

50376
1990
65

69562

50376
N° d'ordre : 522-1990
65

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE
LILLE FLANDRE-ARTOIS**

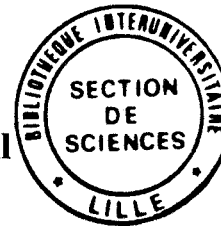
THESE

de Doctorat

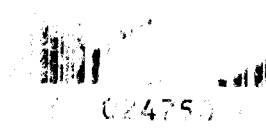
Spécialité : Génie Civil

présentée par

SIBAI Malek
Ingénieur Génie Civil



**Etude de l'interaction fluide-squelette
dans les roches
Méthodes expérimentales et modélisation**



Soutenue le 27 Mai 1990 devant la Commission d'examen

MM. DRAGON A.
CHARLEZ P.
HOMAND F.
SHAHROUR I.
BEREST P.
HENRY J. P.
MEIMON Y.
SHAO J. F.

U. DE POITIERS
TOTAL-CFP
E. G. DE NANCY
I.D.N. -LILLE
ECOLE POLY.(PARIS)
U.S.T.L.F.A.- LILLE
I F P
U.S.T.L.F.A.- LILLE

Président
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

A ma Mère

AVANT-PROPOS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille.

Je remercie Monsieur le Professeur J.P. HENRY d'avoir bien voulu m'accorder sa confiance et me confier cette étude. Je lui sais gré de m'avoir dirigé dans ce travail.

J'adresse tous mes remerciements à Monsieur A. DRAGON qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je souhaite également remercier, Monsieur le Professeur I. SHAHROUR, Monsieur P. CHARLEZ et Madame le Professeur F. HOMAND, rapporteurs de ce mémoire, pour leurs remarques, les échanges enrichissants que nous avons eus et pour avoir accepté de participer au jury.

Ma gratitude va à Monsieur P. BEREST qui a accepté de faire partie de ce jury de thèse.

Je remercie également, Monsieur J.F. SHAO, pour l'aide qu'il m'a toujours amicalement apportée et pour le plaisir qu'il m'a fait d'avoir participé au jury.

Enfin je remercie Madame HENRY qui a dactylographié ce mémoire et mes collègues pour le soutien moral et matériel qu'ils m'ont apporté pendant toute la durée de ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET TECHNIQUE EXPERIMENTALE	4
1.1 RAPPELS SUR LES MODELES UTILISES POUR LE COUPLAGE FLUIDE-SQUELETTE	5
1.2 CAS D'ELASTICITE LINEAIRE EN MILIEU POREUX ..	6
1.3 CAS D'ELASTICITE LINEAIRE ANISOTROPE D'UN MILIEU POREUX.....	9
1.4 CAS D'ELASTICITE NON-LINEAIRE EN MILIEU ISOTROPE.....	11
1.5 CAS D'ELASTOPLASTICITE	11
1.6 TECHNIQUE EXPERIMENTALE	12
1.6.1 Préparation des éprouvettes	12
1.6.2 Installation des jauges	12
1.6.3 Préparation de la jaquette et mise en place de l'éprouvette	13
1.6.4 Description du dispositif expérimental	14
CHAPITRE 2 - ROCHES ISOTROPES (INTERACTION FLUIDE-SQUELETTE POUR DES CHEMINS HYDROSTATI- QUES)	17
2.1 CHEMINS DE CHARGEMENT UTILISE	18
2.1.1 Essai drainé	18
2.1.2 Essai à drainage partiel	20
2.1.3 Essai à $p_c = p_i$	21
2.1.4 Essai non-drainé	22
2.2 ROCHES TESTEES	23
2.2.1 Description des roches testées	23
2.2.2 Caractérisation de l'espace poreux	23
2.2.3 Caractérisation de l'état de microfissuration naturelle	25

2.3	RESULTATS	27
2.3.1	Essai drainé	27
2.3.2	Essai à drainage partiel	28
2.3.3	Essai à $p_c = p_i$	45
2.3.4	Essai non-drainé	46
2.4	INTERPRETATION	49
 CHAPITRE 3 - INFLUENCE DE L'ETAT DE MICROFISSURATION NATURELLE SUR DES CHEMINS HYDROSTATIQUES		51
3.1	ESSAI DRAINE	52
3.2	ESSAI A DRAINAGE PARTIEL	54
3.2.1	Essai dans la zone du serrage	54
3.2.2	Essai près de la zone linéaire	60
3.3	ESSAI A $p_c = p_i$	65
3.4	ESSAI NON-DRAINE	66
3.5	INTERPRETATION	67
	CONCLUSION	68
 CHAPITRE 4 - INFLUENCE DU DEVIATEUR DE CONTRAINTE (ROCHES DILATANTES A FORTE SUCEPTIBILITE A LA FISSURATION)		69
4.1	ETUDE EXPERIMENTALE	70
4.1.1	Essai triaxial drainé	70
4.1.2	Essai triaxial non-drainé	73
4.1.3	Essai triaxial avec des montées en pression interstitielle.....	77
	A - Essai triaxial monotone	77
	B - Essai triaxial chargement-déchargement	83
4.2	VALIDITE DES MODELES EXISTANTS	85

4.3	RELATIONS EMPIRIQUES DU COMPORTEMENT	
	FLUIDE-SQUELETTE	87
4.3.1	Les équations	87
4.3.2	Paramètres d'interaction	89
CHAPITRE 5	- ROCHES TRES POREUSES (CRAIE)	91
5.1	ROCHE TESTEE	92
5.2	ESSAI HYDROSTATIQUE	92
5.2.1	Essai drainé	93
5.2.2	Essai avec des montées en pression intersti- tielle	94
5.2.3	Essai non drainé	97
5.3	ESSAI TRIAXIAL NON DRAINE	99
CHAPITRE 6	- APPLICATIONS	102
6.1	CALCUL DES CONTRAINTES AUTOUR D'UN FORA- GE PETROLIER	105
6.1.1	Résolution par un programme de calcul en élé- ments finis	107
6.1.2	Résultats	109
6.2	CALCUL DE LA PRESSION INTERSTITIELLE POUR UN CHEMIN TRIAXIAL NON DRAINE	115
6.2.1	Equations utilisées	115
6.2.2	Exemple d'application	118
CONCLUSION	119
BIBLIOGRAPHIE	122

NOTATIONS

Les contraintes

σ_{kj}	:	composantes du tenseur des contraintes totales
σ'_{kj}	:	composantes du tenseur des contraintes effectives agissant sur le squelette
p_i	:	pression interstitielle
p_c	:	pression de confinement
p_f	:	pression de fermeture des fissures

Les déformations

ϵ_{kj}	:	composante du tenseur des déformations globales
θ	:	variation de l'espace poreux ramené au volume total
θ_e	:	variation de l'espace poreux due au comportement élastique
θ_F	:	variation de l'espace poreux due à la fissuration
ϵ_v	:	variation volumique globale
ϵ_{vo}	:	porosité des fissures
V_b	:	volume du solide poreux
V_p	:	volume des pores
ϵ^e	:	déformation élastique
ϵ^p	:	déformation plastique
ϵ_{vF}	:	déformation volumique due à la fissuration
ϵ_{ve}	:	déformation volumique due au comportement élastique

Modules de compressibilité

K_B	:	module de compressibilité de l'ensemble solide + fluide en condition drainée
K_u	:	module de compressibilité de l'ensemble solide + fluide en condition non drainée
δ	:	module de compressibilité non gainé (module de compressibilité du squelette)

Module d'Young, module de cisaillement et coefficient de Poisson

E_B	:	module d'Young de l'ensemble solide + fluide en conditions drainées
ν_B	:	coefficient de Poisson en conditions drainées
G	:	module de cisaillement

Autres paramètres

B	:	coefficient de Skempton
β	:	coefficient de contrainte effective de Biot
H	:	coefficient poroélastique de Biot
H_1	:	coefficient poroélastique de Biot
R	:	coefficient poroélastique de Biot
W	:	énergie de déformation élastique
ϕ^P	:	porosité plastique
H_1^*	:	coefficient d'interaction suivant l'axe du chargement
H_3^*	:	coefficient d'interaction dans le plan perpendiculaire au chargement

INTRODUCTION

Le calcul et l'étude de stabilité des réservoirs pétroliers nécessitent la connaissance du comportement des roches. Ce comportement peut être modifié par l'écoulement d'un fluide et la température. La déformabilité des matériaux rocheux dépend donc de leur structure, de la présence du fluide dans les roches et des sollicitations qui leur sont appliquées.

Plusieurs modèles ont abordé le problème du couplage fluide-squelette, mais on trouve dans la littérature très peu de mesures expérimentales. En outre, il semble encore impossible de trouver un modèle de couplage valable pour tous les types des roches, sur tous les chemins de sollicitations.

L'objectif de ce travail a donc été d'étudier expérimentalement le couplage fluide-squelette, pour différentes roches, sous différents chemins de sollicitations, ainsi que sa modélisation.

L'étude expérimentale a porté sur deux types de roches :

- des roches de porosité moyenne à caractère dilatant avec des pores assez bien inter-connectés entre eux. Pour cette étude, nous avons choisi trois grès : le grès de Fontainebleau de 9 % de porosité et deux grès des Vosges de porosités différentes - 11 % et 21 %.
- une roche très poreuse, à caractère contractant. Une craie blanche, de 45 % de porosité, a été choisie pour cette étude. Rappelons que ce type de roche présente un changement progressif de sa structure microporeuse au cours du chargement hydrostatique par "rupture des pores" (pore collapse).

Le travail sera présenté en six chapitres.

Après un rappel sur les différents modèles de couplage fluide-squelette, nous présenterons, dans le premier chapitre, les différents cas des lois de Biot qui seront utilisées pour notre étude expérimentale. Ce bref résumé sur les modèles sera suivi par une présentation générale de la technique expérimentale utilisée.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude du couplage fluide-squelette pour des roches isotropes (grès) sous chargement hydrostatique, et pour différentes conditions : drainé, non drainé, drainage partiel et à pression de confinement égale à la pression interstitielle. Ce chapitre s'achèvera sur une comparaison des résultats obtenus à l'aide de ces différentes méthodes.

Dans le troisième chapitre, une étude expérimentale sur l'influence de l'état de la micro-fissuration naturelle, sera présentée. L'étude menée au deuxième chapitre est alors reconduite sur les mêmes grès, mais après création artificielle des micro-fissures par chauffage.

Dans le quatrième chapitre, nous montrons à partir des essais triaxiaux que la non linéarité transversale du comportement du grès est due essentiellement à une fissuration induite se développant perpendiculairement à la contrainte principale mineure. Ainsi, la fissuration étant orientée, l'interaction fluide-squelette sera anisotrope. Une modélisation empirique du couplage est alors proposée pour tenir compte de la fissuration induite.

Nous présenterons au cinquième chapitre, l'étude expérimentale sur la craie blanche sous sollicitations hydrostatique et triaxiale. Les résultats expérimentaux permettent notamment de mettre en évidence les limites d'application de la loi de contrainte effective.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présenterons d'abord une validation du modèle proposé au quatrième chapitre, pour calculer la pression interstitielle d'un essai non drainé. Ensuite, une application à la distribution de contraintes autour d'un forage pétrolier sera présentée.

Cette étude a été réalisée dans le cadre du Greco-Géomatériaux, en ce qui concerne l'étude du grès de Fontainebleau, et dans le cadre du Groupement Scientifique Géomécanique des roches profondes pour l'étude méthodologique.

CHAPITRE 1

**ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE
ET TECHNIQUE EXPERIMENTALE**

La résolution des problèmes de couplage fluide-squelette dans les roches nécessite, outre les équations d'équilibres et les principes de la thermodynamique, la connaissance des lois de comportements.

Les approches théoriques dont on dispose actuellement pour résoudre les problèmes d'un milieu rocheux poreux peuvent être classées en trois catégories :

- Les approches macroscopiques (Biot [13], Gassman [27], Geertsma [29] ...)
- Approche par la théorie des mélanges (Mandel et al [39])
- Approche par la théorie de l'homogénéisation (Gilbert [30]).

La présente étude se situe dans le cadre d'une approche macroscopique. Cette approche suppose que les concepts et principes de la mécanique des milieux continus sont applicables aux grandeurs macroscopiques mesurables.

Nous allons nous intéresser uniquement aux problèmes quasi-statiques. En d'autres termes, les problèmes d'écoulement ne feront pas l'objet de ce travail.

En général, pour un volume unité de grains solides, il y a un volume total de vides : ce volume est occupé, soit, par du fluide et de l'air, soit, par du fluide seul ou de l'air seul. Si ce volume est entièrement occupé par du fluide, on dit qu'il y a saturation. En effet, la saturation conditionne la compressibilité et la perméabilité de la roche. Dropek [25] a montré l'influence du degré de saturation sur la compressibilité pour le grès de Kayenta. Dans la suite de ce travail, on ne s'intéressera qu'aux milieux poreux saturés (par un seul fluide).

L'objet visé dans notre étude est donc d'étudier le couplage fluide-squelette pour des problèmes quasi-statiques en milieu poreux saturé par un seul fluide.

1.1 RAPPELS SUR LES MODELES UTILISES POUR LE COUPLAGE (APPROCHE MACROSCOPIQUE)

Avant de présenter la théorie de Biot qui a servi à l'étude expérimentale, nous exposons brièvement l'historique de la mécanique des milieux poreux. Quettier et Laurent [36] ont présenté dans leur rapport une synthèse complète du comportement des milieux poreux consolidés. Dans ce rapport, on trouve la comparaison entre les différentes notations concernant les compressibilités et les coefficients poroélastiques utilisés par différents auteurs.

Historiquement, c'est Terzaghi qui, en 1923, a formulé empiriquement la loi de contrainte effective, pour le matériau sans cohésion :

$$(1.1) \quad \sigma_{jk} = \sigma'_{jk} - p_i \delta_{jk}$$

avec : σ_{jk} : contraintes totales

- σ'_{jk} : contraintes effectives
 p_i : pression interstitielle

Mais, il n'est plus possible d'utiliser cette loi dans le cas des problèmes de mécanique des roches où il y a une cohésion non négligeable.

Biot, en 1941, [2] a le premier précisé le couplage fluide-squelette. Sa théorie peut être considérée comme une généralisation tridimensionnelle de la loi de Terzaghi pour un milieu élastique linéaire isotrope. Geertsma [28], [29] a trouvé des résultats semblables à ceux obtenus par Biot en utilisant le théorème de réciprocité. Ensuite, une généralisation aux matériaux élastiques anisotropes a été développée par Biot [3], [4], [5], [6], [7], et Carroll [14]. Quant au couplage pour des matériaux élastiques non linéaires, il a été abordé par Biot [8], [10], [11], [12], Van der Knaap [51], et Carroll [15]. Par ailleurs, le couplage dans le domaine plastique a été étudié par Yamada [52], et T.Lindsay [50].

Dans la plupart des articles précédents, le problème n'a pas été clairement formulé sur le plan thermodynamique. Enfin, Coussy [20], [21] a récemment établi une théorie générale de la thermomécanique des milieux poreux en utilisant les principes de conservation. Dans le cas des milieux continus classiques, on décrit les phénomènes dans l'hypothèse des petites déformations ; ceci est justifié par le fait que les milieux sont supposés thermodynamiquement fermés. En revanche, un milieu poreux est thermodynamiquement ouvert, car il échange de la masse fluide avec l'extérieur au cours des transformations. Ce caractère ouvert impose d'écrire les équations en transformations finies sous peine de commettre des erreurs importantes, particulièrement sur le bilan massique.

Du fait que notre étude expérimentale est basée sur la théorie de Biot, il est important de l'exposer, et de voir les paramètres qui entrent en jeu dans les différents cas : élasticité linéaire isotrope, élasticité linéaire anisotrope, et élasticité non linéaire isotrope.

1.2 ELASTICITE LINEAIRE EN MILIEU POREUX ISOTROPE

Nous rappelons d'abord les hypothèses nécessaires à l'établissement de cette théorie [2] :

- le matériau est isotrope et homogène,
- les relations contraintes-déformations sont linéaires et réversibles,
- les déformations sont petites,
- la transformation est supposée, soit, isotherme, soit, adiabatique.

L'idée de Biot [2] est de prendre pour base la loi de Hooke décrivant l'élasticité linéaire pour des matériaux isotropes sans effet de pression interstitielle p_i , et d'y introduire de façon linéaire l'effet de p_i sur les déformations ϵ_{ij} et θ (θ est la variation de la teneur en fluide rapportée au volume total) au moyen des constantes H, H_1 et R .

$$(1.2) \quad \epsilon_{ij} = \frac{1 + \nu_B}{E_B} \sigma_{ij} - \frac{\nu_B}{E_B} \text{trace } \sigma \delta_{ij} + \frac{p_i}{3H} \delta_{ij}$$

avec : p_i : pression interstitielle

E_B : module d'Young en condition drainée
 ν_B : coefficient de Poisson en condition drainée
 H : coefficient de Biot

L'hypothèse d'isotropie implique que l'effet de p_i est identique dans toutes les directions, le fluide ne reprend pas de cisaillements. Dans la relation 1.2, il est également supposé que la variation de volume du fluide sera décrite par :

$$(1.3) \quad \theta = \frac{1}{3H_1} \text{trace } \sigma + \frac{p_i}{R}$$

avec : θ : variation de teneur en fluide rapportée au volume total
 H_1, R : constantes physiques

Supposons qu'il existe un potentiel d'énergie de déformation élastique qui est fonction de sept variables de déformations. Les sept variables de déformations sont les six variables de déformations globales et la variation de teneur en fluide. L'énergie élastique s'écrit donc sous la forme :

$$(1.4) \quad W = \frac{1}{2} [\sigma_{jk} \varepsilon_{jk} + p_i \theta]$$

Rappelons la définition de l'existence d'un potentiel d'énergie de déformation élastique :

$$(1.5) \quad \frac{\partial W}{\partial \varepsilon_{jk}} = \sigma_{jk} \quad \text{et} \quad \frac{\partial W}{\partial \theta} = p_i$$

Pour un chemin hydrostatique, Biot [1] a montré facilement que :

$$(1.6) \quad H_1 = H$$

En inversant la relation (1.2), on aboutit à la relation de "contrainte effective" :

$$(1.7) \quad \sigma_{jk} = 2G \left(\varepsilon_{jk} + \frac{\nu_B \text{trace } \varepsilon}{1 - 2\nu_B} \right) - \beta p_i \delta_{jk}$$

avec :

$$(1.8) \quad \beta = \frac{2(1 + \nu_B)}{3(1 - 2\nu_B)} \frac{G}{H}$$

β est le coefficient de contrainte effective de Biot.
 G est le module de cisaillement

L'équation (1.7) peut se mettre sous la forme :

L'équation (1.7) peut se mettre sous la forme :

$$(1.9) \quad \sigma_{jk} + \beta p_i \delta_{jk} = 2G \left(\epsilon_{jk} - \frac{v_B \text{trace } \epsilon}{1 - 2v_B} \delta_{jk} \right)$$

Cette relation permet de montrer que la contrainte qui agit "effectivement" sur le squelette poreux pour provoquer une déformation globale décrite par le tenseur ϵ vaut :

$$(1.10) \quad \sigma'_{jk} = \sigma_{jk} + \beta p_i \delta_{jk}$$

σ'_{jk} est appelée la contrainte effective [18], [19].

Des résultats semblables ont été obtenus par Geertsma en utilisant la notion de volume de pores (V_p), et de volume du solide poreux (V_b) (figure 1.1). Il a montré que :

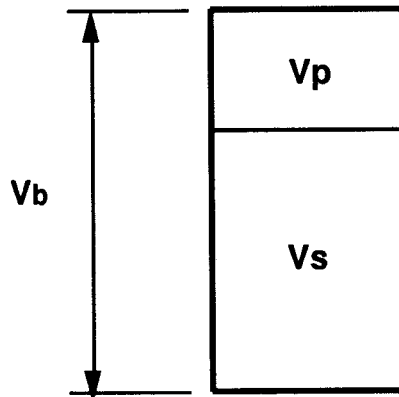


Figure 1.1

$$\frac{\partial V_b}{\partial p_i} = \frac{\partial V_p}{\partial \sigma_M} \quad \text{ou} \quad \sigma_M = \frac{\text{trace } \sigma}{3}$$

Ceci est une conséquence du théorème de réciprocité.

Par ailleurs, si on applique à l'éprouvette une contrainte totale isotrope égale à la pression interstitielle :

$$(1.11) \quad \sigma_{kj} = p_i \delta_{kj}$$

la déformation isotrope volumique est égale à :

$$\varepsilon_{kk} = \left(\frac{1}{K_B} - \frac{1}{H} \right) p_i$$

Cette variation de volume n'est due qu'à la compressibilité de la matrice solide, Panet [43]. Si on appelle δ le module de compressibilité du solide matriciel (compressibilité non gainée, Biot [7]), on a la relation :

$$(1.12) \quad \frac{1}{\delta} = \frac{1}{K_B} - \frac{1}{H}$$

où

$$(1.13) \quad \beta = \frac{K}{H} = 1 - \frac{K_B}{\delta}$$

1.3 ELASTICITE LINEAIRE ANISOTROPE D'UN MILIEU POREUX

La précédente théorie a été généralisée aux matériaux anisotropes par Biot [4] [6] et Carrol [14]. Les hypothèses sont les mêmes que dans le paragraphe précédent.

Dans le cas d'une anisotropie complète, nous avons vingt huit coefficients :

et 21 coefficients d'élasticité linéaire
7 coefficients relatifs au fluide.

Nous allons seulement donner ici les relations contraintes-déformations dans le cas d'isotropie transverse (isotropie dans le plan (2,3)). Dans le repère d'orthotropie, nous aurons :

$$(1.14) \quad \begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{1}{E_1} \sigma_{11} - \frac{\nu_{31}}{E_3} (\sigma_{33} + \sigma_{22}) - \frac{p_i}{H_1} \\ \varepsilon_{22} &= \frac{1}{E_3} [\sigma_{22} - \nu_{32} \sigma_{33} - \nu_{31} \sigma_{11}] - \frac{p_i}{H_3} \\ \varepsilon_{33} &= \frac{1}{E_3} [\sigma_{33} - \nu_{32} \sigma_{22} - \nu_{31} \sigma_{11}] - \frac{p_i}{H_3} \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{12} = G_{12} \sigma_{12}$$

$$\varepsilon_{13} = G_{12} \sigma_{13}$$

$$\varepsilon_{23} = G_{23} \sigma_{23}$$

Le matériau est donc caractérisé par huit coefficients indépendants :

- 2 modules d'Young E_1, E_3
- 2 coefficients de contraction ν_{12}, ν_{13}
- 2 modules de cisaillement G_{12} et G_{23}
- 2 coefficients de Biot : H_3 dans le plan 2-3, H_1 suivant la direction 1.

La variation du volume du fluide est caractérisée par :

$$(1.15) \quad \theta = \frac{\sigma_{11}}{L_1} + \frac{\sigma_{22} + \sigma_{33}}{L_3} + \frac{p_i}{R}$$

où L_1, L_3, R sont des constantes.

De la même manière que dans le cas isotrope, on suppose l'existence d'un potentiel de déformation élastique W :

$$(1.16) \quad \frac{\partial W}{\partial \epsilon_{jk}} = \sigma_{jk} \quad \frac{\partial W}{\partial p_i} = \theta$$

On peut montrer alors sans difficultés que :

$$(1.17) \quad L_1 = H_1 \quad \text{et} \quad L_3 = H_3$$

En inversant les relations contraintes-déformations (1.14), on obtient les relations de "contraintes effectives" sous la forme :

$$(1.18) \quad \begin{aligned} \sigma_{11} &= C \epsilon_{11} + F (\epsilon_{22} + \epsilon_{33}) - \beta_1 p_i \\ \sigma_{22} &= 2 N \epsilon_{22} + A (\epsilon_{22} + \epsilon_{33}) + F \epsilon_{11} - \beta_3 p_i \\ \sigma_{33} &= 2 N \epsilon_{33} + A (\epsilon_{22} + \epsilon_{33}) + F \epsilon_{11} - \beta_3 p_i \end{aligned}$$

avec : A, F, N et C coefficients élastiques.

On remarque ici l'existence de deux coefficients de contraintes effectives β_1, β_3 . Dans le cas général d'anisotropie, l'action du fluide sera décrite par un tenseur $\bar{\beta}$ et le tenseur de contrainte effective sera $\bar{\sigma} + \bar{\beta} p_i$

1.4 ELASTICITE NON LINEAIRE EN MILIEU ISOTROPE

Biot a généralisé sa théorie à l'élasticité non linéaire [9], [11], [12]. Dans son article de 1971 [12], il a exposé deux cas d'élasticité non linéaire, l'élasticité générale en milieu isotrope, et puis une approche théorique de la semi-linéarité des milieux poreux. Dans ce dernier cas, le comportement linéaire est représenté par une dépendance du volume solide en fonction des contraintes et pression de pore. Le comportement non linéaire est une conséquence d'effets géométriques locaux. Dans le cas d'une contrainte externe isotrope, Van der Knaap [51] a trouvé des relations empiriques identiques à celle de Biot. Ces relations ont été bien vérifiées sur le grès de Belait ayant 15 % de porosité.

1.5 ELASTOPLASTICITE

Pour décrire le comportement plastique, classiquement, on divise la déformation totale $d\varepsilon_{ij}$ en une partie élastique $d\varepsilon_{ij}^e$ et une partie plastique $d\varepsilon_{ij}^p$. Les relations incrémentales entre les contraintes et les déformations en conditions drainées peuvent s'écrire, sous la forme :

$$(1.19) \quad d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p$$

Mais dans le cas d'une interaction fluide-squelette, la notion même de déformation plastique ε_{ij}^p , est ambiguë.

Thomas [50] a montré expérimentalement que la loi de contrainte effective de Terzaghi est valable pour certaines roches (craie de Damian), mais n'est plus satisfaisante pour d'autres (craie d'Austin). Par ailleurs, ce couplage a été théoriquement abordé par Maier et Muecke [38], Small J.C. et al [48] et Yamada et al [52]. Ces derniers ont montré pour un cycle de chargement-déchargement hydrostatique sur un chemin non drainé que les déformations plastiques entraînent une augmentation résiduelle de la pression interstitielle. De ce fait, les relations contraintes-déformations prennent la forme suivante :

$$(1.20) \quad \begin{aligned} d\varepsilon_{ij} &= d\varepsilon_{ij}' + d\varepsilon_{ij}'' + d\varepsilon_{ij}^p && \text{en chargement} \\ d\varepsilon_{ij} &= d\varepsilon_{ij}' && \text{en déchargement} \end{aligned}$$

où :

$d\varepsilon'_{ij}$: tenseur de déformation élastique, calculé à partir des contraintes effectives [26], [42]

$d\varepsilon''_{ij}$: est une réponse élastique (dont la cause est le comportement plastique)

$d\varepsilon_{ij}^p$: est la déformation plastique.

Coussy [21] a fait une application de sa théorie générale de la thermomécanique des milieux poreux, au cas de la thermoporoelastoplasticité, en montrant qu'il y a deux notions différentes qui peuvent jouer dans ce cas : la loi de contrainte effective de Biot avec son coefficient β (b : Coussy), et la notion de la porosité plastique (ϕ^P).

CONCLUSION :

A partir de ce bref résumé des différentes approches en mécanique des milieux poreux, on peut dégager les conclusions suivantes :

- en élasticité linéaire et isotrope, quatre modules sont nécessaires pour décrire le comportement : E_B , ν_B , H et R . A partir de ces quatre modules, on peut déterminer le coefficient β qui intervient dans la loi de contrainte effective. Cependant, selon la technique utilisée β pourra être calculé à partir d'autres modules (chapitre 2). En élasticité linéaire anisotrope, le couplage est décrit par un tenseur β .
- en élasticité non linéaire, le terme β n'est pas constant. Le problème de l'élastoplasticité est plus compliqué, et manque encore de validation par l'expérience.

1.6 TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Nous présentons ici la technique expérimentale utilisée pour réaliser nos essais. Cette technique est nécessaire pour obtenir des résultats exploitables .

1.6.1 PREPARATION DES EPROUVETTES

Tous les échantillons destinés à nos essais ont pratiquement les mêmes dimensions (environ 65 mm de diamètre et 110 mm de hauteur).

Les bases de l'éprouvette ont été rectifiées de manière à obtenir des sections bien parallèles.

1.6.2 INSTALLATION DES JAUGES

C'est l'opération la plus délicate car elle conditionne la réussite de l'essai. Tout échec à ce niveau conduit à une perte énorme en temps et en produits très coûteux. Il est donc indispensable que les étapes ci-dessous soient réalisées en prenant toutes les précautions possibles [41].

Etape 1

Afin d'obtenir un collage efficace sur la surface de la roche, il est nécessaire de réaliser une sous couche d'adhérence. Cette sous couche est obtenue par application sur l'aire de collage (environ le double de la surface de la jauge utilisée) d'une colle (strain gage Cement Pc-12 Kyowa). Pour accélérer l'opération de polymérisation, l'éprouvette est chauffée à 80°C pendant 20 heures environ.

Etape 2

Afin que les signaux de jauges indiquent la déformation réelle de l'échantillon, il est nécessaire de réduire l'épaisseur de la sous couche d'adhérence sans toutefois atteindre la structure. Cette opération est très délicate et manuellement réalisée au papier abrasif.

Etape 3

On procède ensuite au collage des jauges. La colle utilisée est une colle au méthyl-2-cyanoacrylate qui polymérise presque instantanément (Vishay-Micromesures M-200).

Etape 4

Les pattes de sortie de jauge et les fils de connexion sont soudés sur des cosses relais. Les cosses relais sont collées sur l'échantillon avec le méthyl-2-cyanoacrylate. Les fils de connexion ont un diamètre de 2/100 mm.

Etape 5

Finalement, les jauges sont isolées par quatre couches de produits Vishay-Micromesures :

- couche de "M coat A" . sèche en 20 mn
- couche de "M coat B" . sèche en 1 heure
- couche de "M coat C" . sèche en 1 heure
- couche de "M coat D" . sèche en 30 mn

Cet enrobage doit résister aux effets de fluide.

1.6.3 PREPARATION DE LA JAQUETTE ET MISE EN PLACE DE L'EPROUVETTE

Le matériel utilisé est composé essentiellement :

- d'une pompe à vide
- d'une cloche à vide
- d'un moule

Le silastène utilisé pour faire la jaquette s'obtient par un mélange de 4 produits Rhône-Poulenc dont les proportions en pourcentage de la masse totale utilisée sont :

RTV 147 A	:	58 %
RTV 147 B	:	8 %
RTV 148 A	:	25 %
huile 47 V20	:	9 %

Les proportions doivent être strictement respectées. Le mélange est rendu homogène dans un cristalliseur parfaitement nettoyé et dégraissé à l'aide de trichlo-éthylène. Il est nécessaire de procéder à un dégazage sous cloche, et puis de couler le silastène dans le moule sous vide, afin de permettre l'explosion des bulles d'air. Le moule est ensuite placé dans une étuve à 80°C pendant 10 heures environ.

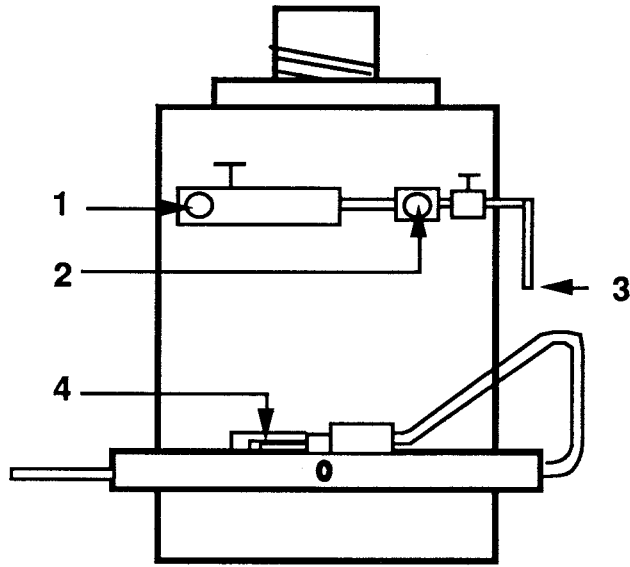
Pour mettre l'éprouvette en place, nous perçons des trous à travers la jaquette. L'éprouvette étant mise en place, nous tirons les fils au maximum et nous rebouchons les trous par application d'un silicone (GB 2 - Vishay Micromesures) [41].

1.6.4 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

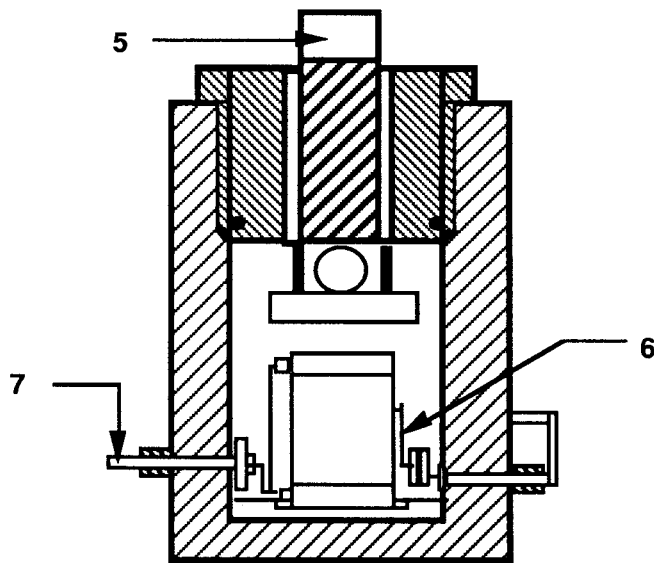
Le dispositif expérimental se compose :

- d'une presse hydraulique "Los system" de 250 tonnes,
- de deux pompes "Gilson" pour injecter le fluide à l'intérieur de l'échantillon (soit en haut, soit en bas),
- d'une pompe "Gilson" pour injecter l'huile de confinement,
- d'un capteur de déplacement pour mesurer les déformations globales de l'échantillon (comparateur de précision 1/1 000 mm)
- des capillaires pour la mesure de la variation de volume des pores. On dispose de deux capillaires pour l'injection et de deux capillaires pour la sortie du fluide,
- d'une chaîne de mesure des déformations,
- deux circuits sont utilisés :
 - circuit à alcool qui permet de faire varier la pression interstitielle
 - circuit à huile permettant de monter en pression de confinement dans la cellule triaxiale,
- d'une cellule triaxiale (figure 1.2) de capacité 60 MPa. Cette cellule est composée de :
 1. Entrée de remplissage de la cellule en huile
 2. Entrée du circuit (variation de la pression de confinement P_c)
 3. Evacuation du surplus de la pression de confinement P_c
 4. Fils des jauges (extérieur de la cellule)
 5. Piston
 6. Fils des jauges (intérieur de la cellule)
 7. Circuit de saturation

Le montage expérimental est schématiquement présenté sur la figure (1.3).



