

Chapitre 3

COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DES ARGILES.

III. COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DES ARGILES.

Différentes approches sont proposées pour aborder le comportement thermomécanique des argiles. En première partie, on s'intéresse aux aspects microscopiques. Une attention particulière est donnée à la théorie de double couche diffuse. En effet, plusieurs auteurs ont cherché à relier l'écrouissage thermique à un phénomène microscopique (Robinet et al. 93), et une évolution de la pression de double couche en fonction de la température est souvent mentionnée (par exemple (Despax 76), (Fleureau 79)). Cette pression est trop souvent calculée de façon imprécise en linéarisant les équations. Les courbes que l'on présente ici sont obtenues par une résolution numérique de l'équation de Poisson-Boltzmann.

L'approche macroscopique est nettement plus opératoire pour aborder l'écrouissage thermique, même si elle n'apporte pas d'explication physique. Les concepts du chapitre précédent peuvent être appliqués au comportement des argiles à condition de les étendre aux milieux poreux (annexe 1). La deuxième partie introduit les concepts essentiels pour l'étude des argiles.

La troisième partie est consacrée à une interprétation d'expériences sur des argiles où une "consolidation thermique" est manifeste. Cette partie fait le lien entre les notions exposées au chapitre précédent et l'interprétation de résultats d'essais. Ces essais ont été réexaminés de façon systématique pour déterminer si l'écrouissage thermique est un concept pertinent pour leur interprétation.

III.1. Description microscopique des argiles.

De façon élémentaire, la classification des sols s'effectue selon la dimension des particules qui les constituent. Des sols les plus grossiers aux plus fins, l'on distingue les graviers, sables, silts et les argiles. Les argiles se caractérisent par des particules extrêmement fines, de diamètres équivalents inférieurs à $2\mu\text{m}$.

Cette définition des argiles regroupe cependant un ensemble de matériaux dont les propriétés physiques et mécaniques sont très différentes. Une classification plus détaillée fait intervenir la structure microscopique des constituants du sol.

III.1.1. Caractérisation physique d'une argile.

1. Les minéraux.

La structure minéralogique des particules d'argile est étudiée par diffraction aux rayons X depuis les années 1920. Les principaux minéraux que l'on rencontre dans les argiles sont des cristaux d'aluminosilicates. Une particule d'argile est généralement formée d'un assemblage de cristallites qui sont eux-mêmes constitués par un empilement de couches de minéraux argileux simples.

On distingue plusieurs échelles dans la description de la structure des minéraux.

A l'échelle atomique, on identifie feuillet de silice et feuillet d'alumine, qui sont des réseaux cristallins se développant dans un plan. Un feuillet de silice est un arrangement selon un réseau hexagonal plan de motifs tétraédriques qui ont en leur centre un atome de silicium (de valence +4) et aux sommets des atomes d'oxygène (de valence -2). De la même façon, un feuillet d'alumine est un arrangement selon un réseau hexagonal plan de motifs octaédriques comportant en leur centre un atome d'aluminium (de valence +3) et aux sommets des atomes d'oxygène ou des groupes hydroxyles OH⁻.

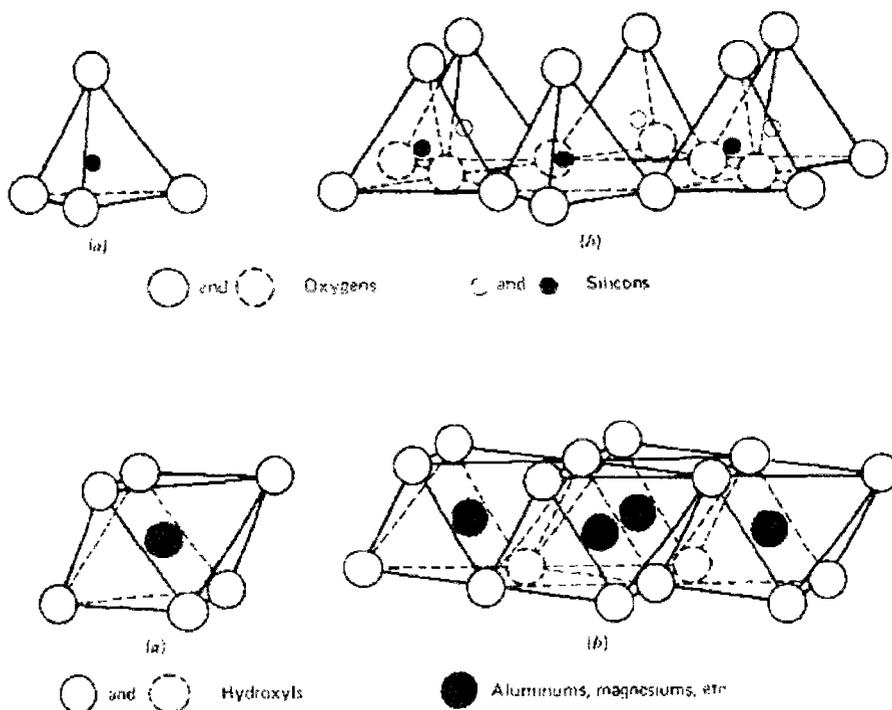


Figure 1 : Schéma de la structure cristalline des feuillets minéraux argileux. En haut feuillet tétraédrique de silice, en bas feuillet octaédrique d'alumine à gauche (figures extraites de Mitchell, 92).

