

# Chapitre 4

**EXTENSION THERMOMÉCANIQUE  
DU MODÈLE CAM CLAY.**

**L'ARGILE DE BOOM.**

## IV. EXTENSION THERMOMÉCANIQUE DU MODÈLE CAM CLAY.

---

Les modèles Cam clay sont des modèles de comportement plastiques très souvent utilisés pour caractériser les sols. On présente dans une première partie une extension de ce modèle au comportement thermomécanique, en suivant le formalisme rigoureux présenté au chapitre 2.

Suit une analyse du comportement de l'argile de Boom d'après une synthèse de plusieurs caractérisations expérimentales. Les valeurs des paramètres du modèle Cam clay sont calées en fonction des résultats d'essais.

Dans une dernière partie, on se livre alors à une analyse critique de cette loi de comportement par des simulations numériques des résultats d'essais.

On verra que la loi ainsi obtenue ne s'ajuste pas parfaitement sur les résultats expérimentaux. La raison de ce désaccord est évidente : le modèle Cam clay est un modèle simple comportant peu de paramètres qui ne peut rendre compte de toutes les particularités d'un matériau donné. Nous n'avons cependant pas cherché à améliorer la loi de comportement ainsi obtenue car les résultats obtenus avec le modèle Cam clay sont suffisamment précis pour la suite de ce travail.

On trouvera en bibliographie plusieurs modèles de comportement plastique avec un écrouissage thermique permettant un meilleur ajustement des essais de laboratoire. Le modèle proposé par (Hueckel et Borsetto 1990) est très proche du modèle que l'on présente ici mais il comporte beaucoup plus de paramètres car la loi d'écrouissage est ajustée avec des polynômes de degré deux ou trois. Le modèle proposé par (Laloui 1993) est de type viscoplastique avec un critère plastique multimécanisme (Aubry et al. 1985). Des paramètres adaptés à l'argile de Boom sont publiés pour ces deux modèles (Modaressi et al. 1991) et (Baldi et al. 1991).

Les argiles non saturées sont également concernées par un écrouissage thermique (Saix 1991). On trouvera dans (Gens 1993) une extension thermomécanique du modèle proposé par (Alonso et al. 1990). Cette extension prend en considération un écrouissage thermique du matériau.

Les modèles comportant un écrouissage thermique sont donc généralement complexes et difficiles à calibrer pour un matériau donné. C'est un parti pris de cette étude que de privilégier la simplicité du modèle au détriment d'un ajustement imparfait de la loi de comportement sur les résultats d'essais de laboratoire. Il ne s'agit cependant pas d'une manifestation d'une méfiance vis-à-vis de la qualité et de l'intérêt de ces mesures. Cette démarche se comprend lorsque l'on

cherche à analyser le comportement d'un ouvrage fait dans des matériaux imposés par la nature. Les mesures inexplicables sont rarement le fait d'un raffinement insuffisant de la loi de comportement, leur origine provient le plus souvent d'un nombre insuffisant de données expérimentales d'une autre nature, que ce soit la géométrie, l'état initial, la qualité de la mesure in situ... Dans ces conditions, les modèles simples présentent l'avantage de faciliter l'analyse de résultats et de les rendre plus intelligibles en laissant de côté des phénomènes de second ordre.

#### **IV.1. Extension thermomécanique du modèle plastique Cam clay.**

Les concepts de l'élastoplasticité ont été développés à l'origine pour décrire le comportement des métaux. Ces concepts s'appliquent de la même façon pour les sols, l'interprétation des essais en terme de seuil de plasticité et de développement de déformations irréversibles étant commune à ces deux classes de matériaux. Dans les deux cas, la réponse du matériau est raide et essentiellement réversible lorsque les variations de contraintes restent en deçà d'une surface de plasticité, tandis qu'une variation de contraintes traversant cette surface donne une réponse moins raide et des déformations irréversibles.

Dans les sols cependant, la transition entre élasticité et plasticité est moins marquée que pour les métaux et la caractérisation des surfaces de plasticité est moins précise. D'autre part, le comportement déviatorique des sols évolue fortement en fonction de la contrainte effective moyenne. Enfin, la partie élastique est fortement non-linéaire.

Ces différences conduisent souvent à des modèles plus complexes que pour les métaux tout en s'insérant dans un même cadre élastoplastique. Le modèle de Cam clay est un modèle simple qui reproduit l'essentiel des caractéristiques du comportement plastique des argiles avec un minimum de paramètres.

##### **IV.1.1. Description du modèle Cam clay.**

Ce modèle a été décrit pour la première fois par Roscoe et Burland en 1968. Il est nommé Cam clay modifié afin de le distinguer du modèle Cam clay original (Roscoe et Schofield, 1963). On a laissé de côté le qualificatif "modifié" car ce modèle est en fait le plus couramment utilisé dans les calculs numériques.

Dans ce qui suit, on confond contraintes effectives élastiques, plastiques avec les contraintes effectives de Terzaghi. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, il s'agit d'une hypothèse sur la rhéologie du matériau, qui n'est pas nécessairement vérifiée. Cette hypothèse est justifiée pour l'analyse du comportement des argiles saturées.

Le modèle Cam clay sera donc décrit en fonction des contraintes effectives  $\sigma' = \sigma + p \mathbf{1}$ .

### 1. Concepts sous-jacents au modèle Cam clay.

La résistance en cisaillement des sols est fonction de la contrainte de compression moyenne à laquelle ils sont soumis. En règle générale, cette résistance est d'autant plus élevée que la compression moyenne est grande.

Avec les critères de Mohr-Coulomb ou de Drucker-Prager, la résistance en cisaillement augmente de façon affine en fonction de la contrainte moyenne. Ces critères sont couramment employés dans les études de la stabilité d'ouvrage en terre.

Lorsque l'on aborde le comportement plastique des sols, l'usage de ces critères soulève cependant quelques difficultés :

- le domaine d'élasticité défini par un critère de Mohr-Coulomb (ou de Drucker-Prager) n'est pas borné en compression alors que les essais en compression isotrope montrent l'existence d'un seuil de plasticité et d'un écrouissage dans cette direction de chargement.
- l'écoulement plastique associé à un critère de Mohr-Coulomb est dilatant alors que l'on observe nettement une contractance sur les argiles normalement consolidées.

Le concept des états critiques du matériau apporte des informations supplémentaires sur le comportement des argiles. Un état critique est généralement atteint à la fin d'un essai de compression déviatorique. Il caractérise expérimentalement un écoulement plastique libre sans variation de volume.

En examinant les états critiques atteints dans différents essais effectués sous divers confinements, il a été remarqué :

- un rapport constant entre le déviateur des contraintes et la contrainte effective moyenne.
- une relation affine entre le logarithme de la pression effective et l'indice des vides.

L'intérêt du modèle Cam clay est de relier le concept des états critiques du matériau à une approche élastoplastique classique :

- la surface de plasticité a une forme distincte de la surface formée par le lieu des états critiques,
- l'écrouissage du domaine d'élasticité est nul pour des états de contraintes à l'intersection de ces deux surfaces.

Ainsi, l'écrouissage du domaine d'élasticité se termine lorsque l'état de contrainte croise la surface formée par le lieu des états critiques. A cet instant, l'écoulement plastique se fait librement. Ce point marque généralement la fin d'un essai.

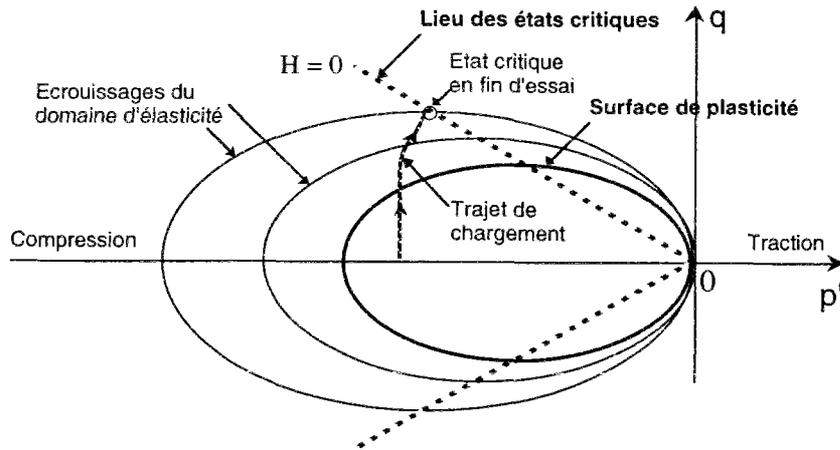


Figure 1 : Schéma des écrouissages au cours d'un trajet de chargement déviatorique.

Les états critiques se caractérisent par un écoulement plastique libre sans variation de volume. La déformation volumique plastique est donc proportionnelle à la variable interne d'écrouissage  $\chi$ .

Le modèle plastique de Cam clay se construit donc autour de deux idées fortes :

- le lieu des états critiques forme une surface intrinsèque pour un matériau donné.
- la surface de plasticité a une forme différente de la surface précédente, l'écrouissage permettant de décrire précisément le lieu des états critiques.

## 2. Equations du modèle Cam clay.

Le modèle Cam clay est le modèle le plus simple que l'on puisse concevoir en suivant les idées exposées précédemment :

- ce modèle élastoplastique est isotrope, seuls interviennent le premier et le deuxième invariant des contraintes. On le représente dans le plan des contraintes effectives moyennes et déviatoriques ( $p'$ ,  $q$ ) :

$$p' = \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}') \quad (p' < 0 \text{ en compression}) \quad (1)$$

$$q^2 = \frac{3}{2} [\text{dév}(\boldsymbol{\sigma}') : \text{dév}(\boldsymbol{\sigma}')] \quad (2)$$

- la forme du critère est simple. Dans le plan ( $p'$ ,  $q$ ) c'est une ellipse passant par l'origine dont la taille est paramétrée par  $p_c$  :

$$f(\boldsymbol{\sigma}', p_c) = p'(p' + p_c) + \left(\frac{q}{\mathcal{M}}\right)^2 = 0 \quad (3)$$

- le coefficient  $\mathcal{M}$  est constant, il ne constitue pas un paramètre d'écrouissage. Les ellipses se déduisent donc les unes des autres par une homothétie centrée en l'origine.

- l'écoulement plastique est associé au critère :

$$d\boldsymbol{\varepsilon}_v^p = \text{tr}(d\boldsymbol{\varepsilon}^p) = d\lambda \frac{\partial f}{\partial p'} \quad (4)$$

$$d\epsilon_v^p = d\lambda \frac{\partial f}{\partial q} \left[ \frac{3}{2q} d\epsilon_v(\sigma) \right] \quad (5)$$

- l'écroissage est relié à l'indice des vides plastique  $e_v^p$  par une loi exponentielle :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu_e e_v^p) \quad (6)$$

Les concepteurs du modèle Cam clay ont choisi une variable d'écroissage égale à l'indice des vides plastique car l'on note aux états critiques une relation entre l'indice des vides et l'état de contrainte.