(a)



(b)

Figure 1.2
Cellule triaxiale
a) Vue de l'extérieur
b) Vue de l'intérieur

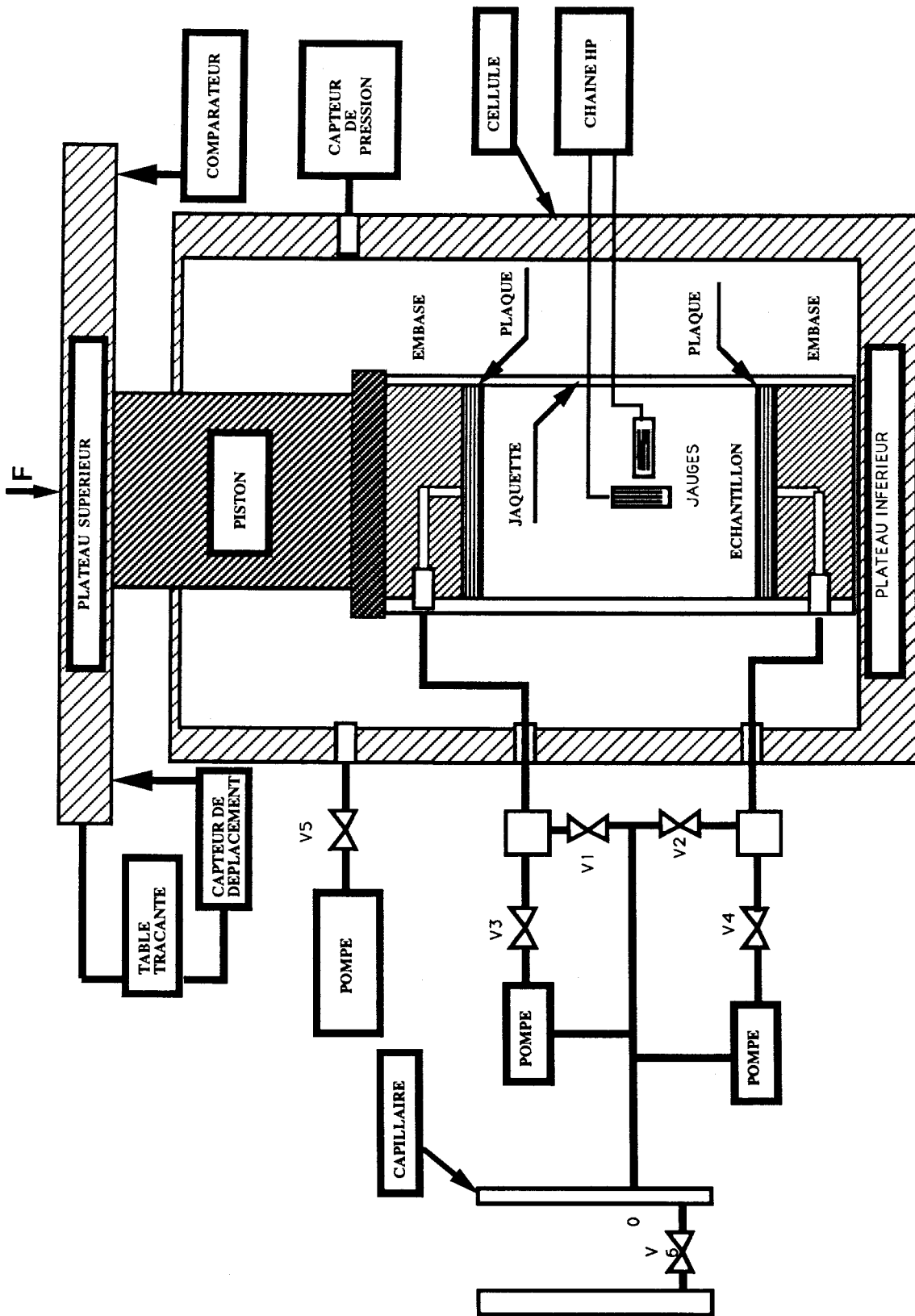


Figure 1.3
Dispositif expérimental

CHAPITRE 2
ROCHES ISOTROPES
INTERACTION FLUIDE-SQUELETTE
POUR DES CHEMINS HYDROSTATIQUES

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la mesure des coefficients caractérisant le couplage fluide-squelette dans le cas de **roches isotropes**. Nous supposons que les roches possèdent des microfissures naturelles, ce qui nous amènera à distinguer deux zones de comportement :

- une zone de fermeture de fissures à comportement non linéaire,
- une zone où toutes les microfissures sont fermées et où le comportement sous chargement hydrostatique est linéaire.

Les théories de Biot ont été assez peu étayées par des expériences publiées. Le but de ce chapitre est donc :

- de préciser les procédures expérimentales utilisées dans le cadre d'un matériel donné (assez peu sophistiqué),
- de mesurer les coefficients dans le cadre de la théorie de Biot, et de vérifier la validité de l'hypothèse de l'existence d'un potentiel d'énergie élastique (qui permet d'écrire $H_1 = H$ (chapitre 1)).

Pour réaliser les essais hydrostatiques et triaxiaux de révolution, nous avons utilisé le montage expérimental qui est schématiquement représenté par la figure 1.3.

Etant saturée en méthanol, l'éprouvette est placée entre deux embases métalliques, et gainée par une jaquette en silastène. Chaque embase est percée et reliée au capillaire de mesure par un tuyau métallique fin de 1 mm de diamètre qui traverse la cellule. Ces deux tuyaux métalliques sont reliés à deux pompes Gilson à haute pression.

2.1 CHEMINS DE CHARGEMENT UTILISES

Compte tenu du matériel disponible au Laboratoire, nous avons utilisé un certain nombre de chemins de chargement dans le plan pression interstitielle p_i - pression de confinement p_c [47].

2.1.1 ESSAI DRAINE

C'est le chemin le plus simple. Dans ce cas, la pression de confinement p_c est appliquée par une pompe Gilson (la vanne 5 est ouverte). Le drainage s'effectue par les deux embases $p_i = 0$ (les vannes V_1, V_2 sont ouvertes).

La valeur de la variation de volume globale a été mesurée par les jauges collées sur l'échantillon ($\epsilon_v = \epsilon_l + 2\epsilon_t$), où ϵ_l est la déformation de la jauge longitudinale et ϵ_t la déformation transversale. La variation de l'espace poreux θ est mesurée par l'intermédiaire du fluide expulsé, au cours du chargement. Cette variation est donnée par les capillaires.

A partir des relations 1.2 et 1.3 , nous aurons :

$$\varepsilon_v = \frac{p_c}{K_B} \quad (2.1)$$

$$\theta = \frac{p_c}{H_1}$$

les relations (2.1) permettent de calculer le coefficient de Biot β :

$$\beta = \frac{2(1 + \nu_B)}{3(1 - 2\nu_B)} \frac{G}{H_1} = \frac{K_B}{H_1} \quad (2.2)$$

Dans le plan $(p_i - p_c)$ le chemin drainé est un chemin de type A (figure 2.1), ou de type B (état de référence $p_i = p_o$).

Cependant, des chemins de type B nécessitent un asservissement sur la pression interstitielle. Nous n'avons pas pu l'utiliser faute d'asservissement.

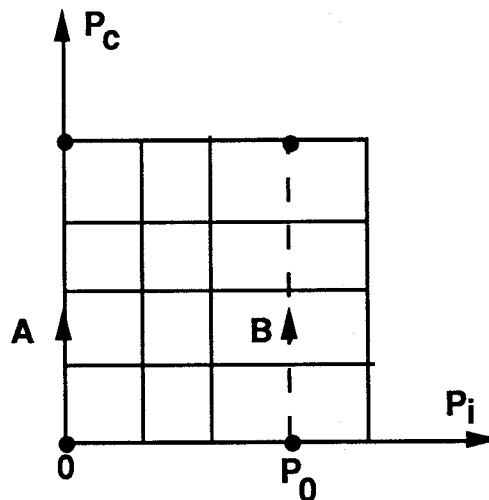


Figure 2.1
Chemin drainé

Dans ce type de chemin, nous pouvons enregistrer la variation de volume globale ε_v et la variation de volume poreux θ en fonction de p_c .

Notons que la courbe $(p_c - \varepsilon_v)$ représente les résultats de l'essai classique de compressibilité en mécanique des roches. Cet essai caractérise la porosité de fissure ε_{v0} par l'étude de la partie initiale incurvée (zone de fermeture de fissure). Toutes les fissures sont fermées à la pression p_f (figure 2.5).

2.1.2 ESSAI A DRAINAGE PARTIEL

essais à p_i : constante et p_c variable
et essais à p_c : constante et p_i variable

Procédure expérimentale

Ces essais peuvent être effectués dans la zone de serrage ou dans la zone linéaire. Un exemple est donné par la figure 2.2.

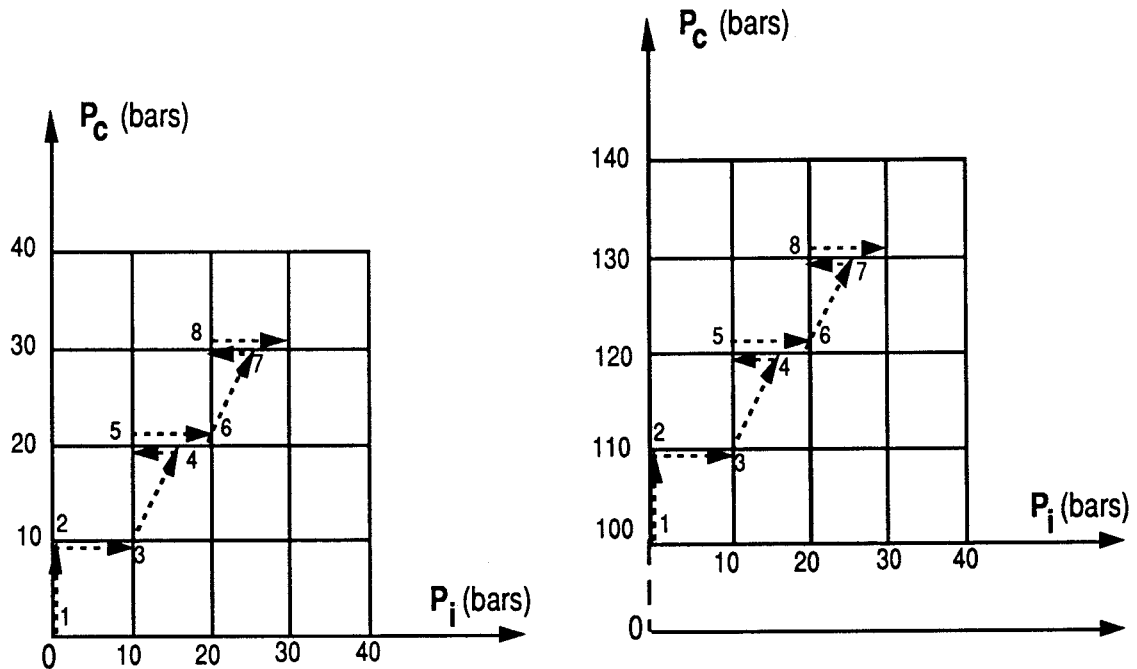


Figure 2.2
essai à drainage partiel

L'essai consiste à monter, par paliers de 1 MPa, en pression de confinement p_c , puis en pression interstitielle p_i .

A partir du point 1 (avant ou après la zone de serrage), on monte en pression de confinement p_c jusqu'au point 2 de manière drainée (les vannes 1, 2 sont ouvertes) ; on augmente ensuite la pression interstitielle p_i jusqu'au point 3 (les vannes 1, 2, 3 et 5 sont fermées, et la vanne 4 est ouverte pour effectuer une augmentation en pression interstitielle par l'intermédiaire de la pompe Gilson). Après une variation de pression choisie, la vanne 4 est fermée. Une remontée en pression de confinement est alors effectuée sur un chemin non drainé (chemin 3, 4) ; cette augmentation de p_c entraîne une augmentation de la pression de fluide p_i . Celle-ci est ramenée à la pression correspondant au point 3, en ouvrant la vanne 1, et en contrôlant la pression à chaque extrémité de l'échantillon par l'intermédiaire des deux manomètres (chemin 4, 5).

La procédure est alors répétée. Les variations de volume de fluide sont mesurées par les capillaires, et les variations de volume globales par les jauges. Il faut noter que nous avons utilisé deux circuits différents :

- circuit d'huile qui permet de monter en pression de confinement dans la cellule triaxiale par une pompe type "Gilson",
- circuit de pression interstitielle (méthanol) piloté également par une pompe "Gilson".

Ainsi, entre les points 2-3, 5-6, 8-9 ..., l'essai est mené à $p_c = \text{constante}$ ($\Delta p_c = 0$), et entre les points 3-5, 6-8, 9-11 ... l'essai est mené à $p_i = \text{constante}$ ($\Delta p_i = 0$). Le passage par un chemin non drainé est nécessaire car la pression ne peut être diminuée de façon asservie.

Essai à $p_i = \text{constante}$

C'est un essai drainé décrit au paragraphe précédent. Nous aurons :

$$(2.3) \quad \Delta \varepsilon_v = \frac{\Delta p_c}{K_B}$$

$$\Delta \theta = \frac{\Delta p_c}{H_1}$$

Essai à $p_c = \text{constante}$

Dans ce cas, les relations de Biot 1.2 et 1.3 s'écrivent :

$$(2.4) \quad \Delta \varepsilon_v = \frac{\Delta p_i}{H}$$

$$\Delta \theta = \frac{\Delta p_i}{R}$$

2.1.3 ESSAI A $p_i = p_c$

Dans le principe, il suffit d'enlever la gaine de l'échantillon. Ceci n'est pas possible car la montée en pression de confinement s'effectue par l'intermédiaire d'huile et celle de p_i par l'alcool. Ce point oblige à une procédure spéciale (figure 2.4).

Une application préalable d'une pression de confinement de 1 MPa est nécessaire pour chasser le fluide prisonnier entre gaine et échantillon, et entre embase et échantillon. Ensuite, un chemin (2-3) à $p_c = \text{constante}$ est effectué, puis un chemin non drainé (3-4) comme décrit au paragraphe précédent. Après fermeture des vannes V_1, V_2, V_3 et V_5 , la vanne 4 est ouverte de façon à ramener la pression interstitielle p_i à la valeur de p_c . Ainsi, entre les points (1-3), (3-5) ... l'essai est mené à $p_i = p_c$.

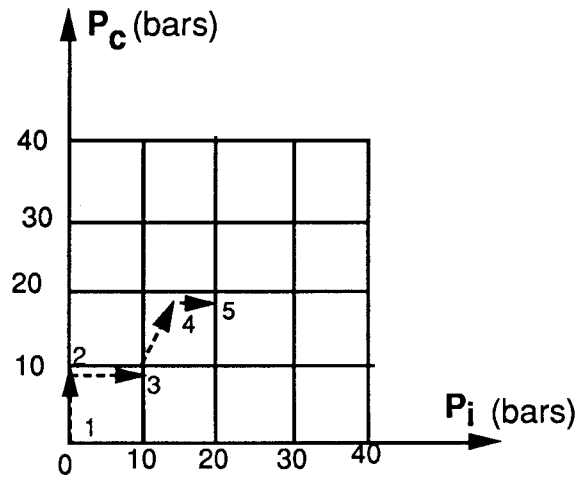


Figure 2.3
Essai à $p_i = p_c$

Dans ce cas, les relations de Biot s'écrivent :

$$(2.5) \quad \Delta \epsilon_v = \Delta p \left[\frac{1}{K_B} + \frac{1}{H} \right] = \frac{\Delta p}{\delta}$$

Le coefficient de Biot β est donné par la relation (1.13)

2.1.4 ESSAI NON DRAINE

On appelle essai non drainé, un essai au cours duquel les variations de chargement n'entraînent aucune variation de masse de fluide $\Delta \theta = 0$, Charlez [15], [16]. En effet, en conditions non drainées (les vannes V_1, V_2, V_3, V_4 sont fermées), la pression interstitielle augmente en fonction de la pression de confinement (la vanne V_5 est ouverte). La pente de la partie linéaire de la courbe $p_i - p_c$ est égale au coefficient de Skempton.

$$(2.6) \quad \Delta p_i = B \Delta p_c$$

La pente de la partie linéaire de la courbe $p_c - \varepsilon_v$ donne le module de compressibilité non drainé :

$$(2.7) \quad \Delta \varepsilon_v = \frac{\Delta p_c}{K_U}$$

On peut facilement calculer le coefficient de Biot β , dans le cas non drainé, ce coefficient vaut :

$$(2.8) \quad \beta = \frac{1}{B} \left(1 - \frac{K_B}{K_U} \right)$$

où K_U compressibilité non drainée.

2.2 ROCHES TESTEES

2.2.1 DESCRIPTION DES ROCHES TESTEES

L'étude a porté sur trois grès différents :

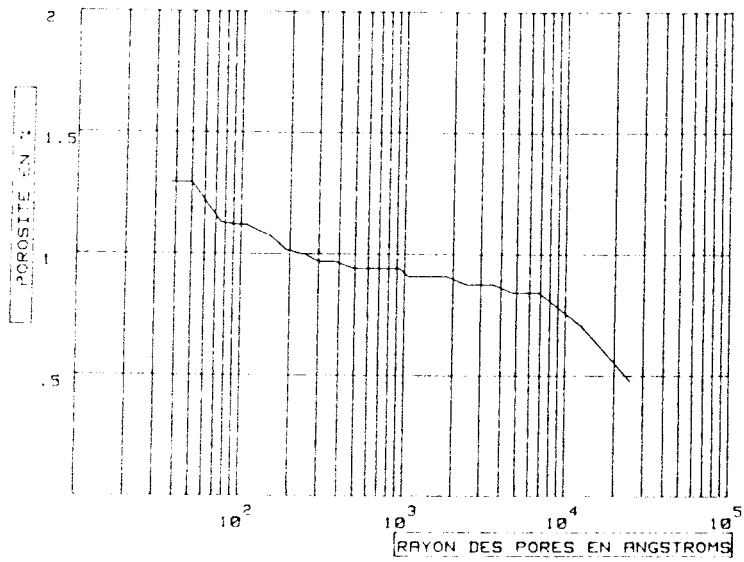
- I. Grès de Fontainebleau à 9 % de porosité
- II. Grès des Vosges à 11 % de porosité
- III. Grès des Vosges à 21 % de porosité

Le choix de ces roches se justifie par une porosité assez importante ; les pores sont bien connectés entre eux, ce qui simplifie la saturation de l'échantillon, et la montée en pression interstitielle s'effectue d'une manière uniforme au long de l'échantillon. Ces roches poreuses d'aspect très homogène sont essentiellement formées de grains de quartz [49] [1]. L'espace poreux est constitué de microfissures et de pores. Ces deux espaces poreux sont caractérisés ci-après.

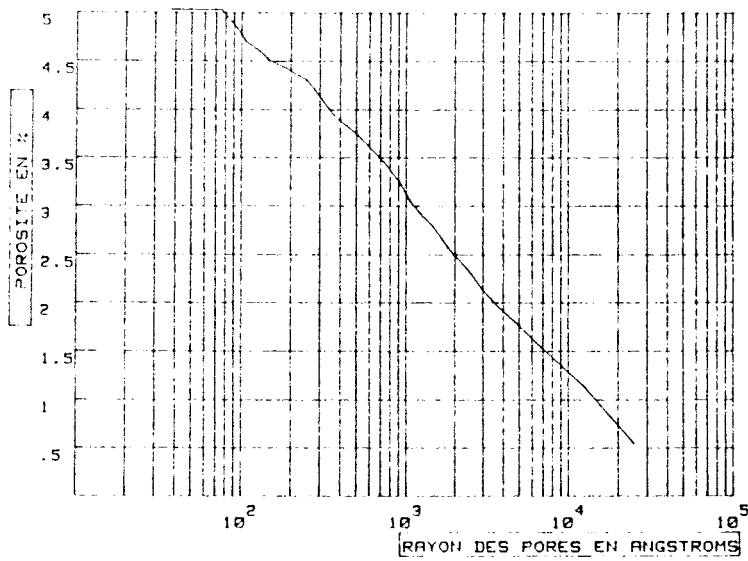
2.2.2 CARACTERISATION DE L'ESPACE POREUX

La porosité des grès étudiés est le facteur dominant qui en guide le comportement mécanique sous pression hydrostatique [47].

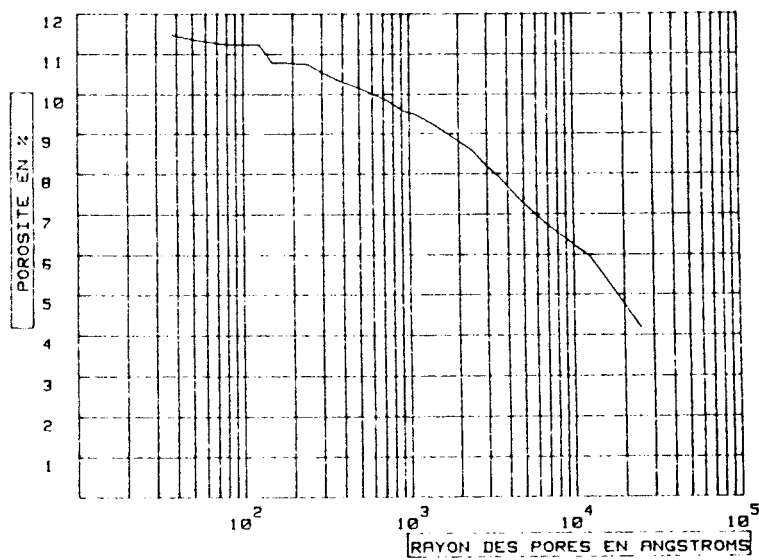
La porosité **ouverte totale** de ces roches a été mesurée par porosimétrie au mercure (porosimètre Carlo Erba 200 MPa [21]). Cette porosité est la somme de la macroporosité, c'est-à-dire du volume correspondant aux pores de rayon supérieur à 75 000 Å et de la microporosité. Dans le tableau 2.1, nous présentons la macroporosité.



a) Grès I



b) Grès II



c) Grès III

Figure 2.4

Courbe de porosité cumulée en fonction de rayon

	Grès I	Grès II	Grès III
macroporosité %	7.83	6.08	9.4

Tableau 2.1
Macroporosité des grès étudiés

Dans la figure 2.4, nous avons présenté les courbes de microporosité cumulée. Nous constatons que les rayons des pores se situent entre 40 Å et 75 000 Å pour les trois grès, et que la macroporosité est très importante surtout pour le grès de Fontainebleau qui présente une macroporosité nettement plus importante que la microporosité.

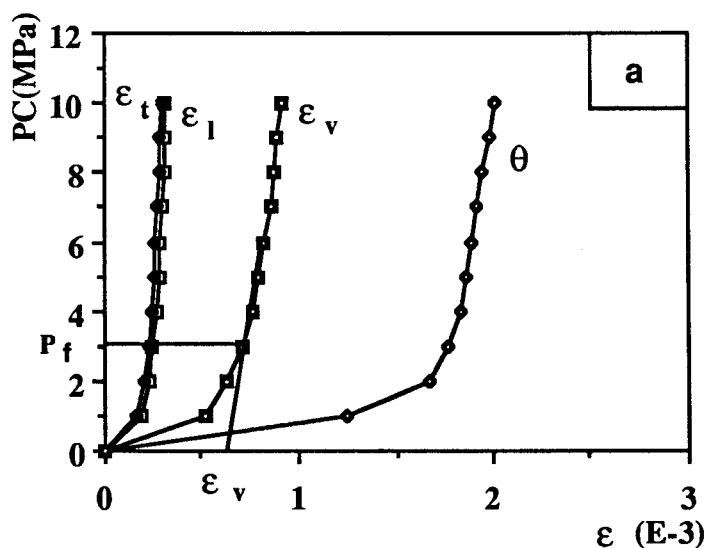
Dans le tableau 2.2, nous présentons la porosité ouverte totale des grès.

	Grès I	Grès II	Grès III
porosité totale %	9	11	21

Tableau 2.2
Porosité ouverte totale

2.2.3 CARACTERISATION DE L'ETAT DE MICROFISSURATION NATURELLE

L'état de microfissuration naturelle peut s'évaluer à l'aide d'un essai de compressibilité qui correspond, si l'échantillon est bien saturé, à l'essai drainé décrit au paragraphe 2.1.1. Les résultats pour les diverses roches sont donnés par la figure 2.5 .



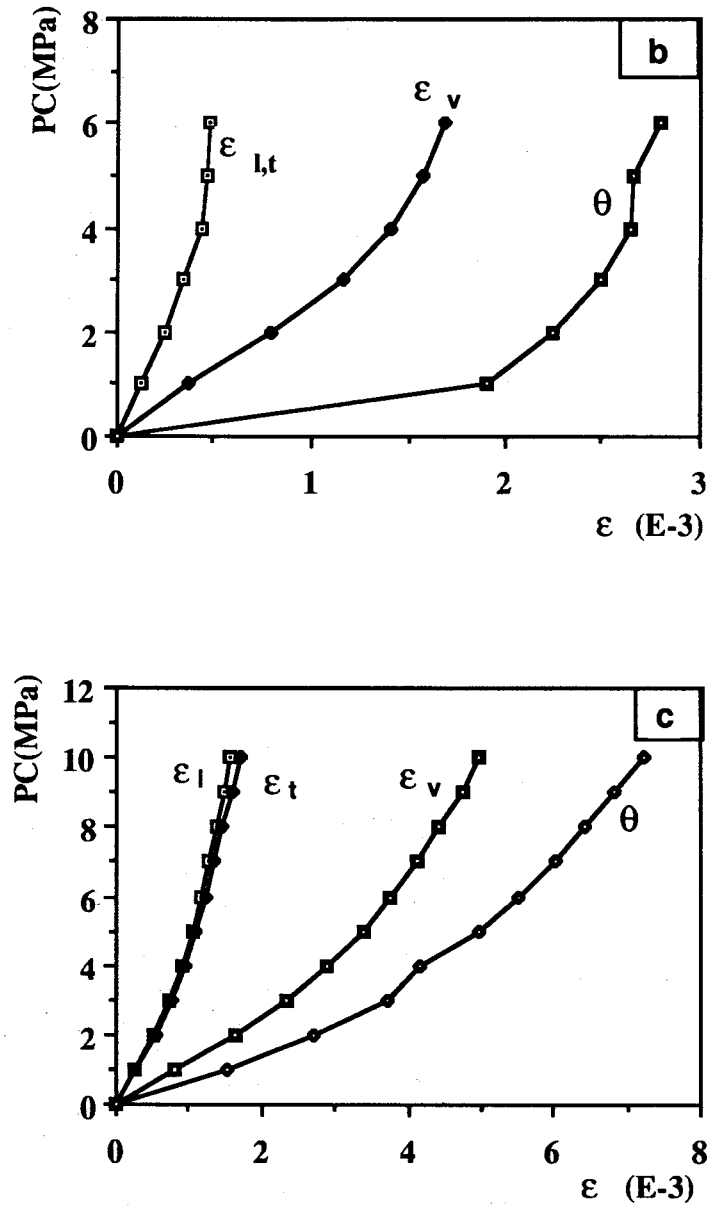


Figure 2.5
a) Grès I b) Grès II c) Grès III
Essai drainé (compressibilité)

Chaque courbe de la variation de volume (mesurée par les jauges) en fonction de p_c , donne deux chiffres qui caractérisent l'état de fissuration :

- le volume initial ε_{v_0} (porosité de fissures)
- la pression de fermeture des fissures p_f

Les valeurs de p_f , ϵ_{vo} sont données dans le tableau 2.3 :

	P_f MPa	$\epsilon_{vo} \times 10^{-6}$
Grès I	3	660
Grès II	4	800
Grès III	5	1 700

Tableau 2.3

Valeurs de porosité de fissures et pression de serrage

On remarque, sur les courbes de la figure 2.5, que les roches sont isotropes car la courbe de déformation axiale et la courbe de déformation transversale sont confondues. On constate aussi que la porosité totale correspondant à la microfissuration est très faible comparativement à la porosité des pores. En outre, ces microfissures se ferment très tôt.

2.3 RESULTATS

Nous allons montrer dans ce paragraphe l'importance de la porosité globale et la porosité des fissures pour déterminer les coefficients de l'interaction fluide-squelette, pour tous les chemins de chargement utilisés et décrits dans le paragraphe 2.1.

Nous allons montrer aussi l'importance de la saturation de l'échantillon ; en effet, même après 24 heures de saturation de l'échantillon sous vide, il reste toujours des bulles d'air dans le réseau poreux. Une montée en pression interstitielle (inférieure à la pression de confinement) est donc nécessaire pour assurer la "saturation" préliminaire de l'échantillon [47].

2.3.1 ESSAI DRAINE

La figure 2.5 montre les résultats pour les trois grès étudiés.

Les valeurs de K_B et H_1 sont calculées dans les parties linéaires des courbes, au-delà de p_c et sont données dans le tableau 2.4.

	K_B MPa	H_1 MPa	$\beta = K_B / H_1$
Grès I	28 000	47 000	0.60
Grès II	8 400	11 900	0.70
Grès III	3 000	2 600	1.1

Tableau 2.4

Tableau des valeurs de K_B , H_1 , β pour un essai drainé

Les figures de déformation globale $p_c - \varepsilon_v$ (figures 2.5), pour les trois grès, montrent une partie initiale incurvée qui caractérise la zone de la fermeture des fissures. En revanche, les courbes $p_c - \theta$ ne doivent pas présenter cette partie non linéaire car le volume de microfissures reste faible par rapport à la porosité de pore. L'existence de cette partie incurvée de $p_c - \theta$ traduit les défauts de l'essai drainé. En effet, même après 24 heures de saturation sous vide, et même après une mise en circulation du fluide, cette partie existe encore et les procédures de saturation ne suffisent pas pour assurer une parfaite saturation de l'échantillon pendant l'essai. En outre, la réponse de la variation de l'espace poreux θ n'est pas toujours correcte comme le montre la figure 2.5 c ; en effet, la pente de la courbe de l'espace poreux est moins importante que la pente de la variation volumique globale ε_v ; la valeur de β est donc supérieure à 1.

2.3.2 ESSAI A DRAINAGE PARTIEL, A $p_i = CTE$ ET $p_c = CTE$

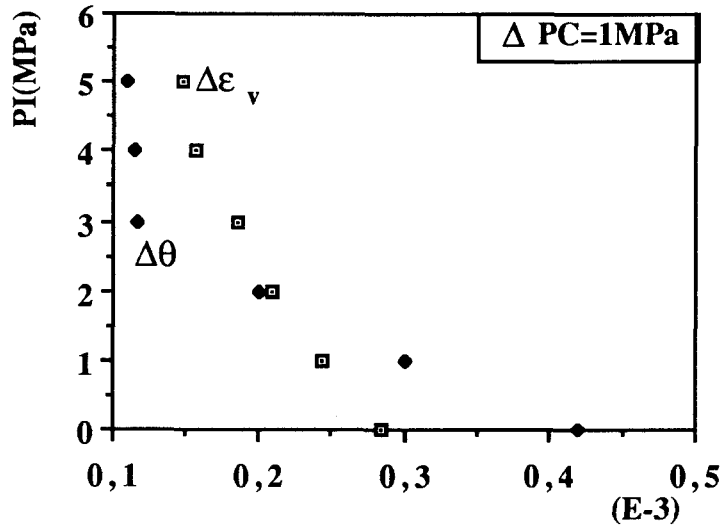
Ces essais ont été effectués dans la zone de serrage ou dans la zone linéaire. Dans la suite, nous allons présenter les courbes des essais de deux manières différentes dans chaque zone.

Essais dans la zone de serrage

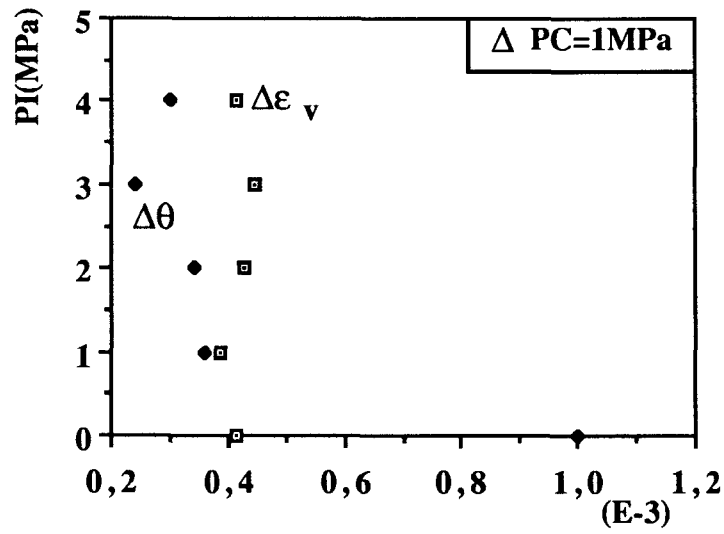
- Essai à $p_i = cte$

Les variations de $\Delta \varepsilon_v$, $\Delta \theta$ ont été **calculées** entre les points 1 et 2, 3 et 5, 6 et 8 ... etc. (figure 2.2) à $\Delta p_i = 0$. En revanche, les variations ont été effectuées à différentes pressions p_i par exemple entre 1 et 2 à $p_i = 0$, entre 3 et 5 à $p_i = 1$ MPa, entre 6 et 8 à $p_i = 2$ MPa, etc...

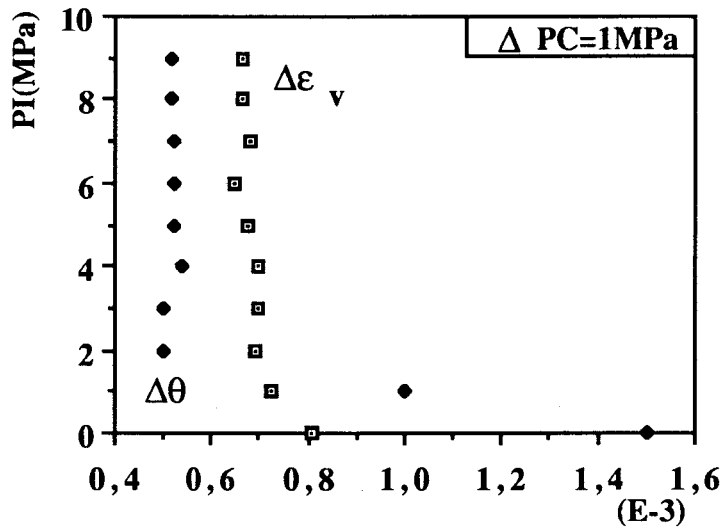
On peut représenter la relation entre p_i et les valeurs de $\Delta \varepsilon_v$, $\Delta \theta$, pour $\Delta p_c = 1$ MPa, les courbes sont présentées sur la figure 2.6



(a)
condition initiale
 $p_i = 0$ $p_c = 0$



(b)
condition initiale
 $p_i = 0$ $p_c = 0,2 \text{ MPa}$



(c)
condition initiale
 $p_i = 0$ $p_c = 0,2$ MPa

Figure 2.6

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

Relations entre $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ et la pression interstitielle pour $\Delta p_c = 1$ MPa

On remarque qu'à partir d'une certaine valeur de p_i les variations de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ sont presque constantes ; ces valeurs sont données dans le tableau 2.5 et pour $\Delta p_c = 1$ MPa.

	$\Delta \epsilon_v$ $\times 10^{-3}$	$\Delta \theta$ 10^{-3}	β
Grès I	0.17	0.11	0.64
Grès II	0.42	0.3	0.71
Grès III	0.675	0.512	0.77

Tableau 2.5

Valeurs des variations $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa

On peut se demander dans quelle mesure le niveau de p_i influence la détermination des déformations $\Delta \epsilon_v$ et $\Delta \theta$ dans notre méthodologie d'essai ?