On ne rencontre pas de feuillets isolés. La mise en commun d'atomes d'oxygène entre un feuillet silice et un feuillet alumine forme une structure cristalline plane d'une épaisseur d'environ 10 Angströms.

Une couche élémentaire est constituée de deux ou de trois feuillets, liées entre eux par des liaisons covalentes (mise en commun d'électrons). Ces couches élémentaires sont elles-mêmes superposées et elles donnent lieu à une cristallite d'argile, parfois appelée particule d'argile bien que celles ci soient un agrégat de cristallites. La liaison entre deux couches résulte de liens hydrogène ou des forces de van der Waals (force d'attraction entre des dipôles électriques induits). Ces empilements peuvent comporter de nombreuses couches élémentaires.

Les couches décrites précédemment sont des couches parfaites. Il existe en fait de nombreuses substitutions isomorphes du réseau cristallin. Un atome de silicium peut être remplacé par un aluminium, et un atome d'aluminium peut être remplacé par un magnésium ou fer. De la même façon, les groupes hydroxyles des motifs octaédriques peuvent être remplacés par des atomes d'oxygène.

Les substitutions isomorphes des feuillets, l'assemblage des feuillets au sein d'une couche, ainsi que l'empilement de couches permettent un grand nombre de combinaisons possible. Il existe ainsi de nombreuses variétés d'argile. Pour des besoins géotechniques, on distingue trois grands groupes d'argiles :

- les kaolinites (kaolinite, halloysite, endellite...) : la couche élémentaire est formée d'un feuillet de silice et d'un feuillet d'alumine. Les liens entre deux couches sont très forts, et les empilements peuvent comporter plusieurs milliers de feuillets élémentaires. La forme des particules est aplatie, d'une longueur de 0.3 à 3 μ m et d'une épaisseur comprise entre 1/3 à 1/10 de cette taille. L'eau ne peut pénétrer entre deux couches.

- les illites (illite, muscovite...) : la couche élémentaire est un sandwich de deux feuillets de silice et d'un feuillet d'alumine. Des ions potassium placés entre deux couches assurent la neutralité électrique et renforcent la liaison entre deux couches successives (liaison ionique). La forme des particules est aplatie, d'une longueur de 0.3 à 3 μ m et d'une épaisseur de 1/10 de cette taille. L'eau ne peut pénétrer entre deux couches.

- les smectites (montmorillonite, nontronite, talc, pyrophyllite...) : la couche élémentaire est similaire à celle des illites, mais les liens entre deux couches sont plus lâches. La forme des particules est aplatie, d'une longueur n'excédant pas 1 μ m et de d'une épaisseur de 1/100 de cette taille. Plusieurs couches d'eau viennent s'intercaler entre deux couches.

Une argile naturelle est composée d'un mélange de minéraux appartenant à ces différents groupes, auquel s'ajoutent souvent des éléments non argileux comme du quartz (SiO_2) ou des carbonates (CaCO_3).

Enfin, signalons qu'à côté de ces principaux groupes de minéraux argileux, il existe également d'autres minéraux argileux n'entrant pas dans les catégories précédentes. Ces minéraux se trouvent le plus souvent à l'état de trace dans les argiles naturelles sauf en certains endroits où ces minéraux concentrés sont le plus souvent exploités.

2. Capacité d'échange en cations et surface spécifique.

Les substitutions isomorphes au sein du réseau cristallin modifient la densité et la charge électrique des feuillets. La charge à la surface des cristallites d'argile est en général négative, ce qui entraîne la présence de cations extérieurs associés à ces particules afin d'assurer la neutralité électrique. Dans une argile sèche, ces cations sont liés à la surface des particules. En présence d'une eau interstitielle, ces ions sont hydratés et se dissolvent dans la solution aqueuse.

Ces ions peuvent être remplacés au voisinage de la surface par une autre espèce chimique présente en grande quantité dans la solution. De cette propriété provient leur appellation de cations échangeables. Certaines espèces, en particulier les cations divalents, ont plus d'affinité que d'autres avec la surface et s'échangent plus difficilement. Les cations échangeables les plus courants sont les ions sodium Na^+ , potassium K^+ , calcium Ca^{++} et magnésium Mg^{++} .