Pour un usage de ce modèle dans un calcul numérique, il est plus facile d'associer l'écroissage à la déformation volumique plastique. Dans l'hypothèse de petites transformations du squelette, on obtient une expression équivalente de la loi d'écroissage :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu \epsilon_v^p) \quad \text{avec} \quad \nu = (1 + e_0) \nu_e \quad (7)$$

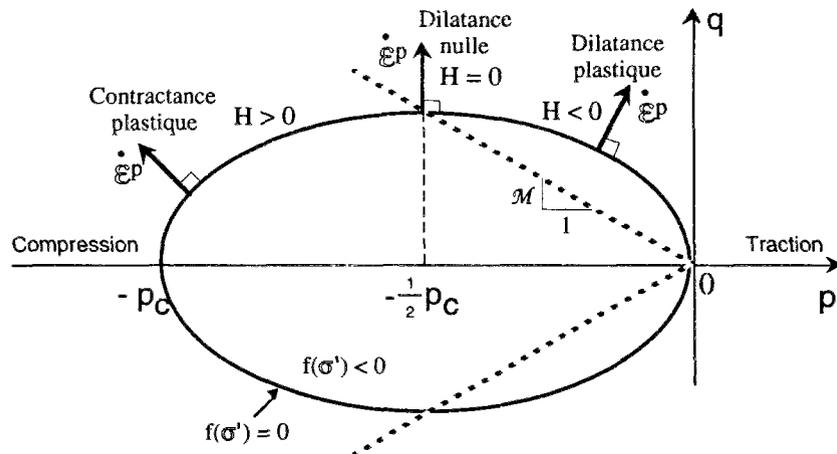


Figure 2 : Principales caractéristiques du modèle plastique Cam clay.

### 3. Les potentiels thermodynamiques de la plasticité

On choisit pour décrire l'écroissage le couple de variables thermodynamiques associées  $(p_c, \epsilon_v^p)$ . L'énergie bloquée  $V$  prend la forme suivante :

$$V(\epsilon_v^p) = \frac{1}{\nu} p_{c0} \exp(-\nu \epsilon_v^p) \quad (8)$$

L'écoulement des déformations plastiques étant associé au critère de plasticité, le potentiel d'écoulement  $g$  est égal au critère  $f$

Le potentiel d'écoulement permettant de d'affirmer  $\chi = \epsilon_v^p$  est tel que :

$$h(\sigma', p_c) = \frac{1}{2}(2p' + p_c)^2 \quad (9)$$

On a en effet :

$$d\chi = d\lambda \frac{\partial h}{\partial p_c} = d\lambda(2p' + p_c) = d\lambda \frac{\partial f}{\partial p'} \quad (10)$$

#### 4. Module d'écrouissage et état critique

Le module d'écrouissage H a pour expression (chapitre 2) :

$$H = - \frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial \epsilon_v^p} \frac{\partial h}{\partial p_c} = p' \cup p_c (2p' + p_c) \quad (11)$$

Ce module d'écrouissage est positif pour des états de forte compression effective, ( $p' < -\frac{1}{2} p_c$ ) et il devient négatif pour des états de faible compression effective.

Le module d'écrouissage s'annule lorsque l'état de contrainte vérifie :

$$p' = -\frac{1}{2} p_c \quad \text{et} \quad q = \pm \frac{1}{2} \mathcal{M} p_c \quad (12)$$

Ainsi, l'ensemble des états critiques pour différentes valeurs du paramètre d'écrouissage  $p_c$  a pour équation  $p' = \mathcal{M}q$ .

#### 5. Dissipation intrinsèque

Le paramètre  $p_c$  est associé à la déformation volumique plastique dans la dissipation. La dissipation intrinsèque  $D_I$  a donc pour expression :

$$D_I = \sigma' : \dot{\epsilon}^p + p_c \dot{\epsilon}_v^p = \frac{(p' + p_c) p_c}{2p' + p_c} \dot{\epsilon}_v^p \quad (13)$$

Compte tenu de (3) et (4), on vérifie que la dissipation intrinsèque est toujours positive.

En revanche,  $p_c$  ne peut être associé à l'indice des vides plastiques dans la dissipation, car on obtiendrait une expression de  $D_I$  qui peut être négative.

#### 6. Potentiel élastique.

Pour compléter la description de la loi de comportement, il faut se donner les lois d'état élastiques. S'agissant d'un modèle adapté aux sols, on considère une loi élastique non linéaire, dont l'expression incrémentale est la suivante :

$$d\varepsilon_v^e = \text{tr}(d\varepsilon^e) = -\kappa_\varepsilon \frac{dp'}{p'} \quad (14)$$

$$\text{dév}(d\varepsilon^e) = 2\mu \text{dév}(d\sigma) \quad (15)$$

Le potentiel élastique adapté à cette formulation s'obtient par deux intégrations successives (chapitre 2) :

$$\varphi(\varepsilon^e) = \kappa p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e}{\kappa_\varepsilon}\right) + \mu \text{dév}(\varepsilon^e) : \text{dév}(\varepsilon^e) + s_o : \text{dév}(\varepsilon^e) \quad (16)$$

les valeurs de références  $p'_o$  et  $s_o$  définissent l'état de contraintes effectives pour une déformation nulle. Le terme  $K_o^T = \frac{p'_o}{\kappa_\varepsilon}$  est égal au module tangent d'incompressibilité autour de cet état de référence.

#### IV.1.2. Extension du modèle Cam clay pour des chargements thermiques.

On recherche une extension réaliste sans multiplier les paramètres afin de conserver la simplicité de ce modèle.

##### 1. Extension thermomécanique des équations d'état élastiques.

Pour tenir compte des variations de température  $\theta$ , on propose les lois incrémentales suivantes :

$$d(\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta) = -\kappa_\varepsilon \frac{dp'}{p'} \quad (17)$$

$$\text{dév}(d\varepsilon^e) = 2\mu \text{dév}(d\sigma) \quad (18)$$

Le coefficient nouvellement introduit  $\alpha_o$  représente le coefficient de dilatation linéique (drainé) du matériau. Ce coefficient de dilatation thermique est supposé ne dépendre ni de la contrainte effective moyenne, ni de la température. C'est un choix arbitraire qui doit être confronté à des résultats expérimentaux, et qui pourra être révisé en fonction du problème traité.

Un potentiel élastique compatible avec ces équations est le suivant :

$$\varphi(\varepsilon^e, \theta) = \kappa_\varepsilon p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta}{\kappa_\varepsilon}\right) + \mu \text{dév}(\varepsilon^e) : \text{dév}(\varepsilon^e) + s_o : \text{dév}(\varepsilon^e) - \frac{1}{2} \frac{C}{T_o} \theta^2 - S_o\theta \quad (19)$$

Cela entraîne les équations d'état suivantes :

$$\text{tr}(\sigma') = -p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (20)$$

$$\text{dév}(\sigma') = s_0 + 2\mu \text{dév}(\varepsilon^e) \quad (21)$$

$$S = S_0 + \frac{C}{T_0} \theta - 3\alpha_0 p'_0 \exp\left(\frac{3\alpha_0 \theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (22)$$

Pour faciliter les comparaisons avec l'élasticité linéaire, on donne ci-après les expressions des caractéristiques tangentes.

$K_0^T$ ,  $\mu^T$  désignent les modules élastiques tangents en volume et en cisaillement,  $L^T$  et  $C_\varepsilon^T$  représentent le coefficient de chaleur latente de déformation élastique et la chaleur volumique :

$$K_0^T = -\frac{\text{tr}(\sigma')}{\kappa_\varepsilon} = \frac{p'_0}{\kappa_\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_0 \theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (23)$$

$$\mu^T = \mu \quad (24)$$

$$L^T = 3\alpha_0 K_0^T T_0 \quad (25)$$

$$C_\varepsilon^T = C - 9\alpha_0^2 K_0^T T_0 \quad (26)$$

Ainsi, le module d'incompressibilité et la chaleur latente élastique sont proportionnels à la contrainte effective moyenne.

En toute rigueur, la chaleur volumique  $C_\varepsilon^T$  mesurée pour une déformation constante dépend également du niveau de contrainte. On remarquera cependant que la chaleur volumique  $C_\sigma^T$  mesurée pour une contrainte maintenue constante ne dépend pas de l'état de contrainte car elle est précisément égale à la somme  $C_\varepsilon^T + 9\alpha_0^2 K_0^T T_0$ . En pratique, la variation de  $C_\varepsilon^T$  en fonction de la contrainte est très faible car l'écart entre des mesures calorimétriques à déformation constante ou à contraintes constantes est négligeable pour les matériaux solides.

## 2. La loi d'écrouissage en température.

On a vu dans le chapitre précédent que le principal effet du couplage entre plasticité en thermique est de produire une contraction irréversible lors d'un chauffage en condition drainée isotrope. On va donc mettre en valeur un coefficient thermique de dilatation "plastique".

La dépendance en température de la loi d'écrouissage est la suivante :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu (\varepsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (27)$$

où  $\alpha^p$  est un coefficient scalaire positif, ayant la dimension d'un coefficient de dilatation thermique.

On peut dès à présent calculer le module d'écrouissage thermique  $H_T$  (chapitre 2)

$$H_T = \frac{\partial f}{\partial p_c} \Big|_\sigma \frac{\partial p_c}{\partial \theta} \Big|_\chi = -3\alpha_p \nu p' p_c \quad (28)$$

Cette quantité intervient dans l'équation de consistance (49)II de la façon suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta = H d\lambda \quad (49)II$$

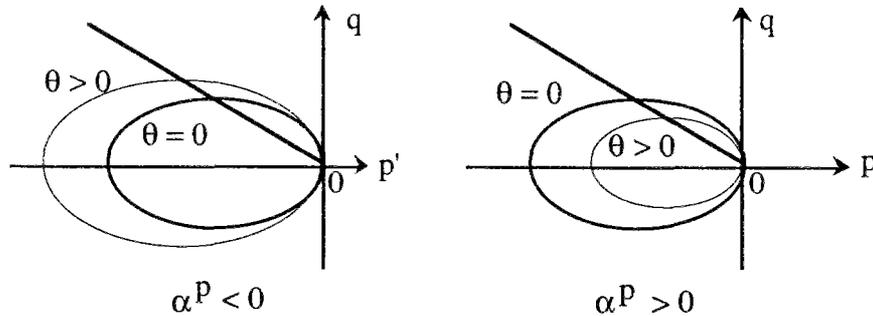


Figure 3 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours des écrouissages thermiques libres.

La contrainte effective moyenne étant négative dans le domaine d'élasticité, le terme  $H_T$  est du même signe que  $\alpha_p$ . Le domaine d'élasticité est thermorétrécissant lorsque  $\alpha_p$  est positif. (figure 3)

### 3. Les contractions irréversibles lors du chauffage.

On va à présent s'assurer que ce modèle prédit une contraction lors d'un chauffage effectué en maintenant l'état de contraintes à la frontière du domaine d'élasticité. A cet effet, évaluons le tenseur de dilatation thermique tangent dans une évolution plastique  $\alpha_0^{tg,plas}$ , dont l'expression générale est la suivante (chapitre 2):

$$\alpha_0^{tg,plas} = \alpha_0 \mathbf{1} + \frac{H_T}{H} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma} \quad (95)II$$

Soit après calculs :

$$\alpha_0^{tg,plas} = (\alpha_0 - \alpha_p) \mathbf{1} + \frac{9\alpha_p p'}{q^2 - \mathcal{M}^2 p'^2} \text{dév}(\sigma) \quad (29)$$

Une contraction se produit lors du chauffage si  $\alpha_p$  est supérieur à  $\alpha_0$ , ce que l'on suppose donc par la suite.