La figure 2.7 représentée dans le plan $p_c - p_i$ fournit la réponse à cette question :

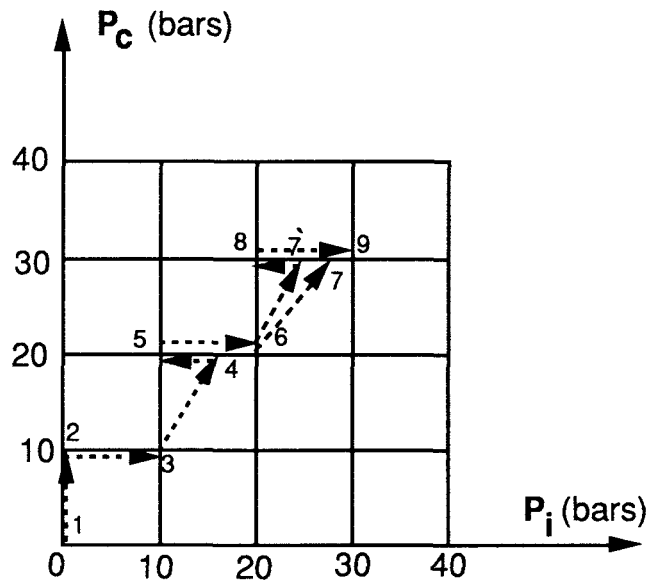
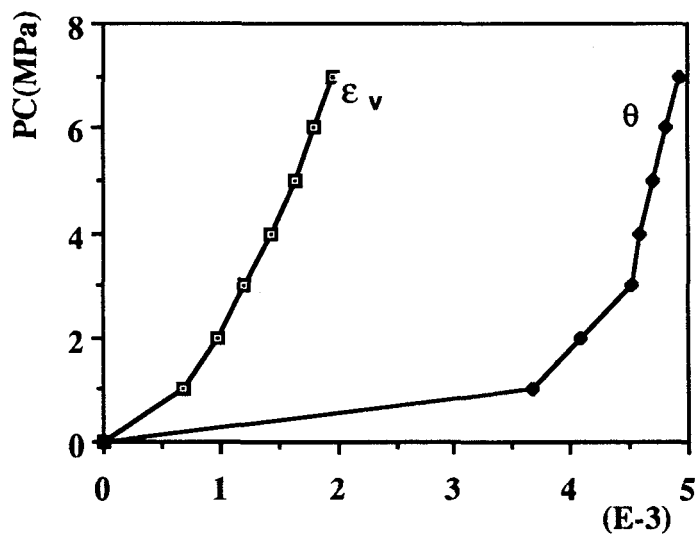


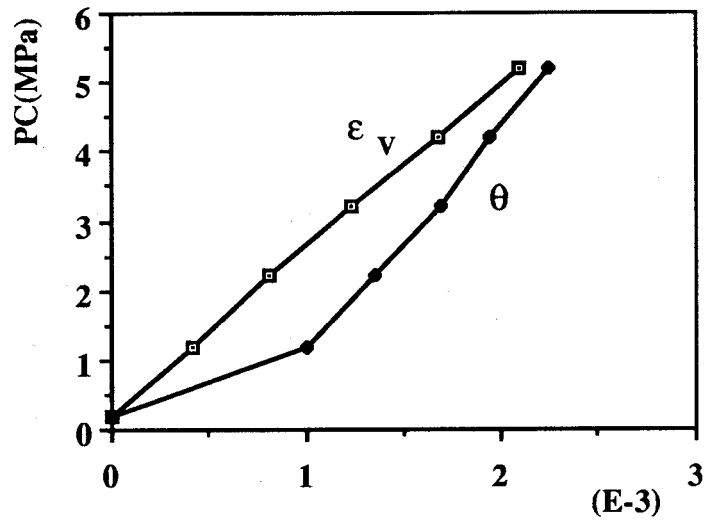
Figure 2.7

Chemin de chargement dans le plan $p_i - p_c$

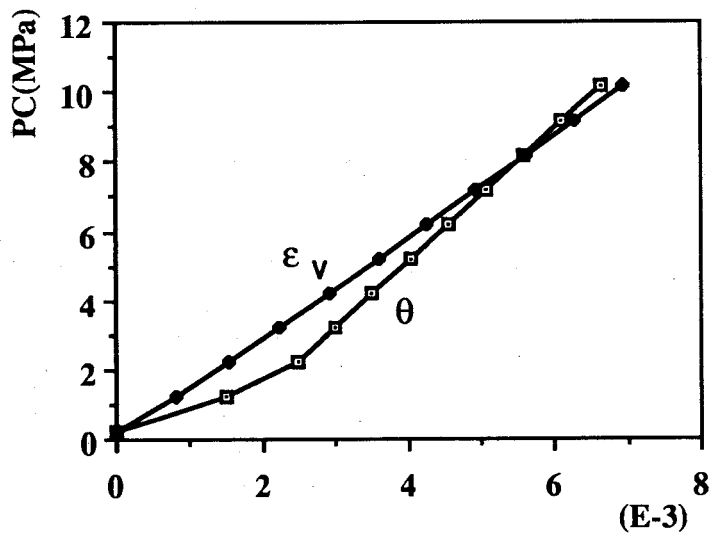
On remarque que le niveau de p_i a une influence sur la montée non drainée (entre 6 et 7 par exemple). En effet, si la pression interstitielle au point 6 était de 1 MPa au lieu d'être de 2 MPa, la montée non drainée serait 67' au lieu de 67 ; mais cette montée ne nous intéresse pas car on décharge au point 8, et les déformations entre 7 et 8 ou 7' et 8 n'interviennent pas dans notre calcul à $p_i = cte$. Cette remarque nous permet de présenter les courbes de déformations ϵ_v et θ en fonction de p_c à $p_i = cte$ (figure 2.8).



(a)



(b)



(c)

Figure 2.8

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

Courbes de valeurs cumulées de ϵ_v , θ en fonction de la pression de confinement

A partir de ces courbes, on peut déterminer les valeurs de K_B , H et β pour les trois grès. Ces valeurs sont données dans le tableau 2.6.

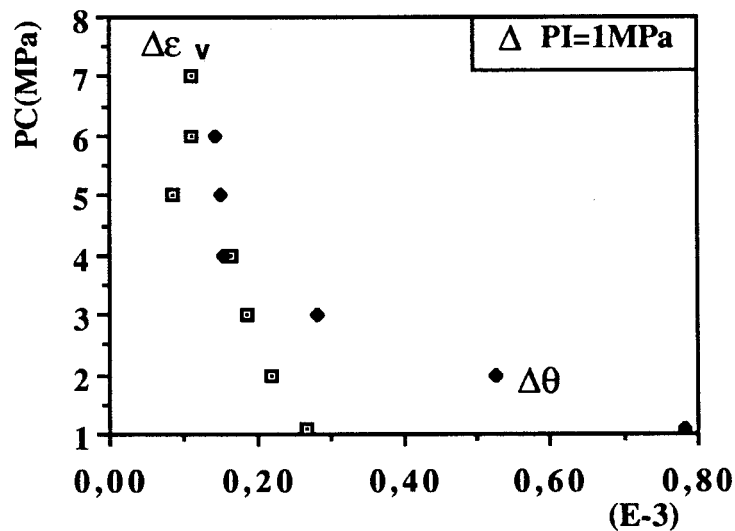
	K_B	H_1	β
Grès I	6 400	10 000	0.64
Grès II	2 250	3 100	0.72
Grès III	1 430	1 850	0.77

Tableau 2.6

Valeurs de K_B , H , et β pour l'essai à drainage partiel dans la zone de serrage à $p_i = cte$

• Essai à $p_c = cte$

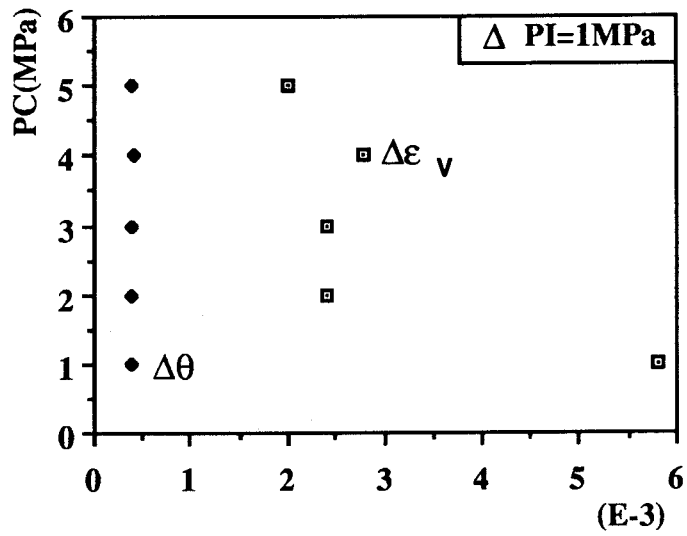
Le principe est exactement le même que dans le cas de l'essai à $p_i = cte$. Les courbes de la figure 2.9 présentent les relations entre p_c et les valeurs de $\Delta \varepsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_i = 1$ MPa.



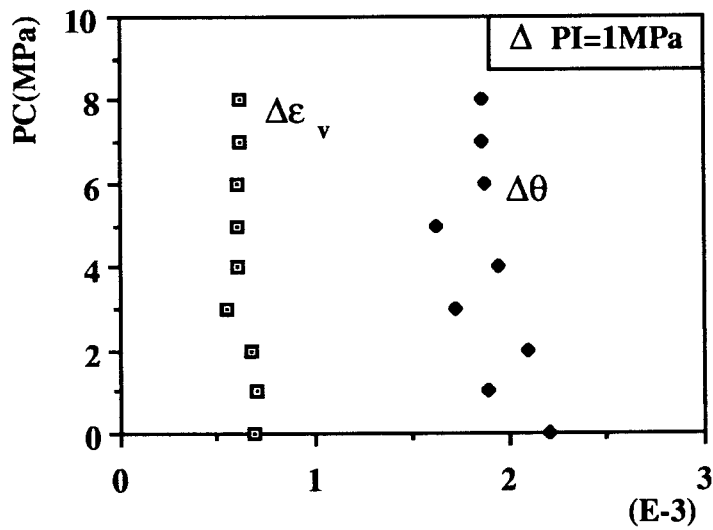
(a)

Condition initiale

$p_i = 0$ $p_c = 0$



(b)
Condition initiale
 $p_i = 0$ $p_c = 0,2 \text{ MPa}$



(c)
Condition initiale
 $p_i = 0$ $p_c = 0,2 \text{ MPa}$

Figure 2.9

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

Relations entre $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ et la pression de confinement pour $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$

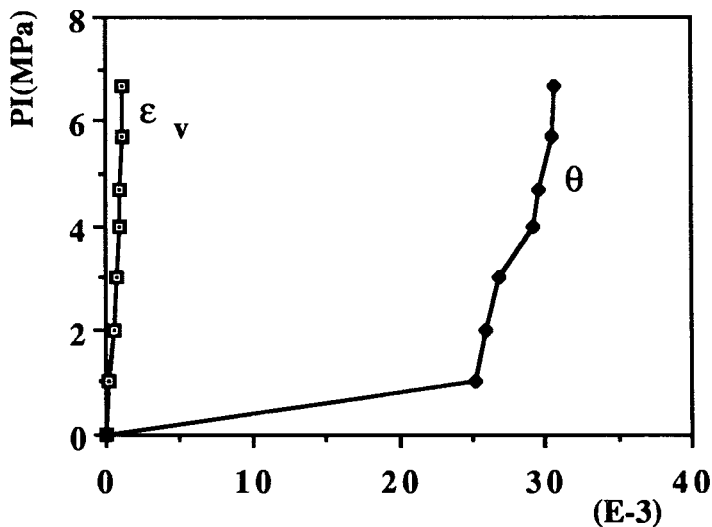
2.7. Les valeurs constantes obtenues pour $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ sont données dans le tableau

	$\Delta \epsilon$ $\times 10^{-3}$	$\Delta \theta$ $\times 10^{-3}$
Grès I	0.11	0.16
Grès II	0.3	2.2
Grès III	0.6	1.8

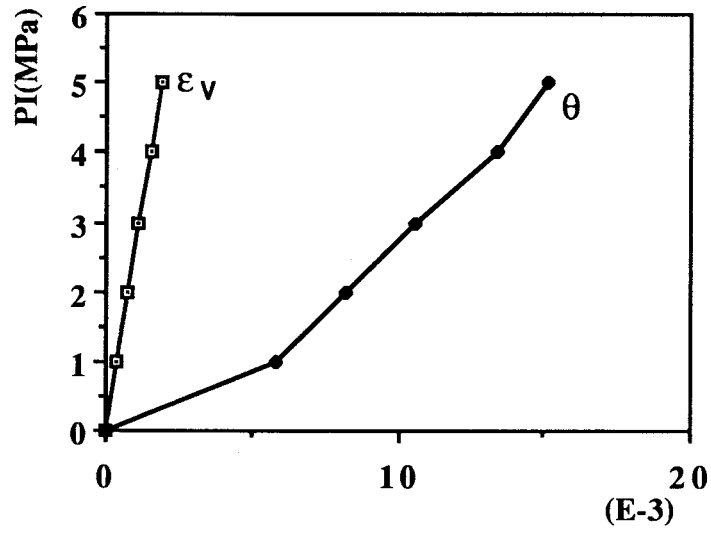
Tableau 2.7

Valeurs constantes de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_i = 1$ MPa pour un essai à drainage partiel avant la zone de serrage

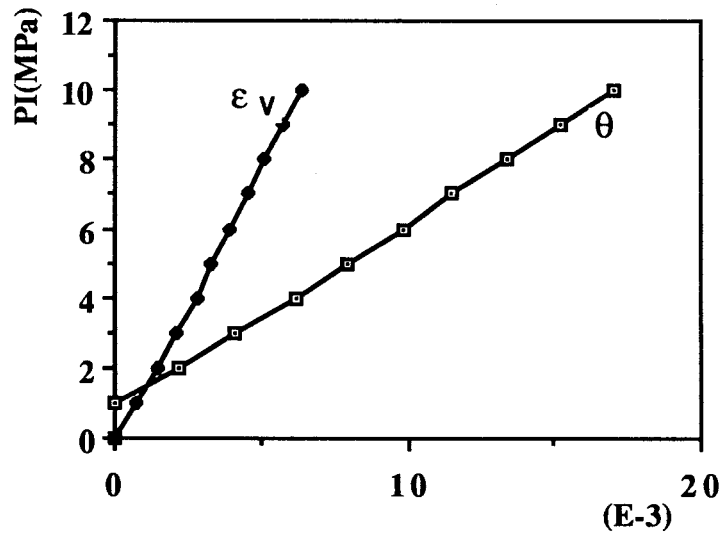
De la même manière, nous donnons ci-après les courbes des déformations ϵ_v et θ en fonction de p_i à $p_c = \text{cte}$ (figure 2.10).



(a)



(b)



(c)

Figure 2.10

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

Courbes des valeurs cumulées de ϵ_v , θ en fonction de la pression interstitielle

2.8 : Les valeurs de H et R déduites des relations 2.4 sont données par le tableau

	H	R
Grès I	9 500	5 000
Grès II	2 600	460
Grès III	1 600	550

Tableau 2.8

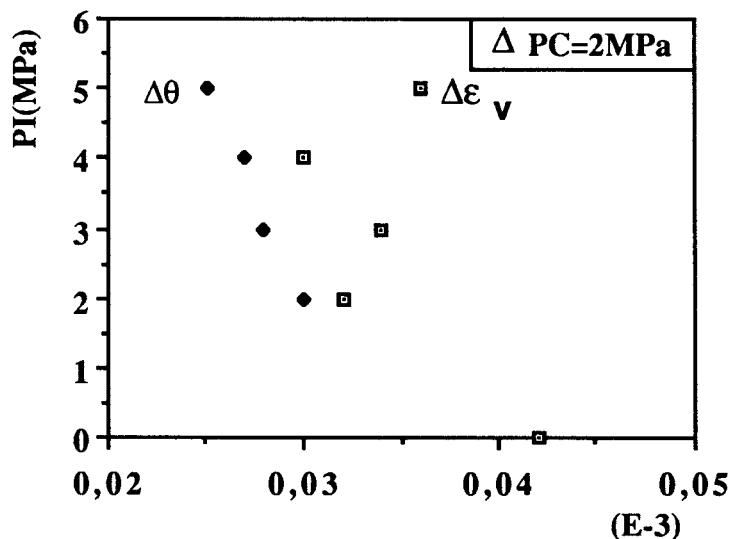
Valeurs de H et R pour un essai à drainage partiel avant la zone de serrage

Il est intéressant de voir comment le niveau de p_c influe sur la montée en p_i . L'étude comparative de cet effet sera présentée dans le cas de drainage partiel après la zone de serrage.

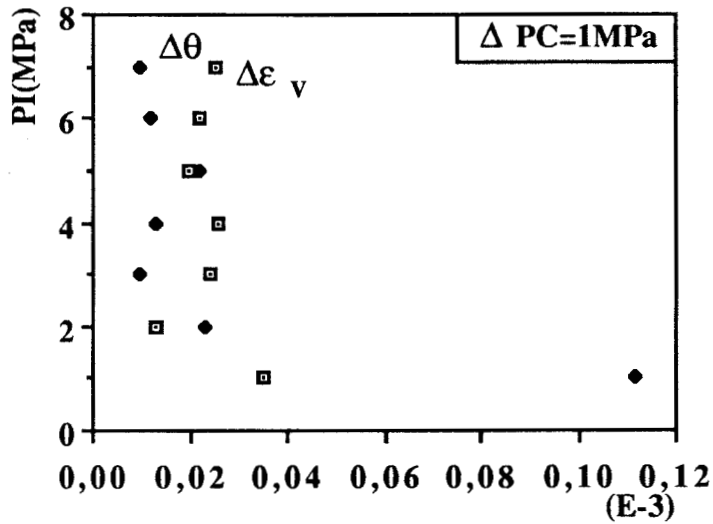
Essai après la zone de serrage

- Essai à $p_i = \text{cte}$

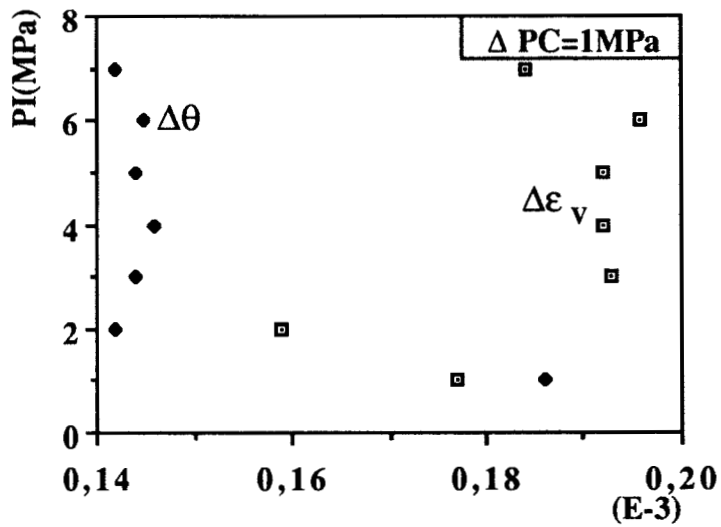
Comme dans le cas de l'essai dans la zone de serrage, nous présentons sur les figures 2.11, 2.12 les résultats obtenus :



(a)
condition initiale
 $p_i = 0 \text{ MPa}$ $p_c = 13 \text{ MPa}$



(b)
condition initiale
 $p_i = 1$ MPa $p_c = 10$ MPa

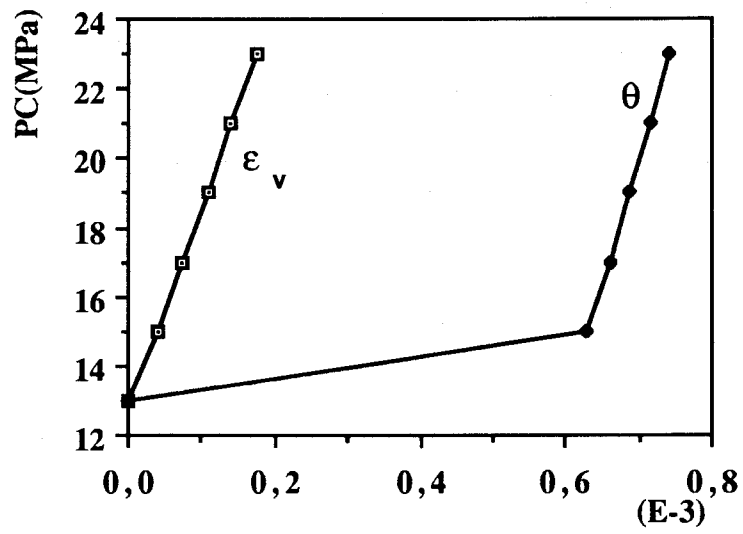


(c)
condition initiale
 $p_i = 1$ MPa $p_c = 10$ MPa

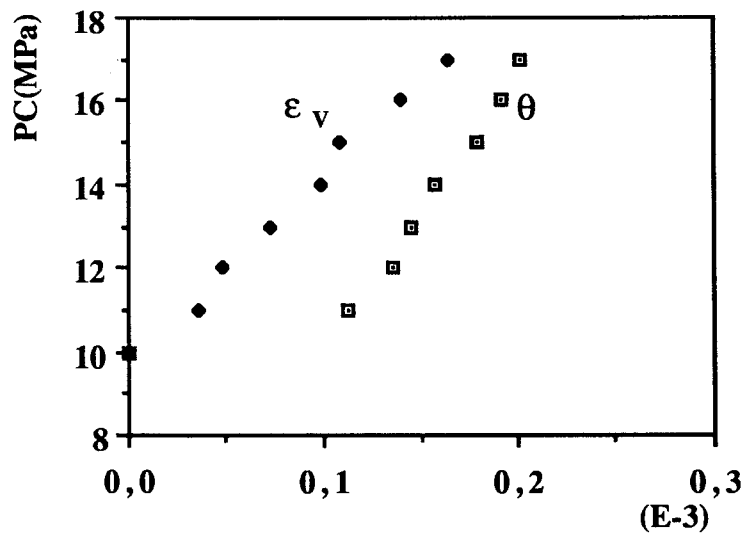
Figure 2.11

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

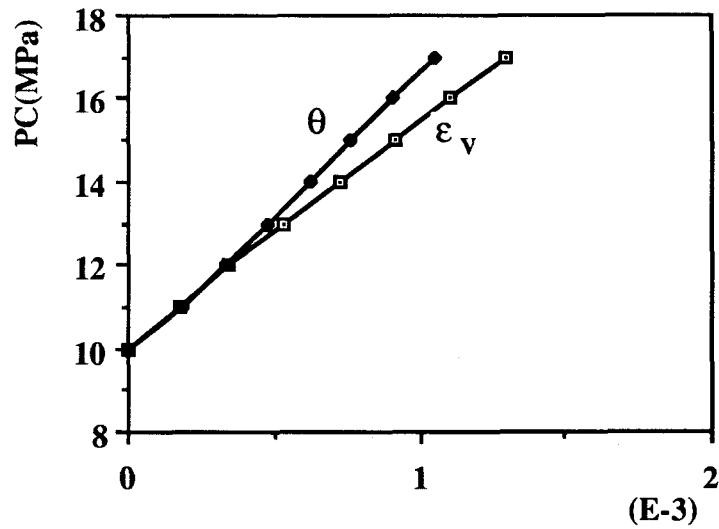
Relations entre p_i et les valeurs de $\Delta\epsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = cte$



(a)



(b)



(c)

Figure 2.12

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

Courbes des valeurs cumulées de ϵ_v , θ en fonction de la pression de confinement à $p_i = \text{cte}$

Les valeurs constantes de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_c = 1 \text{ MPa}$ sont données dans le tableau 2.9. Le tableau 2.10 présente les valeurs de K_B , H et β pour cet essai.

	$\Delta \epsilon_v$ 10^{-6}	$\Delta \theta$ $\times 10^{-6}$	β
Grès I	17	11	0.64
Grès II	22	15	0.68
Grès III	192	143	0.74

	K_B	H_1	β
Grès I	60 000	80 000	0.75
Grès II	42 000	61 000	0.68
Grès III	5 400	6 900	0.73

Tableau 2.9

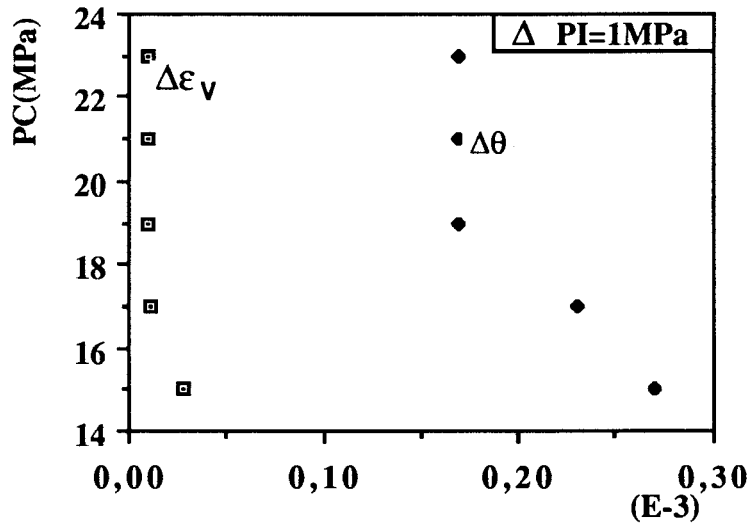
les valeurs constantes de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ à $\Delta p_c = 1 \text{ MPa}$ pour un essai à drainage partiel après la zone de serrage

Tableau 2.10

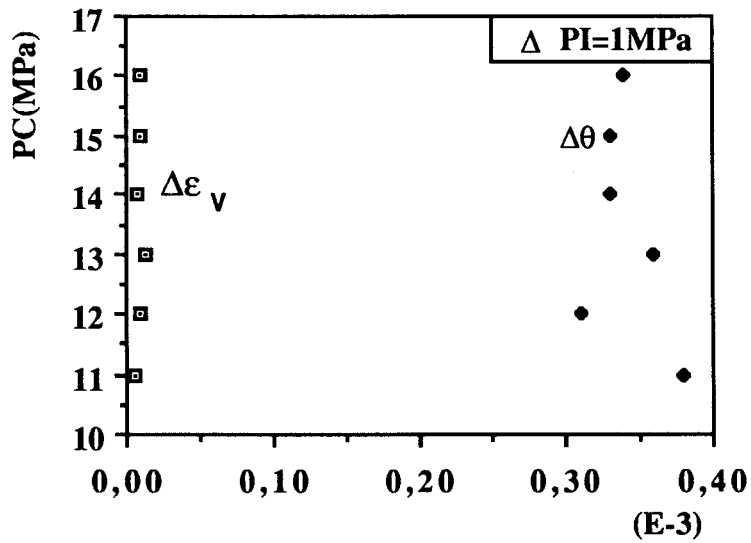
les valeurs de K_B , H_1 et β pour un essai à drainage partiel après la zone de serrage

• Essai à $p_c = \text{constante}$

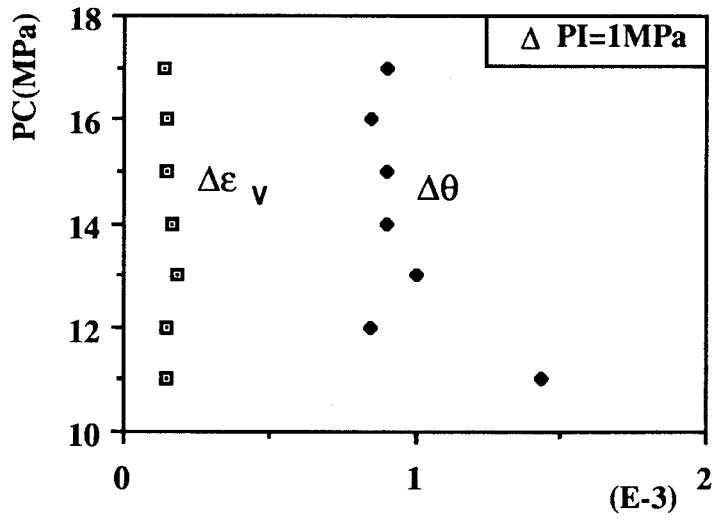
Les figures 2.13, 2.14 représentent les résultats, avec les mêmes conditions initiales que dans le cas de l'essai à $p_i = \text{cte}$



(a)



(b)



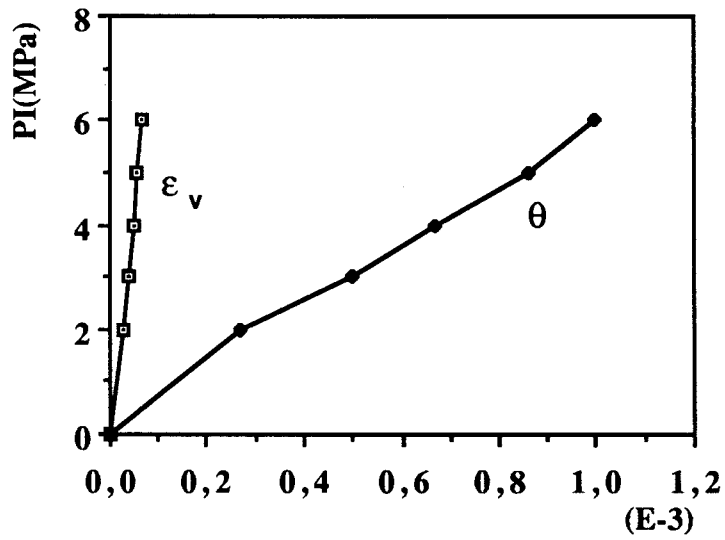
(c)

Figure 2.13

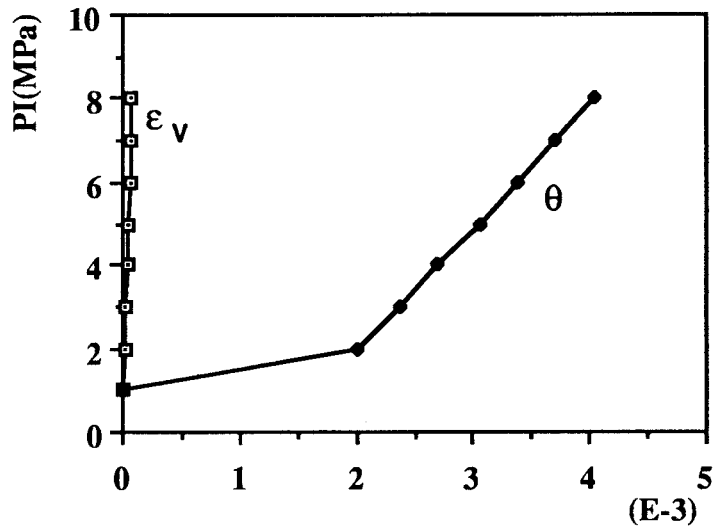
Essai à drainage partiel après la zone de serrage

a) Grès I b) Grès II c) Grès III

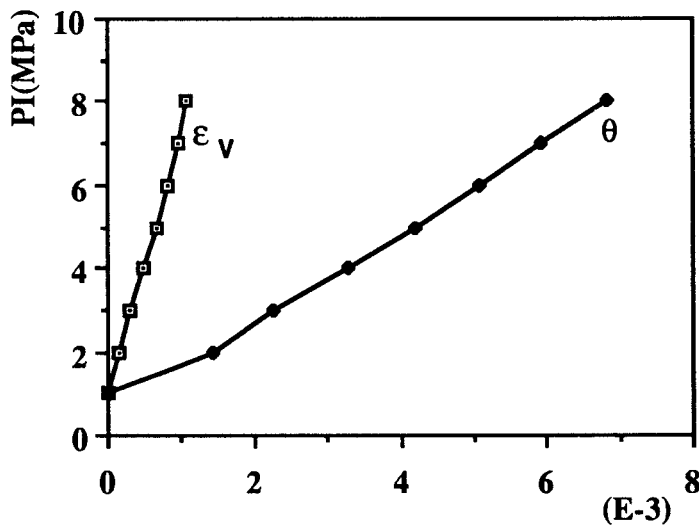
relations entre p_c et les variations $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_i = 1$ MPa



(a)



(b)



(c)

Figure 2.14
 a) Grès I b) Grès II c) Grès III
 Courbes des valeurs cumulées de ϵ_v , θ
 en fonction de la pression interstitielle à $p_c = \text{cte}$

Les valeurs constantes de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa sont données dans le tableau 2.11, et le tableau 2.12 fournit les valeurs de H et R.

	$\Delta \epsilon_v$ $\times 10^{-6}$	$\Delta \theta$ $\times 10^{-6}$
Grès I	13	170
Grès II	13	340
Grès III	150	890

Tableau 2.11

Les valeurs constantes de $\Delta \epsilon_v$, $\Delta \theta$ à $\Delta p_i = 1$ MPa pour un essai à drainage partiel

	H	R
Grès I	100 000	5 500
Grès II	55 000	2 900
Grès III	6 400	1 100

Tableau 2.12

Les valeurs de H, R pour un essai à drainage partiel après la zone de serrage

Nous avons précédemment attiré l'attention dans le cas de l'essai de drainage partiel (dans la zone de serrage à $p_c = cte$), sur l'influence du niveau de p_c sur la montée en p_i . Pour cela, nous avons suivi la procédure ci-dessous.

Après un essai drainé normal (sur le grès I) jusqu'à 20 MPa (pour se mettre dans la zone linéaire), nous sommes montés en pression interstitielle d'une manière non drainée en gardant $p_c = cte$; de ce fait, les relations (2.4) sont applicables. La courbe de ϵ_v en fonction de p_i est donnée sur la figure 2.15. Cette courbe montre bien que $H = 90\ 000$.

La comparaison entre les deux valeurs de H montre qu'une fois que l'échantillon est bien saturé, le niveau de p_c n'a plus d'influence sur la montée en p_i .

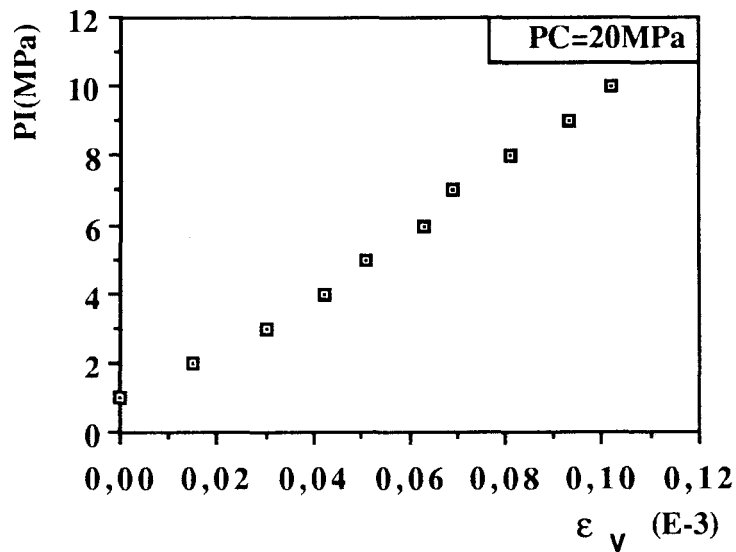


Figure 2.15

Variation de p_i en fonction de ϵ_v à $p = 20 \text{ MPa} = \text{cte}$

On remarque que les courbes des valeurs cumulées de $p_c - \epsilon_v$, pour les trois grès, après la zone de serrage (figures 2.12, 2.14) sont quasiment linéaires dès le début de l'essai ; cela s'explique par le fait que toutes les microfissures sont déjà fermées.

Par ailleurs, les courbes $p_c - \theta$ présentent presque toujours une partie initiale incurvée due à la mise en place du fluide dans les pores (manque de saturation) ; ce point sera abordé ultérieurement (chapitre 3).

2.3.3 ESSAI A $p_c = p_i$

Les courbes de la figure 2.16 représentent les résultats de l'essai à $p_c = p_i$

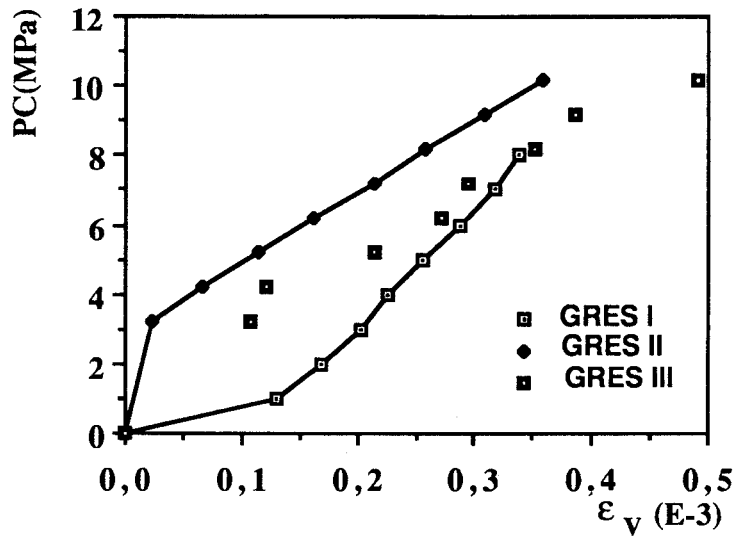


Figure 2.16

Essai à $p_c = p_i$

On détermine le module de compressibilité de la matrice sur les parties linéaires des courbes de la figure 2.16. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.13, ainsi que le coefficient de Biot β . Il faut noter ici que la compressibilité K_B donné dans ce tableau est la compressibilité obtenue à partir de l'essai drainé.

	δ	K_B	$\beta=1-(K_B/\delta)$
Grès I	44 000	28 000	0.36
Grès II	22 000	8 400	0.62
Grès III	21 000	3 000	0.86

Tableau 2.13

Essai à $p_c = p_i$

Nous remarquons sur la figure 2.16 les mêmes problèmes expérimentaux de saturation de la roche que précédemment.

2.3.4 ESSAI NON DRAINE - COEFFICIENT DE SKEMPTON

Les courbes reliant d'une part la pression de confinement à la variation volumique globale, et d'autre part la pression de confinement à la pression interstitielle sont données respectivement sur les figures 2.17, 2.18.