Une caractéristique importante d'une argile est donc sa capacité d'échange en cations (notée CEC). Cette quantité mesure l'excès de charge existant sur les minéraux rapporté à un poids donné de minéraux argileux, et est exprimée généralement en milliéquivalents pour 100g.¹

L'excès de charge des minéraux étant situé à la surface des cristaux d'argile, la capacité d'échange en cations est proportionnelle à l'aire des surfaces accessibles à ces cations. On définit la surface spécifique du milieu comme étant le rapport de l'aire des surfaces des particules d'argile par la masse de ces particules. Dans ce calcul de la surface spécifique, l'on ne tient pas compte des surfaces entre deux couches d'une même cristallite lorsque la liaison est suffisamment forte pour que des cations ne puissent y accéder (cas des liaisons covalentes ou par liens hydrogène des particules de kaolinite).

¹ (Un équivalent électrique désigne une mole de charge élémentaire, i. e. $6.022 \cdot 10^{23} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} = 96\,500$ Coulomb).

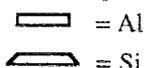
Minéral	Structure schématique  = Al = Si	Surface spécifique (m ² /g)	Densité de charge C/m ²	Capacité d'échange potentielle (me/100g)	Capacité d'échange réelle (me/100g)
Kaolinite		10-20	0,19	3	3
Illite		80-100	0,24	150	25
Smectite		800	0,12	100	100

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques argiles et de la structure cristalline des feuillets minéraux argileux. (D'après Lambe et Whitman, 79).

Le rapport entre la capacité d'échange en cations et la surface spécifique donne la densité surfacique de charge des particules d'argile. Cette donnée varie entre 0,1 à 0,3 C/m² suivant les types de minéraux argileux. La surface spécifique varie dans des proportions plus importantes, elle est comprise entre 10 et 800 m² par gramme suivant les argiles.

Les smectites qui ont une surface spécifique élevée ont également une capacité d'échange en cations élevée. L'accès entre deux couches minérales étant plus difficile au sein des illites, celles-ci ont une capacité d'échange en cation plus réduite. Les kaolinites ont une capacité d'échange en cations très faible car leur surface spécifique est faible, les particules étant constituées d'un nombre élevé de couches empilées qui sont fortement liées entre elles.

3. La structure du squelette.

La structure du squelette argileux désigne son architecture, l'orientation, les arrangements et la distribution spatiale des particules d'argiles. Cette structure résulte de la nature des interactions physico-chimiques entre particules, mais également de l'histoire du matériau et des conditions de sa formation y compris d'éventuels mécanismes biologiques. Les propriétés mécaniques et hydrauliques du matériau sont très liées à la forme de cette microstructure.

On distingue divers types de contact entre particules. En assimilant ces dernières à des plaquettes, les contacts se produisent soit face contre face, soit face contre bord soit bord à bord. Ces divers types de contacts ont été observés par microscopie électronique.

La charge superficielle des particules joue un rôle important dans ces contacts. Les faces des particules sont généralement chargées négativement, tandis que l'interruption du cristal au bord des particules peut produire soit un déficit soit un excès de charge. Le signe de la charge

au bord est en fait fonction du ph du fluide interstitiel. On peut donc s'attendre à ce que le ph du fluide interstitiel modifie la structure du squelette.

L'image évoquée précédemment de particules bien identifiées ne correspond cependant pas toujours à une réalité. Deux particules sont souvent liées par les mêmes forces que celles qui interviennent entre deux couches et il devient alors difficile de délimiter sans ambiguïté chaque particule.

La description de l'architecture du squelette fait souvent appel à des images simplifiées, qui sont des aides pour donner une représentation conceptuelle de la structure microscopique de l'argile. Les images les plus couramment employées sont celle d'un château de carte, d'une structure floculée (les particules s'assemblent en amas) ou au contraire d'une structure dispersée (les particules se repoussent et s'éloignent).

L'imagerie par microscope électronique permet d'affiner ces représentations. Une image d'une kaolinite pure montre des grains élémentaires formés par des agrégats de quelques cristallites. Les pores sont principalement délimités par ces agrégats, mais il existe également des interstices de plus petites tailles au sein des agrégats.



Figure 2 : Photographie au microscope électronique d'une kaolinite (à gauche, dimension réelle 17 µm) et d'une Illite (à droite, dimension réelle 7,5 µm) (Mitchell, 92 d'après Tovey 1971; kaolinite de St Austell en Angleterre et illite de Morris, Illinois).

