donzé, F. Nicot, B. Chareyre, and F. Darve. From bifurcation to failure in a granular material : a dem analysis. *Acta Geotechnica*, 3 :15–24, 2008.
- [106] J.C. Simo, Ju, and Jiann-Wen. et al. Assessment of cap model : Consistent return algorithms and rate-dependent extension. *J. of Engineering Mechanics*, 114(2) :191–218, 1988.
- [107] J. Sulem and H. Ouffroukh. Shear banding in drained and undrained triaxial tests on a saturated sandstone : Porosity and permeability evolution. *International Journal of Rocks Mechanics and Mining Sciences*, 43 :292–310, 2005.



- [108] M. Terrein. Emission acoustique et comportement mécanique post - critique d'un béton sollicité en traction. *Bulletin de liaison Ponts et Chaussées*, 105 :65–72, 1980.
- [109] K. Terzaghi. Die berechnung der durchlassigkeitsziffer des tones aus dem verlauf der hydrodynamischen spannungserscheinungen. *Sitz. Akad. Wissen., Wien Math. Naturwiss. Kl., Abt. IIa*, 132 :105–124, 1923.
- [110] YM. Tien, DH. Lee, and CH. Juang. A study on the strain and pore water pressure characteristics of sandstone during repeated loading. In *Cundall et al., editors, Key question in rock mechanics*, pages 43–49, Rotterdam, 1988. Balkema.
- [111] V.T. Tran. Etude du comportement du béton par la méthode des éléments discrets : application aux sollicitations dynamiques de type "impact". Master's thesis, INSA de Rennes, Rennes, 2007.
- [112] V.T. Tran, F.V Donzé, and P. Marin. Discrete element model of concrete under high confining pressure. In *Proceeding of the 7th International Conference on Fracture Mechanics of Concrete and Concrete Structures*, volume 1, pages 481–486, Jeju, Korea, 2010.
- [113] V.T. Tran, F.V Donzé, and P. Marin. Numerical simulation of concrete under high confining pressure using discrete element modeling. In *Third edition of the Advances in Geomaterials and Structures*, volume 4, pages 861–866, Djerba, Tunisia, 2010.
- [114] V.T. Tran, F.V Donzé, and P. Marin. A discrete element model of concrete under high triaxial loading. *Cement and Concrete Composites*, doi :10.1016/j.cemconcomp.2011.01.003, 2011.
- [115] V.T. Tran, L. Scholtès, F.V Donzé, and P. Marin. Discrete modeling of geomaterials under extreme loading. In *Discrete element methods, Simulations of Discontinua : Theory and Applications*, page 551, London, England, 25 – 26 August, 2010.
- [116] J.G.M. Van Mier. Mode I fracture of concrete : discontinuous crack growth and crack interface grain bridging. *Cement and Concrete Research*, 21(1) :1–15, 1991.
- [117] J.G.M Van Mier and M.R.A. Van Vliet. Experimentation, numerical simulation and the role of engineering judgement in the fracture mechanics of concrete and concrete structures. *Construction and Building Materials*, 13 :3–14, 1999.
- [118] J.G.M Van Mier, M.R.A. Van Vliet, and T.K. Wang. Fracture mechanisms in particle composites : statistical aspects in lattice type analysis. *Mechanics of Materials*, 34 :705–724, 2002.
- [119] V. Šmilauer, E. Catalano, B. Chareyre, S. Dorofenko, J. Duriez, A. Gladky, J. Kozicki, C. Modenese, L. Scholtès, L. Sibille, J. Stránský, and K. Thoeni. *Yade Documentation*. The Yade Project, 1st edition, 2010. <http://yade-dem.org/doc/>.
- [120] X.H. Vu. *Caractérisation expérimentale du béton sous fort confinement : influences du degré de saturation et du rapport eau/ciment*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2007.
- [121] X.H. Vu, Y. Malecot, and L. Daudeville. Experimental analysis of concrete behaviour under high confinement : effect of the saturation ratio. *International Journal of Solids and Structures*, 46 :1105–1120, 2009.

- [122] H. Walter. *Modélisation 3D par éléments finis du contact avec frottement et de l'endommagement du béton : application à l'étude de fixations ancrées dans une structure en béton*. PhD thesis, INSA Lyon, France, 1999.
- [123] Y. Wang and P. Mora. Macroscopic elastic properties of regular lattices. *J. of the Mechanics and Physics of Solids*, 56(12) :3459–3474, 2008.
- [124] T. Warren, A. Fossum, and D. Frew. Penetration into low-strength (23MPa) concrete : target characterization and simulations. *Int. J. of Impact Engineering*, 30 :477–503, 2004.
- [125] R.G. Whirley and J.O. Hallquist. Dyna3d : A nonlinear explicit three-dimensional finite element code for solid and structural mechanics, user manual. In *Report UCRL-MA-107254*. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, 1991.
- [126] I.O. Yaman, N. Hearn, and H.M. Aktan. Active and non - active porosity in concrete part i : Experimental evidence. *Materials and Structures*, 35(3) :102–109, 2002.
- [127] I.O. Yaman, N. Hearn, and H.M. Aktan. Active and non - active porosity in concrete part ii : Evaluation of existing models. *Materials and Structures*, 35(3) :110–116, 2002.
- [128] K. Yonten, Majid T. Manzari, D. Marzougui, and A. Eskandarian. An assessment of constitutive models of concrete in the crashworthiness simulation of the roadside safety structures. *International Journal of Crashworthiness*, 10(1) :5–19, 2005.
- [129] I. Yurtdas, N. Burlion, and F. Skoczylas. Triaxial mechanical behaviour of mortar : effects of drying. *Cement and Concrete Research*, 34 :1131–1143, 2004.
- [130] RW. Zimmerman. *Compressibility of Sandstones*. Amsterdam : Elsevier, 1991.