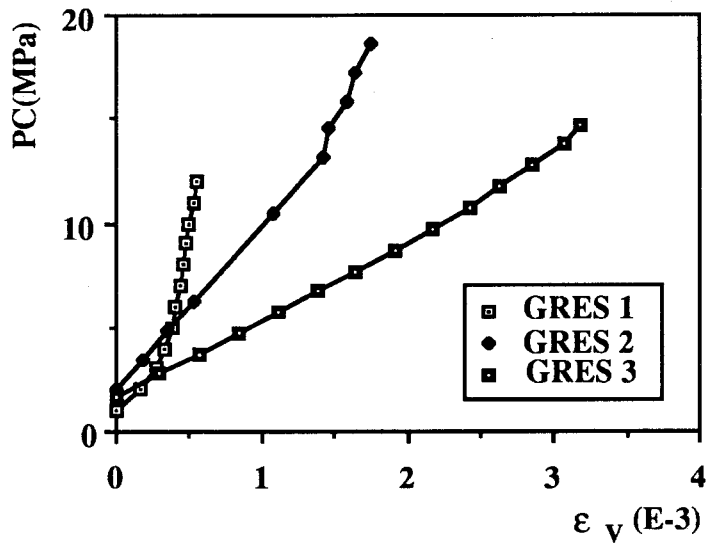


Figure 2.17

Relation entre le volume global ϵ_v
et la pression de confinement pour un essai non drainé

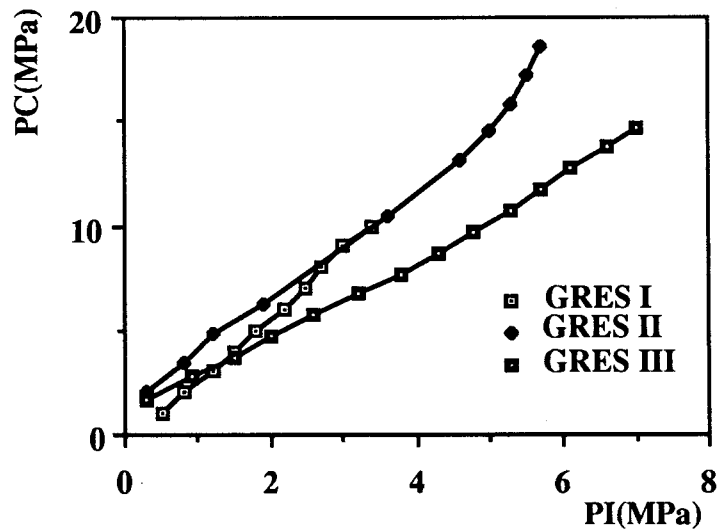


Figure 2.18

Relation entre la pression de confinement
et la pression interstitielle pour un essai non drainé

A partir des courbes des figures 2.17 et 2.18, nous déterminons le coefficient de Skempton B et le module de compressibilité non drainé ; les valeurs sont données dans le tableau 2.14.

	Coefficient B	compressibilité non drainée K_u	compressibilité drainée K_B	$\beta = 1/B (1 - (K_B / K_u))$
Grès I	0.32	41 000	28 000	0.99
Grès II	0.45	17 000	8 400	1.1
Grès III	0.47	4 400	3 000	0.68

Tableau 2.14

Tableau des valeurs, B , K_u , K_B et b pour un essai non drainé

On remarque que contrairement à l'essai drainé, l'essai non drainé donne, dans notre méthodologie d'essai, des résultats dispersés pour le coefficient de Biot β . En effet, pour calculer le coefficient β , à partir de la relation $\beta = 1/B(1 - (K_B / K_u))$, on a besoin de trois paramètres β , K_B et K_u , autrement dit on cumule les erreurs sur ces trois paramètres. Le calcul d'erreur sur β est donné par :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta K_u + \Delta K_B}{K_u - K_B} + \frac{\Delta K_u}{K_u}$$

Posons :

$$K_u = AK_B$$

Donc :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta B}{B} + \frac{2}{A-1} \frac{\Delta K_B}{K_B} + \frac{1}{A} \frac{\Delta K_B}{K_B}$$

$$\begin{aligned} A &= 1,46 && \text{grès I} \\ A &= 2 && \text{grès II} \\ A &= 1,47 && \text{grès III} \end{aligned}$$

Si on commet une erreur expérimentale de 5 % sur chaque paramètre, on aboutit à une erreur de :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 30 \% \quad \text{Grès I}$$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 17,5 \% \quad \text{Grès II}$$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 30 \% \quad \text{Grès III}$$

2.4 INTERPRETATION

Le tableau 2.15 récapitule les valeurs de β pour les différentes procédures expérimentales.

	Valeur de β				
	drainé	avant serrage à pc = cste ; pi = cste	après serrage à pc = cste ; pi = cste	Essai à pc = pi	$\beta = 1/B(1 - (K_B/K_U))$
Grès I	0.60	0.64	0.60	0.36	0.99
Grès II	0.7	0.72	0.68	0.62	1.1
Grès III	1.1	0.77	0.73	0.86	0.68

Tableau 2.15

Comparaison entre les valeurs de β de différents essais

Les valeurs de β (tableau 2.15) sont quasi indépendantes du chemin hydrostatique choisi. En revanche, les valeurs de K_B , H_1 , H et R sont liées à ces chemins. Ceci veut dire que le coefficient de Biot β est quasi indépendant de la fermeture

des fissures, et dépend seulement de la porosité et de la compressibilité. La microfissuration influe uniquement sur les coefficients élastiques. L'hypothèse de l'existence d'un potentiel d'énergie élastique est vérifiée par l'égalité entre H_1 et H (tableaux 2.6, 2.8, 2.10, 2.12). Seul, l'essai à drainage partiel permet de calculer les quatre coefficients élastiques H_1 , H , K_B et R . Un essai drainé (très simple) permet de calculer le coefficient β de BIOT. Avec cette valeur, on peut mettre en évidence la notion de la contrainte effective qui est fonction de la contrainte totale et de la pression interstitielle .

CHAPITRE 3
**INFLUENCE DE L'ETAT DE
MICROFISSURATION NATURELLE**

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence le fait que le coefficient de Biot ne variait pas en fonction de l'état d'ouverture ou de fermeture des microfissures naturelles. Cependant, il faut noter que la porosité de microfissures naturelles était faible. Peut-on extrapoler ce résultat trouvé pour des porosités de fissures plus importantes ?

Afin de ne pas changer tous les paramètres (modules, roches) en faisant varier la porosité de fissure, nous avons choisi de créer artificiellement une porosité de fissure par chauffage de la roche. La roche choisie est le grès de Fontainebleau. Les températures de chauffage sont 300°C, 500°C et 600°C.

L'étude menée au paragraphe 2.3 est donc reconduite sur ces trois roches "artificielles".

3.1 ESSAI DRAINE

Les résultats de l'essai drainé sont donnés sur la figure 3.1. Les courbes $p_c - \epsilon_v$ donnent l'état de micro-fissuration. Les valeurs de ϵ_{v_0} (porosité de fissure) et p_f (pression de fermeture de fissures) sont données dans le tableau 3.1.

Notons que des résultats semblables ont été obtenus par F. Homand [31],[32], pour le même grès et aux mêmes températures (figure 3.2). Les valeurs de ϵ_{v_0} et p_f correspondantes sont aussi données sur le tableau 3.1.

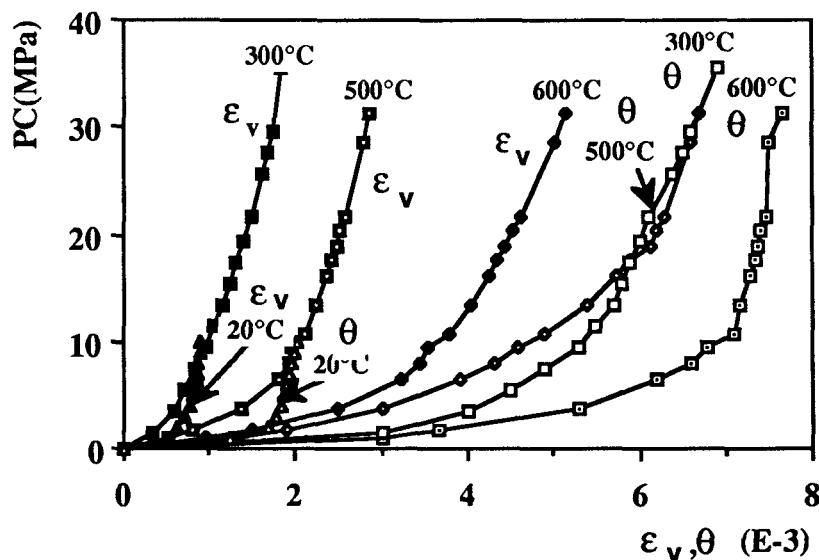


Figure 3.1
Essai drainé à différentes températures

		F. HOMAND [32]		
	P_f MPa	$\varepsilon_{v0} \times 10^{-6}$	P_f	$\varepsilon_{v0} \times 10^{-6}$
20°C	3	660	10	400
300°C	16	770		1 100
500°C	20	1 770	16	3 030
600°C	26	3 650	30	7 200

Tableau 3.1

Valeurs de porosité de fissuration et pression de serrage

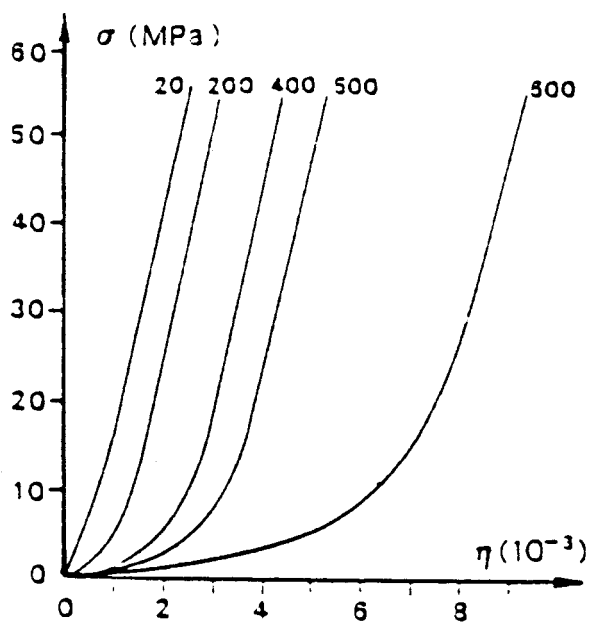


Figure 3.2

F. HOMAND [32], courbe de compressibilité

Les valeurs de K_B et H_1 sont calculées comme précédemment dans les parties linéaires des courbes, et au-delà de p_f . Elles sont données dans le tableau 3.2.

	K_B	H_1	$\beta = K_B/H_1$
20°C	28 000	47 000	0.60
300°C	27 000	15 000	1.8
500°C	28 000	47 000	0.59
600°C	23 000	40 000	0.57

Tableau 3.2

Les valeurs de K_B , H_1 et β sont en essai drainé

On voit que les valeurs de K_B , H_1 et β sont quasi constantes, c'est-à-dire que ces valeurs ne dépendent pas de l'état de microfissuration. Il faut noter que la valeur de H_1 à 300°C est particulièrement faible, cela est sans doute dû à des défauts de l'expérimentation (surtout la variation de teneur en fluide mesuré par les capillaires).

3.2 ESSAI A DRAINAGE PARTIEL

Comme au paragraphe 2.3.2, ces essais ont été effectués dans la zone de serrage et près de la zone linéaire.

3.2.1 ESSAI DANS LA ZONE DE SERRAGE

- Essai à $p_i = \text{cte}$

La figure 3.3 présente les courbes des valeurs de $\Delta\varepsilon_v$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa à différents niveaux de p_i et pour différentes températures.

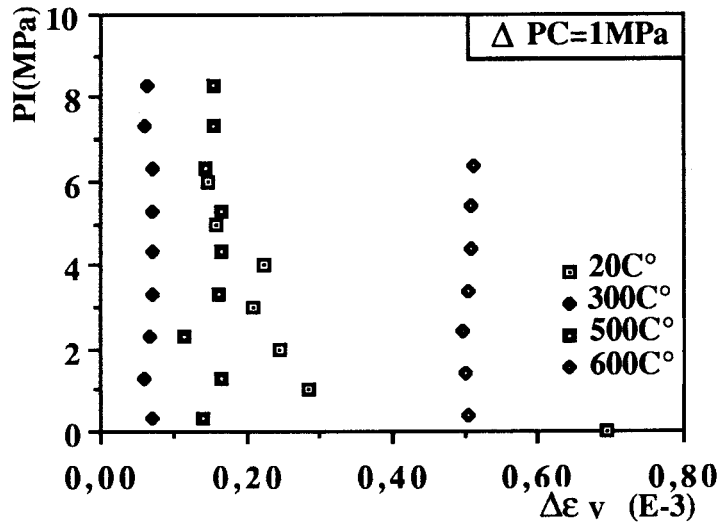


Figure 3.3

Valeurs de $\Delta \epsilon_v$ à $\Delta p_c = 1$ MPa pour différentes valeurs de p_i

La figure 3.4 présente les courbes des valeurs de $\Delta \theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa à différents niveaux de p_i pour différentes températures.

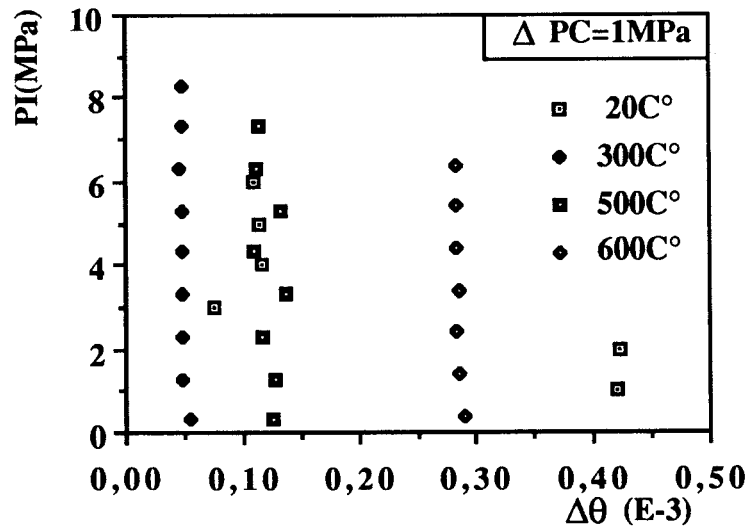


Figure 3.4

Valeurs de $\Delta \theta$ à $\Delta p_c = 1$ MPa pour différentes valeurs de p_i

Les conditions initiales sont :

20°	$p_i = 0$ MPa	$p_c = 0$ MPa
300°	$p_i = 0.3$ MPa	$p_c = 1,3$ MPa
500°	$p_i = 0.3$ MPa	$p_c = 1,1$ MPa
600°	$p_i = 0.4$ MPa	$p_c = 1,1$ MPa

Le tableau 3.3 présente les valeurs de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa.

Grès I	$\Delta\varepsilon_v \times 10^{-3}$	$\Delta\theta \times 10^{-3}$
20°C	0.17	0.11
300°C	0.073	0.046
500°C	0.155	0.12
600°C	0.5	0.28

Tableau 3.3

Les valeurs constantes de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa

Les courbes des valeurs cumulées de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ sont données sur les figures 3.5 et 3.6. Pour tous les essais, les valeurs de K_B , H_1 , H , R et β sont rassemblées dans le tableau 3.7.

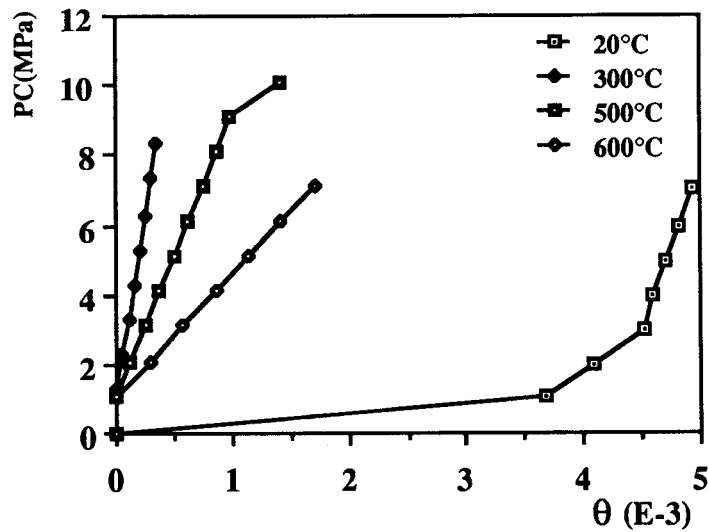


Figure 3.5

Essai à $p_i = cte$

Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\theta$

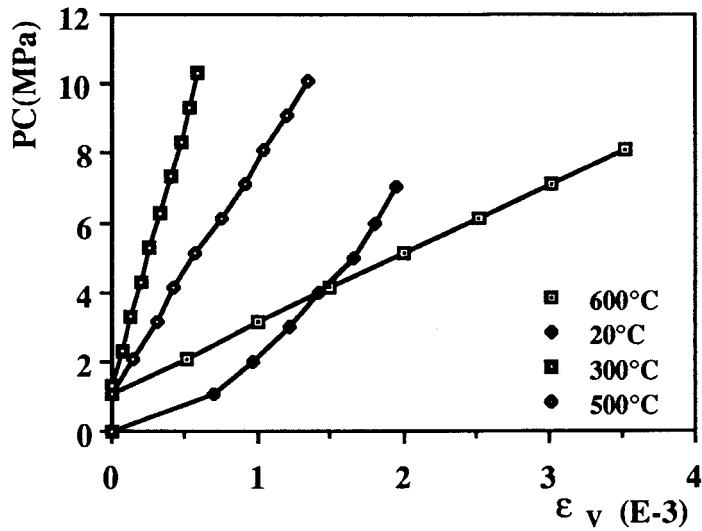


Figure 3.6
Essai à $p_i = \text{cte}$
Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\epsilon_v$

• Essai à $p_c = \text{cte}$

Les figures 3.7 et 3.8 présentent les relations entre p_c et les valeurs de $\Delta\epsilon_v$ et $\Delta\theta$ pour $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$.

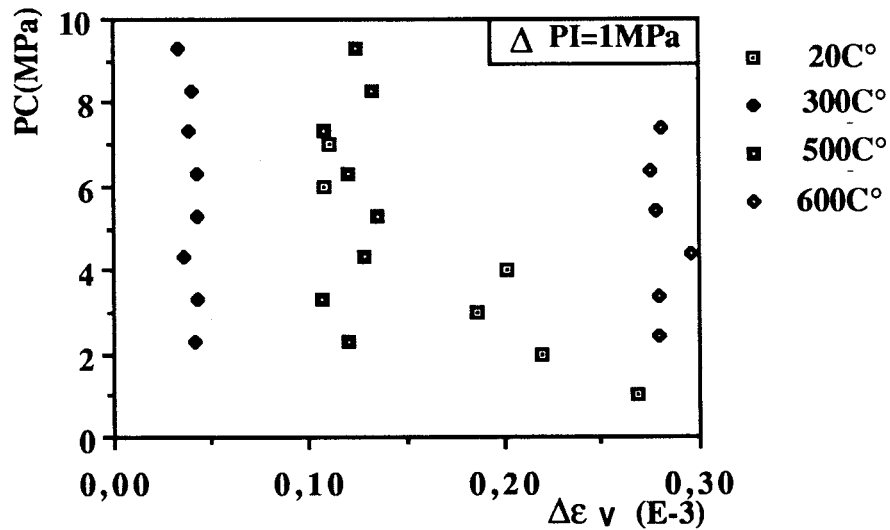


Figure 3.7
Essai à $p_c = \text{cte}$
Valeurs de $\Delta\epsilon_v$ à $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$ pour différentes valeurs de p_c

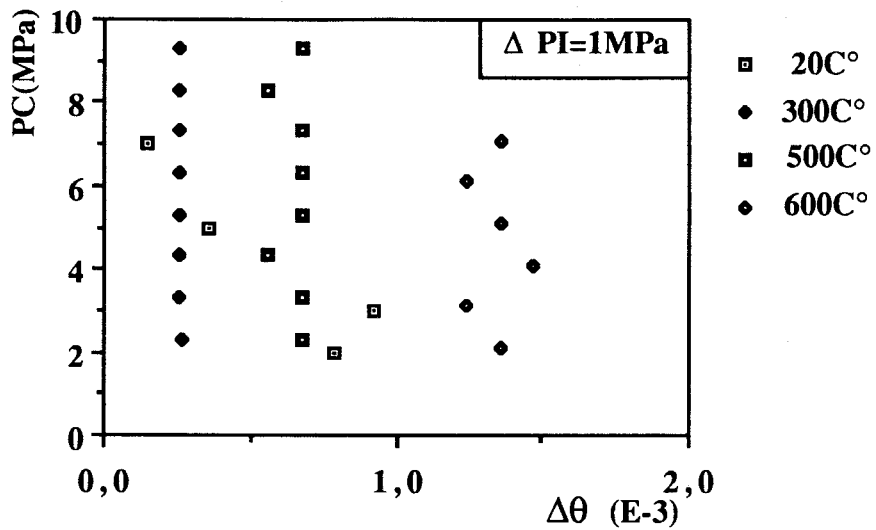


Figure 3.8

Essai à $p_c = \text{cte}$

Valeurs de $\Delta\theta$ à $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$ pour différentes valeurs de p_c

Les conditions initiales sont les mêmes que pour le cas à $p_i = \text{cte}$. Les valeurs constantes de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ sont données pour $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$ dans le tableau 3.4.

Grès I	$\Delta\varepsilon_v \times 10^{-3}$	$\Delta\theta \times 10^{-3}$
20°C	0.11	0.16
300°C	0.018	0.18
500°C	0.02	0.25
600°C	0.032	0,23

Tableau 3.4

Valeurs de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$

Les courbes des valeurs cumulées de $\Delta\varepsilon_v$ et $\Delta\theta$ sont données sur les figures 3.9 et 3.10 et les valeurs de K_B , H_1 , H , R et β par le tableau récapitulatif 3.7.

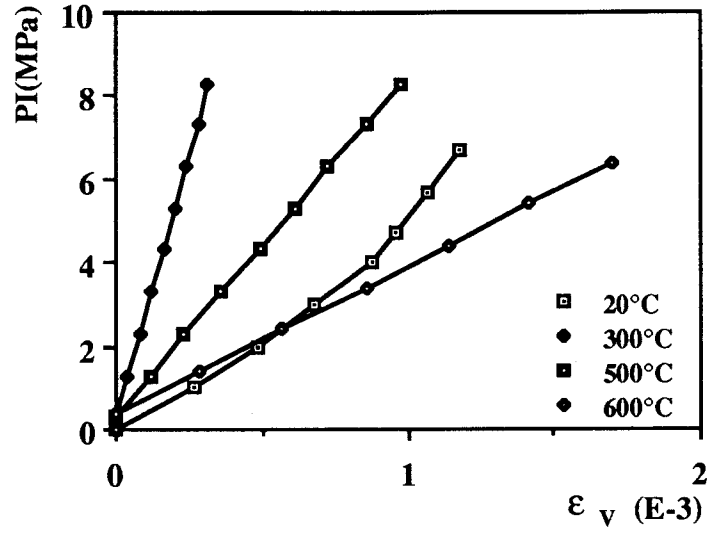


Figure 3.9
Essai à $p_c = cte$
Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\epsilon_v$

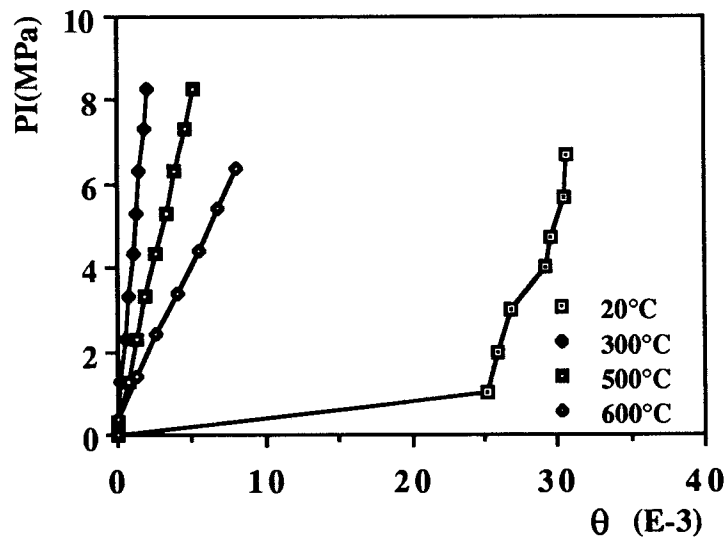


Figure 3.10
Essai à $p_c = cte$
Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\theta$

3.2.2 ESSAI PRES DE LA ZONE LINEAIRE

- Essai à $p_i = \text{cte}$

Les figures 3.11 et 3.12 présentent les relations entre p_i et les valeurs de $\Delta\varepsilon_v$ et $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = 1 \text{ MPa}$

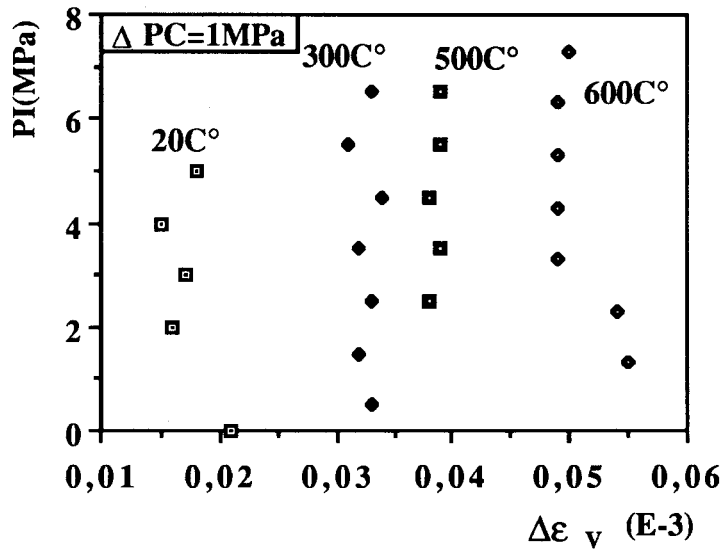


Figure 3.11

Valeurs de $\Delta\varepsilon_v$ à $\Delta p_c = 1 \text{ MPa}$ pour différentes valeurs de p_i

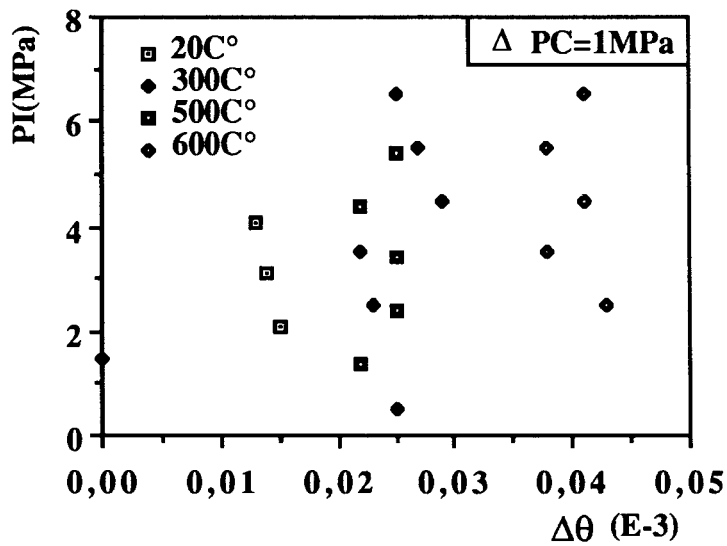


Figure 3.12

Valeurs de $\Delta\theta$ à $\Delta p_c = 1 \text{ MPa}$ pour différentes valeurs de p_i

Les conditions initiales sont :

20°	$p_i = 0$ MPa	$p_c = 13$ MPa
300°	$p_i = 0.5$ MPa	$p_c = 13$ MPa
500°	$p_i = 1.4$ MPa	$p_c = 13$ MPa
600°	$p_i = 1.3$ MPa	$p_c = 13$ MPa

Le tableau 3.5 présente les valeurs constantes de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa :

Grès I	$\Delta\varepsilon_v \times 10^{-3}$	$\Delta\theta \times 10^{-3}$
20°C	0.017	0.011
300°C	0.032	0.028
500°C	0.04	0.024
600°C	0.048	0,04

Tableau 3.5

Les valeurs de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_c = 1$ MPa

Les courbes des valeurs cumulées de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ sont données sur les figures 3.13 et 3.14. Les valeurs de K_B , H_1 , H , R et β sont données dans le tableau 3.7.

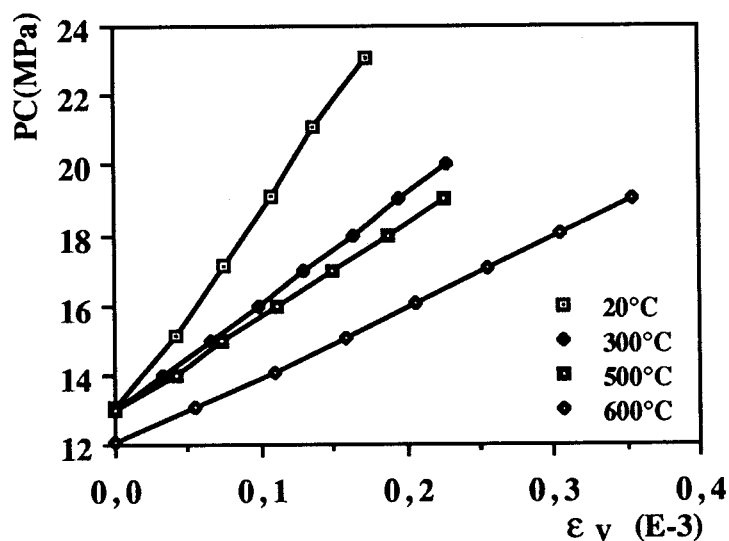


Figure 3.13

Essai à $p_i = \text{cte}$

Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\varepsilon_v$

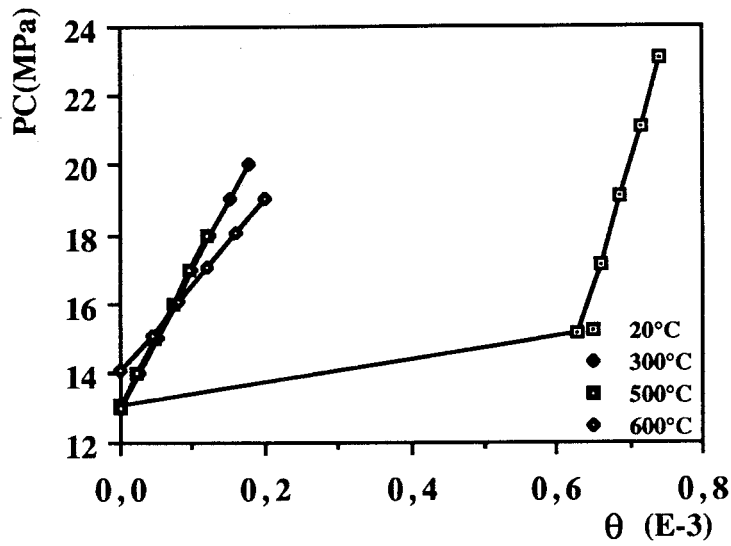


Figure 3.14

Essai à $p_i = \text{cte}$

Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\theta$

• Essai à $p_c = \text{cte}$

Les figures 3.15, 3.16 présentent les relations entre p_c et les valeurs de $\Delta\varepsilon_v$ et $\Delta\theta$ pour $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$:

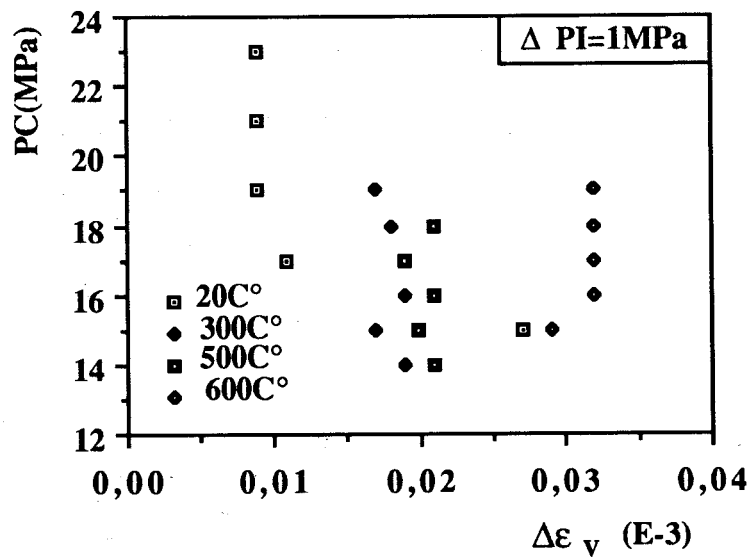


Figure 3.15

Valeurs de $\Delta\varepsilon_v$ à $\Delta p_i = 1 \text{ MPa}$ pour différentes valeurs de p_c

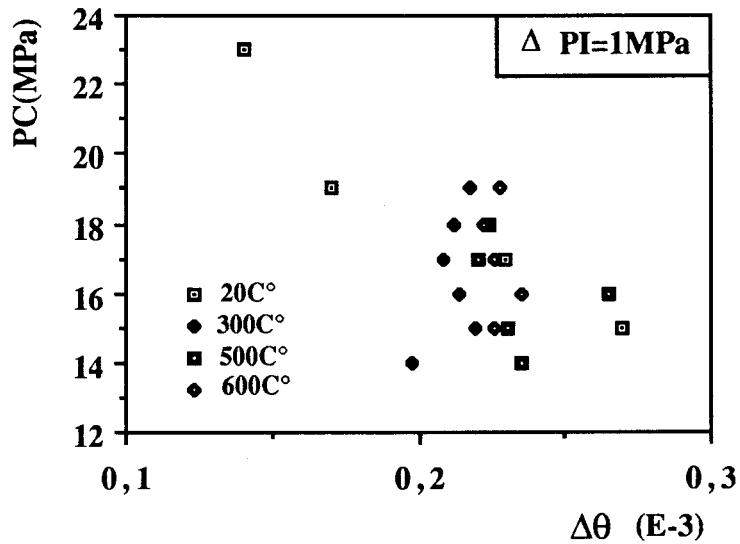


Figure 3.16

Valeurs de $\Delta\theta$ à $\Delta p_i = 1$ MPa pour différentes valeurs de p_c

Les conditions initiales sont les mêmes que pour le cas de l'essai à $p_i = cte$ près de la zone linéaire. Les valeurs constantes de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ sont données pour $\Delta p_i = 1$ MPa dans le tableau 3.6.

Grès I	$\Delta\varepsilon_v \times 10^3$	$\Delta\theta \times 10^{-3}$
20°C	0.01	0.16
300°C	0.018	0.18
500°C	0.02	0.25
600°C	0.032	0,23

Tableau 3.6

Valeurs de $\Delta\varepsilon_v$, $\Delta\theta$ pour $\Delta p_i = 1$ MPa

Les courbes des valeurs cumulées de $\Delta\varepsilon_v$ et $\Delta\theta$ sont données sur les figures 3.17 et 3.18. Les valeurs de K_B , H , H_1 , R et β sont données dans le tableau 3.7.

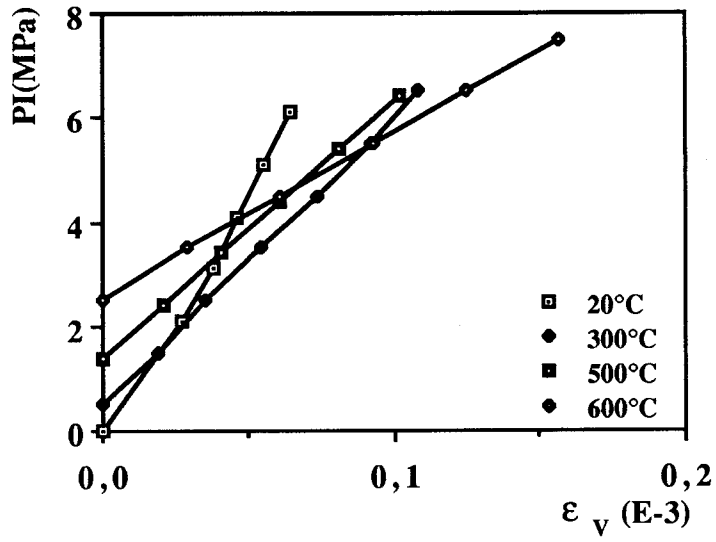


Figure 3.17

Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\epsilon_v$ à $p_c = cte$

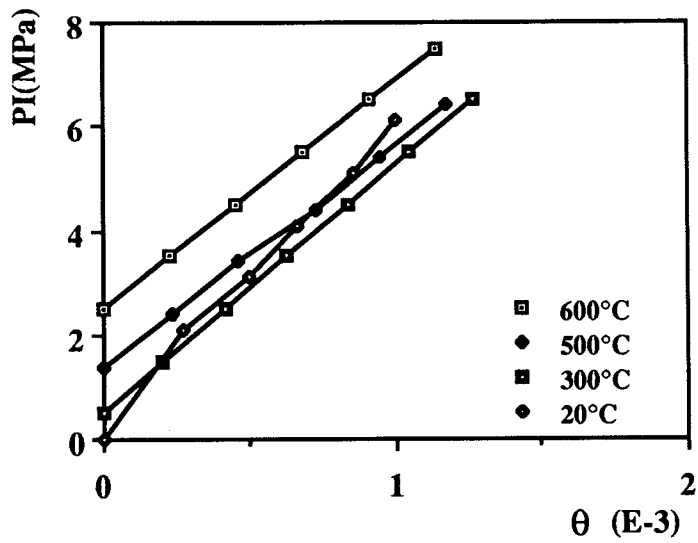


Figure 3.18

Courbes des valeurs cumulées de $\Delta\theta$ à $p_c = cte$

	Essai dans la zone de serrage					Essai près de la zone linéaire				
	K_B	H	H_1	R	β	K_B	H_1	H	R	β
20°C	6 400	9 500	10 000	5 000	0.64	60 000	80 000	100 000	5 500	0.6
300°C	14 500	20 800	25 000	3 929	0.58	31 250	35 700	56 000	5 560	0.56
500°C	6 250	8 230	8400	1 487	0.74	25 000	42 500	50 000	4 000	0.5
600°C	2 000	3 530	3 500	769	0.57	20 850	25 000	31 250	4 350	0.66

Tableau récapitulatif 3.7
Essai à drainage partiel

3.3 ESSAI A $p_c = p_i$

Les courbes de la figure 3.19 présentent les résultats de l'essai à $p_c = p_i$ pour différentes températures.