La structure des smectites est d'une autre nature. Une vue au microscope électronique révèle un réseau de feuilles d'aspect fripé qui délimite les pores d'un rayon de l'ordre du micromètre. Un agrandissement montre que ces feuilles sont constituées d'une dizaine de couches élémentaires. Chaque couche est hydratée, quelques épaisseurs de molécules d'eau séparent deux couches successives. Une même feuille a une épaisseur variable, les couches cristallines se recouvrant partiellement. Cet assemblage de différentes couches cristallines donne une feuille d'extension bien supérieure aux dimensions d'une seule couche, et permet des raccords entre plusieurs feuilles. (figure 3)

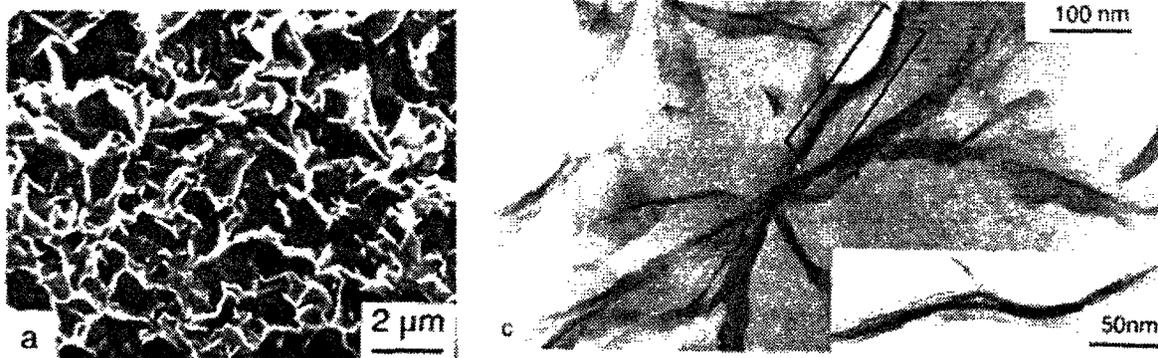


Figure 3 : Photographie au microscope électronique d'une smectite (10^{-03} NaCl) sous faible contrainte (D'après Tessier 1991). On note sur l'agrandissement à droite la structure d'une feuille constituée d'une dizaine de couches superposées.

Ces observations ne prétendent pas à une généralité, et il faut prendre garde au fait que les observations aux microscopiques électroniques concernent le plus souvent des matériaux ayant une très forte teneur en eau et dont la composition est proche d'une suspension argileuse. Deux argiles de même composition minéralogique peuvent présenter des structures tout à fait différentes suivant leur genèse, leur teneur en eau, la composition du fluide interstitiel (ph, ions dissous...) ou même simplement leur état mécanique et thermique.

4. Le fluide interstitiel.

Les argiles sont des matériaux poreux, dont l'indice des vides (c'est-à-dire le rapport entre volume des vides et volume des minéraux solides) est souvent supérieur à un. Dans une argile saturée, le volume d'eau est alors aussi important que celui du solide.

Les approches classiques du comportement des matériaux poreux considèrent souvent l'eau interstitielle comme un milieu neutre, semblable à une solution d'eau pure, qui agit sur la matière solide par l'intermédiaire de sa pression. Le comportement, exprimé en fonction des contraintes effectives est perçu comme étant celui du squelette.

Une étude plus approfondie des argiles montre que l'eau se comporte en fait différemment dans une argile et que ses propriétés ne sont pas celles d'une eau libre dans un réservoir de grande dimension.

Lorsque l'on met une argile sèche en présence d'eau, celle-ci se répartit sur la surface des plaquettes. Diverses mesures montrent que les premières couches d'eau au voisinage de ces surfaces présentent une organisation qui est différente de celle d'une eau libre et de celle de la glace. La densité est plus élevée, et certaines propriétés telles que dilatation thermique et compressibilité sont différentes de celles d'une eau pure (Martin, 1960) (Low, 1987).

L'épaisseur de cette couche d'eau adsorbée sur la surface est estimée à trois couches de molécules soit environ une dizaine d'Angström. Plus loin au sein des pores, l'eau a un comportement semblable à celle d'une eau libre. (Fripiat et al., 84).

Un simple calcul montre que pour une smectite de surface spécifique de $800\text{m}^2/\text{g}$, une couche d'eau de 5 Angström à la surface des particules représente une teneur en eau de 40%, l'eau étant supposée de densité égale à 1. Une grande partie de l'eau interstitielle dans les smectites est du type eau liée.

L'eau adsorbée a des propriétés mécaniques différentes de celle d'un milieu continu. Des observations sur des films ultra minces de liquide (quelques molécules en épaisseur) entre des plaques de mica montrent un comportement très particulier de ce film lorsque l'on rapproche et éloigne les plaques, une couche entière de molécules est chassée ou s'installe de manière quasi instantanée.