La partie isotrope du tenseur  $\alpha_0^{tg,plas}$  étant constante, ce modèle donne la contraction dans un écrouissage thermique gêné par l'état de contraintes indépendamment de l'état de contrainte. En particulier, la présence d'un déviateur ne change rien à ce résultat.

Ce tenseur  $\alpha_0^{tg,plas}$  comporte une partie déviatorique dont la valeur tend vers l'infini pour des états de contrainte proches de l'état critique. La déformation près de l'état critique est par conséquent sensible à de petites variations de contraintes ou de température.

#### 4. Faut-il ajouter d'autres variables ?

Cette extension thermomécanique du modèle Cam clay requiert ainsi une seule variable supplémentaire  $\alpha_p$  dont la signification est directement liée à des observations expérimentales.

Dans cette extension, nous n'avons pas examiné une éventuelle variation en température de la surface des états critiques. Cette possibilité n'a pas été considérée pour deux motifs. Le premier est d'ordre expérimental : on dispose de peu de données à ce sujet et les auteurs ne sont pas d'accord sur l'importance de ces variations.

L'autre raison est d'ordre plus théorique : si l'on introduit une dépendance en température du coefficient  $\mathcal{M}$ , les surfaces de plasticité du modèle ainsi construites sont écrouissables avec deux degrés de liberté  $p_c$  et  $\mathcal{M}$ , alors qu'il n'y a dans ce modèle qu'une seule variable interne  $\epsilon_v^p$ . Si les observations expérimentales établissent une forte dépendance de  $\mathcal{M}$  en fonction de la température, il convient alors de rechercher quelle variable interne (autre que la déformation volumique plastique) est associée à cet écrouissage<sup>1</sup>.

### IV.1.3. Les quantités thermodynamiques associées à l'écrouissage thermique.

#### 1. Énergie bloquée.

La loi d'écrouissage proposée plus haut dérive alors d'une énergie bloquée ayant pour expression :

$$V(\epsilon_v^p, \theta) = \frac{1}{\nu} p_{co} \exp(-\nu (\epsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (30)$$

L'énergie libre du modèle élastoplastique est la suivante :

$$\psi(\epsilon, \theta, \epsilon^p) = \varphi(\epsilon - \epsilon^p, \theta) + V(\epsilon_v^p, \theta) \quad (31)$$

où l'énergie libre d'origine élastique  $\varphi$  a été définie précédemment.

La présence de la température dans les deux fonctions  $\varphi$  et  $V$  modifie l'équation d'état thermique (21), les équations d'état (19) (20) restant inchangées :

$$S = S_o + \frac{C_\sigma}{T_o} \theta - 3\alpha_o p'_o \exp\left(-\frac{\epsilon_v^e - 3\alpha_o \theta}{\kappa_\epsilon}\right) + 3\alpha^p p_{co} \exp(-\nu (\epsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (32)$$

<sup>1</sup> Un écrouissage purement thermique, c'est à dire qui ne puisse être activé dans une évolution isotherme bien qu'il se manifeste lors d'une variation de température, ne sort pas du cadre thermodynamique présenté précédemment. Cependant, c'est un cas atypique pour lequel l'énergie bloquée est de premier degré par rapport à une variable interne, c'est à dire qu'elle provient uniquement de la chaleur latente d'écrouissage.

### 2. Chaleur latente de transformation de l'état d'érouissage.

Le terme supplémentaire dans l'entropie introduit une chaleur latente de transformation de l'état d'érouissage  $L_\chi$  qui a pour expression :

$$L_\chi = -T \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial \chi} = -T \nu 3\alpha_p p_c \quad (33)$$

Cette quantité s'interprète de la façon suivante : un érouissage isotherme du matériau de  $p_c$  à  $p_c + dp_c$  nécessite un apport de chaleur  $\delta Q$  par unité de volume égal à  $L_\chi d\varepsilon_v^p$ . Connaissant la relation entre  $dp_c$  et  $d\varepsilon_v^p$ , on en déduit :

$$\delta Q = 3\alpha_p T dp_c \quad (34)$$

Le coefficient  $\alpha_p$  étant supposé positif,  $\delta Q$  est de même signe que  $dp_c$ .

### 3. Stabilité en température

Un cycle plastique isotherme est de nature endothermique lorsque la transformation de l'état d'érouissage demande un apport de chaleur plus important que celui produit par la dissipation intrinsèque  $D_I$ . On obtient la condition suivante :

$$\frac{(p' + p_c) p_c}{2p' + p_c} \dot{\varepsilon}_v^p < -T \nu 3\alpha_p p_c \dot{\varepsilon}_v^p \quad (35)$$

Après simplification, on a :

$$1 < -\frac{p_c}{p'} < \frac{1 + 6\nu\alpha_p T}{1 + 3\nu\alpha_p T} \quad (36)$$

Ainsi, le modèle proposé est de nature endothermique pour un état isotrope normalement consolidé, il est de nature plastique exothermique près de l'état critique.

Compte tenu la condition de stabilité (51)II du chapitre 2, on est assuré de la stabilité en température pour un état de contrainte constant vérifiant la condition (36).

Il convient cependant d'exprimer quelques réserves sur ce résultat puisqu'en l'absence de mesures calorimétriques, on ne peut affirmer avec certitude que la variable interne associée à  $p_c$  est égale à la déformation volumique plastique. Dans un modèle où on associe à  $p_c$  une fonction de  $\varepsilon_v^p$ , la chaleur latente  $L_\chi$ , la dissipation  $D_I$  prennent des valeurs différentes (voir II.5.6).

## IV.2. Caractérisation de l'argile de Boom en laboratoire.

L'argile de Boom est présente dans le nord-est de la Belgique dans une formation qui affleure à proximité de la ville de Boom. Cette couche résulte du dépôt d'argile marine et de sables au cours de l'Oligocène moyen (Rupélien) il y a environ 30 millions d'années. Dans la région de Mol, cette couche se rencontre à partir de 160m de la surface sur une épaisseur d'environ 110m (Heremans 1980). L'analyse présentée ci-après concerne des essais sur des échantillons non remaniés prélevés sur le site de Mol dans les installations souterraines du centre d'études nucléaires belge (CEN/SCK).

### IV.2.1. Caractéristiques de l'argile de Boom.

#### 1. Composition de la phase solide

L'analyse minéralogique de l'argile de Boom montre la présence dans ce matériau des trois variétés d'argile (kaolinite, illite et smectite) ainsi que du quartz.

La partie argileuse représente 60% à 70% de la phase solide. La répartition diffère suivant les auteurs, ce qui peut être dû aux diverses méthodes de mesures employées, mais également à une répartition hétérogène des minéraux dans la formation argileuse.

L'analyse faite par le British Geological Survey en 1986 donnent les résultats suivants:

Argiles : 70%			Autres : 30%
Smectite	Illite	Kaolinite	Quartz
22%	29%	19%	30%

Tableau 1 : Répartition des principaux composés minéraux d'après le British Geological Survey (Horseman et al. 1987)

Plus récemment, l'analyse menée dans le cadre du projet Archimède conduit à la répartition suivante :

Argiles : 60%			Autres : 40%
Interstratifié désordonné Smectite-Illite (teneur en Illite 40-60%)	Interstratifié ordonné Illite-Smectite (teneur en Illite >80%)	Kaolinite Chlorite	Quartz 20% Pyrite 5% Carbonates Matière organique ...
25-30%	15-20%	10-15%	35%

Tableau 2 : Répartition des principaux composés minéraux d'après l'étude Archimède (Merceron et al. 1992).

L'illite est le principal composé argileux, mais le matériau comporte également une forte teneur en smectite. On notera également une forte présence de minéraux non argileux et de carbonates.

La surface spécifique de ce matériau est élevée (177 m<sup>2</sup>/g d'après Horseman et al.) ainsi que la capacité d'échange en cation (environ 24mécq/100g). Les cations les plus aisément incorporables dans la fraction argileuse sont dans l'ordre les ions potassium K<sup>+</sup>, sodium Na<sup>+</sup>, calcium Ca<sup>++</sup> et magnésium Mg<sup>++</sup> (Merceron et al. 1992).

## 2. Composition de la phase liquide

Le fluide interstitiel de l'argile est constitué par une eau très légèrement basique (ph 8,2 mesuré dans des conditions in situ). Le principal cation présent est l'ion sodium Na<sup>+</sup> pour une concentration d'environ 10<sup>-02</sup> mol/l, les ions potassium, calcium et magnésium sont également présents mais pour des concentrations 100 fois moindres. L'ensemble de ces ions intervient cependant au cours des échanges en cations. Les principaux anions sont des carbonates et à un degré moindre des ions chlorures (5 10<sup>-04</sup> mol/l) (Merceron et al. 1992).

## 3. Caractéristiques physiques de l'argile.

Dans des conditions in situ à Mol, cette argile a une teneur en eau comprise généralement entre 23 et 26% et une densité de 2,05 à 2,10. Ce matériau étant totalement saturé, on en déduit une porosité d'environ 40% et un indice des vides de 0,67.

Les limites d'Attenberg sont données dans le tableau 3. Selon une terminologie employée en mécanique des sols, cette argile est qualifiée de plastique.

		Horseman et al. (1987)	Baldi et al. (1988)
Limite de liquidité	LL	66%	60-70%
Limite de plasticité	LP	25%	13-19%
Indice de plasticité	IP	47%	45-55%

Tableau 3 : Limites d'Attenberg de l'argile de Boom.

## 4. Résistance mécanique.

Une caractérisation complète de la rhéologie est présentée en détail plus loin. On donne ici quelques aspects de la résistance en cisaillement de cette argile.

Les éléments principaux de la réponse déviatorique de l'argile en conditions triaxiales non drainées sont les suivants (Rousset, 1988) :

- le déviateur maximal ("résistance") croît avec le confinement
- une perte de résistance ("radoucissement") est observée, même sous fort confinement.
- le comportement radoucissant s'accompagne d'une phase de dilatance.

Le pic de contraintes est atteint pour une déformation axiale d'environ 5% à 6%, et la déformation en fin d'essai vaut 8 à 10%.

Dans un diagramme de Mohr, l'enveloppe des cercles correspondants aux déviateurs maximaux et résiduels peut être assimilée à une droite, dont on déduit la cohésion et l'angle de frottement non drainé à court terme et de façon résiduelle :

$$\begin{array}{ll} C_{cu} = 1,3 \text{ MPa} & \phi_{cu} = 4^\circ \\ C_{rés} = 0,8 \text{ MPa} & \phi_{rés} = 4^\circ \end{array}$$

### 5. Propriétés hydrauliques

L'argile de Boom est un matériau peu perméable, ce qui constitue un facteur favorable pour recevoir un stockage de déchets radioactifs. Les mesures en laboratoire et les mesures in situ fournissent des valeurs de perméabilité très faibles :

$$\begin{array}{ll} \text{- Perméabilité apparente} & k = 2 \text{ à } 4 \cdot 10^{-12} \text{ m/s} \\ \text{(Perméabilité intrinsèque)} & \kappa = 2 \text{ à } 4 \cdot 10^{-04} \text{ mDarcy} \end{array}$$

La diffusivité hydraulique est fonction des propriétés mécaniques. Elle vaut environ  $10^{-07} \text{ m}^2/\text{s}$ , ce qui donne un temps caractéristique supérieur à 100 jours pour une diffusion hydraulique dans une épaisseur d'argile de 1m.