Les valeurs du coefficient δ (compressibilité non gainée), déterminées à partir des parties linéaires des courbes 3.19, sont données dans le tableau 3.8.

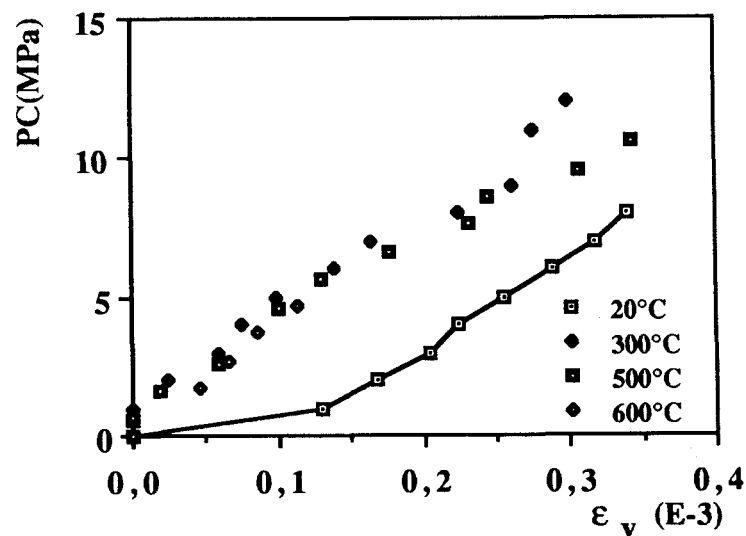


Figure 3.19
Essai à $p_c = p_i$

	δ	K_B	$\beta = 1 - (K_B / \delta)$
20°C	44 000	28 000	0.36
300°C	36 000	27 000	0.25
500°C	38 000	28 000	0.27
600°C	41 000	23 000	0.44

Tableau 3.8

Essai à $p_c = p_i$

3.4 ESSAI NON DRAINE

Les courbes reliant, d'une part, la pression de confinement à la déformation volumique globale, et d'autre part, la pression de confinement à la pression interstitielle, sont données respectivement sur les figures 3.20, 3.21.

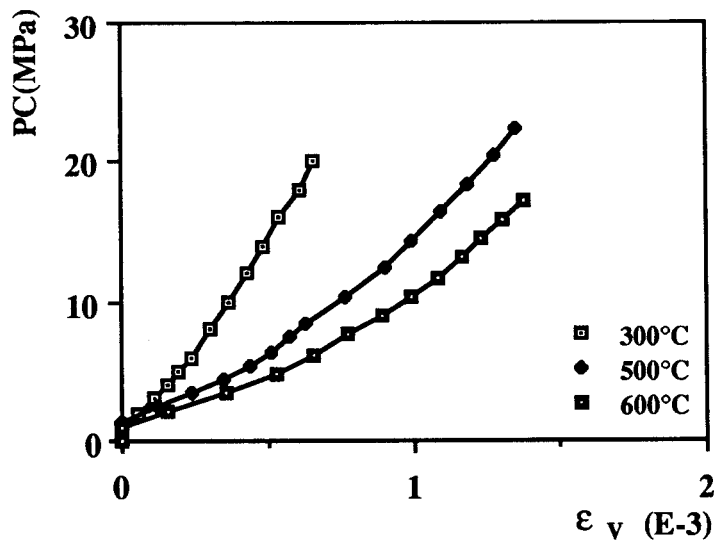


Figure 3.20

Relation entre la déformation volumique globale et la pression de confinement

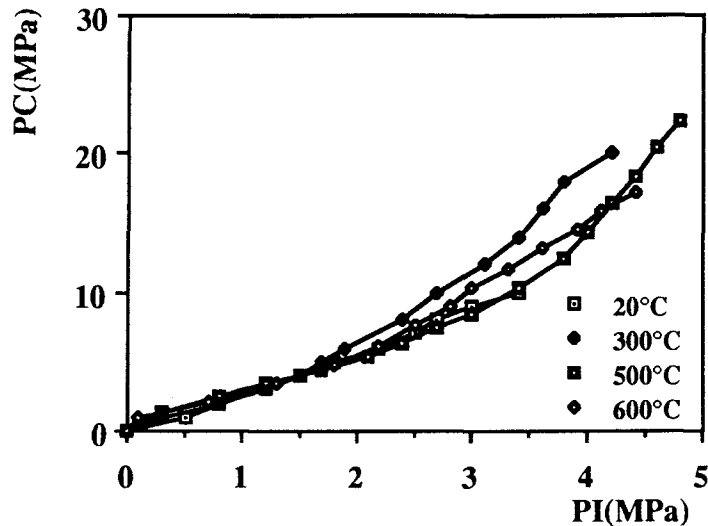


Figure 3.21
Relation entre p_c et p_i

Comme au paragraphe 2.3.4, la détermination de β à partir de l'essai non drainé donne des résultats dispersés. Ceci est dû au fait que la pression de confinement correspondant à la fermeture des fissures n'a pas été atteinte. Il s'ensuit que le module de compressibilité non-drainé est le module correspondant à la zone de microfissuration (surtout à 600°C). Sauf le cas de l'essai à 300°C où le coefficient de Biot β (calculé par cette méthode) est correct, de l'ordre de 0.6.

3.5 INTERPRETATION

Les courbes et les tableaux de ce chapitre nous amènent à faire un certain nombre de remarques :

- Nous avons constaté dans le chapitre précédent, soit pour un essai à drainage partiel, soit pour un essai à $p_c = p_i$, la présence d'une zone non linéaire, et essentiellement sur les courbes $p_c - \theta$. Cette zone peut être due à la mise en place du fluide dans les pores. Donc, nous avons besoin d'une quantité de fluide plus importante entre les points 2 et 3 qu'entre les points 5 et 6 (figure 2.2) pour obtenir la saturation complète. En ce qui concerne les essais "300°C", "500°C" et "600°C", ils ont été menés après une montée en pression de confinement et en pression interstitielle. De ce fait, on constate la disparition de la zone non linéaire sur toutes les courbes (figures 3.5, 3.6, 3.9, 3.10, 3.13, 3.14, 3.17, 3.18)
- Le tableau 2.23 qui donne les valeurs de β déterminées à partir d'un essai à $p_c = p_i$, confirme que les valeurs de β , calculées pour cet essai, sont faibles

par rapport à celles obtenues dans d'autres essais (pour le grès I) ; En effet, les rayons des pores du grès 2 et du grès 3 présentent une courbe continue (figure 2.4) ; on a donc des pores de tailles différentes, ce qui donne une facilité à la circulation du fluide à l'intérieur des pores. En revanche, l'accès dans la fine porosité du grès I est plus délicate, les rayons de pore n'étant pas assez continus et, par ce fait, la circulation du fluide dans les fins pores est plus difficile. En conséquence, les valeurs de δ sont plus faibles par rapport à la compressibilité réelle de la matrice (compressibilité du quartz), cela pourrait expliquer cette différence.

- Il est intéressant de remarquer que l'essai à drainage partiel permet de déterminer les déformations pour un essai à $p_c = p_i$ (entre les points 3 et 6, 6 et 9 ... etc. de la figure 2.3), ou pour un essai non drainé (entre les points 3 et 4, 6 et 7 ... etc. de la figure 2.3).
- Notons que l'essai à drainage partiel (après la zone de serrage) doit donner les mêmes valeurs de K_B , H_1 , H et R pour tous les essais aux températures de 20°C, 300°C, 500°C, 600°C, à condition que toutes les microfissures soient fermées. Etant donné que tous les essais ont été menés sous pression de confinement imposée (13 MPa), il en découle qu'à cette pression les microfissures n'ont pu être fermées qu'à 20°C (tableau 3.1). Cela explique bien, pour une pression de confinement donnée, les diminutions des valeurs des coefficients élastiques K_B , H_1 , H et R .

CONCLUSIONS

- L'étude effectuée sur les grès (Grès I, Grès II, Grès III) a permis de déterminer le coefficient de Biot β . Ce coefficient est à peu près indépendant de l'état de microfissuration naturelle. Cette conclusion est vérifiée par l'augmentation de l'état de microfissuration.
- Il est préférable de calculer le coefficient β (en utilisant les jauges) par l'essai à drainage partiel pour éviter, soit, le changement des conditions aux limites (essai à $p_c = p_i$ ou essai non drainé), soit, la difficulté de la détermination de θ par des capillaires (essai drainé).
- Tous les essais montrent que la valeur des coefficients élastiques K_B , H_1 , H et R est liée à l'état de la microfissuration naturelle.

CHAPITRE 4

INFLUENCE DU DEVIATEUR DE CONTRAINTE ROCHES DILATANTES A FORTE SUSCEPTIBILITE A LA FISSURATION

L'objectif de ce chapitre est la modélisation du comportement d'une roche dont le développement de la microfissuration est le mécanisme principal de déformation. Cette microfissuration induit une anisotropie de comportement.

Nous allons explorer les répercussions de cette fissuration sur l'interaction entre le fluide et le squelette [33], [46].

4.1 ETUDE EXPERIMENTALE

On classe les essais effectués en trois groupes :

- Essai triaxial drainé
- Essai triaxial non drainé
- Essai triaxial avec montées en pression interstitielle

Le premier groupe d'essais a été effectué sur les trois grès (grès I, grès II, grès III). Ces essais sont réalisés dans le but de mieux connaître les mécanismes fondamentaux de comportement rhéologique du squelette. Ils permettront ainsi de montrer au travers de la perte de linéarité des déformations transversales que le mécanisme de déformation est celui associé à une microfissuration axiale.

Le deuxième groupe d'essais concerne l'influence de la microfissuration induite (qui est à l'origine de la phase dilatante) sur la pression interstitielle. Ces essais ont été effectués sur les trois grès.

Pour le troisième groupe d'essais, nous avons choisi le grès I (grès de Fontainebleau). Cela servira à la modélisation du comportement rhéologique de cette roche en présence du fluide et sous chargement triaxial.

Le dispositif expérimental triaxial est celui décrit au chapitre 1.

4.1.1 ESSAI TRIAXIAL DRAINE

L'essai consiste à soumettre l'échantillon, d'abord à un champ de contrainte isotrope ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$), puis à un champ déviatorique en augmentant uniquement la contrainte axiale. Dans ces essais, la mise en pression de confinement et la mesure de la variation de volume s'effectuent de la même manière que lors des essais hydrostatiques drainés (paragraphe 2.2.1).

Les essais ont été exécutés à une pression de confinement de 10 MPa. Cette pression sera considérée comme suffisante pour fermer toutes les microfissures naturelles existant dans les trois grès. Notons également que la technique de saturation est la même que celle utilisée au chapitre précédent.

Dans ce groupe d'essais, le drainage est ouvert ($P_i = 0$) (les vannes V_1 et V_2 sont ouvertes (figure 1.3)). L'étude des déformations a été faite par jauges d'extensométrie. La disposition des jauges est la suivante : deux jauges transversales et deux jauges axiales, installées au centre de l'échantillon.

Résultats

Les figures 4.1, 4.2, 4.3 présentent les résultats de l'essai triaxial drainé à $p_c = 10$ MPa pour les différents grès. Sur ces figures sont présentées les courbes contraintes déformations axiales et contraintes-déformations transversales. Précisons que les déformations sont mesurées à l'aide de jauges. La comparaison entre ces trois roches nous permet de constater que les courbes contrainte-déformation ont pratiquement les mêmes allures. Toutefois, le grès I présente une perte de linéarité dans la direction transversale apparaissant plus tôt dans le chargement pour le grès II et le grès III. De plus, les déformations transversales sont également nettement plus importantes pour le grès I (roche plus dilatante). Autrement dit, le grès I induit une anisotropie beaucoup plus marquée que le grès II et le grès III. De ce fait, c'est le grès I que nous allons choisir pour étudier l'interaction avec le fluide. On constate aussi que cette roche présente une résistance à la rupture nettement plus élevée que les autres grès. Ceci doit être lié au fait que la rigidité de la matrice solide de cette roche est plus importante (porosité plus faible). Des essais à différentes pressions de confinement sur le grès de Fontainebleau (Grès I) ont été réalisés dans le laboratoire par Ikogou [34], [35]. Le comportement est analogué à celui que nous avons observé pour $p_c = 10$ MPa.

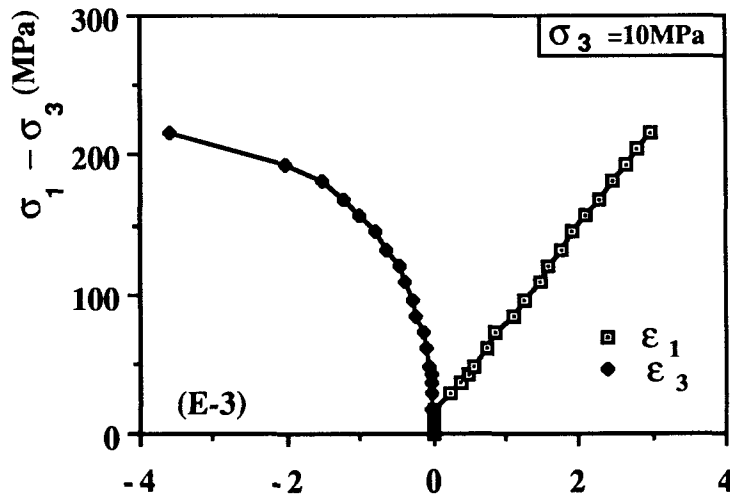


Figure 4.1

Essai triaxial drainé sur le grès I courbes contraintes-déformations

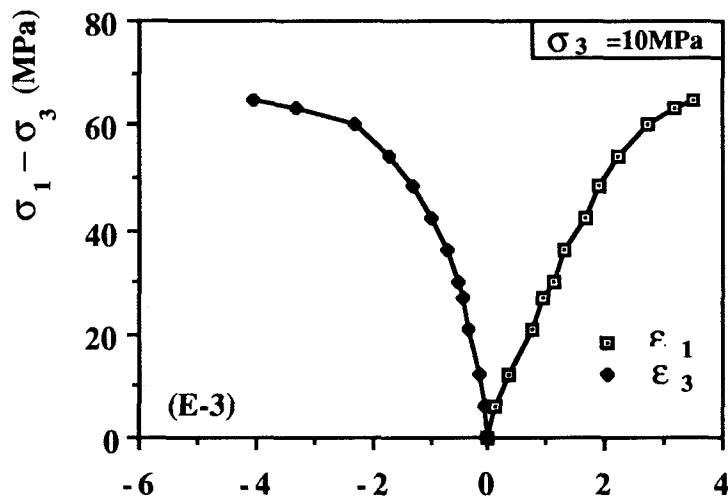


Figure 4.2
Essai triaxial drainé sur le grès II
Courbes contraintes-déformations

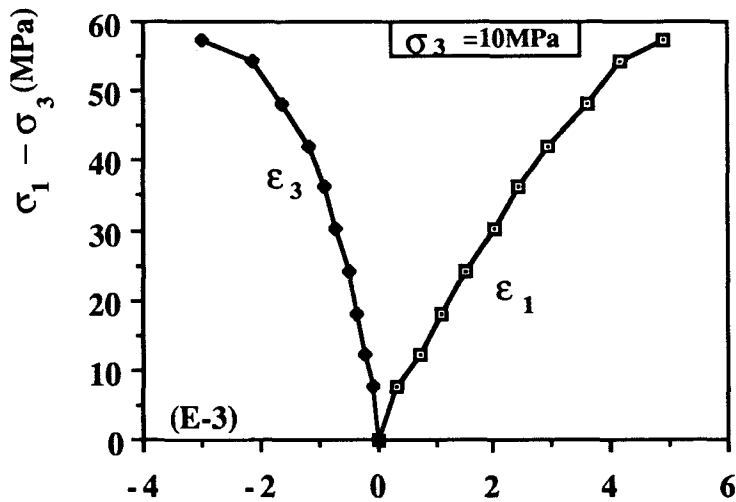


Figure 4.3
Essai triaxial drainé sur le grès III
Courbe contraintes-déformations

La figure 4.4 montre une comparaison entre les déformations volumiques ϵ_v mesurées par des jauges et les variations de teneur en fluide θ mesurées par des capillaires pour le grès I. On remarque que les jauges sont plus sensibles à la fissuration que les capillaires car la dilatance apparaît plus vite sur ϵ_v que sur θ .

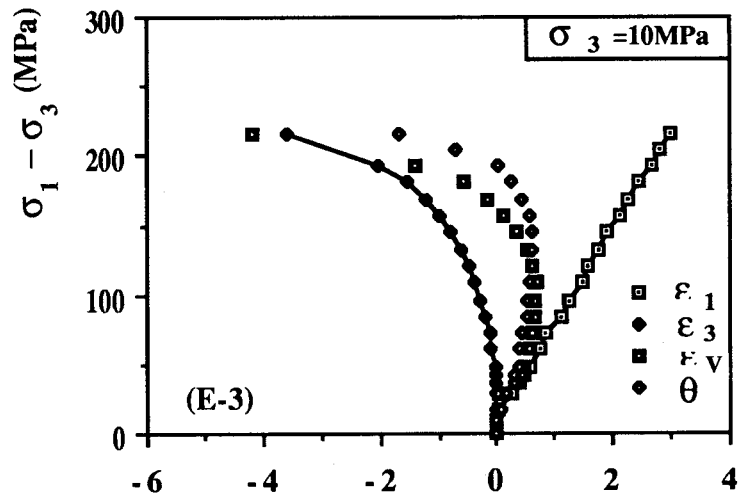


Figure 4.4

Comparaison entre θ et ε_v pour le grès I

4.1.2 ESSAI NON DRAINE

Pour réaliser cet essai, il suffit de fermer le drainage (les vannes V_1 , V_2 sont fermées, figure 1.3), c'est-à-dire qu'il n'y a pas de variation de masse de fluide au cours du chargement. L'essai consiste donc à soumettre l'échantillon, d'abord à une pression de confinement ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = p_c$) d'une manière drainée, puis à monter la pression interstitielle jusqu'à une valeur donnée et à ce moment là, on ferme le drainage et on commence à augmenter la contrainte axiale jusqu'à la rupture.

Les figures 4.5, 4.6 et 4.7 présentent les résultats de l'essai triaxial non drainé à $p_c = 10$ MPa pour les grès I, grès II et grès III respectivement. Sur ces figures, nous avons donné les courbes contraintes-déformations (déformation axiale, transversale et volumique). Toutes les déformations sont mesurées à l'aide de jauges. On remarque que les déformations volumiques sont négligeables jusqu'à la phase de dilatance où les déformations transversales deviennent nettement plus importantes que les déformations axiales. Le grès I présente comme dans le cas drainé une résistance à la rupture nettement plus importante que le grès II et le grès III.

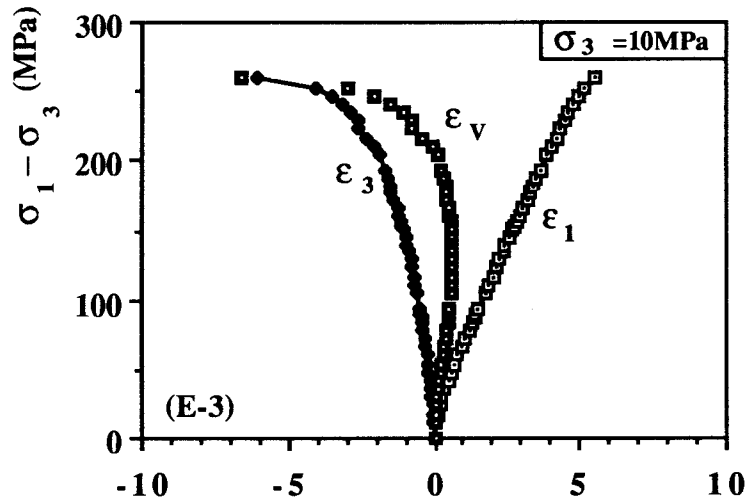


Figure 4.5
Essai triaxial non drainé pour le grès I
Courbe contraintes-déformations

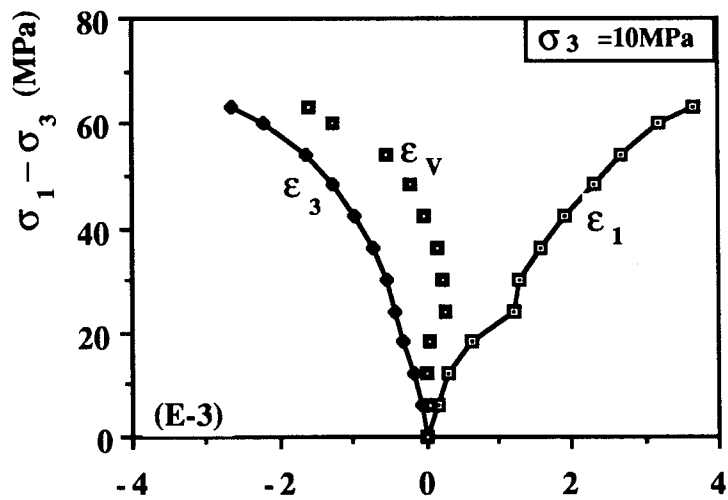


Figure 4.6
Essai triaxial non drainé pour le grès II
Courbe contraintes-déformations

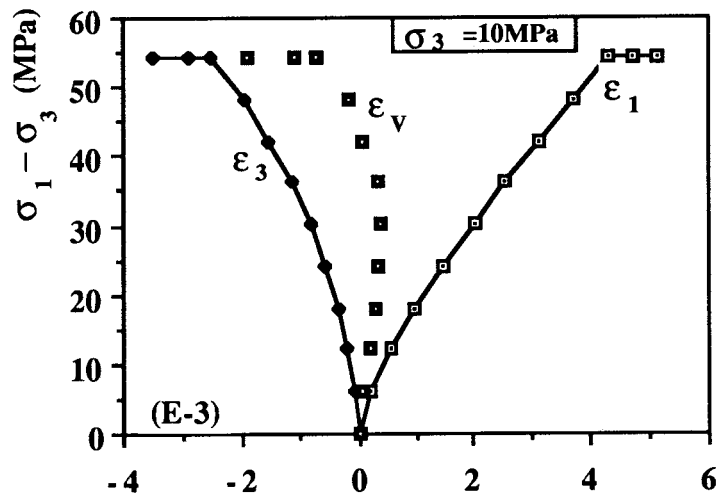


Figure 4.7
Essai triaxial non drainé pour le grès III
Courbe contraintes-déformations

Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 présentent la variation des contraintes déviatoriques avec la pression interstitielle

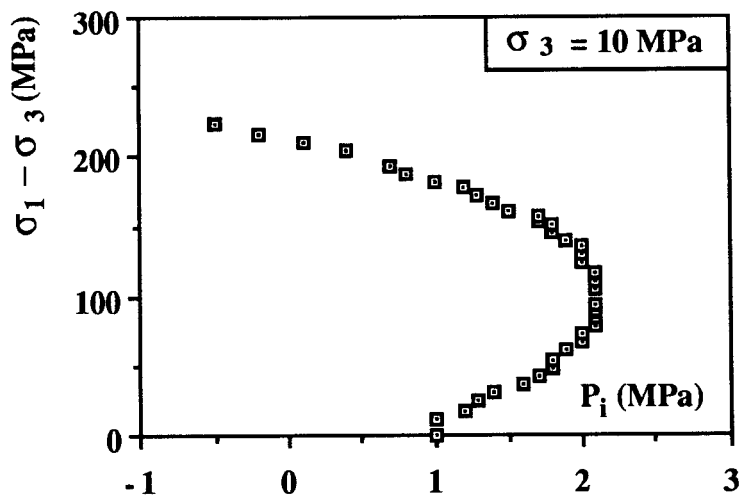


Figure 4.8
Essai non drainé pour le grès I
Courbe contrainte déviatorique - pression interstitielle

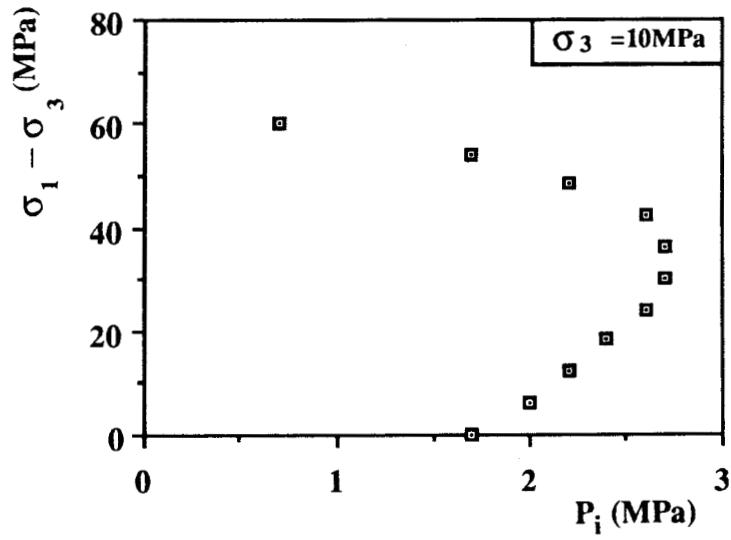


Figure 4.9
 Essai non drainé pour le grès II
 Courbe contrainte déviatorique - Pression interstitielle

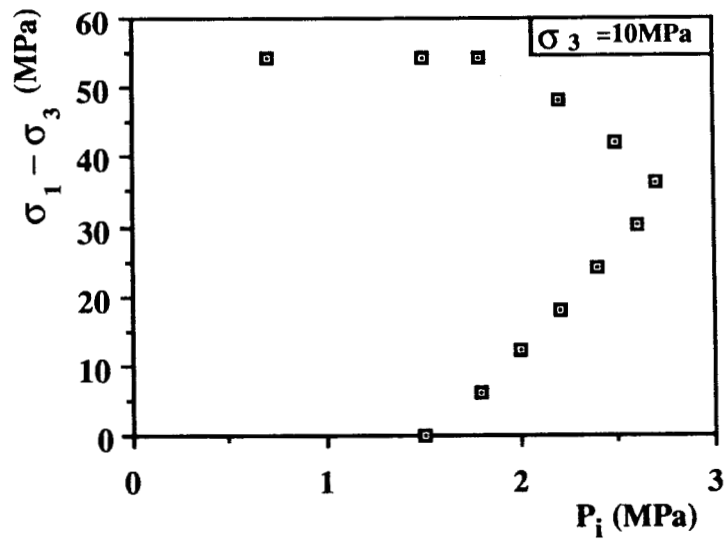


Figure 4.10
 Essai non drainé pour le grès III
 Courbe contrainte déviatorique - Pression interstitielle

On remarque sur les courbes précédentes que la pression interstitielle augmente progressivement dans la zone contractante, puis diminue dans la zone dilatante. Cette diminution est suivie d'une chute rapide de P_i près de la rupture. Cette chute de la pression interstitielle montre bien l'importance de la fissuration induite. Par contre, elle ne permet pas de montrer si cette fissuration à orientation privilégiée produit une interaction fluide-squelette orientée. Nous avons choisi le grès I (qui est plus susceptible à la fissuration que le grès II et le grès III) pour faire le troisième groupe d'essais qui servira à la modélisation du comportement de cette roche en présence du fluide.

4.1.3 ESSAI TRIAXIAL AVEC DES MONTEES EN PRESSION INTERSTITIELLE

A. Essai triaxial monotone

La fissuration au cours du chargement est orientée. Il faut donc s'attendre à ce que l'interaction fluide-squelette soit parfaitement anisotrope.

Pour mettre en évidence cette interaction fluide-squelette au cours de la déformation, nous avons procédé comme suit : au cours d'un essai triaxial conventionnel sur échantillon saturé, une montée en pression interstitielle progressive est effectuée. Les déformations ont été enregistrées par jauges d'extensométrie lorsque la pression interstitielle est uniforme. La procédure est la suivante ; après le contact entre l'échantillon et le piston de la cellule, on commence l'essai triaxial drainé (vanne 1 et 2 sont ouvertes (figure 1.3)) jusqu'à une valeur donnée du déviateur (point 1). On ferme ensuite le drainage et on monte en pression interstitielle en gardant la pression de confinement et le déviateur constants. Après avoir réalisé cette montée en P_i , on décharge la pression interstitielle à zéro, c'est-à-dire que l'on revient au point 1 et que l'on continue l'essai triaxial drainé jusqu'au point 2 et ainsi de suite (figure 4.11).

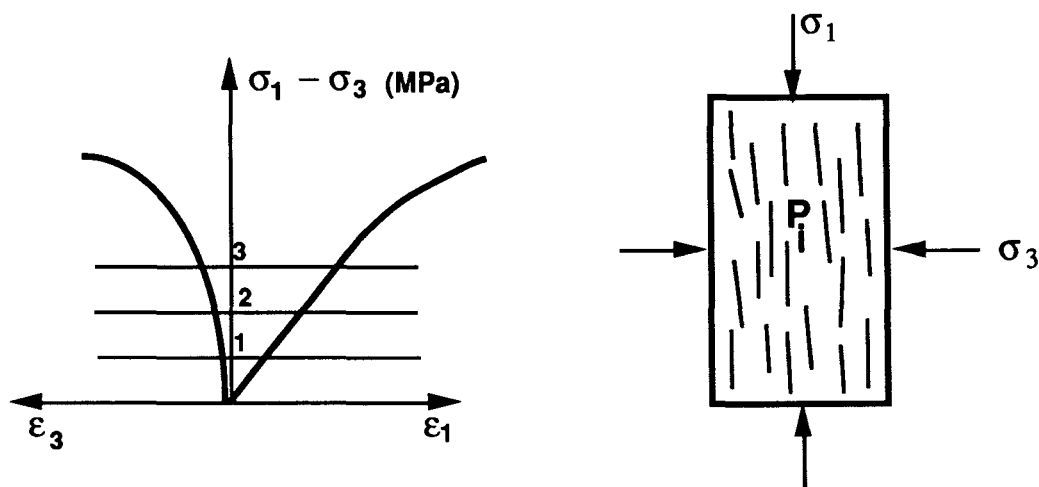


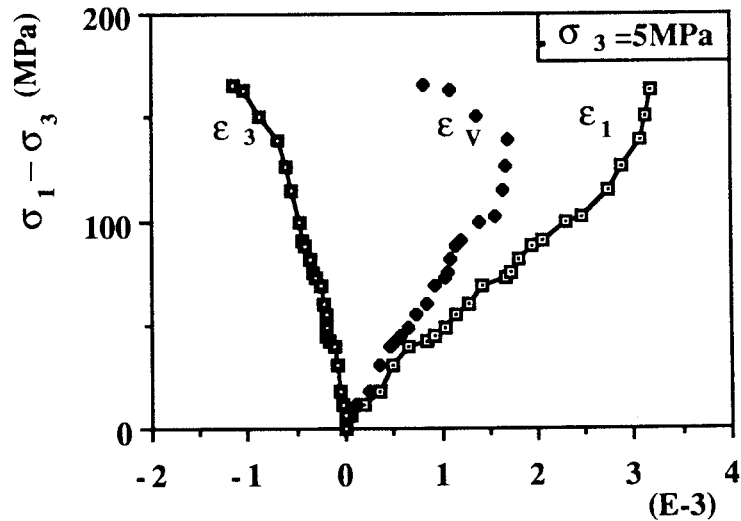
Figure 4.11
Principe de chargement

Les essais ont été menés à différentes pressions de confinement 5, 10, 20, 30 et 40 MPa. Les résultats sont donnés sur les figures 4.12 à 4.16 respectivement.

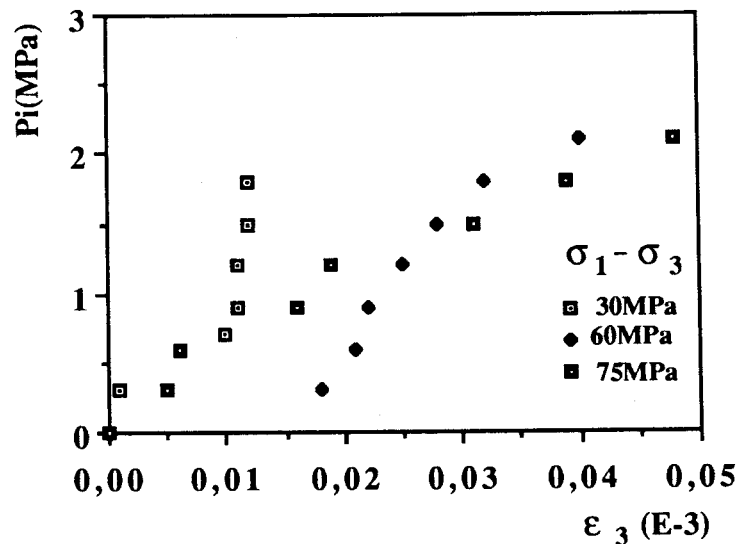
Chaque figure présente :

- a) les courbes contraintes-déformations
- b) les courbes pression interstitielle-déformations transversales

Nous avons constaté que les courbes pression interstitielle-déformations longitudinales restent sensiblement les mêmes pour tous les essais et pour toutes les valeurs du déviateur. De ce fait, nous présentons uniquement les courbes $p_i - \epsilon_1$ à $p_c = 10$ MPa (sur la figure 4.17).