D'autre part, des mesures de cisaillement montrent l'existence d'un seuil sur la force de friction en deçà duquel il n'y a pas de mouvement. Ce seuil s'abaisse lorsque le nombre de couches de molécules entre les plaques augmente. Lorsqu'il y a mouvement, la force de friction ne dépend pas de la vitesse de cisaillement. (Gee et al. 1990).

Outre les propriétés particulières de l'eau liée, la composition chimique du fluide interstitiel et en particulier les espèces chimiques dissoutes ont un rôle important dans le comportement des argiles. Les minéraux argileux réagissant avec les ions en solution, les interactions entre ces ions et le squelette peuvent être fort complexes.

Rappelons que mis à part leur faible perméabilité, c'est précisément cette interaction avec les ions dissous et en particulier leur capacité de rétention qui font des argiles des matériaux intéressants pour le confinement des déchets nucléaires.

III.1.2. Influence de la température sur la pression de double couche diffuse.

La théorie de double couche diffuse, complétée à courte distance entre particules par les forces d'attraction de van der Waals est communément employée pour comprendre le fonctionnement de suspensions colloïdales.

Dans les argiles, la distance entre particules peut être très réduite, et cette théorie est a priori réservée à des suspensions argileuses.

Cependant, la répulsion de double couche agit à une distance de même ordre de grandeur que celui des pores du squelette d'argile (de quelques microns à quelques fractions de microns). Ces forces ont donc un rôle important dans l'équilibre mécanique interne du squelette d'argile.

On cherche ici à évaluer l'effet d'une variation de température sur l'intensité des forces de répulsion de double couche.

1. Description d'une double couche diffuse.

La surface des particules d'argile est généralement chargée négativement. Cette charge est équilibrée par la présence de cations dans le fluide interstitiel. Certains de ces ions sont liés à la surface des particules, généralement de façon transitoire, et ils forment la couche dite de Stern et d'Helmholtz, de quelques Angströms d'épaisseur. En dehors de cette couche, les ions forment une atmosphère soumise à une agitation thermique, que l'on appelle la double couche diffuse d'origine électrique.

Au sein de l'atmosphère d'ions en solution existe deux forces en compétition :

- la force électrostatique résultant de la distribution de charge.
- les forces d'agitation thermique.

La répartition des concentrations des ions en solution est stable lorsque la pression résultant de l'agitation thermique est en équilibre avec la densité d'effort volumique due aux forces électrostatiques.

Considérons deux particules identiques disposées face à face. La symétrie du problème de part et d'autre du plan médian séparant les deux particules entraîne une distribution ionique symétrique. En particulier, la charge est globalement neutre dans chaque demi espace.

La force d'interaction entre les deux particules est égale à la somme des efforts exercés par un demi espace sur le second. Les forces en présence sont :

- Les forces électrostatiques : les charges du demi espace de droite sont soumises aux forces résultant du champ électrique créé par les charges du demi espace de gauche. La distribution de charge étant symétrique de part et d'autre du plan médian, la résultante des forces électrostatiques entre les deux régions est une force de répulsion.

- Les forces dues à la pression du fluide à l'interface entre les deux régions. La concentration en cations au niveau de l'interface entre les deux régions est supérieure à celle qui existe pour une seule particule. La contribution des forces de pression conduit également à une répulsion entre les deux particules.

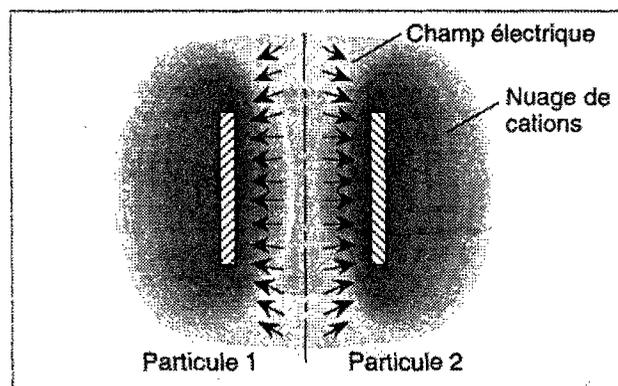


Figure 4 : Représentation schématique de deux particules en interaction, avec leur nuage de contre-ions.

Ainsi, deux particules identiques en solution exercent entre elles une force de répulsion, dite pression de double couche.

Cette description des forces interparticulaires est incomplète. A courte distance, les forces de van der Waals sont de très forte intensité, et on a une attraction entre particules. Mais en général, l'étude des interactions à très courte distance de deux particules fait appel à une physique d'une autre nature, car une description par un milieu continu est erronée lorsque la distance entre particules est de l'ordre de quelques distances atomiques.