### 6. Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques de l'argile de Boom sont connues avec une bonne précision (Buyens et Put 1984) :

$$\begin{array}{ll} \text{- conductivité thermique} & \lambda = 1,7 \text{ W/m/K} \\ \text{- diffusivité thermique} & D_T = 6 \cdot 10^{-06} \text{ m}^2/\text{s} \end{array}$$

La conductivité thermique est peu élevée du fait de la forte teneur en eau du matériau. On note que la diffusivité thermique est plus forte que la diffusivité hydraulique, ce qui favorise des couplages thermohydrauliques forts (Giraud 1993).

## IV.2.2. Résultats d'essais de laboratoire en condition isotherme.

On se livre dans cette partie à une analyse critique des caractérisations du comportement de l'argile de boom en reprenant les résultats d'essais obtenus par le British Geological Survey (Horseman et al.) et par l'ISMES (Baldi et al.). On voit ainsi que certains paramètres sont déterminés de façon sûre, tandis qu'il reste une indétermination sur d'autres paramètres, en particulier sur la pression de préconsolidation initiale et sur la forme exacte du critère de plasticité.

### 1. Étude du domaine des faibles déviateurs et forte compression moyenne.

L'essai oedométrique consiste à appliquer une charge mécanique dans l'axe d'un échantillon cylindrique dont les déformations radiales sont bloquées. Cet essai permet une analyse de la consolidation sous l'effet de l'écoulement hydraulique (mesure du tassement et du temps de consolidation).

On s'intéresse ici à l'évolution de l'indice des vides, mesuré après dissipation des surpressions interstitielles, en fonction de la contrainte appliquée. Il s'agit d'une étude du comportement drainé du matériau.

Le trajet de chargement suivi dans cet essai explore le domaine des fortes compressions effectives pour un déviateur faible en comparaison. Cet essai est à rapprocher des essais de consolidation isotrope drainée que l'on peut faire avec un appareil triaxial.

Dans un diagramme indice des vides en fonction du logarithme de la contrainte axiale, la rupture de pente s'interprète par un franchissement du seuil plastique initial du matériau. La valeur de la contrainte verticale effective au seuil est généralement proche de la pression de préconsolidation que l'on aurait déterminée par un essai isotrope. Aussi, on confond le plus souvent le seuil oedométrique et le seuil isotrope dans l'interprétation de ces essais.

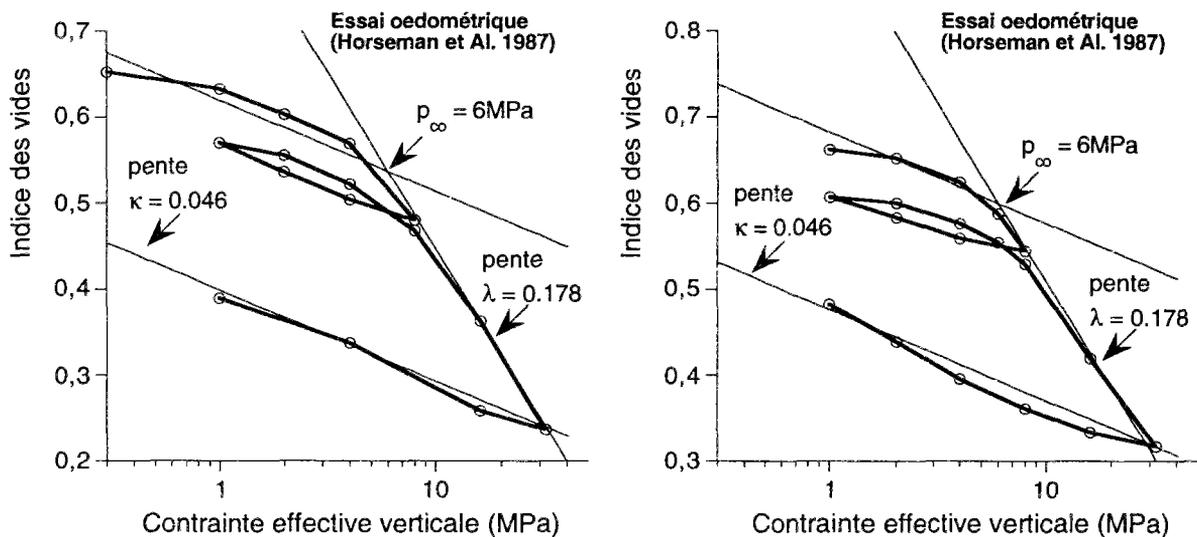


Figure 4 : Analyse d'essais oedométriques drainés effectués à température ambiante (Argile non remaniée extraite à Mol prof.=247m). Détermination de la pression de préconsolidation et anisotropie du matériau. A gauche, résultats d'un essai oedométrique sur un échantillon d'axe vertical et détermination de la pression de préconsolidation  $p_c = 6 \text{ MPa}$ . A droite, même dépouillement pour un échantillon d'axe horizontal. On note que l'ordonnée des droites n'est pas la même pour le dépouillement de ces deux essais.

Les résultats présentés figure 4 montrent que le seuil plastique initial vaut environ 6MPa. La transition n'est cependant pas très nette, et cette détermination est rendue d'autant plus

imprécise qu'il faut dépouiller les résultats suivant une l'échelle logarithme pour les contraintes. On notera en particulier qu'une interprétation de ces courbes avec une pente plus faible dans le domaine élastique (c'est-à-dire un matériau plus raide) aurait conduit à la détermination d'un seuil de plasticité plus faible (entre 4 et 6MPa pour fixer les idées).

On détermine à partir des pentes  $\kappa_e$  et  $\lambda_e$  (définies figure 3) les paramètres isotropes du modèle Cam clay<sup>2</sup>. En prenant pour référence un indice des vides  $e_0$  égale à 0,67, on obtient :

$$\kappa_e = \frac{\kappa_e}{1 + e_0} = 0.028 \quad (39)$$

$$\nu = \frac{1 + e_0}{\lambda_e - \kappa_e} = 12,6 \quad (40)$$

Pour les conditions in situ à Mol ( $p'=2,5\text{MPa}$ ), cette valeur de  $\kappa_e$  donne un module d'incompressibilité tangent  $K_0^T$  égal à 90 MPa.

## 2. Essais triaxiaux non drainés.

L'argile de Boom étant peu perméable, il est difficile de réaliser un essai véritablement drainé sur ce matériau. Le temps caractéristique de diffusion hydraulique pour un chemin de drainage de quelques centimètres est de l'ordre d'une journée si bien qu'il faut une vitesse de chargement très faible pour obtenir une pression homogène dans un échantillon dans un essai drainé.

Les essais non drainés présentent l'avantage de pouvoir être réalisés plus rapidement.

De plus, si l'on dispose d'une mesure de pression interstitielle, celle ci se révèle très utile pour déterminer un comportement dilatant ou contractant du matériau :

- lorsque le comportement de l'argile est élastique, un incrément de chargement donne une variation de pression égale et opposée à la variation de contrainte moyenne.
- lorsqu'il y a création de porosité plastique dans un essai non drainé, la variation de pression est inférieure à la variation de contrainte moyenne.

Dans une représentation du trajet de chargement en contrainte effective, la courbe s'incurve en direction des compressions lorsqu'il y a dilatance plastique. Inversement, en cas de contractance plastique, la courbe du trajet de chargement non drainé s'incurve en direction des tractions.

<sup>2</sup> En toute rigueur, les pentes devraient être déterminées par un essai de compression isotrope. On admet également que la présence d'un faible déviateur dans l'essai oedométrique a peu d'influence sur cette pente.

Sur la figure 5 sont représentées diverses courbes du trajet de chargement obtenues pour des essais non drainés avec de l'argile de Boom. En tenant compte de ce qui précède, il est visible que ce matériau est plastique dilatant pour de faibles compressions, contractant pour de fortes compressions, la transition se situant pour une contrainte effective comprise entre 2 et 2,5 MPa.

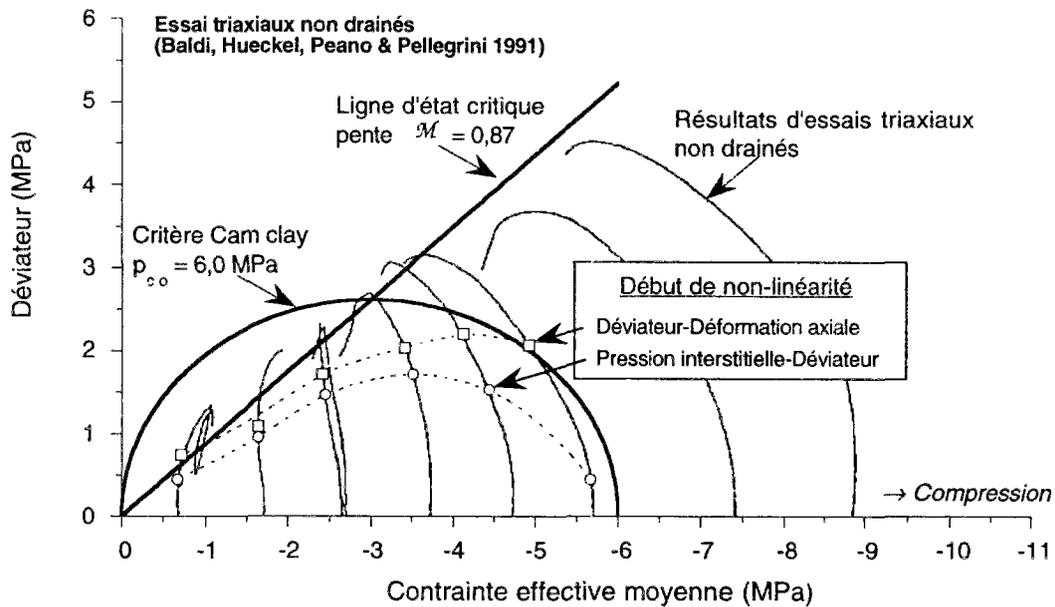


Figure 5 : Analyse de résultats d'essais déviatoriques non drainés. Essais d'après Baldi et al. 1987 et 1991 (Argile non remaniée extraite à Mol prof.=-240m). Les symboles  $\circ$  et  $\square$  représentent les points où une réponse non linéaire a été détectée par les auteurs des essais.

On a également représenté la ligne d'état critique, de pente  $\mathcal{M}$  égale à 0,87, et l'ellipse pour un critère Cam clay avec  $p_{co}$  égal à 6MPa. Ces valeurs sont celles proposées par (Baldi et al. 1991).

Il n'y a pas eu de décharge en cours d'essai si bien qu'il n'est pas possible de déterminer le moment où apparaît une déformation irréversible. A défaut, les points  $\circ$  et  $\square$  sur les courbes d'essais marquent l'endroit où une réponse non linéaire du déviateur ou de la pression interstitielle a été détectée par les auteurs des essais. Cette mesure est cependant peu fiable. Une réponse non linéaire ne constitue pas un critère suffisant pour déterminer les seuils de plasticité, une méthode plus appropriée consiste à mesurer la déformation irréversible obtenue après décharge.