(a)

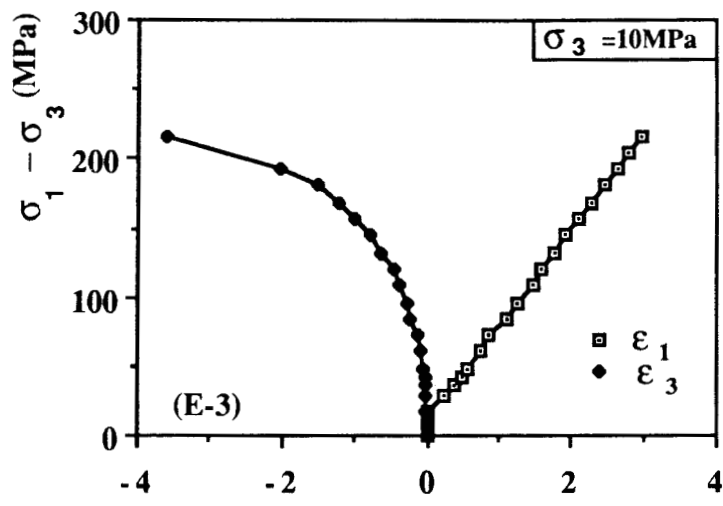


(b)

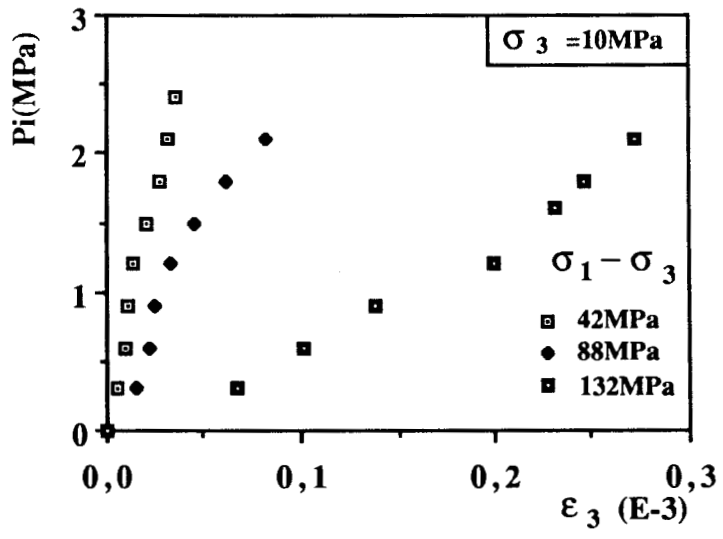
Figure 4.12

Essai triaxial à $p_c = 5$ MPa (avec des montées en p_i)

- a) courbes contraintes-déformations lissées
 b) courbes pression interstitielle déformation transversale



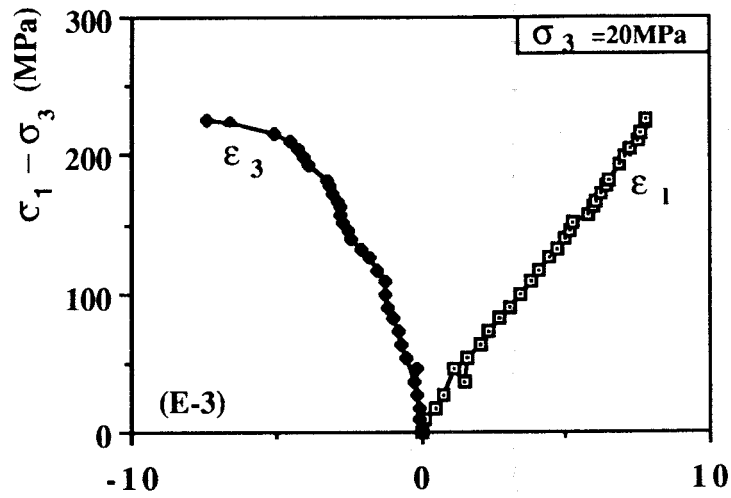
(a)



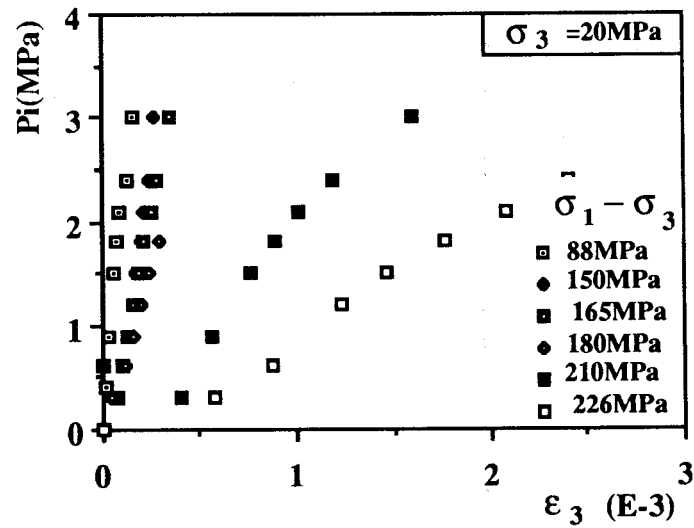
(b)

Figure 4.13

Essai triaxial à $p_c = 10 \text{ MPa}$ (avec des montées en p_i)
 a) courbes contrainte-déformation lissées
 b) courbes pressions interstitielle déformations transversale



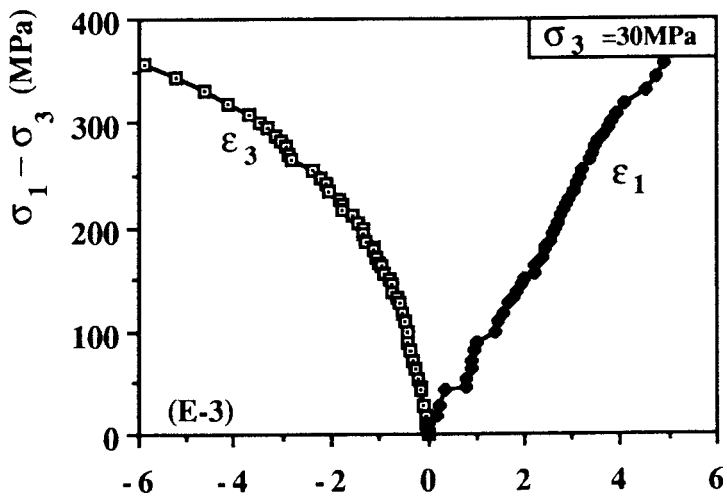
(a)



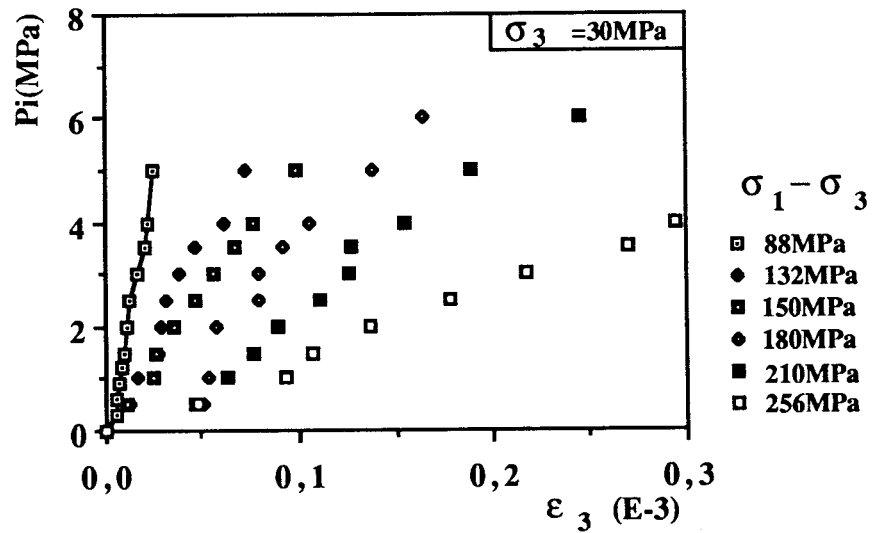
(b)

Figure 4.14

Essai triaxial à $p_c = 20$ MPa (avec des montées en p_i)
 a) courbes contrainte-déformation lissées
 b) courbes pression interstitielle - déformation transversale



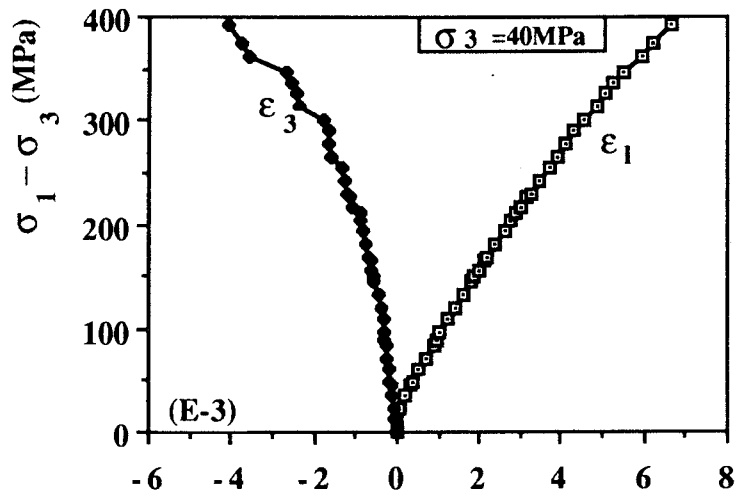
(a)



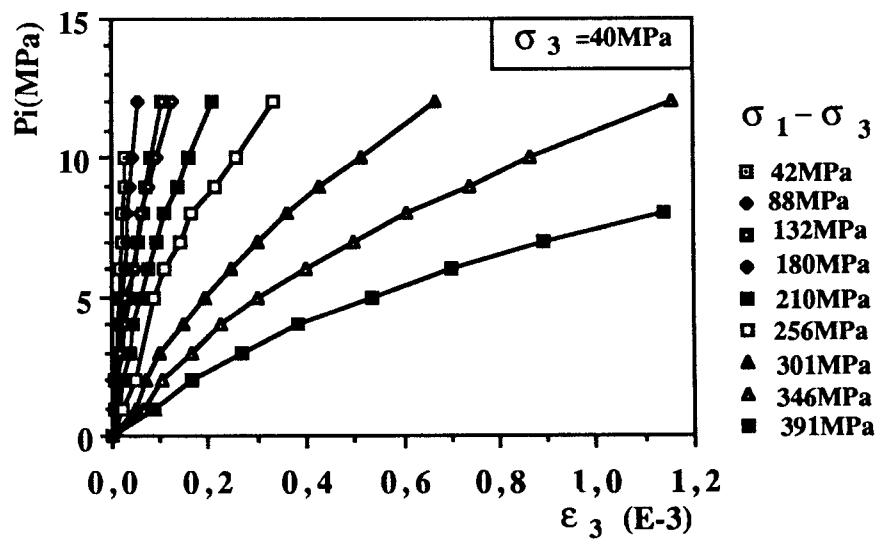
(b)

Figure 4.15

Essai triaxial à $p_c = 30 \text{ MPa}$ (avec des montées en p_i)
 a) courbes contrainte-déformation lissées
 b) courbes pression interstitielle - déformation transversale



(a)



(b)

Figure 4.16

Essai triaxial à $p_c = 40$ MPa (avec des montées en p_i)

a) courbes contrainte-déformation lissées

b) courbes pression interstitielle - déformation transversale

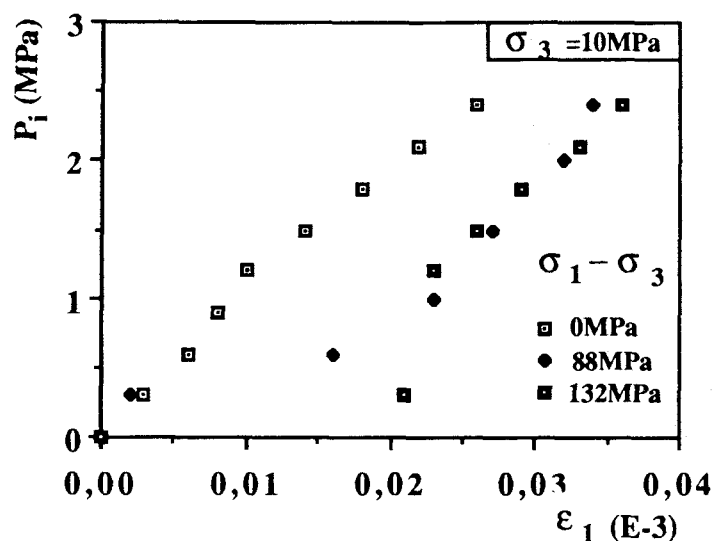


Figure 4.17

Essai triaxial à $p_c = 10$ MPa (avec des montées en p_i)
 Courbe pression interstitielle - Déformation longitudinale

Pour des très faibles déviateurs de contraintes, l'interaction fluide-squelette est isotrope, car les déformations longitudinales et transversales sont identiques (par exemple : pour une pression de confinement $\sigma_3 = 10$ MPa, la pente de la courbe $p_i - \epsilon_3$ donnée par la figure 4.13 à $\sigma_1 - \sigma_3 = 42$ MPa est semblable à celle donnée par la courbe $p_i - \epsilon_1$ (figure 4.17). Au fur et à mesure que le déviateur augmente les déformations transversales augmentent également, et ceci de façon très sensible, alors que les déformations longitudinales restent quasi inchangées (figures 4.13 à 4.17). Ceci met clairement en évidence l'anisotropie de l'interaction fluide-squelette. On remarque aussi sur toutes les courbes $p_i - \epsilon_3$, pour une pression de confinement σ_3 allant de 0 à 30 MPa, que les déformations sont quasi-linéaires (figures 4.13 à 4.15). Les courbes de la figure 4.16 montrent en revanche que pour $\sigma_3 = 40$ MPa, les relations $p_i - \epsilon_3$ ne sont plus linéaires à partir de $\sigma_1 - \sigma_3 = 256$ MPa. Par ailleurs, on constate que, si on est près de la rupture ($\sigma_1 - \sigma_3 = 256$ MPa) (figure 4.16), on peut avoir la rupture en montant en pression interstitielle.

B. Essai triaxial chargement-déchargement

Le but de cet essai est de voir l'influence d'un cycle complet de chargement déchargement sur l'interaction fluide-squelette.

L'essai consiste donc à soumettre l'échantillon à une pression de confinement, puis à faire la première montée en pression interstitielle (point 1 de la figure 4.18) ; après cette montée de p_i , on augmente la contrainte axiale jusqu'au point 2, on fait ensuite la deuxième montée en p_i , puis on revient au point 3 en déchargeant la contrainte axiale, et on fait la troisième montée en p_i ; on remonte à nouveau jusqu'au point 4 en augmentant la contrainte axiale, et on fait la quatrième montée en p_i et ainsi de suite (figure 4.18).

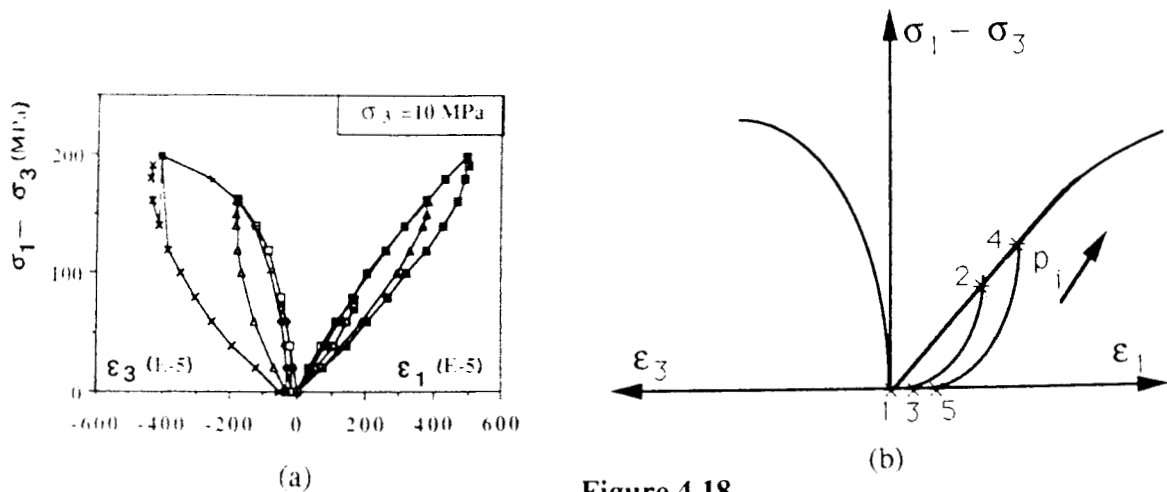


Figure 4.18

Essai triaxial chargement-déchargement
 a) Courbes contraintes-déformations lissées
 b) Principe de chargement en p_i

Un seul essai, à $p_c = 10$ MPa, a été effectué. La figure 4.19 donne les courbes pression interstitielle-déformations transversales. La relation entre la pression interstitielle et la déformation longitudinale n'est pas représentée car semblable à celle de la figure 4.17.

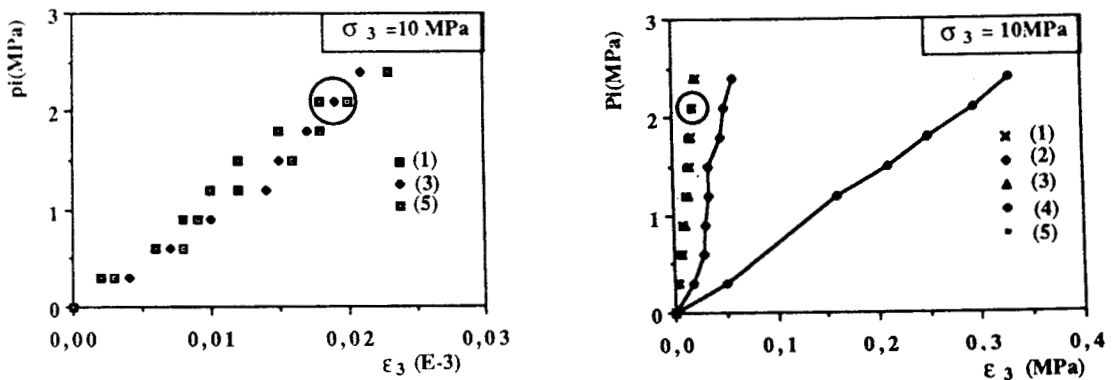


Figure 4.19

Courbe de la pression interstitielle - déformation transversale

La figure 4.18 montre que les déformations permanentes de cette roche sont négligeables. Les fissures créées en chargement sont refermées en déchargement, mais ces fissures existent après le déchargement (état hydrostatique) dans l'échantillon. La fermeture des fissures est due à la pression de confinement. On peut faire les mêmes remarques sur la figure 4.19 car les déformations transversales sont identiques pour une montée en pression interstitielle à l'état hydrostatique avant chargement et après déchargement (point 1, 3 et 5). Cela veut dire que l'interaction fluide-squelette n'est pas orientée à l'état hydrostatique (avant chargement et après déchargement). Par conséquent, le fluide recommence à s'écouler à travers les pores. De plus, les résultats obtenus pour un état de contraintes données en chargement monotone (figure 4.13) et en chargement-déchargement-rechargement (figure 4.19) montrent que les pentes des courbes $(p_i - \varepsilon_3)$ sont identiques ($\sigma_1 - \sigma_3 = 88$ et 132 MPa).

4.2 VALIDITE DES MODELES EXISTANTS

Pour le type de comportement observé ici, le modèle élastique non linéaire isotrope de Biot [12] et le modèle élastoplastique d'interaction fluide-squelette de Yamada [52] sont inadaptés, car ils ne tiennent pas compte de l'effet d'anisotropie dans l'interaction fluide-squelette. Par ailleurs, le modèle élastique linéaire anisotrope de Biot [4] ne permet pas de prendre en compte l'anisotropie induite de comportement du squelette (comportement non linéaire et inélastique), car dans ce modèle les paramètres d'interaction sont constantes (elle ne dépendent donc pas de l'état de contrainte).

On peut expérimentalement montrer l'inadéquation du modèle élastique linéaire anisotrope de Biot dans le cas de nos essais.

En effet, si on prend les équations proposées par Biot dans le cas élastique linéaire à symétrie transversale (équation 1.12), ce qui est le cas de l'essai triaxial à symétrie de révolution, on a :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_1 &= \text{déformation du squelette} + \frac{p_i}{H^*_1} \\
 \varepsilon_2 &= \text{déformation du squelette} + \frac{p_i}{H^*_3} \\
 \varepsilon_3 &= \text{déformation du squelette} + \frac{p_i}{H^*_3}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

La variation de teneur en fluide est donnée par :

$$\theta = \frac{\sigma_1}{L_1} + \frac{\sigma_2 + \sigma_3}{L_3} + \frac{p_i}{R}
 \tag{4.2}$$

Dans le cas de l'élasticité linéaire, nous avons :

$$(4.3) \quad H^*_1 = L_1 \quad \text{et} \quad H^*_3 = L_3$$

Si on prend le cas de $p_c = 10 \text{ MPa}$, H^*_1 est une constante et est donnée par la figure 4.17 ; $H^*_1 = 12 \times 10^4 \text{ MPa}$.

Par contre, on peut calculer L_1 pour différentes valeurs de σ_1 , à partir de la figure 4.4. La comparaison entre L_1 et H^*_1 est donnée sur la figure 4.20. On voit clairement que H^*_1 est comparable à L_1 dans la zone élastique (où il n'y a pas encore beaucoup de microfissuration) et que L_1 continue à augmenter jusqu'à la fin de la zone contractante, puis commence à diminuer en changeant le signe dans la zone dilatante. En revanche, H^*_1 reste toujours constant.

Cela indique bien que ce modèle n'est pas valable pour ce type de comportement. De ce fait, nous allons proposer des relations empiriques d'interaction qui tiennent compte de l'effet anisotrope du fluide et du comportement non linéaire du squelette.

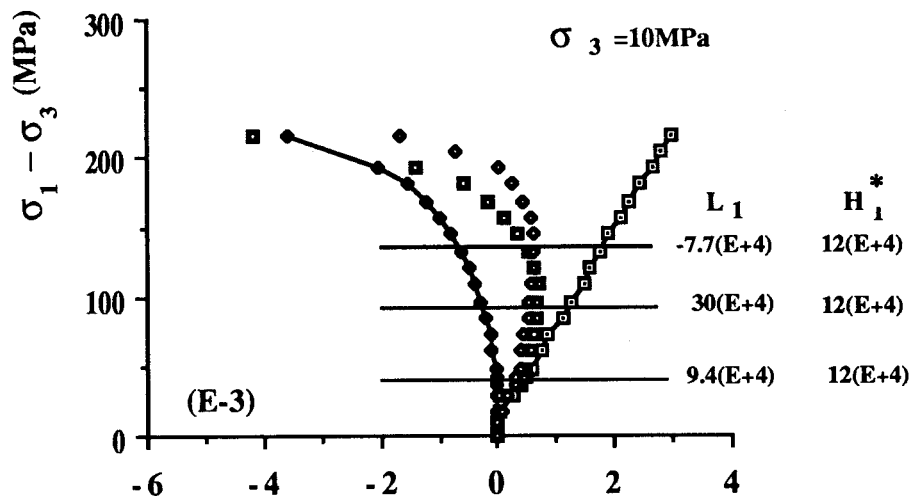


Figure 4.20
Comparaison entre H^*_1 et L_1

4.3 RELATIONS EMPIRIQUES DU COMPORTEMENT FLUIDE SQUELETTE

Avant de donner les relations empiriques, nous précisons les constatations suivantes :

- nous avons remarqué que, pour une pression interstitielle donnée, les déformations longitudinales restent quasi constantes en fonction des déviateurs (figure 4.17), dans le cas où toutes les microfissures naturelles sont fermées. La valeur du coefficient H^*_1 , calculée à partir des déformations longitudinales, est à peu près égale à 3 fois le coefficient de Biot H obtenu à partir d'un essai hydrostatique. Autrement dit, il n'y a pas d'influence de la fissuration sur ce coefficient (H^*_1 ne dépend que de la compressibilité hydrostatique et de la porosité).
- nous avons constaté (figures 4.12 à 4.16) que pour p_i donnée, la déformation transversale augmente avec le déviateur. H^*_3 étant la pente de la courbe pression interstitielle-déformation transversale, il est une fonction à la fois du déviateur $\sigma_1 - \sigma_3$ et de la contrainte principale σ_3 : $H^*_3 = H^*_3(\sigma_1 - \sigma_3, \sigma_3)$.
- nous avons montré que L_1 est différent de H^*_1 (paragraphe 4.1.4). L'hypothèse de l'existence d'un potentiel d'énergie élastique (proposée par Biot) ne semble donc plus justifiée dans notre cas. En effet, pour écrire la 7ème équation (variation de teneur en fluide θ) de la loi de comportement de Biot, il faudra de nouveau déterminer les trois coefficients L_1, L_3 et R qui sont fonction de $\sigma_1 - \sigma_3$ et de σ_3 . Mais, comme dans les applications que nous envisageons ici, seules les déformations sont calculées, l'équation donnant θ sera ignorée dans la suite de ce travail.

4.3.1 LES EQUATIONS

Dans le cas général ($\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$), les fissures se développent perpendiculairement à la plus petite contrainte principale (dans le plan 1.2) figure 4.21.

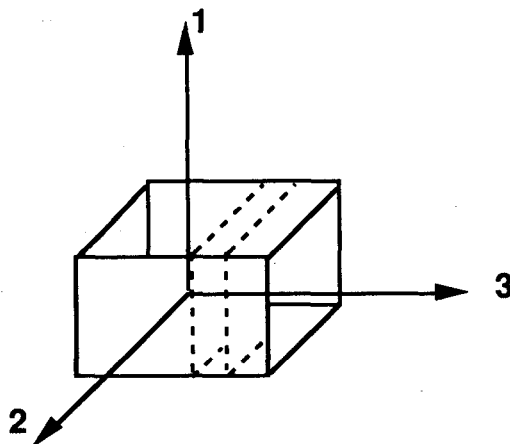


Figure 4.21
Plans des fissures

Les relations de l'interaction avec le fluide s'écrivent alors de façon incrementale ,
 puisque le comportement est non linéaire :

$$\begin{aligned}
 d\varepsilon_1 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_1} dp_i \\
 (4.4) \quad d\varepsilon_2 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_1} dp_i \\
 d\varepsilon_3 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_3} dp_i
 \end{aligned}$$

Par contre, dans le cas de la symétrie de révolution (compression triaxiale de révolution $\sigma_1 \geq \sigma_2 = \sigma_3$), les fissures se développent parallèlement à la direction de chargement (dans la direction 1) (figure 4.22).

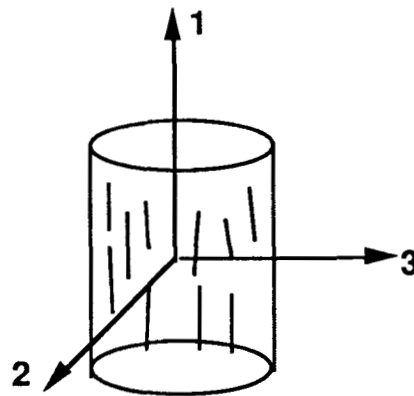


Figure 4.22
 Directions des fissures

Dans ce cas, les relations de l'interaction avec le fluide deviennent :

$$\begin{aligned}
 d\varepsilon_1 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_1} dp_i \\
 (4.5) \quad d\varepsilon_2 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_3} dp_i \\
 d\varepsilon_3 &= \text{déformation du squelette} + \frac{1}{H^*_3} dp_i
 \end{aligned}$$

Notons qu'avec ce couplage, on peut utiliser différents types du comportement du squelette.

4.3.2 PARAMETRES D'INTERACTION

Nous avons remarqué que le paramètre H^*_1 est sensiblement constant et égal à 3 fois le coefficient de Biot H obtenu à partir d'un essai hydrostatique :

$$(4.6) \quad H^*_1 = 3 H$$

Dans le cas du grès de Fontainebleau $H^*_1 = 13,5 \times 10^4$ (MPa) . En revanche le paramètre H^*_3 est une fonction du déviateur $\sigma_1 - \sigma_3$ et de la contrainte principale σ_3 . La figure 4.23 donne la variation de H^*_3 en fonction de $\sigma_1 - \sigma_3$ pour différentes pressions de confinement.

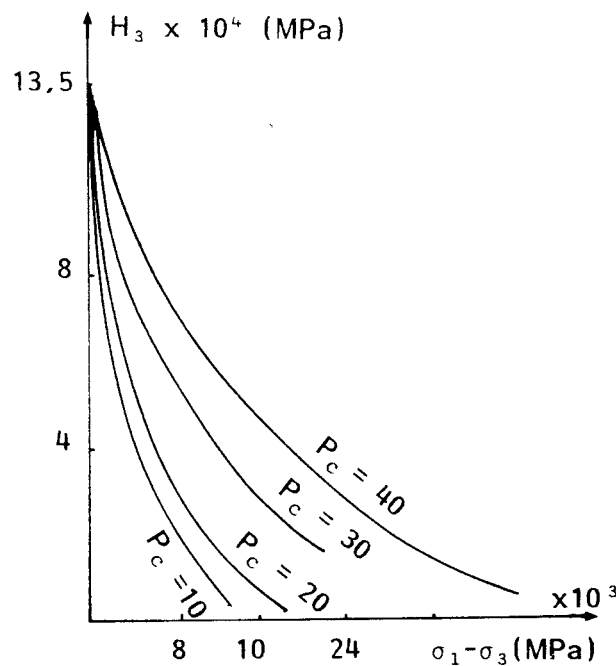


Figure 4.23

Variation de H_3 en fonction de $\sigma_1 - \sigma_3$

A partir de ces courbes, on peut approximer H^*_3 par :

$$(4.7) \quad H^*_3 = H^*_1 \exp (C (\sigma_1 - \sigma_3))$$

avec :

H^*_1 représentant la même valeur obtenue précédemment, c'est-à-dire égale à 3 fois de H (hydrostatique).

C est une fonction de σ_3 donnée sur la figure 4.24.

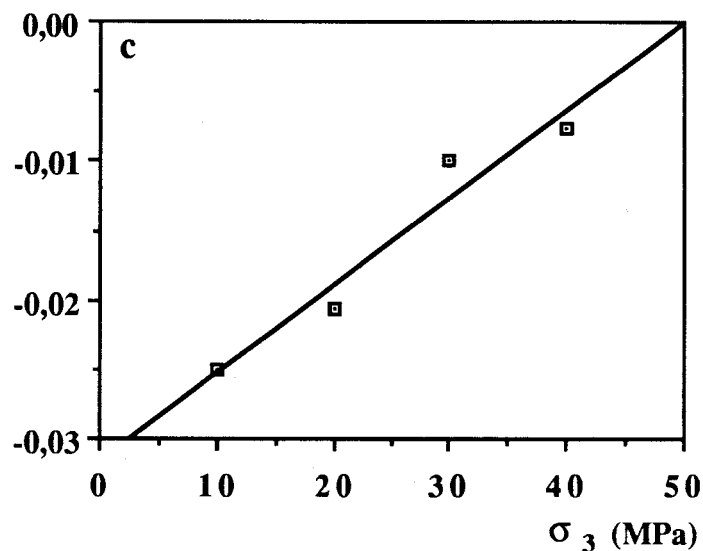


Figure 4.24

Variation de C en fonction de σ_3

On peut écrire :

$$(4.8) \quad C = a + b \sigma_3$$

où a , et b sont des constantes caractéristiques du matériau.

Nous trouvons donc pour le grès I (Grès de Fontainebleau) :

$$H^*_1 = 13,5 \times 10^4 \text{ MPa}$$

$$a = - 0,032$$

$$b = 6,5 \times 10^{-4}$$

On remarque que pour l'état hydrostatique ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$), on retrouve dans l'expression proposée $H^*_1 = H^*_3 = 3 H$ (de Biot).

Nous soulignerons aussi que ce modèle de comportement est totalement empirique et que son utilisation ne peut être menée que dans la mesure où les directions principales de contraintes sont invariantes au cours du chargement.

CHAPITRE 5

**ROCHE TRES POREUSE
CRAIE**

Nous avons vu dans les chapitres 2 et 3 que l'interaction fluide-squelette dépend des chemins de sollicitations qui leur sont appliquées et des niveaux de ceux-ci, et cela pour des roches peu poreuses (grès I, grès II, grès III).

L'objectif visé dans ce chapitre est de tester l'interaction fluide-squelette pour une roche très poreuse. Nous avons donc choisi la craie blanche qui présente le comportement particulier d'effondrement de structure au-delà d'un certain état de contrainte hydrostatique.

5.1 ROCHE TESTEE

La craie étudiée est une craie blanche, provenant de la carrière d'Haubourdin. Elle est caractérisée par une porosité très élevée (45 %) ; sa densité sèche est de l'ordre de 1,8 (Shao [44]).

La porosité de la craie est le facteur dominant qui en guide le comportement anélastique sous forte pression hydrostatique. Elle est formée par des pores de rayons compris entre 2 000 Å et 6 000 Å, ce sont donc des pores assez gros. La macroporosité (vide supérieur à 7,5 µm) est négligeable, figure 5.1.

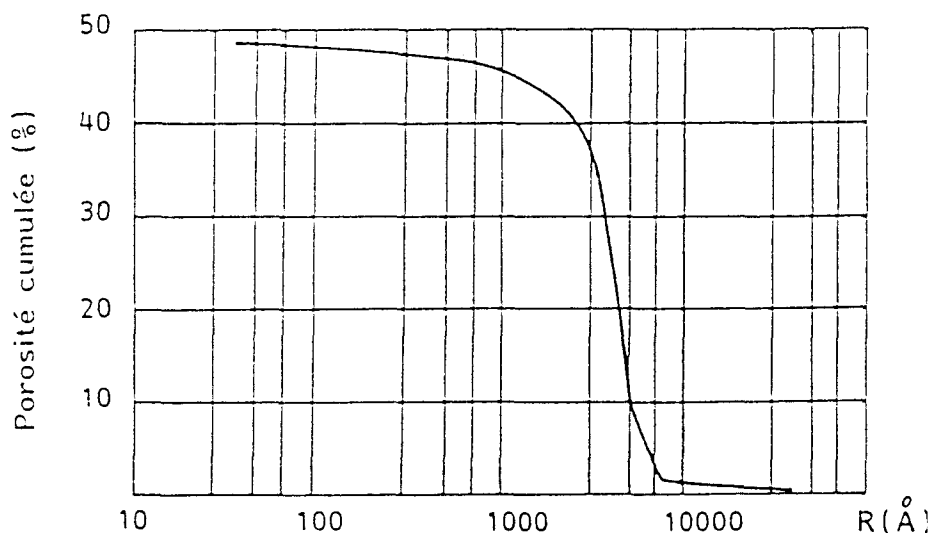


Figure 5.1

Courbe de porosité cumulée en fonction du rayon d'entrée de pore R (Shao [44])

5.2 ESSAI HYDROSTATIQUE

Tous les essais ont été menés sur échantillons saturés en méthanol sous vide.

Nous allons présenter trois groupes d'essais :

- Essai drainé,
- Essai avec des montées en pression interstitielle (pendant l'essai hydrostatique),
- Essai non drainé.

5.2.1 ESSAI DRAINE

La technique expérimentale est la même que celle décrite au chapitre 2, seule, la variation de volume globale des vides est mesurée à l'aide du fluide expulsé durant l'essai. Les résultats sont présentés sur les figures 5.2 et 5.3 [44] :

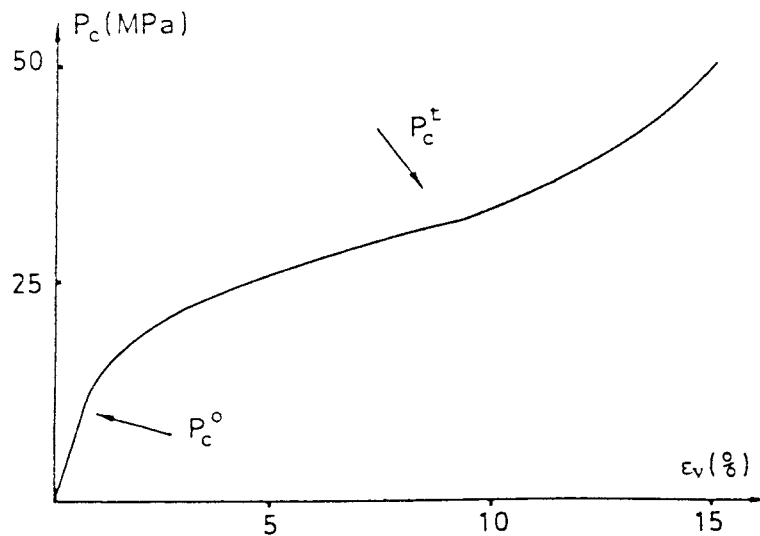


Figure 5.2
Compression isotrope de la craie testée (Shao [44])

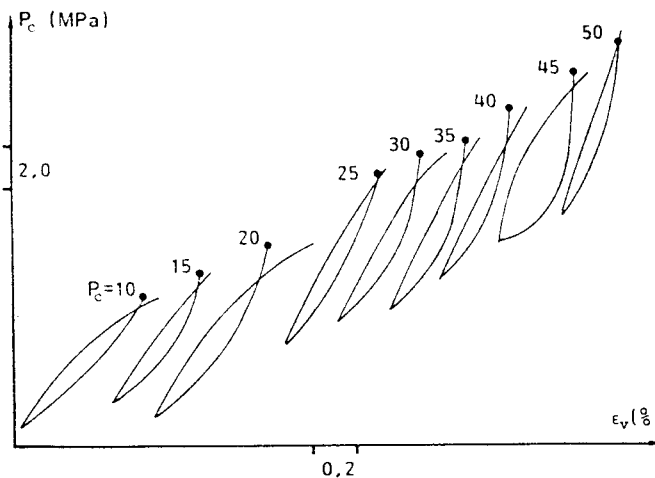


Figure 5.3
Cycles de déchargement-rechargement en compression isotrope pour la craie testée (Shao [44])

D'après ces résultats, la craie blanche présente un comportement anélastique sous sollicitations de compression isotrope. Sur la figure 5.2, nous pouvons identifier trois phases distinctes.

- 1°) $p_c \leq p_c^o$ le comportement est purement réversible, seule la déformation de volume élastique apparaît avec l'absence de dégradation de la roche.
- 2°) $p_c^o < p_c \leq p_c^t$ il s'agit d'une phase de forte contraction plastique avec apparition d'une forte diminution de volume irréversible. Cette phase correspond à un effondrement progressif de la structure microporeuse de la craie, par rupture des ponts entre grains.
- 3°) $p_c > p_c^t$ il s'agit d'une phase d'écroutissage croissant avec diminution rapide du taux de contraction plastique, qui est une conséquence de la croissance de surface de contact entre les grains. La limite p_c^t est donnée par le changement de courbure de la courbe $\varepsilon_v - p_c$.

La limite élastique p_c^o se situe ainsi à environ 10 MPa. Le module de compressibilité (zone élastique) est de l'ordre de 1 400 MPa.