2. Facteurs influençant la pression de double couche.

La pression de double couche Π entre deux plaques infinies dépend des caractéristiques du fluide interstitiel et des particules. Cette force est fonction de la distance qui sépare les deux particules, mais elle dépend également de la charge des particules et de la salinité de la solution. Enfin cette force dépend de l'agitation thermique, elle varie donc avec la température.

Les équations permettant de calculer Π sont rappelées en annexe 1. On étudie dans cette partie l'influence de divers facteurs dont la température. Ces résultats sont obtenus par un calcul par différences finies et des formules approchées.

En premier lieu, on note que le logarithme de Π varie de façon quasi linéaire en fonction de la distance entre les plaques. Cette loi de variation est à rapprocher des résultats des essais de compression isotropes des argiles qui montrent généralement une relation linéaire entre l'indice des vides et le logarithme de la pression effective appliquée à l'échantillon. Cette loi expérimentale peut être attribuée à la pression d'interaction entre deux plaques en remarquant que la distance entre plaques est liée à la taille des pores (Bolt, 1956).

La pression Π dépend fortement de la concentration en sel ρ^∞ . On a généralement diminution de la pression Π lorsque la concentration en sel augmente (figure 5). Lorsque la

concentration ρ^∞ tend vers zéro, seuls subsistent en solution les cations nécessaires pour maintenir la neutralité électrique de l'ensemble.

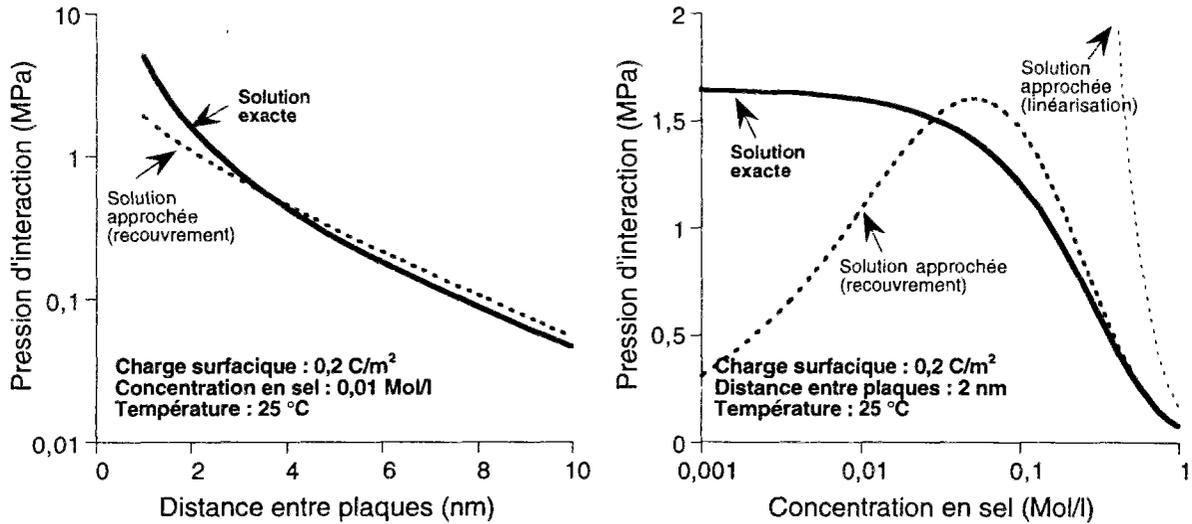


Figure 5 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la distance entre plaques (à gauche) et de la concentration en sel de type NaCl (à droite). La solution exacte obtenue par différences finies est comparée à des solutions approchées.

La pression Π diminue lorsque la charge surfacique baisse. La charge surfacique vaut environ $0,3 \text{ C/m}^2$ lorsque tous les sites disponibles à la surface de la particule sont libres. Lorsque la couche de Stern est importante, la charge σ à considérer dans les calculs de double couche est beaucoup plus faible.