Le modèle Cam clay ne peut décrire le comportement de l'argile de Boom pour toutes les directions de chargement. Avec la figure 5, on peut apprécier quand le modèle Cam clay s'applique correctement. On peut notamment faire les critiques suivantes :

- la droite d'état critique surestime les états critiques pour des contraintes effectives élevées. En revanche, cette courbe est satisfaisante sur un domaine intéressant les applications :  $1 < -p' < 4$  MPa.
- le critère Cam clay s'écarte sensiblement de la courbe joignant les points de début de non-linéarité, en particulier dans le domaine dilatant (dry side).
- la transition entre les comportements contractant et dilatant a lieu vers 2 à 2,5 MPa, alors que le modèle Cam clay conduit à une transition pour  $\frac{1}{2} p_{co}$ , c'est-à-dire 3MPa si l'on admet  $p_{co} = 6$ MPa.

La transition entre comportement contractant et dilatant est plus faible que celle prévue pour un modèle Cam clay avec une pression de préconsolidation initiale de 6MPa. Il paraît préférable de choisir une valeur initiale de  $p_{co}$  inférieure à 6 MPa, par exemple 5MPa.

D'autre part, le domaine élastique réel est nettement plus petit que celui prédit par le modèle Cam clay dans la partie dilatante. Les déviateurs mesurés dans ce domaine sont largement inférieurs à ceux autorisés par le modèle Cam clay. Un modèle plastique écrouissable s'appuyant sur une surface de plasticité de Mohr Coulomb ou de Drucker-Prager donnerait certainement des résultats satisfaisants dans cette zone. Cette idée est reprise plus loin.

Malgré ces critiques, soulignons l'intérêt du modèle Cam clay qui, avec un minimum de paramètres, rassemble cependant les principales caractéristiques du comportement du matériau.

#### **IV.2.3. Sensibilité en température des quantités élastiques.**

Les essais de laboratoires avec une mesure de la déformation lorsque la température varie sont rares. On analyse dans cette partie les résultats obtenus à l'ISMES (Baldi et al. 1991), qui ont été complétés récemment lors du projet Européen Interclay (Baldi et al. 1993).

D'autres aspects concernant le comportement en température de cette argile peuvent être consultés dans (Horseman et al.) déjà cité, dans (Rousset 1988) pour les aspects de fluage en température, et plus récemment dans (De Bruyn et Thimus 1993) à propos d'essais de compression à diverses températures. L'étude de l'ISMES reste cependant une des plus complètes sur ce sujet, on y trouve notamment des résultats portant sur l'écrouissage en température de l'argile de boom.

On examine ici la dépendance en température des modules élastiques d'incompressibilité drainée et de cisaillement, les variations en température des coefficients de dilatation thermique étant laissées de côté dans cette partie.

### 1. Déchargement lors d'essais isotropes

Sur la figure 6 sont rassemblées les réponses obtenues en décharge pour des essais de compression isotrope drainée à diverses températures.

Ces données ne font donc pas état de fortes modifications de la compressibilité du matériau en fonction de la température, les variations observées sont tout à fait comparables à la dispersion des résultats suivant les échantillons. La raideur est plus faible sur les essais chauffés par rapport aux essais à température ambiante, mais cette tendance est peu marquée.

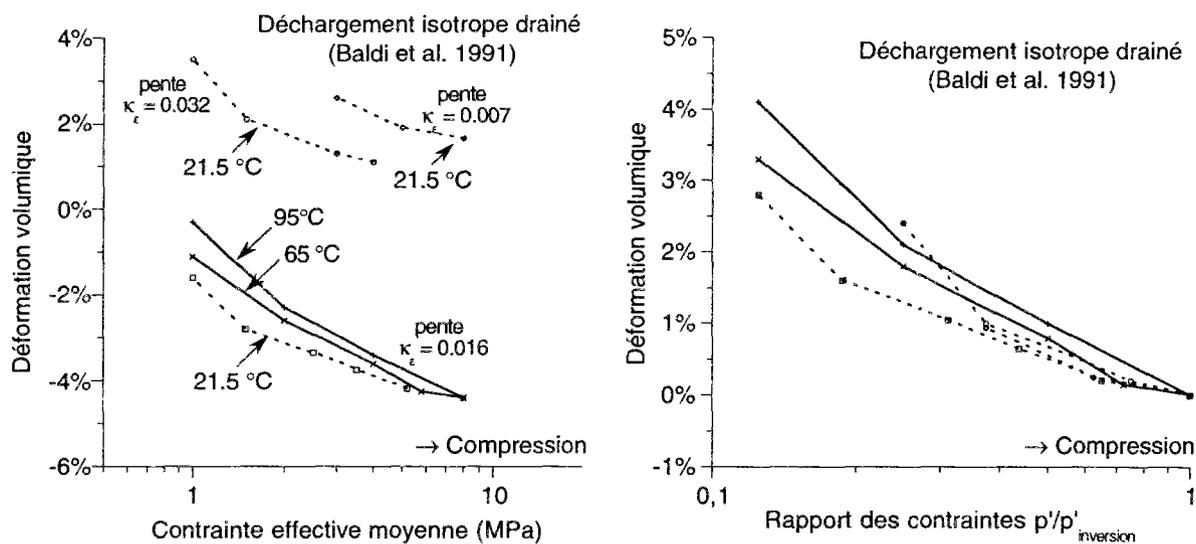


Figure 6 : Courbes de déchargement isotrope drainé à diverses températures (argile de Boom non remaniée prof. -240m). Sur la figure de droite, toutes les courbes ont la même origine. D'après Baldi et al. 1991.

Ces courbes permettent à nouveau de juger de la pertinence d'un modèle Cam clay. On note en particulier que la courbe de déchargement ne suit pas exactement une loi linéaire en fonction du logarithme de la contrainte effective moyenne. La pente  $\kappa_{\epsilon}$  varie du simple au double au cours d'une même décharge.

En translatant toutes les courbes à la même origine (figure de droite) Il apparaît que la pente  $\kappa_{\epsilon}$  dépend surtout du rapport entre la contrainte effective actuelle et la contrainte atteinte avant décharge.

### 2. Déchargement au cours des essais triaxiaux.

Sur la figure 7 sont représentés des résultats d'essais triaxiaux de compression déviatorique réalisés par l'ISMES. La température mise à part, les conditions de réalisation de ces deux essais sont identiques ce qui permet d'apprécier l'influence de la température sur les propriétés du matériau.

Les modules élastiques sont généralement définis par la pente de la droite joignant les extrémités du cycle. Les cycles de déchargement rechargement ont la même allure sur ces deux essais et les pentes moyennes sont quasiment identiques. Ainsi, la loi élastique est peu affectée par cette élévation de température.

On remarque au passage le fort hystérésis au cours du cycle formé par le déchargement suivi du rechargement. Une loi élastique, même non linéaire, ne peut reproduire un tel comportement.

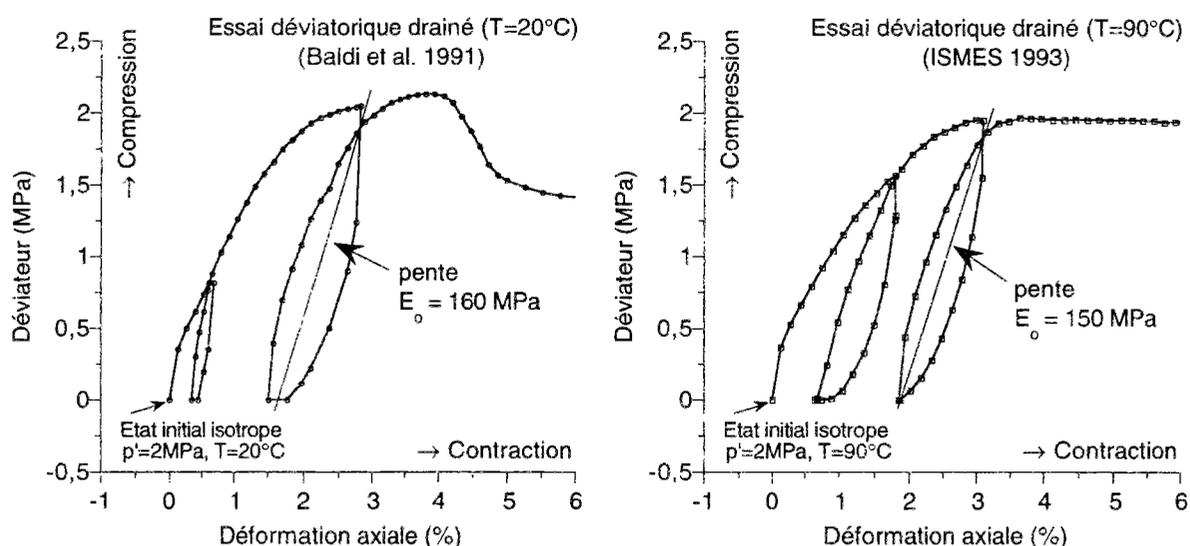


Figure 7 : Essais triaxiaux déviatoriques réalisés par l'ISMES, à gauche à  $20^{\circ}\text{C}$ , à droite à  $90^{\circ}\text{C}$ . (argile de Boom non remaniée prof. -240m).

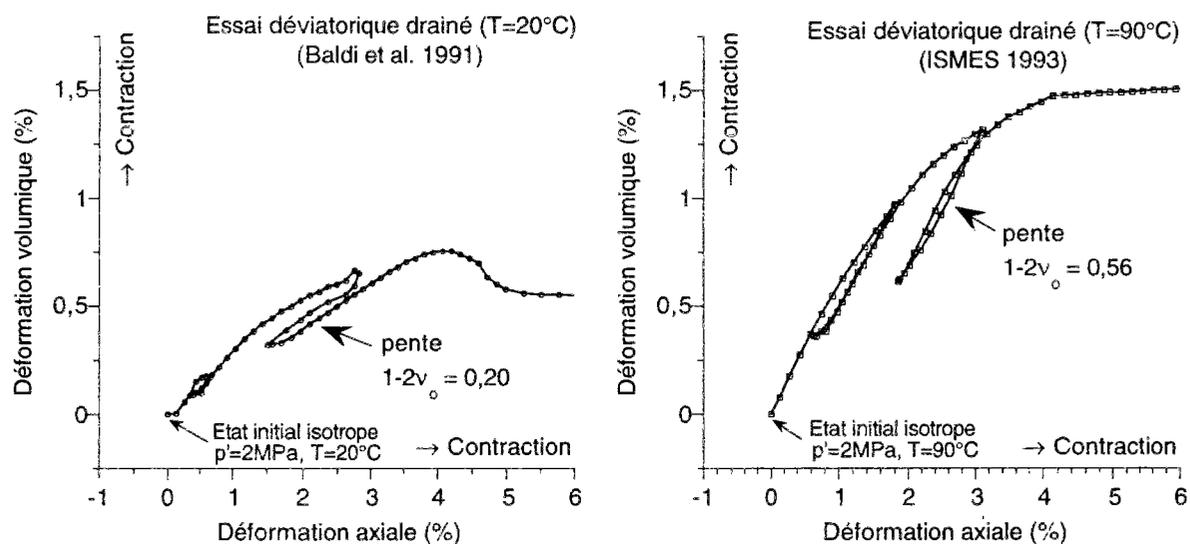


Figure 8 : Mesure de déformation volumique. Essais triaxiaux déviatoriques réalisés par l'ISMES, à gauche à  $20^{\circ}\text{C}$ , à droite à  $90^{\circ}\text{C}$ . (argile de Boom non remaniée prof. -240m).