5.2.2 ESSAI AVEC DES MONTEES EN PRESSION INTERSTITIELLE p_i

Les trois phases que nous venons de décrire ont une grande importance sur l'interaction fluide-squelette. Pour mettre en évidence cette interaction avec le fluide au cours de la déformation, nous avons procédé comme suit : au cours d'un essai hydrostatique sur échantillon saturé, une montée en pression interstitielle est effectuée. Les variations de volume de l'échantillon sont mesurées à l'aide du fluide injecté durant la montée en pression interstitielle. La technique expérimentale est la même que celle du paragraphe (1.6).

Les essais ont été menés à différents niveaux de pression de confinement : 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 et 50 MPa. Les résultats sont donnés sur la figure 5.4.

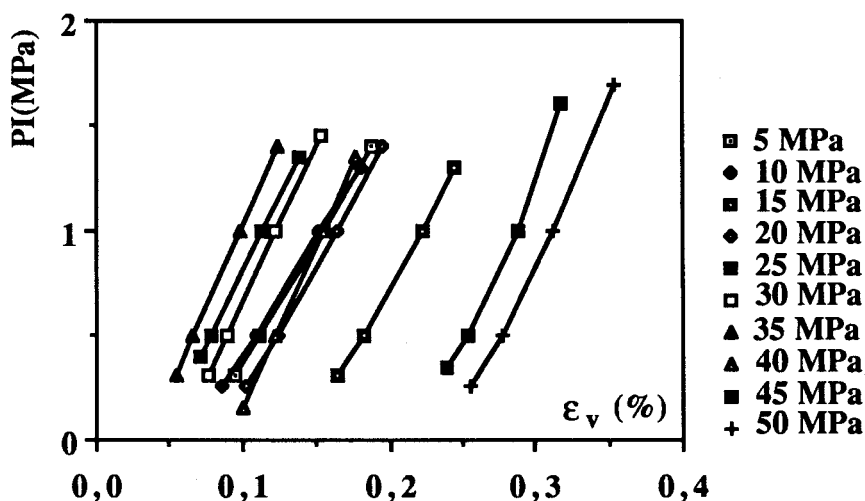


Figure 5.4

Variation de volume ε_v en fonction de la pression interstitielle

A partir de ces courbes, on remarque qu'il nous faut presque toujours, pour commencer à monter en pression interstitielle, un volume plus important de fluide par rapport aux valeurs plus élevées de p_i . Cela est dû à la mise en place du fluide dans les pores (manque de saturation initiale).

On remarque aussi que les déformations volumiques sont quasi-linéaires en fonction de la pression interstitielle pour tous les niveaux de pression de confinement. Les pentes M , de ces courbes sont données dans le tableau 5.1

p MPa	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
M MPa	1 200	1 200	1 200	1 250	1 350	1 500	1 700	1 500	1 500	1 450

Tableau 5.1

Valeurs de M en fonction de la pression de confinement

On observe trois phases d'évolution pour la pente M :

- Entre $p_c = 5$ MPa et $p_c = 15$ MPa, la raideur reste constante, c'est-à-dire que pour une pression interstitielle donnée, les déformations sont indépendantes de la pression de confinement. Cette phase correspond plus ou moins à la phase $p_c \leq p_c^o$ donnée sur la figure 5.2.
- Entre $p_c = 20$ MPa et $p_c = 35$ MPa, la raideur augmente en fonction de la pression de confinement. Cette phase correspond à $p_c^o \leq p_c \leq p_c^t$ de la figure 5.2.
- Pour $p_c > 35$ MPa, la raideur diminue à partir de $p_c = 35$ MPa ; puis elle devient presque constante à partir de $p_c = 40$ MPa, ceci correspond à la phase $p_c \geq p_c^t$ donné à la figure 5.2.

Nous allons maintenant examiner ces trois phases en détail.

a) Phase élastique

Pour des valeurs de $p_c \leq p_c^o$, nous avons remarqué que le comportement du squelette est élastique et purement réversible. De ce fait, la loi de Biot dans le cas élastique linéaire est applicable, avec $M = H$, où H est le coefficient de Biot donné par l'équation 2.1.

A partir du module de compressibilité (déterminée dans la zone élastique) $K_B = 1\,400$ MPa, et le coefficient de Biot $H = 1\,200$ MPa, on peut calculer le coefficient de contrainte effective $\beta = K_B/H$. Mais en considérant que $K_B \cong H$ avec 15 % d'erreurs (erreurs expérimentales), on obtient $\beta = 1$.

Avec cette valeur ($\beta = 1$), on aboutit à la loi de Terzaghi de contrainte effective (équation 1.1) :

$$\sigma'_{jk} = \sigma_{jk} - p_i \delta_{jk}$$

L'essai drainé permet aussi de déterminer le coefficient β , en utilisant la même technique expérimentale qu'en 2.1.1, c'est-à-dire, à partir des mesures de déformations volumiques globales ϵ_v (par des jauges) et de la variation de teneur en fluide θ (par capillaires). $\beta = \Delta\theta/\Delta\epsilon_v$. Shao [44] a montré (figure 5.5), que les déformations ϵ_v et θ sont quasiment les mêmes pour des valeurs de p_c allant jusqu'à 16 MPa. Par conséquent, le coefficient de Biot β est égal à 1. Précisons que les jauges ne tiennent pas sur la craie pour des valeurs élevées de pression de confinement.

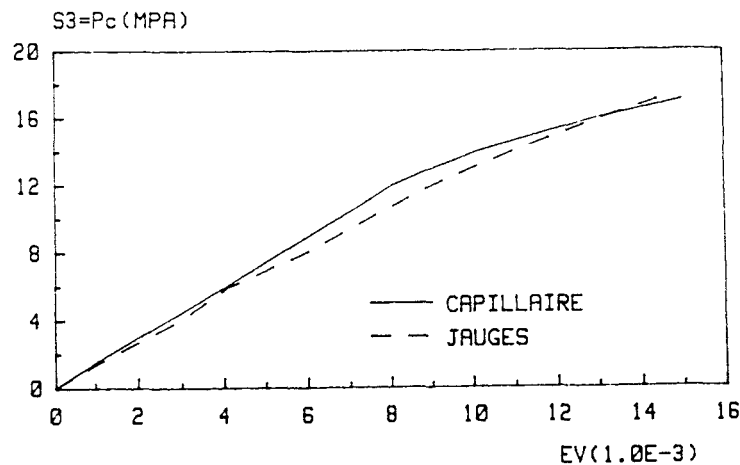


Figure 5.5

Comparaison entre les mesures par jauges et par capillaire (Shao [44])

b et c) Phase plastique

(phase de $p_c^0 \leq p_c \leq p_c^t$ et phase de $p_c > p_c^t$)

Pour un comportement élastoplastique, l'incrément de la déformation totale est partitionné en une composante élastique et une autre plastique (équation 1.19):

$$d\epsilon_{ij} = d\epsilon_{ij}^e + d\epsilon_{ij}^p$$

Nous avons remarqué dans ces deux phases ($p_c > p_c^0$), que la raideur n'est plus constante. De ce fait, la méthode utilisée dans la phase élastique n'est plus applicable. En effet, dans la zone plastique, le problème est compliqué, à cause de l'ambiguïté qui existe à propos de la notion de déformation plastique ϵ_{ij}^p **en présence du fluide**.

Tous les modèles existant à l'heure actuelle supposent que les critères de plasticité pour les milieux poreux saturés s'écrivent sous la forme $f(\sigma + p_i) \leq 0$, où σ et p_i sont

respectivement le tenseur des contraintes totales et la pression interstitielle. Cela revient à admettre l'applicabilité de la loi de contrainte effective de Terzaghi. On constate donc l'absence d'une loi de comportement capable de décrire correctement l'interaction fluide-squelette dans le domaine plastique.

Enfin, Coussy [20] a montré que les critères de plasticité pour les milieux poreux saturés doivent s'écrire $f(\sigma, p_i) \leq 0$ et non pas sous la forme $f(\sigma + p_i) \leq 0$. Dans la loi de comportement plastique proposée, les variables duales associées à σ et p_i sont respectivement la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}^p$ et la vitesse de porosité plastique $\dot{\phi}^p$. Cette dernière traduit la vitesse d'expansion irréversible de l'espace poreux offert au fluide interstitiel.

L'étude des critères élastoplastiques $f(\sigma, p)$ proposée par Coussy, et la détermination des lois complémentaires reliant σ, p et $\dot{\epsilon}^p, \dot{\phi}^p$ font actuellement l'objet de recherches dans notre laboratoire.

5.2.3 ESSAI NON DRAINE - MESURE DU COEFFICIENT DE SKEMPTON

Deux essais de compression isotrope non drainée ont été effectués toujours sur la même craie, pour garantir une précision suffisante dans les résultats. La variation de volume a été mesurée par des jauges. En revanche, il n'y a pas de variation de masse de fluide ($\theta = 0$). La technique expérimentale est celle décrite au chapitre 2. La figure 5.6 présente la courbe de pression de confinement p_c en fonction de la déformation volumique ϵ_v . Sur la figure 5.7 est représentée la courbe de pression de confinement p_c en fonction de la pression interstitielle p_i . Les conditions initiales étaient :

$$p_c = 3 \text{ MPa}$$

$$p_i = 2 \text{ MPa}$$

Précisons une fois de plus que dans les deux essais non drainés effectués, les jauges ne tiennent pas sur la craie, pour des valeurs supérieures à $p_c = 22$ MPa. Pour cette valeur, nous obtenons une pression interstitielle $p_i = 14$ MPa. La pression de confinement effective est donc de l'ordre de 8 MPa. De ce fait, on reste toujours avec cet essai dans la zone élastique.

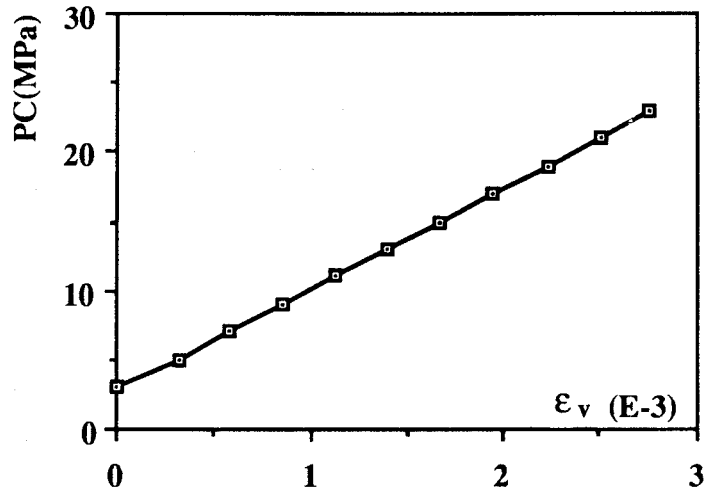


Figure 5.6
Compression isotrope non drainée
relation $p_c - \epsilon_v$

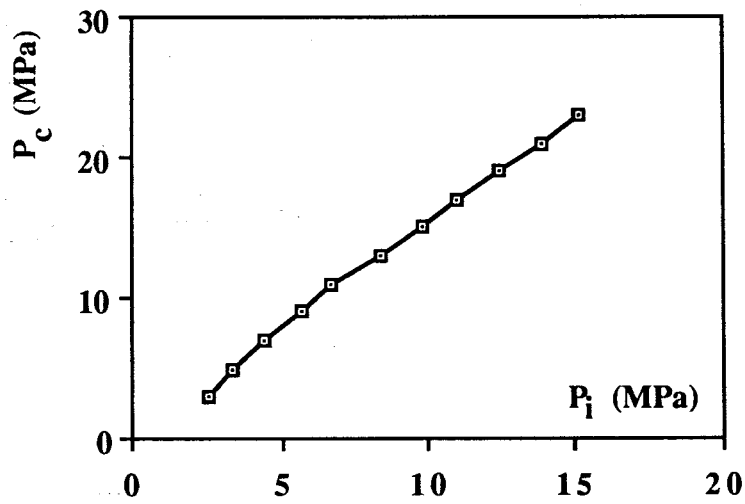


Figure 5.7
Compression isotrope non drainée
relation $p_c - p_i$

La pente de la courbe $p_c - \epsilon_v$ donne le module de compressibilité non drainé K_u , et la pente de la courbe $p_c - p_i$ donne le coefficient de Skempton B . Les valeurs de K_u , B et β sont données dans le tableau 5.2 :

	B	K_u MPa	K_B MPa	$\beta = 1/B [1-K_B/K_u]$
Craie	0,67	7 400	1 400	1,2



Tableau 5.2

Valeurs de K_u , B et β pour un essai non drainé

On remarque que le coefficient de Biot β calculé à partir de l'essai non drainé (dans la zone élastique) donne une valeur proche de 1 avec des erreurs expérimentalement acceptables.

5.3 ESSAI TRIAXIAL NON DRAINE

Nous avons évoqué dans le paragraphe précédent les difficultés pour trouver une loi de comportement permettant de décrire correctement les phénomènes plastiques en présence du fluide. De ce fait, nous allons voir la possibilité d'application de la loi de Terzaghi (loi utilisée en mécanique des sols), $\sigma'_{jk} = \sigma_{jk} - p_i \delta_{jk}$.

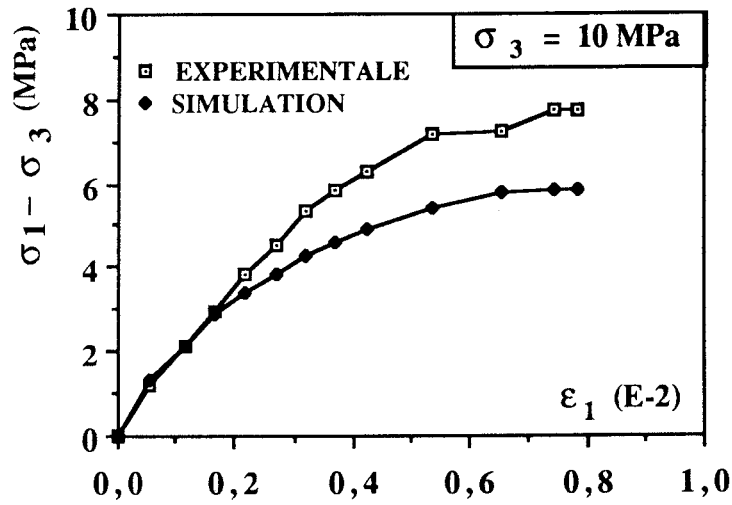
Deux essais non drainés à $p_c = 10$ MPa et $p_c = 20$ MPa ont été effectués. Pour les valeurs expérimentales, nous précisons que la déformation axiale est calculée par rapport à la longueur initiale de l'échantillon, et la contrainte axiale est calculée par rapport à la section initiale. En revanche, la déformation volumique est nulle (drainage fermé).

Les figures 5.8 et 5.9 présentent une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux fournis par la simulation numérique à l'aide du modèle élastoplastique de Lade [36] modifié par Shao pour la craie [45]. Les conditions imposées sur l'incrément de déformation sont :

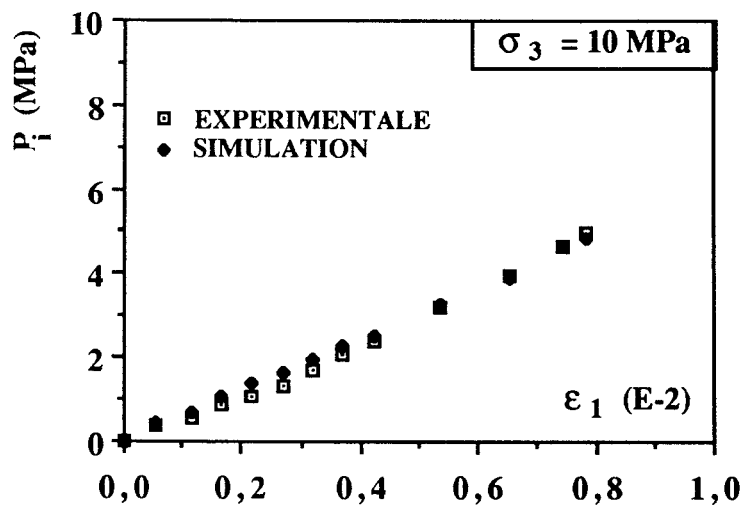
$$d\varepsilon_v^e + d\varepsilon_v^p = 0$$

De plus, la pression interstitielle p_i est calculée par la différence entre la pression de confinement totale et la pression de confinement effective. En effet, la pression de confinement totale $\sigma_2 = \sigma_3$ est constante, et on peut donc écrire que $d\sigma_2 = d\sigma'_2 + dp_i = 0$, soit $dp_i = -d\sigma'_2$; σ'_2 est la pression de confinement effective.

L'utilisation de la loi de Terzaghi semble donc fournir des corrélations acceptables entre les résultats expérimentaux et numériques.



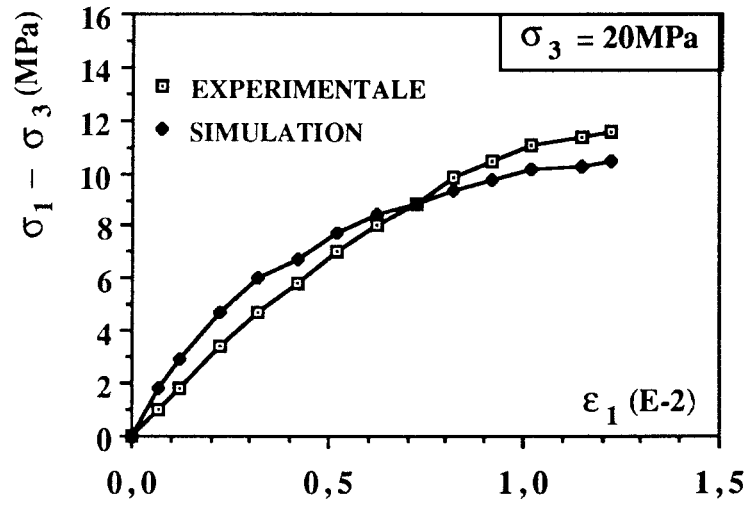
(a)



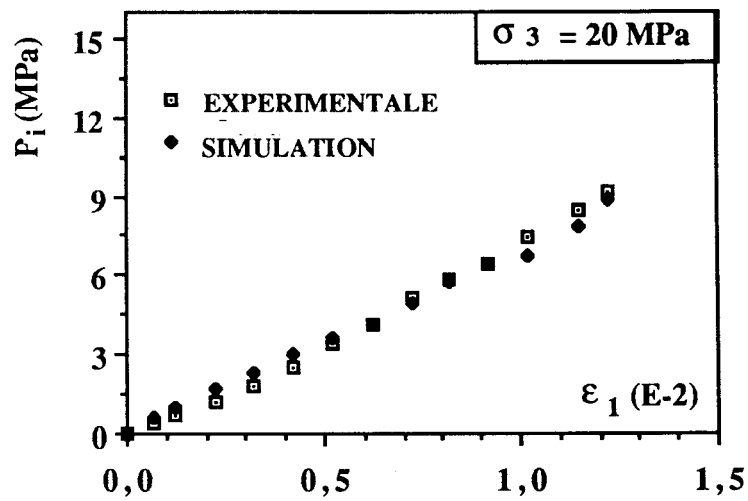
(b)

Figure 5.8

Essai non drainé sur la craie à $p_c = 10$ MPa
 a) courbe contrainte-déformation axiale
 b) courbe pression interstitielle-déformation axiale



(a)



(b)

Figure 5.9

Essai non drainé sur la craie à $p_c = 20$ MPa
 a) courbe contrainte-déformation axiale
 b) courbe pression interstitielle-déformation axiale

CHAPITRE 6
APPLICATIONS

Dans le chapitre 4, nous avons présenté le comportement du grès sous chargement triaxial, puis nous avons proposé des relations permettant de résoudre le problème du couplage fluide-squelette. Dans le présent chapitre, nous présenterons une application à l'analyse de la distribution des contraintes autour d'un puits pétrolier, puis une validation des relations du couplage, sur un chemin triaxial non drainé (calcul de p_i).

Le comportement du squelette du grès I (Grès de Fontainebleau) présente une forte susceptibilité à la fissuration. Cette fissuration se caractérise par une naissance très précoce de la fissuration dans le chargement, et surtout par une orientation très marquée dans la direction de chargement, cela induit des déformations transversales très importantes. Par ailleurs les déformations permanentes sont quasi-nulles, et le module d'Young initial est pratiquement indépendant de la pression hydrostatique. Un modèle de comportement du squelette du grès a été développé dans le laboratoire [35]. C'est ce modèle que nous utilisons pour calculer les contraintes autour d'un forage pétrolier en présence du fluide.

Dans le cas de la symétrie de révolution, les fissures se développent parallèlement à la direction de chargement (figure 4.22). Les relations contraintes-déformations sont données par les équations 4.5.

Dans ces équations, les déformations du squelette sont calculées à l'aide des relations proposées par Ikogou [35]. Ces relations s'écrivent sous la forme :

$$d\varepsilon_1 = \frac{1}{E} d(\sigma_1 - \sigma_3) - \frac{\nu}{E} d(\sigma_2 - \sigma_3) - \frac{1}{K_1} d\sigma_3 \quad (6.1)$$

$$d\varepsilon_2 = d\varepsilon_3 = -\frac{1}{K} d(\sigma_1 - \sigma_3) - \frac{1}{K} d(\sigma_2 - \sigma_3) + \frac{1}{E_1} d\sigma_3$$

- E : module d'Young dans la direction 1 d'un essai triaxial monotone (figure 6.1)
- ν : coefficient de Poisson dans le plan 2.3 d'un essai triaxial monotone (figure 6.1)
- K : module tangent transversal d'un essai triaxial monotone (figure 6.1)
- E_1 : module d'Young dans le direction transversal obtenu à partir d'un essai de compression latérale en gardant le déviateur constant. L'essai de compression latérale consiste à monter en pression de confinement à partir d'un déviateur donné (figure 6.2 et figure 6.3)
- K_1 : module transversal de l'essai triaxial de compression latérale (figure 6.3).

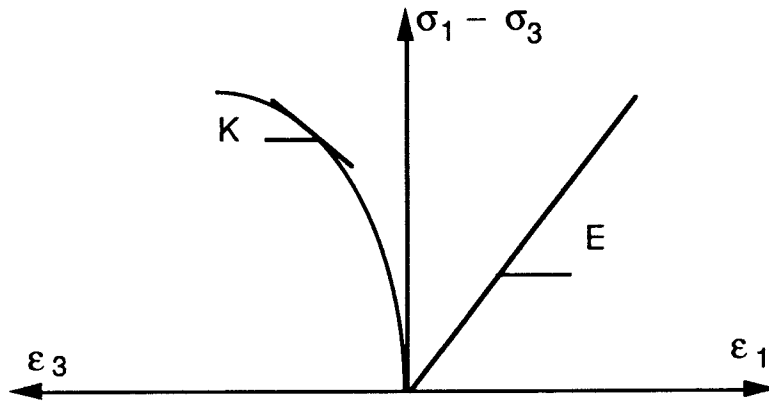


Figure 6.1
Essai triaxial monotone

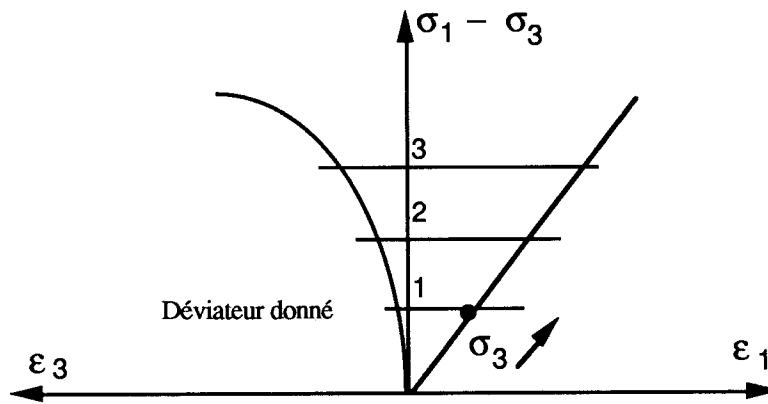


Figure 6.2
Principe du chargement pour un essai triaxial de compression latérale

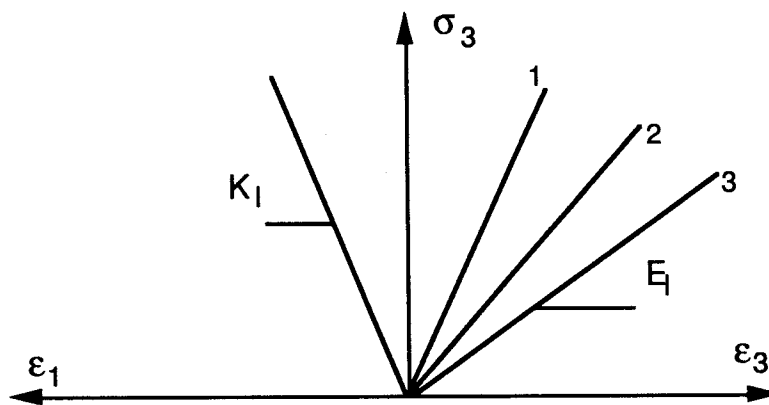


Figure 6.3
Essai triaxial de compression latérale

6.1 CALCUL DES CONTRAINTES AUTOUR D'UN FORAGE PETROLIER

La connaissance de la distribution des contraintes autour d'un forage permettrait d'interpréter plus finement le problème d'instabilité des puits pétroliers. Cela nécessite de connaître l'état de contraintes "in-situ" avant la réalisation du forage. De plus, cet état de contraintes initial va être modifié (par le percement du forage) suivant le comportement réel du matériau.

La modélisation du comportement du forage et les opérations ultérieures exigent la détermination :

- des contraintes "in situ" (conditions aux limites)
- de la loi de comportement du squelette
- de la loi de couplage fluide-squelette
- de l'histoire du chargement : exécution du forage, dépletion.

Dans ce paragraphe, nous supposons connues les contraintes in-situ et l'histoire du chargement. Par ailleurs, le comportement du squelette sera celui que nous venons de présenter. Nous utiliserons le couplage fluide-squelette proposé au chapitre 4 de ce mémoire.

Pour la résolution de ce problème, nous faisons les hypothèses suivantes :

- a) Le problème sera traité en déformation plane $\epsilon_z = \epsilon_{z0} = \text{cte}$ (z , axe du forage). Il s'agit donc d'un cylindre creux de rayon intérieur R_{in} et de rayon extérieur R_{ex} . R_{in} est le rayon du forage ($R_{in} = 20$ cm dans notre cas), et R_{ex} le rayon à l'infini où les contraintes ne sont pas perturbées ($R_{ex} = 4$ m dans notre cas) (figure 6.4).

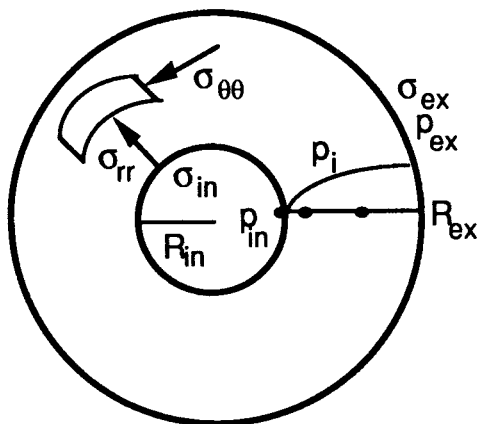


Figure 6.4
Géométrie du problème

avec :

σ_{ex}, P_{ex} les contraintes et la pression interstitielle initiales à l'infini.

σ_{in}, P_{in} les contraintes et la pression dans le trou.

b) Cette géométrie est axisymétrique, et la symétrie du problème montre que les contraintes principales sont portées par les axes cylindriques. Nous avons donc

$$\sigma_{\theta\theta} > \sigma_{zz} > \sigma_{rr}.$$

c) La pression interstitielle p_i en tout point sera calculée avec la loi de Darcy :

$$(6.2) \quad p_i = P_{ex} + \bar{Q} \log \frac{r}{R_{ext}}$$

où \bar{Q} est le pseudo débit qui sera déterminé à l'aide des conditions aux limites :

$$(6.3) \quad P_{in} = P_{ex} + \bar{Q} \log \frac{R_{in}}{R_{ex}} \quad \text{donc} \quad \bar{Q} = \frac{P_{in} - P_{ex}}{\log \frac{R_{in}}{R_{ex}}}$$

l'équation 6.2 s'écrit donc :

$$(6.4) \quad p_i = P_{ex} + \frac{P_{in} - P_{ex}}{\log \frac{R_{in}}{R_{ex}}} \log \frac{r}{R_{ex}}$$

Maintenant les relations contraintes déformations avec l'interaction s'écrivent sous la forme :

$$(6.5) \quad d\varepsilon_{kj} = [M] d\sigma_{kj} + \left[\frac{1}{H^*} \right] dp_i$$

où :

σ_{kj} sont les contraintes totales

p_i est la pression interstitielle donnée par l'équation 6.4

La matrice $[M]$ est obtenue à partir de l'équation 6.1, et le vecteur $[1/H^*]$ à partir des équations 4.5 et 4.7.

6.1.1 RESOLUTION PAR UN PROGRAMME DE CALCUL EN ELEMENTS FINIS

La loi de comportement du squelette, ainsi que celle du couplage ont été introduites dans un programme de calcul par éléments finis (programme déjà existant dans le laboratoire). Ce programme est utilisé pour calculer la distribution de contraintes effectives autour d'un forage pétrolier.

Avec la méthode des éléments finis, les incréments des forces et des déplacements nodaux sont reliés, en général, par des équations du type [44] :

$$(6.6) \quad [K] \Delta U = \Delta F^e$$

avec :

[K] est la matrice de rigidité globale
 [\Delta U] est le vecteur des incréments de déplacements nodaux
 \Delta F^e est le vecteur des forces extérieures nodales.

Dans cette relation, \Delta u est le déplacement dû à la force extérieure \Delta F^e. Pour avoir le déplacement effectif, il suffit d'ajouter un vecteur de la force due à la variation de pression interstitielle \Delta P_i [22] :

$$(6.7) \quad [K] \Delta u^t = \Delta F^e + \Delta F^{P_i}$$

où

$$(6.8) \quad \Delta F^{P_i} = \int_v B^T M^{-1} \left(\frac{1}{H^*} \right) \Delta p_i \, dv$$

avec

\Delta u^t déplacement effectif dû à la force extérieure et la pression interstitielles.
 B^T matrice cinématique transposée [22].

et

$$(6.9) \quad \left(\frac{1}{H^*} \right) = \begin{pmatrix} \frac{1}{H^*_1} \\ \frac{1}{H^*_3} \\ \frac{1}{H^*_3} \end{pmatrix}$$

L'organigramme général du calcul est donné sur la figure 6.5.

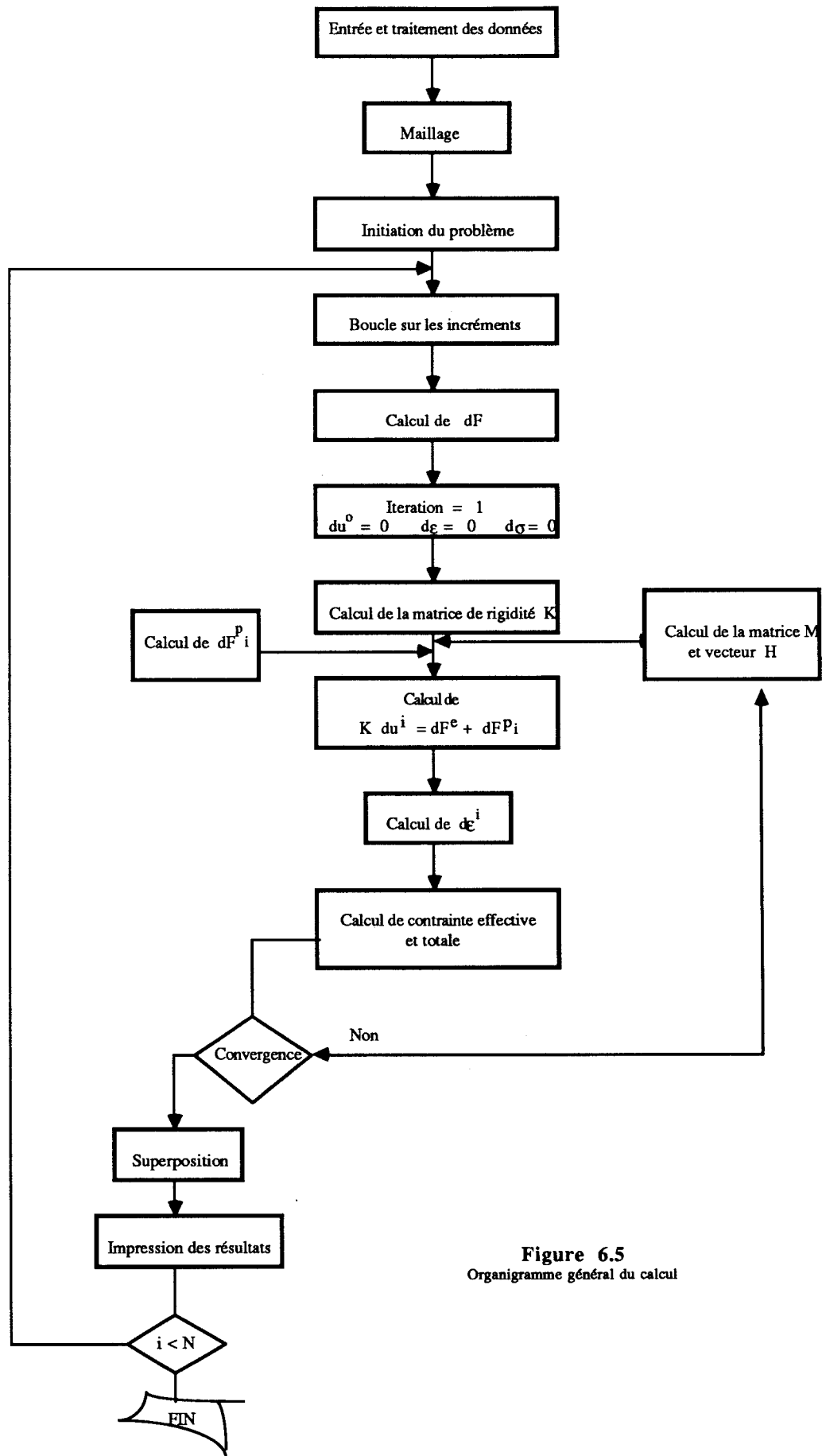


Figure 6.5
Organigramme général du calcul

6.1.2 RESULTATS

Nous avons vu que la détermination des contraintes autour d'un forage pétrolier exige la connaissance :

- de la loi du comportement du squelette et la loi de couplage fluide-squelette. Pour cela, nous avons distingué trois cas :
 - cas a) le comportement du squelette est élastique linéaire avec un coefficient constant de Biot $\beta = 0,7$.
 - cas b) le comportement du squelette est élastique linéaire avec le couplage proposé dans le chapitre 4.
 - cas c) le comportement du squelette est celui que nous avons présenté précédemment (équation 6.1) avec le couplage proposé dans le chapitre 4.

La variation de p_i est donnée par l'équation 6.4 pour les trois cas.

- des contraintes "in-situ" (conditions aux limites). On suppose que les conditions à l'infini sont $\sigma_{ex} = 50$ MPa et $P_{ex} = 40$ Mpa, et les conditions dans le trou sont $\sigma_{in} = 50$ MPa et $P_{in} = 40$ Mpa. Ces conditions sont les mêmes dans les trois cas traités a, b et c.
- de l'histoire du chargement. Pour cela, nous faisons chuter σ_{in} et P_{in} jusqu'à 10 MPa. Cette histoire du chargement est la même pour les trois cas traités a, b et c.

Cas (a)

La figure 6.6 (a) présente la répartition de la contrainte effective en fonction du rayon. On remarque sur cette courbe que $\sigma_{\theta\theta}$ est maximum sur la paroi et σ_{rr} reste en compression. La courbe 6.6 (b) présente la variation volumique en fonction du rayon ; cette variation volumique reste toujours positive, suivant notre convention du signe, mettant bien en évidence le phénomène de contractance.