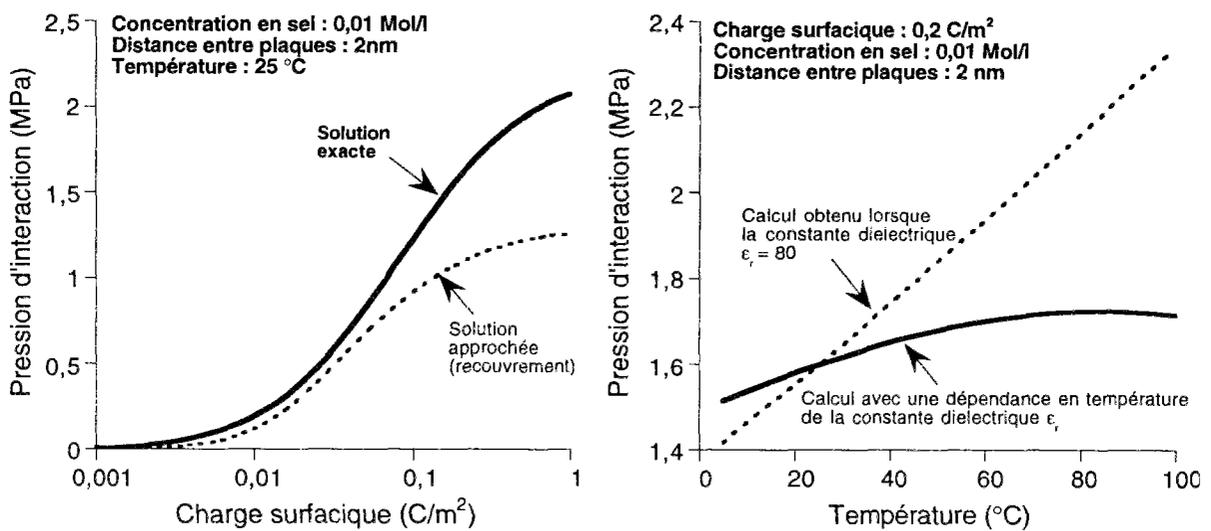


Figure 6 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la charge surfacique des plaques (à gauche) et de la température (à droite). Sur la courbe en trait continu à droite, la loi de dépendance de ϵ_r en fonction de la température a été ajustée sur une loi affine : $\epsilon_r = 88 - 0,367 \theta(^{\circ}\text{C})$.

Comparée aux paramètres précédents, plus haut, l'influence de la température est peu manifeste. En supposant que la permittivité relative de la solution est constante, l'on calcule une augmentation de la pression d'interaction lorsque la température augmente.

Cependant, la permittivité relative de l'eau pure diminue lorsque la température s'élève. En admettant qu'il en est de même pour l'eau dans le fluide interstitiel, la variation de pression avec la température est très faible lorsque la température varie de 0°C à 100°C.

Il serait cependant hâtif de conclure à une influence négligeable de la température sur la pression Π . En effet, la température intervient dans tous les équilibres chimiques. Or l'épaisseur de la couche de Stern, la compétition entre cations échangeables résultent d'équilibres chimiques qui se modifient en fonction de la température. Tous ces facteurs viennent compliquer la modélisation des interactions entre particules, et les effets réels de la température sur la pression de double couche peuvent être très différents de ceux calculés ici.

III.1.3. Conclusion.

L'étude microscopique des milieux argileux progresse sans cesse, mais il demeure toujours un écart important entre la somme des connaissances accumulées et la modélisation macroscopique du comportement de ces matériaux. La structure microscopique des milieux naturels tels que les argiles est complexe et elle ne présente généralement pas une organisation bien définie permettant de formuler des lois macroscopiques incontestables en partant des observations physiques au niveau microscopique.

Les enseignements des observations à un niveau microscopique sont cependant nombreux et certains points méritent cependant d'être soulignés.

On note en premier lieu l'aspect cristallin des minéraux argileux, avec une particularité des réseaux cristallins à se développer suivant un plan. L'empilement des couches cristallines résulte de liaisons chimiques plus faibles, ce qui autorise des combinaisons variées. Les particules d'argiles sont d'aspect plan ou ondulé, et de faible épaisseur. Une conséquence de cette structure est l'importance de la valeur de la surface spécifique.

L'eau présente dans les argiles n'a pas toutes les caractéristiques du liquide que nous connaissons habituellement. A la surface des particules d'argiles, on a affaire à un liquide bidimensionnel, dont les propriétés sont intermédiaires entre celle d'un solide visqueux et d'un liquide. Ces termes ne sont que des images simplifiées d'un comportement complexe de l'eau dite liée au squelette. Ce comportement particulier de l'eau liée n'est pas anecdotique, car l'extrême finesse des particules d'argiles donnant lieu à une surface spécifique importante, la proportion d'eau liée est souvent prépondérante.

D'autre part, cette brève introduction aux aspects microscopiques des argiles montre que ces matériaux sont loin d'être chimiquement inertes. Les échanges de cations entre fluide et squelette ont des conséquences sur les interactions entre particules, et en cela sur le comportement mécanique et hydraulique du matériau. Le modèle de double couche diffuse, complété par la prise en compte des forces d'attraction de van der Waals, constitue une théorie séduisante pour calculer les forces interparticulaires résultant des interactions complexes entre surfaces chargées, équilibre des ions en solution et agitation thermique. Bien que sa pertinence pour les argiles soit parfois mise en cause du fait des faibles distances entre particules (on privilégie en ce cas le rôle de l'eau liée), l'étude de ce modèle apporte cependant quelques précisions sur le rôle des principaux facteurs affectant les interactions à distances entre particules.