Les variations de volume sont obtenues d'après la mesure du volume d'eau expulsé. Les hystérésis sont moins importants dans les mesures de volumes et la pente est à peu près constante au cours de la décharge.

Le coefficient de Poisson drainé  $\nu_0$  vaut 0,40 sur l'essai à 20°C et 0,22 sur l'essai à 90°C. On relève ici une forte diminution du coefficient de Poisson avec la température.

Cependant la valeur mesurée à 20°C paraît anormalement élevée, ce qui peut être attribué :

- soit à un comportement anisotrope. Les auteurs de cette campagne d'essai ont en effet relevé de fortes différences entre les mesures des déformations axiales et latérales dans des essais supposés isotropes.
- soit à un problème de drainage. La mesure de déformation volumique provient de la mesure de la masse d'eau expulsée par l'échantillon. A 90°C, le transitoire hydraulique est plus court qu'à 20°C.

### *3. Bilan concernant les effets de la température sur les modules élastiques*

En s'appuyant sur les résultats précédents, on admet que la dépendance en température des modules élastiques peut être négligée.

On note également l'importance des hystérésis entre déchargement et rechargement. Les modules élastiques qui viennent d'être déterminés donnent une valeur moyenne de la raideur de l'argile en décharge. On verra dans le chapitre 7 quelles conséquences cela peut avoir dans un calcul de structure.

## **IV.2.4. Sensibilité en température des grandeurs plastiques.**

Les deux essais précédents apportent des informations précieuses sur le comportement plastique de cette argile. On note l'allure tout à fait semblable de la phase d'écroutissage ainsi qu'un déviateur maximum très proche dans ces deux essais (respectivement 2,15 et 1,95 MPa à 20°C et 90°C).

### *1. L'absence de radoucissement dans l'essai drainé à 90°C.*

Une phase de radoucissement accompagné d'une dilatance est observée à 20°C tandis qu'elle est en revanche absente de l'essai à 90°C.

Une interprétation partielle de ces résultats peut être faite par un effet de l'écroutissage thermique. En admettant que le critère se réduit au cours du chauffage (plasticité thermorétrécissant) le même trajet de chargement à différentes températures peut donner lieu à un comportement plastique avec un écroutissage négatif à température ambiante et à un

comportement plastique avec un écrouissage positif pour une température plus élevée (figure 9). On observera alors une phase radoucissante uniquement pour de faibles températures.

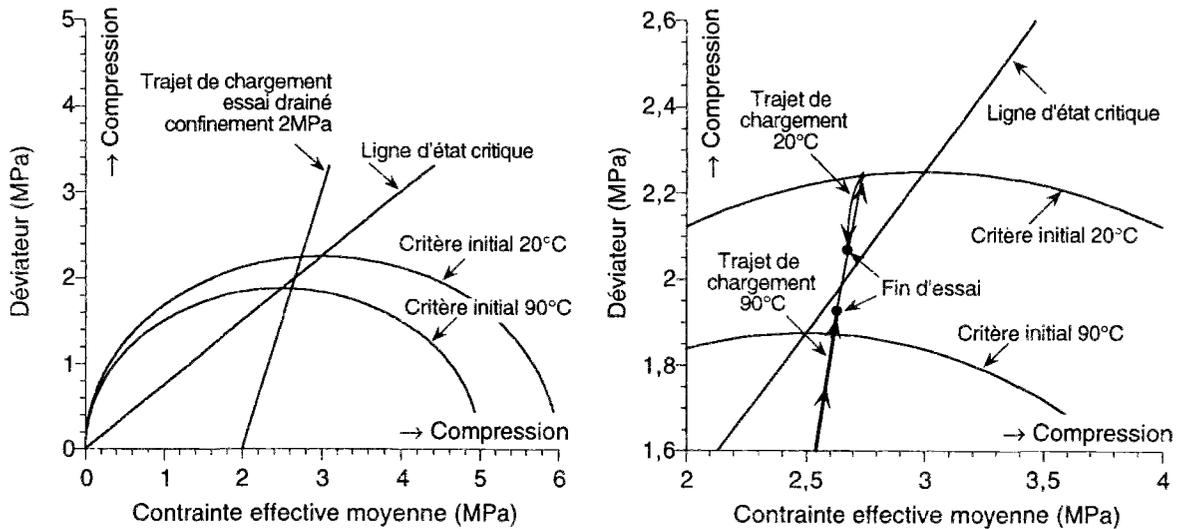


Figure 9 : Interprétation de la perte de la phase de radoucissement lorsque la température augmente par un effet d'écrouissage thermique. A gauche, l'on présente la situation en début d'essai à 20°C et à 90°C. A droite un détail du trajet de chargement en phase plastique. Les valeurs numériques sont données ici à titre indicatif, elles ne permettent pas une modélisation correcte des résultats des essais précédents.

Cette interprétation est cependant insuffisante car elle n'apporte pas d'explication claire quant à la forte différence qui existe dans les essais entre le déviateur résiduel et le pic de déviateur.

## 2. Critique du modèle Cam clay pour des faibles niveaux de pression effective.

Il n'est pas possible avec un modèle Cam clay de reproduire certaines phases du comportement plastique qui sont observées sur les essais des figures 7 et 8.

On note en particulier la présence d'une phase avec écrouissage positif entre 0,5 et 2% de déformation axiale qui ne peut être simulée de façon correcte par un modèle Cam clay. Cette phase plastique présente les caractéristiques suivantes :

- un seuil peu élevé : des irréversibilités sont présentes après déchargement depuis un faible déviateur.
- une contractance plastique : après décharge, on note sur les deux essais une contraction du matériau, de l'ordre de 0,5%. Cependant, ce résultat est en contradiction avec les essais non drainés (figure 4) qui indiquent une très faible dilatance pour ce niveau de pression effective.

Le modèle Cam clay s'avère donc insuffisant pour prédire certaines caractéristiques du comportement. En particulier dans un essai triaxial, ce modèle prédit soit une phase plastique avec écoulement positif et une contractance, soit une phase plastique avec écoulement négatif et une dilatance, mais en aucune façon il ne peut rendre compte d'une combinaison ou d'une succession de ces phases au cours d'un même essai.

Ces défauts ne sont pas particuliers à l'argile de Boom, dès que l'on recherche une caractérisation précise d'un matériau, le modèle Cam clay devient insuffisant. On présente plus loin quelques unes des idées que l'on rencontre dans les modèles plus élaborés.

### 3. Essais de chargement thermique : manifestation d'un écoulement thermique.

Des essais de chauffage et refroidissement sous conditions drainées et isotropes ont été réalisés par l'ISMES.

Un échantillon est soumis à trois cycles de chauffage et refroidissement identiques à trois états de contraintes isotropes, croissants en compression. Les pressions effectives sont successivement de 1MPa, 3MPa et 6MPa

Les déformations volumiques de l'échantillon sont mesurées au cours de ces cycles thermiques. Sur la figure 10 ne sont représentées que les mesures obtenues lors des cycles de chauffage. Ces courbes sont translattées à la même origine au début de chaque cycle, il faut donc prendre garde au fait que ces résultats concernent le même échantillon.

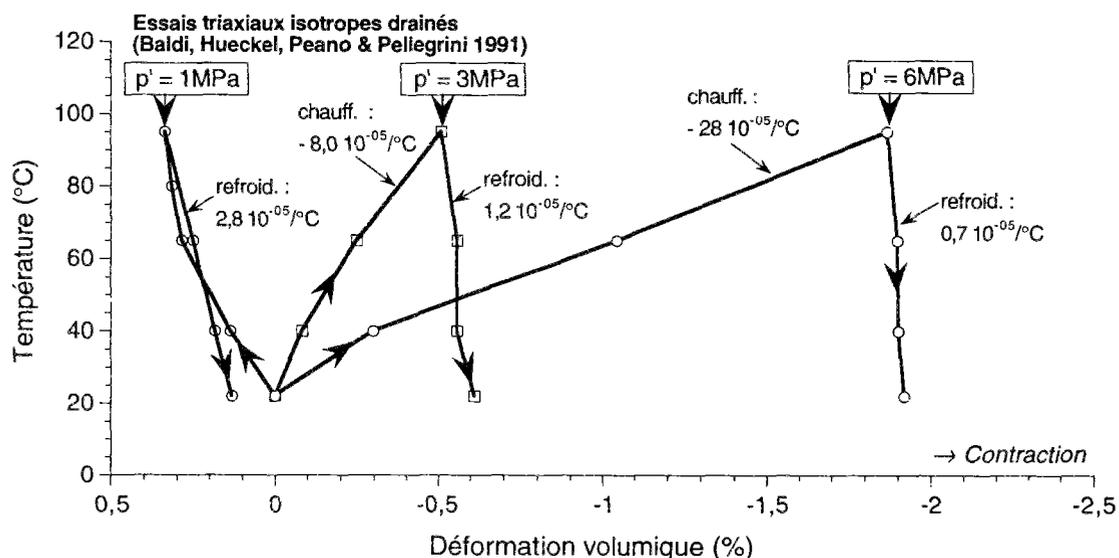


Figure 10 : Déformation volumique en fonction de la température sur trois cycles de chauffage successifs, sous chargement mécanique isotrope  $p' = 1\text{MPa}$ ,  $p' = 3\text{MPa}$  et  $p' = 6\text{MPa}$ , avec trois paliers de chauffage  $22^\circ \rightarrow 40^\circ \rightarrow 65^\circ \rightarrow 95^\circ$ . La déformation volumique est obtenue à partir de la mesure de la quantité d'eau expulsée, corrigée de la dilatation thermique de l'eau. (argile de Boom non remaniée prof. -240m). (courbes d'après Baldi et al. 1991)

On observe nettement les tendances suivantes :

- pour une pression effective faible (1MPa), la réponse volumique du matériau est quasiment réversible. On a une dilatation lors du chauffage et une contraction lors du refroidissement.
- pour une pression effective élevée (6MPa), on note une contraction irréversible. On a une forte contraction lors du chauffage et une contraction plus faible lors du refroidissement.
- le cas intermédiaire (3MPa) donne lieu à une contraction irréversible de plus faible ampleur.

Ces résultats s'interprètent par une manifestation d'un écrouissage thermique. La contraction irréversible est due à un écrouissage thermique généré par l'état de contrainte. Elle a lieu lorsque l'état de contrainte est proche du critère, c'est-à-dire des pressions effectives élevées.

Signalons quelques difficultés d'ordre expérimental dans l'analyse de ces résultats. En effet les variations de volume du squelette présentées plus haut sont obtenues à partir de la mesure de la quantité d'eau expulsée, corrigée de la dilatation thermique de l'eau. Cependant, les valeurs obtenues ne sont pas en accord avec les mesures de déformations axiales, ce que les auteurs attribuent à une anisotropie du matériau.