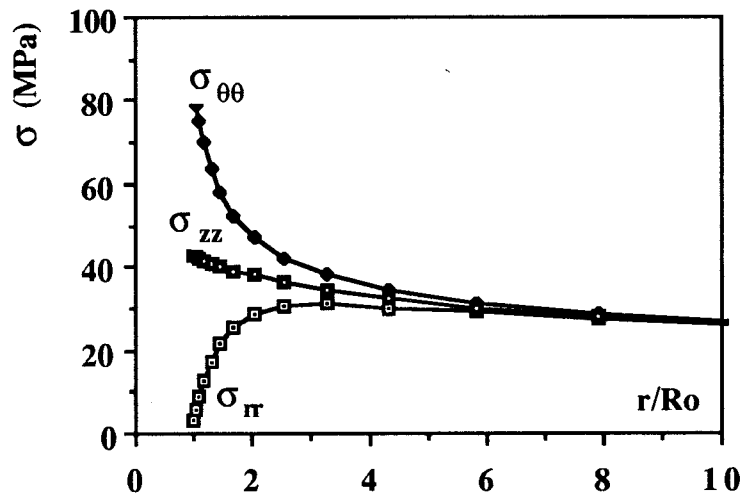


Figure 6.6 (a)
Répartition de la contrainte effective en fonction du rayon

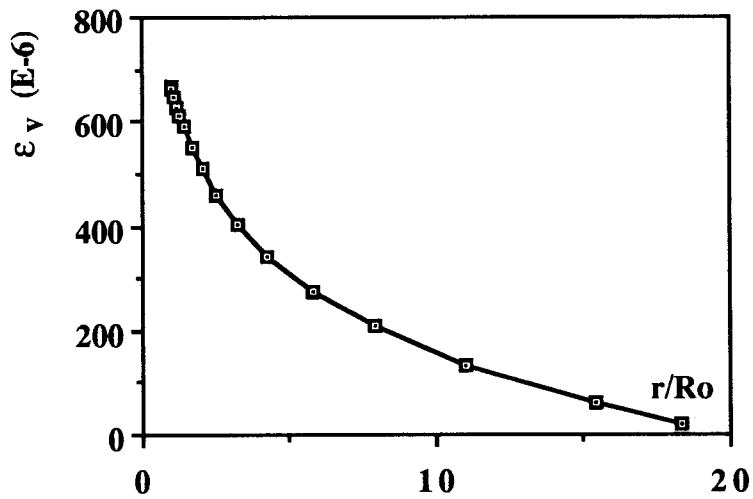


Figure 6.6 (b)
Courbe de la variation volumique en fonction du rayon

Cas (b)

La figure 6.7 (a) présente la répartition des contraintes effectives en fonction du rayon. On observe à nouveau que $\sigma_{\theta\theta}$ est maximum sur la paroi, alors que σ_{rr} est toujours en compression. Sur la courbe 6.7 (b) est tracée la variation volumique en fonction du rayon. De cette courbe on peut tirer la même remarque que pour le cas de la figure 6.6 (b) (nous avons toujours la contractance).

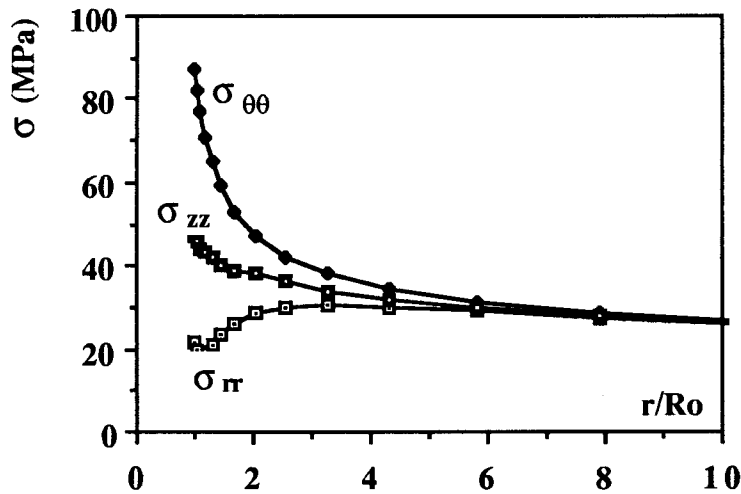


Figure 6.7 (a)

Répartition de la contrainte effective en fonction du rayon

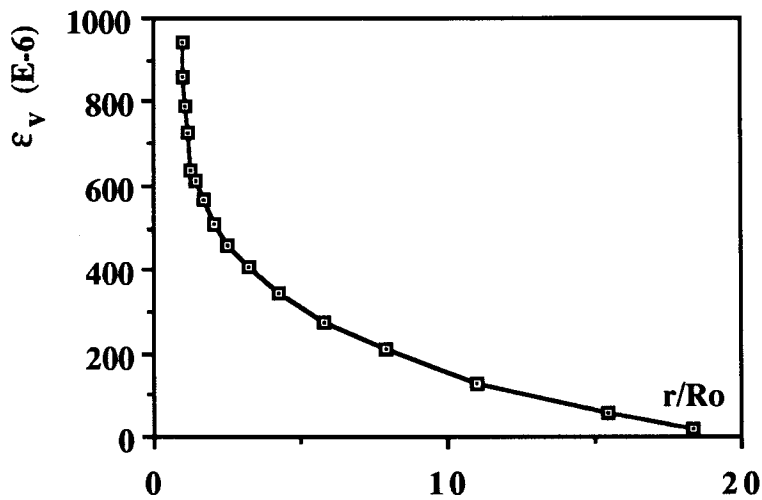


Figure 6.7 (b)

Variation volumique en fonction du rayon

Cas (c)

La figure 6.8 (a) présente les contraintes effectives en fonction du rayon. On note particulièrement pour ce cas l'existence de contraintes radiales de traction en paroi de puits. Par ailleurs, $\sigma_{\theta\theta}$ présente un maximum à l'intérieur du parement. Cela peut induire un écaillage autour du puits. Cet écaillage peut être lié à la dilatance très marquée en paroi figure 6.8 (b).

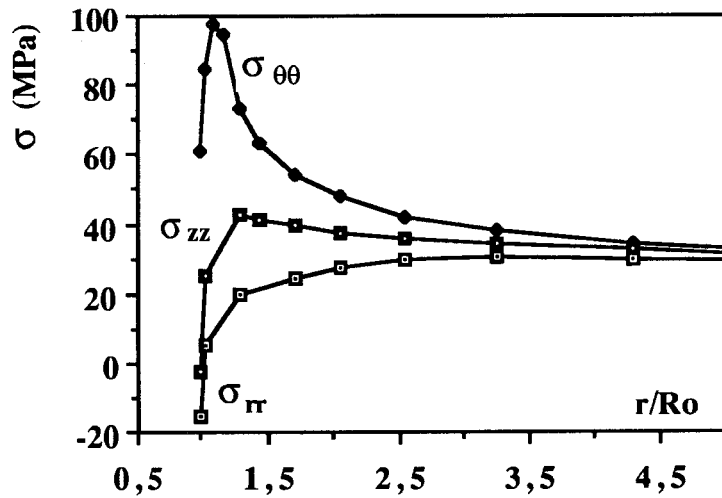


Figure 6.8 (a)

Répartition de la contrainte effective en fonction du rayon

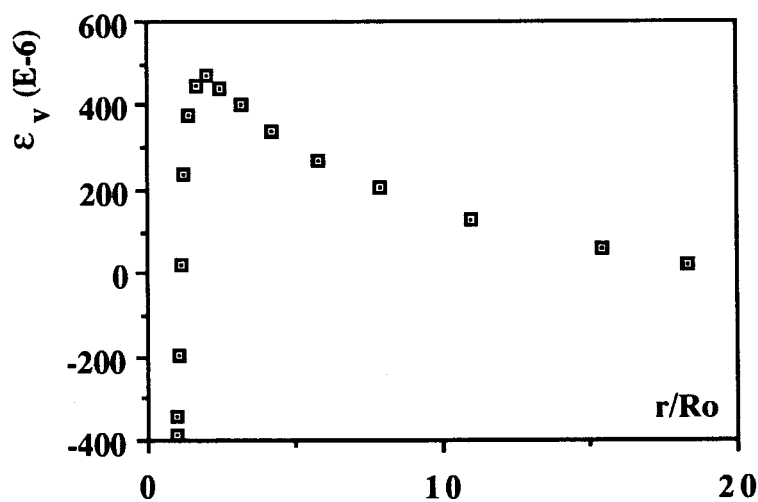


Figure 6.8 (b)

Variation volumique en fonction du rayon

Comparaison

Les figures 6.9, 6.10 et 6.11 montrent la comparaison des résultats entre les trois exemples précédents (rappelons que nous avons les mêmes conditions aux limites dans les trois cas).

Sur la figure 6.9, on remarque l'importance des paramètres liés à la pression interstitielle sur $\sigma_{\theta\theta}$. Ces paramètres ont tendance à augmenter $\sigma_{\theta\theta}$, et à le rendre maximum à l'intérieur du parement (cas c), ce qui ne peut être obtenu dans l'hypothèse du cas élastique de Biot (cas (a)). En revanche, l'influence de ces paramètres sur $\sigma_{\theta\theta}$ n'est pas très forte dans le cas (b), où le comportement du squelette est élastique. On remarque une légère augmentation de $\sigma_{\theta\theta}$ par rapport au cas (a). Cela montre bien l'importance du couplage de nos paramètres de pression interstitielle avec le modèle proposé par Ikogou [33].

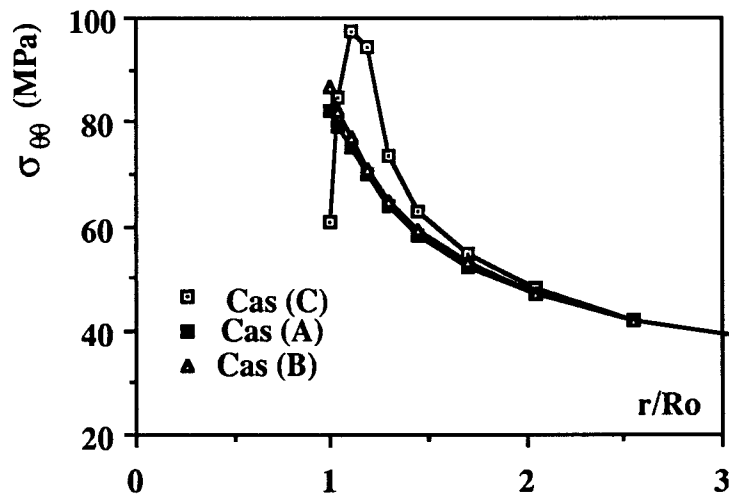


Figure 6.9

Comparaison de $\sigma_{\theta\theta}$ entre les cas (a), (b) et (c)

On peut faire les mêmes remarques sur la figure 6.10 (qui présente la comparaison des trois cas de σ_{rr}). De nouveau on constate l'importance des paramètres de la pression interstitielle sur σ_{rr} . Ce dernier ne passe pas en traction sur la paroi, sauf dans le cas (c).

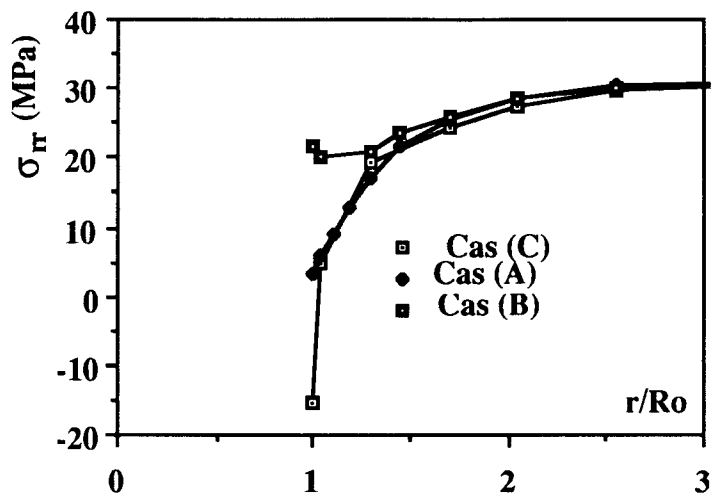


Figure 6.10

Comparaison de σ_{rr} entre les cas (a), (b) et (c)

Le maximum de $\sigma_{\theta\theta}$ obtenu à l'intérieur du parement et la traction en σ_{rr} dans le cas (c) peuvent induire un écaillage autour du puits. Cet écaillage peut être lié à la dilatance en paroi. Cette dilatance n'est observée que dans le cas (c) (figure 6.11).

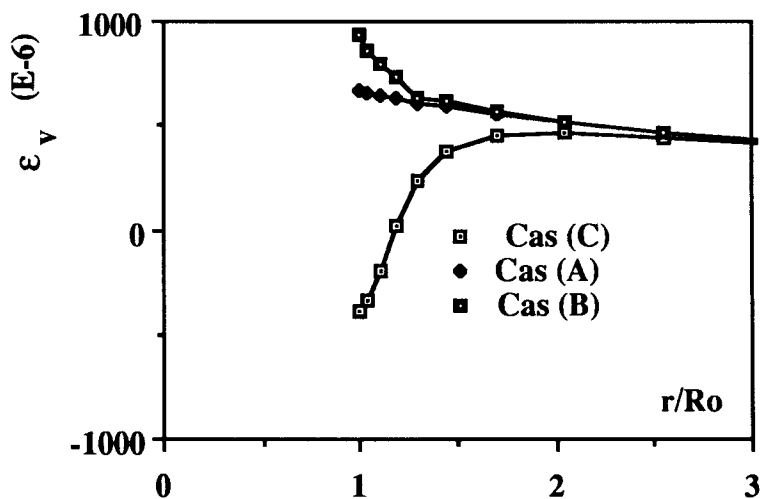


Figure 6.11

Comparaison de ϵ_v entre les cas (a), (b) et (c)

6.2 CALCUL DE LA PRESSION INTERSTITIELLE POUR UN CHEMIN TRIAXIAL NON DRAINE

Nous avons donné dans le chapitre 4 la septième équation de Biot (équation 4.1). Cette équation permet en effet de calculer la pression interstitielle p_i en fonction du chargement. La résolution de cette équation nécessite d'écrire L_1 , L_3 et R en fonction de $\sigma_1 - \sigma_3$ et de σ_3 , ce qui n'a pas été réalisé dans notre étude.

Dans ce paragraphe, nous allons essayer de calculer p_i uniquement à l'aide de l'essai drainé. Pour cela, nous faisons certaines hypothèses émises à partir des observations expérimentales.

6.2.1 EQUATIONS UTILISEES

Au lieu d'écrire les équations contraintes-déformations sous la forme 6.1, nous proposons de les écrire en fonction de la variation volumique. La figure 6.12 montre que la variation volumique totale est composée d'une partie élastique et d'une partie due à la fissuration. En effet, nous avons choisi cette démarche car l'équation nécessaire pour calculer p_i (équation 4.1) est sous une forme volumique.

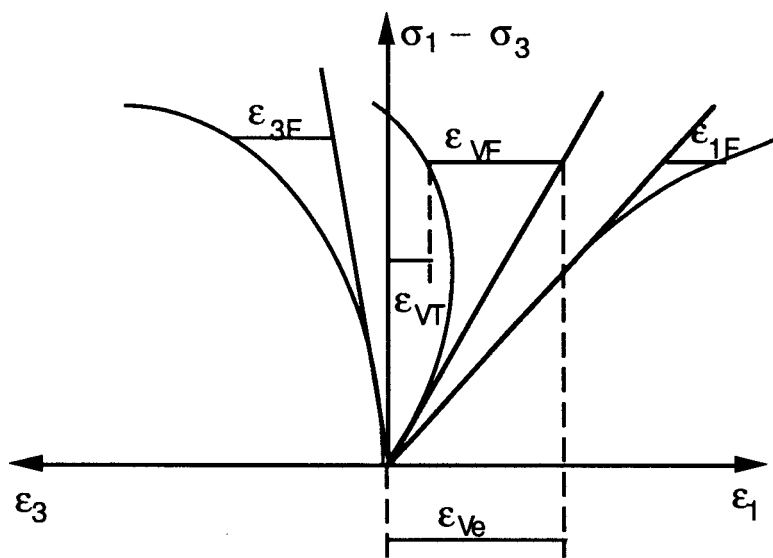


Figure 6.12
Courbe contrainte-déformation

De ce fait , on peut écrire :

$$(6.10) \quad \varepsilon_{vT} = \varepsilon_{ve} - \varepsilon_{vF}$$

avec :

- ϵ_{vT} les déformations volumiques totales
- ϵ_{ve} les déformations volumiques totales dues au comportement élastique
- ϵ_{vF} les déformations volumiques totales dues à la fissuration

De même, la variation de teneur en fluide totale θ_T est composée d'une partie due au comportement élastique θ_e et d'une partie due à la fissuration θ_F :

$$(6.11) \quad \theta_T = \theta_e - \theta_F$$

où θ_e (élastique) est donnée par l'équation (1.3), $\theta_e = \frac{1}{3H} \text{trace } \bar{\sigma} + \frac{P_i}{R}$

La figure 6.13 montre qu'il n'y a pas une grande différence entre les déformations de l'essai drainé et non drainé. Autrement dit, le volume des fissures créées par un essai drainé ou non-drainé est presque le même. De plus, la figure 4.4 a montré que la variation de teneur en fluide (pour un essai triaxial drainé) est presque confondue avec la variation volumique totale.

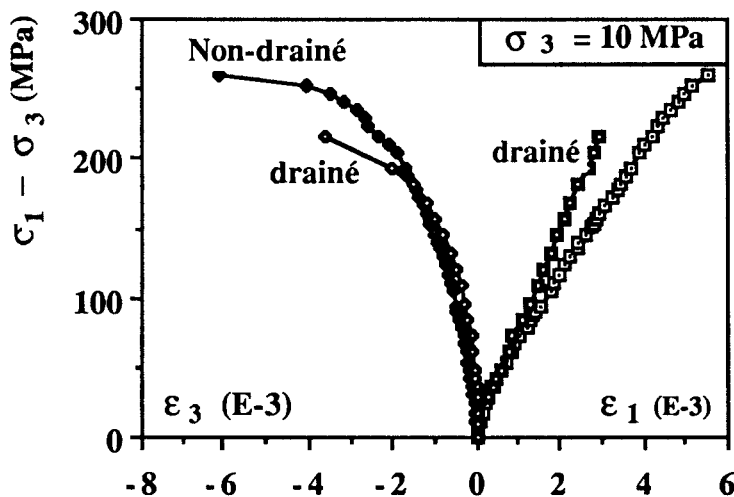


Figure 6.13

Comparaison entre essai drainé et non drainé à $\sigma_3 = 10 \text{ MPa}$

Pour le calcul de p_i , on peut donc faire les deux hypothèses suivantes :

- 1) La variation de volume des fissures est la même pour un essai drainé et non drainé

$$(6.12) \quad \epsilon_{vF} \text{ (drainé)} = \epsilon'_{vF} \text{ (non drainé)}$$

- 2) La variation de teneur en fluide θ_F due à la fissuration est égale à la variation volumique globale ϵ_{vF} :

$$(6.13) \quad \theta_F = \epsilon_{vF} \text{ (drainé)} = \epsilon'_{vF} \text{ (non drainé)}$$

En tenant compte des expressions de θ_e et θ_F , l'équation 6.11 s'écrit :

$$(6.14) \quad \theta_T = \frac{\text{trace } \sigma}{3H} + \frac{p_i}{R} - \epsilon_{vF}$$

Mais pour un essai non drainé ($\theta_T = 0$), on en déduit :

$$(6.15) \quad p_i = R \left[\epsilon_{vF} - \frac{\text{trace } \sigma}{3H} \right]$$

En effet, pour un essai non drainé, la forme de cette équation montre bien que :

- avant de créer des fissures ($\epsilon_{vF} = 0$), la pression interstitielle dépend uniquement des coefficients élastiques R et H . p_i augmente donc avec le chargement
- si on crée des fissures (ϵ_{vF}), le volume des fissures créées fait chuter la pression interstitielle p_i .

Il nous reste maintenant à écrire ϵ_{vF} en fonction de $\sigma_1 - \sigma_3$ et de σ_3 .

A partir des courbes des essais drainés (figures 4.12 à 4.16) et après avoir tracé $\epsilon_v = 2 \epsilon_3 + \epsilon_1$ en fonction du chargement, on peut approximer ϵ_{vF} par :

$$(6.16) \quad \epsilon_{vF} = a (\sigma_1 - \sigma_3)^b \cdot e^{c(\sigma_1 - \sigma_3)}$$

6.3.2 EXEMPLE D'APPLICATION

Nous trouvons approximativement pour le grès I :

$$a = 3,6 \times 10^{-7} \sigma_3^{-2,9}$$

$$b = 2 \sigma_3^{0,07}$$

$$c = 0,012$$

Les paramètres d'interaction utilisés sont : $H = 80\,000$ MPa (tableau 2.10), $R = 5\,500$ MPa (tableau 2.12). En remplaçant 6.16 dans 6.15 et pour $\sigma_3 = 10$ MPa, on obtient pour le grès I :

$$(6.17) \quad p_i = 0,25 \times 10^{-5} (\sigma_1 - \sigma_3)^{2,35} e^{0,012(\sigma_1 - \sigma_3)} - 0,023 [(\sigma_1 - \sigma_3) + 30]$$

La figure 6.14 montre une bonne concordance entre l'expérience et le calcul.

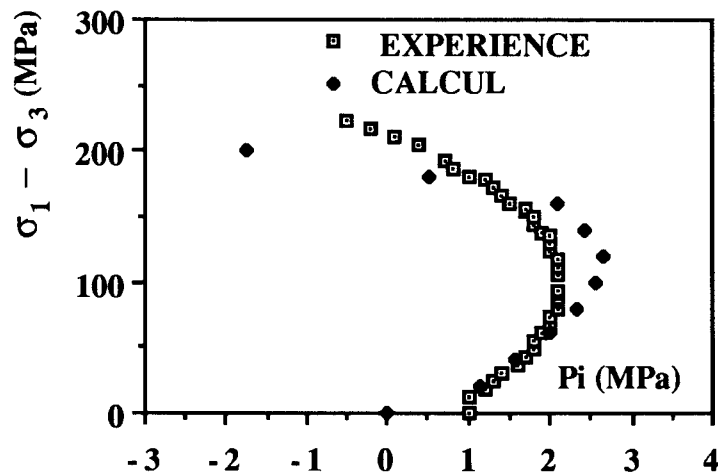


Figure 6.14
Comparaison entre calcul et expérience

Moyennant les deux hypothèses précédentes, on peut à partir uniquement de l'essai drainé, calculer p_i en fonction du déviateur.

CONCLUSION

- Les différentes méthodes de détermination du couplage en condition hydrostatique (essais drainé, non drainé à drainage partiel, et à $p_c = p_i$) ont été effectuées sur des grès de différentes porosités. Les résultats obtenus ont permis de dégager les conclusions suivantes :
 - à l'exception de quelques essais, les quatre méthodes ont donné des valeurs comparables pour le coefficient de Biot β . Il est donc important de préciser les difficultés et les défauts de chaque essai :
 - Les mesures de variation de volume de fluide par des capillaires ne sont pas toujours fiables, et elles donnent quelque fois des valeurs de β plus grandes que 1,
 - il est très important d'avoir une saturation complète de l'échantillon. Cette saturation influe sur les valeurs poroélastiques,
 - le calcul de β à partir de l'essai à $p_c = p_i$ dépend à la fois de cet essai et de l'essai drainé. Cela est aussi valable pour le calcul de β à partir de l'essai drainé. De ce fait, on cumule les erreurs des deux essais (dont les conditions aux limites sont différentes) dans le calcul de β ,
 - il est préférable de calculer β à partir de l'essai à drainage partiel, mais en utilisant les jauges, c'est-à-dire en travaillant uniquement sur l'équation ($\epsilon_v = p_c/K + p_i/H_1$),
 - il est important de pousser les essais aux pressions les plus élevées possible afin d'obtenir correctement "les droites" du comportement linéaire.
 - Seul l'essai à drainage partiel permet de déterminer les quatre coefficients poroélastiques K, H, H_1, R . Cet essai a été effectué dans la zone de serrage et dans la zone élastique. Les résultats ont montré que :
 - les quatre coefficients sont liés à la fermeture des fissures,
 - le coefficient β est quasi indépendant de la microfissuration, et dépend seulement de la porosité. Ces deux constatations ont bien été vérifiées sur un grès dont une augmentation artificielle de la microfissuration a été obtenue par chauffage.
- Les valeurs de H_1 sont comparables aux valeurs de H . Cela signifie que l'hypothèse de l'existence d'un potentiel d'énergie élastique est vérifiée.
- Avec la valeur du coefficient β , on peut mettre en évidence la notion de la contrainte effective (dans le cadre d'élasticité linéaire).

- Les essais triaxiaux conventionnels sur les grès ont montré, pour un tel matériau, que la fissuration est orientée perpendiculairement à la plus petite contrainte appliquée. Il s'ensuit une anisotropie de comportement. Cette anisotropie de distribution de la fissuration a également des répercussions sur l'interaction entre fluide et squelette. A propos de cette interaction, nous avons remarqué que :
 - pour une pression de confinement donnée, le coefficient de couplage reste quasi-indépendant du déviateur. Autrement dit, il n'y a pas d'influence de la fissuration induite sur ce coefficient de couplage.
 - en revanche, pour une pression de confinement donnée, la déformation transversale induite par une augmentation de pression interstitielle augmente avec le déviateur. H^*_3 étant la pente de la courbe $p_i - \epsilon_3$. Nous avons montré que ce coefficient est une fonction à la fois de la contrainte principale σ_3 et du déviateur. A partir de toutes les courbes, nous avons approximé H^*_3 par une équation du type exponentielle au moyen de 3 paramètres caractéristiques du matériau H^*_1, b, c (H^*_1 est la pente de la courbe $p_i - \epsilon_1$). Les paramètres H^*_1 et H^*_3 permettent de quantifier l'influence du déviateur de contrainte sur l'interaction fluide-squelette.
- L'étude expérimentale sur la craie a permis de montrer que l'hypothèse de l'application de la loi de contrainte effective de Terzaghi (coefficient de Biot $\beta = 1$) est correcte dans la zone élastique. Au-delà de cette zone, il n'est plus possible d'appliquer la théorie de Biot. Dans les zones à forte déformation plastique, il est possible d'utiliser les concepts de mécanique des sols. Cependant dans les zones de transition, il est nécessaire de développer une théorie continue à partir des concepts exposés par Coussy.
- Une validation des relations donnant H^*_1 et H^*_3 sur un chemin triaxial non drainé a été effectuée. Elle montre une bonne concordance entre l'expérience et la simulation. Cette simulation a permis de mettre en évidence qu'avec uniquement l'essai drainé, on peut calculer la pression interstitielle p_i en fonction du chargement. Une application de ces relations a été faite pour calculer les contraintes effectives autour d'un forage pétrolier. Cette application a permis de mettre en évidence l'importance de la prise en compte de l'endommagement et du couplage variable : les contraintes radiales σ_r peuvent passer en traction sur la paroi et la contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$ peut présenter un maximum à l'intérieur du parest.

Enfin, nous signalons que l'étude du couplage dans le domaine plastique mérite d'être approfondie sur le plan théorique et expérimental. Il est aussi très important d'étudier la modification de la perméabilité au cours de l'endommagement ou de la déformation plastique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BERGUES J. (1986) - "Etude de la fissuration d'un Grès de Fontainebleau" - *Rapport scientifique, Greco Géomatériaux*, p. 1-32
- [2] BIOT M.A. (1941) - "General theory of three dimensional consolidation". *J. Appl. Phys.*, Vol. 12, p. 155-164
- [3] BIOT M.A. (1954) - "Theory of stress-strain relation in anisotropic viscoelasticity and relaxation phenomena" - *J. Appl. phys.*, Vol. 25, n° 11, november, p. 1385-1391
- [4] BIOT M.A. (1955) - "Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid". *J. Appl. phys.*, Vol. 26, n° 2, February, p. 182-185
- [5] BIOT M.A. (1956) - "Theory of deformation of a porous viscoelastic anisotropic solid" - *J. Appl., phys.*, Vol. 27, n° 5, May, p. 459-467
- [6] BIOT M.A. (1956) - "General solutions of the equations of elasticity and consolidation for a porous material" - *J. Appl. Mech.*, march., p. 91-96
- [7] BIOT M.A. and WILLIS D.G. (1957) - "The elastic coefficients of the theory of consolidation" - *J. Appl. Mech.*, Vol. 24, décembre, p. 594-601
- [8] BIOT M.A. (1961) - "Incremental elastic coefficients of an isotropic medium in finite strain" - *J. of appl. Sci. Res.*, Section A, Vol. 12, p. 151-167
- [9] BIOT M.A. (1963) - "Theory of stability and consolidation of a porous medium under initial stress" - *J. Math. Mech.*, Vol. 12, p. 521-542
- [10] BIOT M.A. (1965) - "Mechanics of incremental deformation" - *John Wiley*, New York
- [11] BIOT M.A. (1972) - "Theory of finite deformations of porous solids" - *J. of Ind. Univ. Math.*, Vol. 21, p. 597-620
- [12] BIOT M.A. (1973) - "Non linear and semilinear rheology of porous solids" - *J. of Geophy. Res.*, Vol. 78, n° 23, Aug., p. 4924-4937
- [13] BIOT M.A. (1977) - "Variational Lagrangian thermodynamics of nonisothermal finite strain" - Mechanics of porous solids and thermomolecular diffusion, *Int. J. Solids Structures*, Vol. 13, p. 579-597
- [14] CARROL M.M. (1979) - "An effective stress law for anisotropic elastic deformation" - *J. Geophy. Res.*, Vol. 84, n° B13, Décembre, p. 7 510-7 512
- [15] CARROL M.M. (1980) - "Mechanical response of saturated porous materials" - *Int. Cong. Theoretical and appl. Mech.*, Toronto, Aug. p. 251-262
- [16] CHARLEZ P. (1989) - "Thermomécanique des milieux poreux saturés" - *Rapport interne*, n° 1129, Mars TOTAL
- [17] CHARLEZ P. (1989) - "Le problème du puits en thermo-poro-élasticité" - *Rapport interne*, n° 1153, Août, TOTAL
- [18] CORNET F.H. and FAIRHURST C. (1974) - "Influence de la pression de pore sur la déformation des roches saturées" - *3ème Congrès de Mécanique des Roches*, Denver, Thème 2, Tectonophysique, p. 1-7

- [19] CORNET F.H. (1977) - "Etude du comportement élastique et fragile des roches saturées par un liquide" - *Revue F. de Géo.*, n° 2, p. 81-98
- [20] COUSSY O. (1989) - "Thermomechanics of saturated porous solids in finite deformation" - *European journal of mechanics, A/Solids*, Vol. 8, n° 1, p. 1-14
- [21] COUSSY O. (1988 First proof) - "A general theory of thermoporoelastoplasticity for saturated porous materials" - (received 8 March 1988), *TIPM*
- [22] DESAI C.S., ABEL J.F. (1972) - "Introduction to the finite element method numerical method for engineering analysis" - *Van Nostrand Reinhold company, New York*, p. 215-226.
- [23] DETOURNAY E., CHENG A.H.D. (1988) - "Poroelastic response of a borehole in a non-hydrostatic stress field". *Int. J. of rock mech. min. Sci. & geomech. abstr.*, Vol. 25, n° 3, P. 171-182
- [24] DOREMUS C. (1978) - "La craie du Nord de la France, corrélation entre la lithostratigraphie de la microstructure et les propriétés mécaniques" - *Thèse de 3ème cycle, U.S.T. LILLE*
- [25] DROPEK R.K., JOHNSON J.N. and WALSH J.B. (1978) - "The influence of pore pressure on the mechanical properties of KAYENTA sandstone" - *J. geophys. Res.*, Vol. 83, p. 2817-2824
- [26] GARG S.K. & NUR A. (1973) - "Effective stress laws for fluid saturated porous rocks" - *J. geophys. Res.*, Vol. 78, p. 5911-5921
- [27] GASSMANN F. (1951) - "Über die elastizität poröser medien" - *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden gesellschaft in Zurich*, 96, p. 1-23
- [28] GEERTSMA J.A. (1957) - "A remark on analogy between thermoelasticity and the elasticity of saturated porous media" - *J. Mech. phys. solids*, 6, p. 13-16
- [29] GEERTSMA J.A. (1957) - "The effect of fluid pressure decline on volumetric changes of porous rocks" - *A.I.M.E.*, Trams 210, 331
- [30] GILBERT F. (1987) - "Descriptions thermo-mécaniques de milieux à plusieurs constituants et application aux milieux poreux saturés" - *Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. "Pierre et Marie Curie" Paris VI*
- [31] HOMAND F. (1986) - "Comportement mécanique des roches en fonction de la température" - *Mémoires Sciences de la Terre, septembre, Edition de F.S. de la geol. et de Scien. Appl.*
- [32] HOMAND F., ETIENNE, HOUPERT R. & TROULEN J.P. (1987) - "La fissuration thermique dans le grès de Fontainebleau" - *Rapport scientifique, Greco Geomatériaux*, P. 46-61
- [33] IKOGOU S., SIBAI M. et HENRY J.P. (1987) - "Comportement des roches à forte susceptibilité de fissuration. Grès de Fontainebleau" - *23ème Colloque du Groupe Français de Rhéologie, Bordeaux, Tome 1, p. 24*
- [34] IKOGOU S., SIBAI M., SKOCZYLAS F. et HENRY J.P. (1989) - "Stress distribution around borehole in sandstone" - *Symposium rock at dreat depth, Pau*, Vol. 3
- [35] IKOGOU S. (1990) - "Etude de comportement d'une roche présentant une grande susceptibilité à la fissuration" - *Thèse de Doctorat (à paraître) U.S.T. Lille*
- [36] LADE PV. (1977) - "Elasto-plastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surfaces" - *Int. J. Solids structures*, Vol. 13, p. 1011-1035

- [37] LISTTE Q. et JEROME L. (1988) - "Comportement des milieux poreux consolidés dans le domaine élastique" - *Rapport interne I.F.P. 36 303*, Juillet
- [38] MAIER G. & HUECKEL T. (1979) - "Non associated and coupled flow rules of elasto-plasticity for rock-like materials" - *Int. J. Rock mech. min. Sci. & Geom. Abstr.*, Vol. 16, p. 77-92
- [39] MANDEL J. & DANTU P. (1963) - "Contribution à l'étude théorique et expérimentale du coefficient d'élasticité d'un milieu hétérogène mais statistiquement homogène" - *Annales de P.C.*, Vol. 133, Mars-Avril, p. 115-124
- [40] MARTIN-SIEGFRIED Y. (1980) - "Etude d'essais d'expansion de cavité cylindrique des sols argileux en laboratoire et in situ par la théorie de l'Ecole de Cambridge" - Thèse de Docteur Ingénieur, U.S.T. Lille
- [41] MONCEF D. (1984) - "Phénomène de dissolution-cristallisation - Etude bibliographique et application au fluage de la craie" - *Thèse de 3ème cycle, U.S.T. Lille*
- [42] NUR A. & BYERLEE J.D. (1971) - "An exact effective stress law for elastic deformation of rock with fluids" - *J. Geophys. res.*, Vol. 76, p. 6414-6419
- [43] PANET M. (1976) - "Mécanique des roches appliquées aux ouvrages du Génie Civil" - *Document de Formation Continue, Paris, E.N.P.C.*
- [44] SHAO J.F. (1987) - "Etude du comportement d'une craie blanche très poreuse et modélisation" - *Thèse de Doctorat, U.S.T. Lille*
- [45] SHAO J.F. and HENRY J.P. (1990 à paraître) - "Development of an elastoplastic model for porous rock" - *Int. J. of plast.*
- [46] SIBAI M., IKOGOU S. et HENRY J.P. (1987) - "Comportement du Grès de Fontainebleau, Interaction Fluide-squelette" - *Rapport Scientifique, Greco Géomatériaux*, p. 63-66
- [47] SIBAI M. (1989) - "Etude de l'interaction fluide-squelette dans les roches" - A.U.G.C. Rennes, p. 73-83
- [48] SLALL J.C., BOOKER J.R. and DAVIS E.H. (1976) - "Elastoplastic consolidation of soil" - *J. solids structures*, Vol. 12, p. 431-448
- [49] TERRIEN M., BERGUES J., SARDA J.P. et CHAYE M. (1984) - "Etude expérimentale de l'anisotropie d'un grès et d'un marbre" - *Revue I.F.P.*, Vol. 39, n° 6, novembre-décembre, p. 707-715
- [50] THOMAS L.B. (1979) - "Deformation of chalk under confining pressure and pore pressure" - *European offshore petroleum conference and exhibition*, London, 27 October, P. 327-336
- [51] VAN DER KNAAP W. (1959) - "Non linear of elastic porous media" - *Petroleum transaction A.I.M.E.*, Vol. 216, p. 179-187
- [52] YAMADA S.E., SCHATZ J.F., ABOU SAYED A. and JONES A.H. (1981) - "Elasto-plastic behavior of porous rocks under undrained condition" - *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 18, p. 177-179