A l'aide d'un autre essai réalisé sur un échantillon d'axe horizontal (le précédent est d'axe vertical), la déformation volumique a été calculée d'après les mesures axiales de deux échantillons, en supposant que le comportement du matériau est orthotrope de révolution selon l'axe vertical.

La déformation volumique calculée ainsi s'approche de la mesure de l'eau expulsée, ce qui va dans le sens d'un comportement anisotrope de l'argile de boom. Mais l'écart entre ces deux mesures reste important lors des phases de refroidissement, ce que les auteurs attribuent à une dilatation thermique de l'eau dans l'échantillon différente de celle d'une eau libre. Il n'est toutefois pas exclu que ces différences proviennent d'une dispersion entre les mesures faites sur les échantillons vertical et horizontal.

La mesure de la déformation volumique en température étant de toute façon indirecte dans ces essais, nous avons choisi de nous fier aux mesures de volume obtenues d'après la mesure de l'eau expulsée. Avec ces mesures, les variations de volume mesurées à une température donnée sont indépendantes de la dilatation thermique de l'eau.

#### 4. Bilan des résultats d'essais en température.

Les essais réalisés par l'ISMES montrent de façon indiscutable la présence d'un écouissage thermique de l'argile de Boom. Une anisotropie de l'argile rend plus difficile une mesure quantitative des contractions irréversibles, mais l'existence d'un écouissage thermique ne fait pas de doute dans ces résultats. On peut cependant regretter de ne pas pouvoir confirmer ces résultats avec des essais provenant d'une autre origine.

L'écouissage thermique est manifeste sur les essais où la pression effective est élevée. L'ampleur des contractions irréversible qui ont été mesurés est tout à fait comparable aux valeurs obtenues par Campanella et Mitchell, ou Desmars et Charles. De ce point de vue, l'écouissage thermique de l'argile de Boom n'est ni plus ni moins important que pour d'autres argiles.

Cependant, c'est certainement la première fois qu'un écouissage thermique est observé sur une argile profonde, non remaniée ayant une très faible perméabilité. Par exemple, les matériaux étudiés par Campanella et Mitchell sont des sédiments marins qui ont été reconsolidés en laboratoire, dont la perméabilité est nettement plus élevée. L'ISMES a montré depuis des résultats comparables sur une argile italienne (Pontida).

Un second résultat ne doit cependant pas passer inaperçu. Les essais drainés effectués sous un faible confinement n'ont pas montré de fortes différences lorsqu'ils sont réalisés à 20°C et à 90°C. Si un écouissage thermique est certain pour des pressions effectives élevées, on ne peut pas en dire autant lorsque le taux de surconsolidation est important. En particulier, le déviateur maximal n'a pas varié entre 20°C et 90°C.

Dans les applications, il faut donc garder à l'esprit que l'écouissage thermique n'est établi par ces essais que pour des fortes pressions effectives. Dans d'autres situations, il faut être vigilant avant de conclure à un effet des écouissages thermiques du matériau.

### IV.3. Simulations numériques.

#### IV.3.1. Jeu de paramètres Cam clay pour l'argile de Boom.

Le modèle Cam clay étendu aux comportements thermomécaniques peut être aisément calé avec les données des essais précédents.

Ce modèle comporte en effet très peu de paramètres. Il faut déterminer le coefficient de dilatation thermique drainé  $\alpha_0$  et le coefficient d'écouissage thermique  $\alpha_p$  et les paramètres Cam clay usuels pour un comportement isotherme. Ces coefficients sont ajustés d'après les pentes des courbes de la figure 10 :

$$\alpha_o = 1,0 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \left(\frac{1}{3} \text{ de la pente du refroidissement}\right) \quad (41)$$

$$\alpha_o - \alpha_p = -9,0 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \left(\frac{1}{3} \text{ de la pente du chauffage}\right) \quad (42)$$

La pression de préconsolidation et le coefficient d'écrouissage  $\nu$  ont été déterminés précédemment en fonction des pentes des essais oedométriques (relations (39) et (40)).

L'ensemble des paramètres est rassemblé dans le tableau 4. On se référera par la suite à ce jeu de paramètres sous le nom de "paramètres usuels de l'argile de Boom".

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	$\phi_o$	40 %	Indice des vides	$e_o$	0,67
<i>Caractéristiques élastiques</i>			<i>Caractéristiques élastiques</i>		
Pente de gonflement $\partial \varepsilon / \partial \ln p$	$\kappa_\varepsilon$	0,0275	Pente de gonflement $\partial e / \partial \ln p$	$\kappa_e$	0,046
Module de cisaillement	$\mu$	77 MPa	Pression effective de référence	$p_{\text{réf}}$	2,5 MPa
Dilatation linéique drainée	$\alpha_o$	1,0E-05 /K	Module d'incompressibilité drainé	$K_o^T$	90 MPa
			Module d'Young drainé ( $p' = -p_{\text{réf}}$ )	$E_o^T$	180 MPa
			Coeff. Poisson drainé ( $p' = -p_{\text{réf}}$ )	$\nu_o^T$	0,17
			Chal. latente élastique ( $p' = -p_{\text{réf}}$ )		8,0E+05 J/m <sup>3</sup>
<i>Caractéristiques plastiques</i>			<i>Caractéristiques plastiques</i>		
Pression de préconsolidation	$p_{co}$	5,0 MPa	Pente de charge plastique $\partial \varepsilon / \partial \ln p$	$\lambda_\varepsilon$	0,061
Pente de la droite d'état critique	$\mathcal{M}$	0,87 -	Pente de charge plastique $\partial e / \partial \ln p$	$\lambda_e$	0,102
Ecrou. isoth. : $p_c(\theta) \exp(-\nu \varepsilon_p)$	$\nu$	12,6 -			
Ecrou. therm. : $p_{co} \exp(-\nu 3\alpha_p \theta)$	$\alpha_p$	1,0E-04 /K	Chal. latente plastique ( $p' = -p_{co}$ )	$L_\chi$	-1,3E+06 J/m <sup>3</sup>

Tableau 4 : Paramètres "usuels" du comportement de l'argile de Boom avec un modèle Cam clay écrouissable en température.

Avec ces valeurs, la pression de préconsolidation  $p_c$  chute de 5,0MPa à 20°C à 3,8 MPa à 90°C.

La loi de comportement Cam clay avec écrouissage thermique a été programmée dans le code de calcul par éléments finis CESAR-LCPC. Quelques développements ont été réalisés dans ce logiciel pour introduire le caractère non linéaire de la loi élastique, ainsi que l'écrouissage en température. L'algorithme de projection plastique sur le critère Cam clay a été amélioré. La direction d'écoulement est calculée de façon itérative pour être orthogonale au critère sur le point projeté. Cet algorithme est à la fois plus robuste et plus précis que la méthode précédemment employée qui utilisait une linéarisation pour faire cette projection.

Une vérification de ces développements a été faite à l'occasion des simulations qui suivent. En effet, ces calculs peuvent aisément être comparées à un calcul analytique direct.

### IV.3.2. Simulation de l'écroissage thermique gêné en condition isotrope.

Les essais thermiques en condition isotrope drainée ont été calculés avec le modèle Cam clay avec écroissage thermique. Les résultats de calcul avec les paramètres usuels définis dans le tableau 4 sont représentés figure 11, avec les résultats d'essais.

Les contractions irréversibles lors du cycle de chauffage à 6MPa sont globalement bien reproduites par ce modèle.

En revanche, les résultats d'essai du cycle de chauffage à 3MPa, font état d'une contraction dès le premier palier de température alors que cette modélisation conclut à une réponse élastique du matériau. La réponse à 3 MPa est réversible et identique à celle obtenue pour 1 MPa.

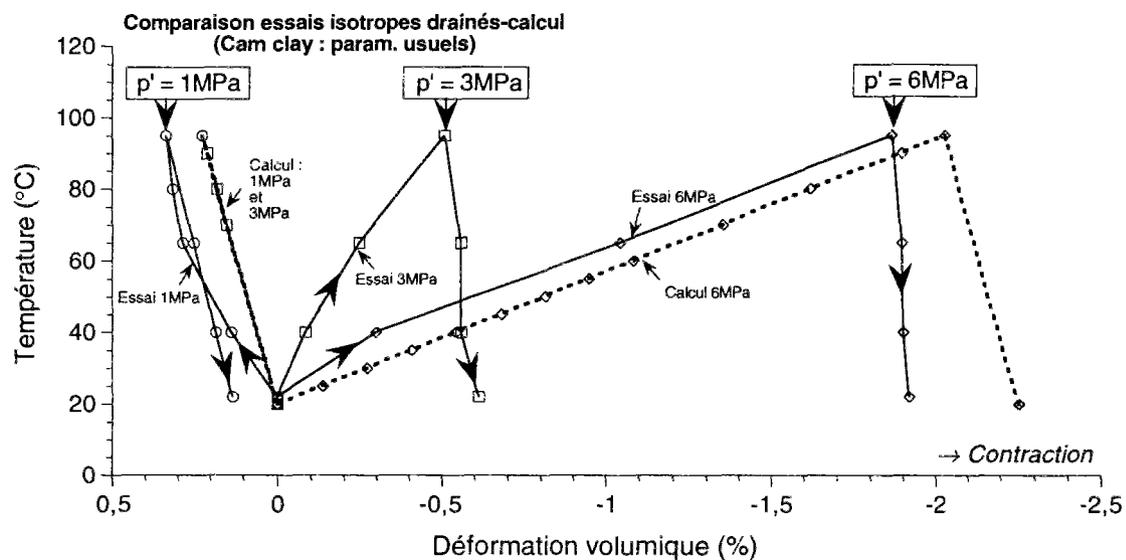


Figure 11 : Comparaison entre essais en température et calculs Cam clay avec les paramètres usuels.

On relève ainsi deux défauts de ce modèle :

- le calcul pour une pression effective de 3MPa est réversible.
- une pente de décharge est trop faible pour un fort confinement.

Le seuil de plasticité initial à 20°C n'est pas atteint pour une pression effective de 3MPa. On n'a pas dans de déformation plastique dans les calculs au cours du chauffage car l'écroissage thermique libre est trop faible. Il est difficile de parvenir à une simulation correcte des essais isothermes et des essais en température. Il faut en effet concilier les données suivantes:

- l'écroissage lors des chargements mécaniques isothermes (terme  $\nu$ )
- les contractions irréversibles lors des écroissages thermiques gênés (terme  $\alpha_p$ )
- l'écroissage thermique libre (produit  $\nu\alpha_p$ )

La loi d'écrouissage comportant deux paramètres, il est difficile de répondre à tous ces impératifs en même temps.

Dans la simulation présentée figure 12, le coefficient d'écrouissage isotherme  $\nu$  est augmenté afin d'accroître l'intensité des écrouissages thermiques libres.

Avec ces paramètres, la contraction irréversible au cours du cycle de chauffage à 3MPa est correctement calculée. Mais l'écrouissage thermique a lieu librement sur la première partie de ce cycle thermique, alors que des contractions volumiques sont mesurées dès le premier palier de chauffage. La pente de la réponse volumique en fonction de la température change brusquement dans les simulations alors que la variation est plus progressive dans les essais.

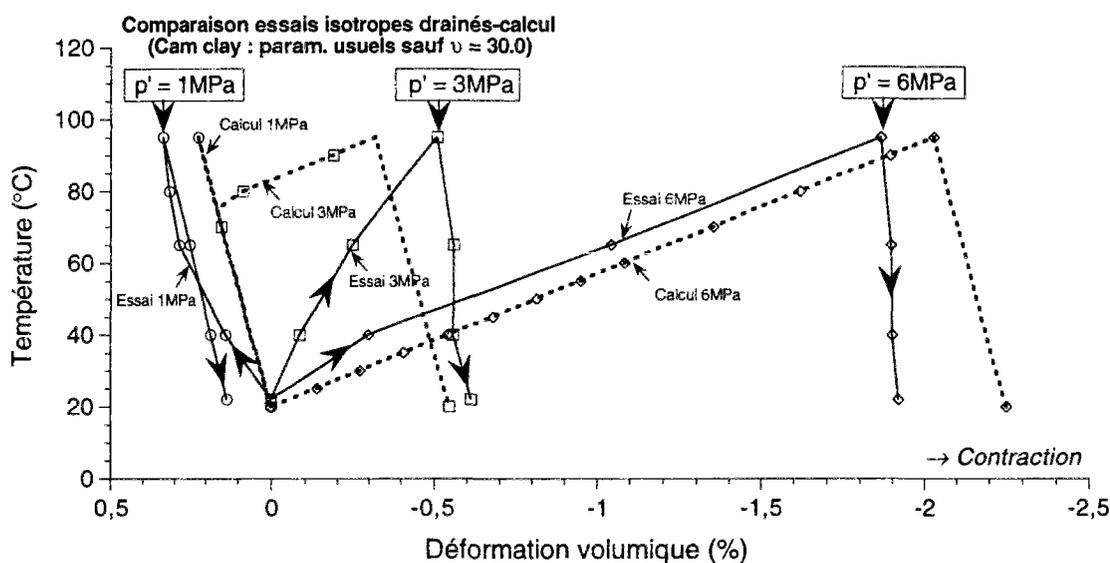


Figure 12 : Variante du calcul précédent. Le coefficient  $\nu$  est choisi égal à 30 au lieu de 12,6.

De façon plus générale, la transition entre comportement élastique et comportement plastique est très progressive sur les essais. Dans un modèle avec peu de paramètres, la transition est nettement plus brutale. Ce défaut n'est pas propre aux chargements thermiques, il s'observe également au cours d'un chargement isotherme.

Ainsi, ce n'est pas tant l'écrouissage thermique qui est mis en cause dans ces résultats, mais la loi d'écrouissage en général. Pour parvenir à une meilleure modélisation de ces essais, il faut diminuer les seuils élastiques initiaux et modifier la loi d'écrouissage afin d'obtenir une transition graduelle entre élasticité et plasticité.

#### IV.3.2. Simulation des essais oedométriques.

La figure 13 présente une comparaison entre essais et modèle avec les jeux de paramètres précédents.

Lorsque le coefficient d'écroutissement est élevé ( $\nu = 30$ ), la déformation volumique plastique est sous-estimée. En revanche, une simulation correcte est obtenue pour les paramètres usuels.

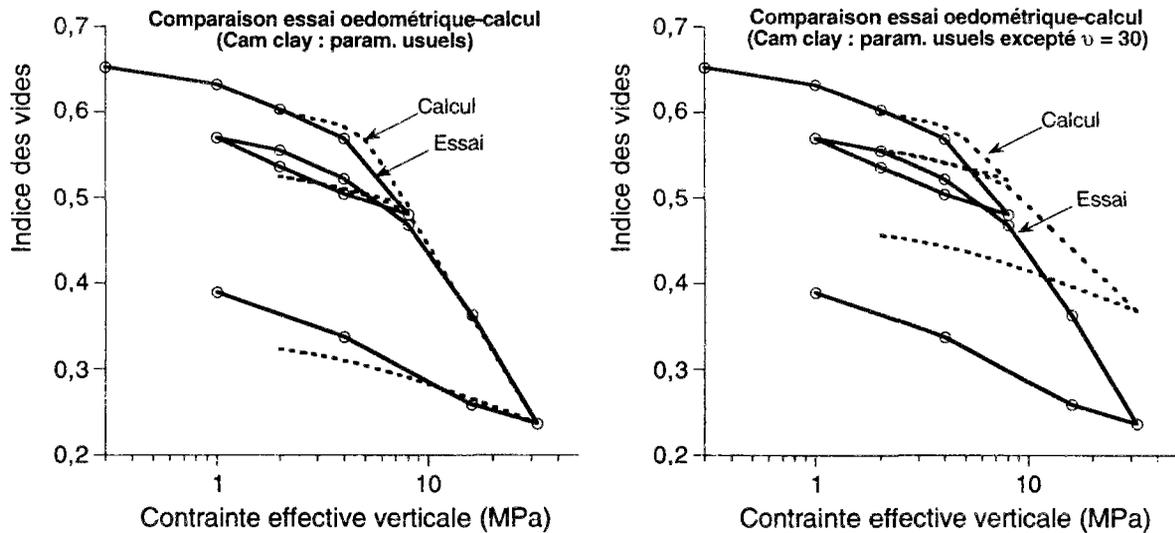


Figure 13 : Simulation des essais de Horseman et al. avec le modèle Cam clay. A gauche, les paramètres sont ceux définis dans le tableau 2 (modèle I). A droite, l'effet de l'écroutissement est accru ( $\nu = 30$  au lieu de 12,6).

#### IV.3.3. Simulation des essais déviatoriques à partir d'un état surconsolidé.

Une simulation des essais triaxiaux à 20°C et à 90°C est présentée figure 14 et 15.

Malgré un calcul correct des déviateurs maximaux et surtout des mesures volumiques à 90°C, cette simulation montre plusieurs insuffisances de ce modèle.

En particulier, la raideur de l'argile dans cette phase du chargement est surestimée car le modèle ne tient pas compte de la phase d'écroutissement au début du chargement. Le radoucissement en fin d'essai est également ignoré par ce modèle.

Il n'y a pas lieu de revenir sur les défauts de cette modélisation. Il est bien évident qu'on ne peut simuler tous les trajets de chargements sans compliquer quelque peu le modèle. Le jeu de paramètres "usuels" est un ajustement correct compte tenu des limitations de ce modèle.

Un modèle "ad hoc" construit spécialement pour s'ajuster à ces résultats d'essai est décrit en annexe.

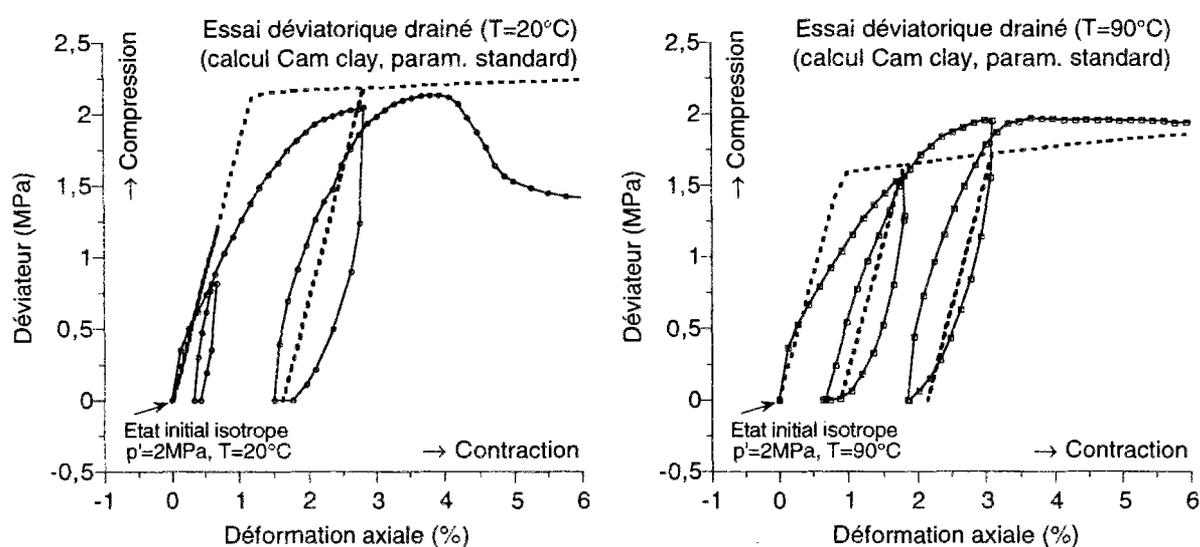


Figure 14 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards. (calculs à refaire à gauche). réponse déviatorique.

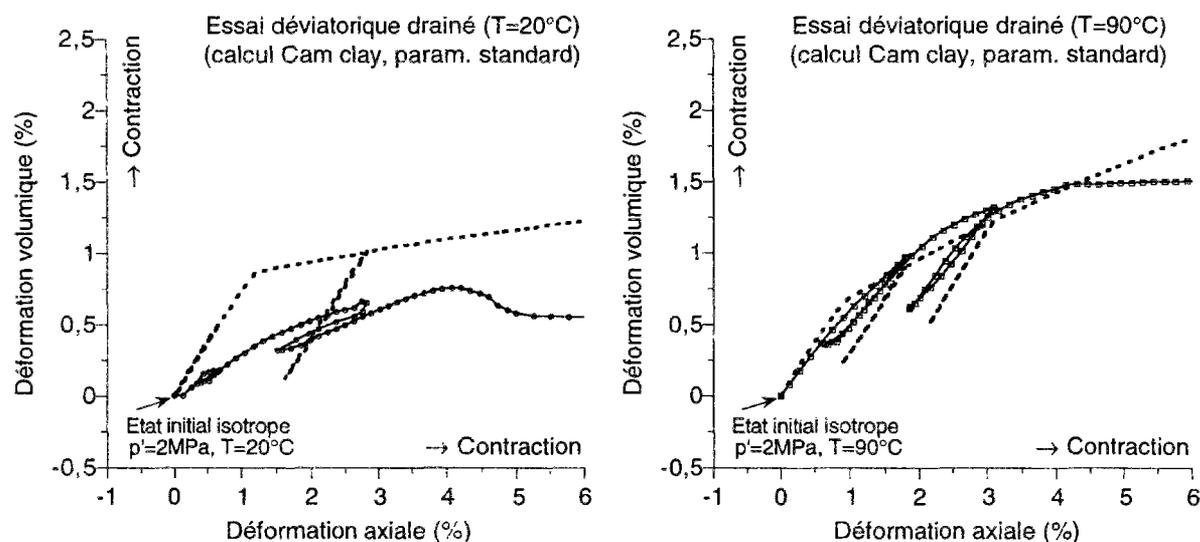


Figure 15 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards. Réponse volumique.

Il ne faut cependant pas se faire d'illusions sur les capacités des modèles plus complexes. Un meilleur ajustement sur des résultats d'essais de laboratoire n'est pas une finalité en soi, un modèle de comportement n'a d'intérêt qu'en fonction de son aptitude à produire des modélisations satisfaisantes de problèmes réels.

Les résultats des simulations des essais in situ présentées dans le chapitre 7 montrent en effet que le modèle Cam clay reste un outil performant face à un problème réel.