La pression de double couche diffuse fournit des explications plausibles quant au caractère logarithmique de la loi reliant pression et déformation volumique dans les argiles. De même, il apparaît nettement qu'une faible concentration en sel dissous dans l'eau renforce les forces de répulsion entre particules, ce qui favorise certainement un gonflement du milieu.

Les apports du modèle de double couche sont très limités en ce qui concerne les aspects thermiques. La faible dépendance en température des pressions du modèle de double couche ne permet pas de formuler une conclusion générale à ce sujet. La température, qui intervient dans tous les équilibres chimiques, peut cependant modifier de façon indirecte cette force d'interaction, notamment en déplaçant les équilibres d'adsorption de molécules en surface et donc la charge surfacique. Ce peut être l'origine du phénomène d'écrouissage thermique des argiles qui est décrit plus loin.

III.2. Introduction au comportement thermomécanique macroscopique.

Dans les milieux poreux saturés par une phase fluide, la rhéologie ne peut se limiter à une loi de comportement entre les déformations du matériau et l'état des contraintes appliquées. En effet, une variation de la pression du fluide saturant effectuée pour un état de contrainte maintenu constant entraîne une déformation. Les déformations sont donc fonction de la contrainte appliquée, mais également de la pression du fluide saturant (et de la température).

III.2.1. Equations d'état du comportement thermoporoélastique.

1. Définition de l'apport de masse fluide

Un milieu poreux saturé peut être vu comme une superposition de deux milieux continus en interaction : le squelette et le fluide interstitiel saturant l'espace poreux. Le squelette est le matériau qui serait obtenu en extrayant du milieu poreux tout le fluide interstitiel.

La cinématique et la déformation d'un volume élémentaire de milieu poreux sont repérées par rapport au squelette. Pour des transformations infinitésimales, cette déformation est mesurée par les composantes du tenseur des déformations linéarisées ϵ .

Un volume élémentaire de milieu poreux échange de la masse fluide avec l'extérieur. Dans un état déformé, la masse de ce volume élémentaire a varié. La masse volumique r est reliée à la masse volumique initiale r_0 par la relation :

$$r \, d\Omega = (r_0 + m) \, d\Omega_0 \quad (6)$$

La variable m est l'apport de masse fluide (Biot 1941). C'est une variable définie sur la configuration initiale, c'est-à-dire une variable lagrangienne (par rapport au squelette).

Le comportement observé en laboratoire sera dit drainé ou non drainé suivant la présence ou non d'un apport de masse fluide au sein de l'échantillon. Le terme drainé rappelle que ce comportement s'observe en laboratoire lorsque les circuits de drainage sont ouverts et la pression de fluide imposée à une pression constante p_0 .

2. Loi thermoporoélastique linéaire isotrope

Les lois d'état élastique relient contraintes σ , pression interstitielle p et température θ aux variables déformation ϵ , apport de masse fluide m et entropie S . Le comportement thermoporoélastique linéaire isotrope consiste à poser (Biot 1956, Coussy 1991) :

$$\sigma - \sigma_0 = \left(K - \frac{2}{3}\mu\right) \text{tr}\epsilon \, \mathbf{1} + 2\mu\epsilon - bM \frac{m}{\rho^{fl}_0} \mathbf{1} - 3\alpha_m K \theta \mathbf{1} \quad (7)$$

$$p - p_0 = M \left(-b \text{tr}\epsilon + \frac{m}{\rho^{fl}_0}\right) + 3\alpha_m M \theta \quad (8)$$

$$S - S_0 = m s^0_m + 3\alpha_m K \text{tr}\epsilon - 3\alpha_m M \frac{m}{\rho^{fl}_0} + \frac{C_\epsilon}{T_0} \theta \quad (9)$$

où s^0_m , et ρ^{fl}_0 sont respectivement l'entropie massique et la masse volumique du fluide dans l'état initial.

Sept caractéristiques indépendantes sont présentes dans les équations (2) à (4).

Quatre d'entre elles concernent les évolutions isothermes :

- K est le module d'incompressibilité non drainée isotherme. Il relie linéairement la variation de la traction moyenne $\text{tr}(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_0)/3$ à la dilatation volumique relative $\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon}$ dans une expérience non drainée ($m = 0$) et isotherme ($T = T_0$).
- μ est le module de cisaillement isotherme comme en élasticité classique.
- M est le module de Biot. Ce coefficient relie la variation de pression interstitielle à la variation d'apport de masse fluide dans une expérience isotherme et isochore ($\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} = 0$) (Biot).
- b est le coefficient de Biot. Il représente le rapport de l'apport de masse fluide m , normalisé par la densité volumique initiale de fluide $\rho_{\text{fl}_0}^{\text{fl}}$, et de la variation volumique relative $\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon}$, dans une expérience isotherme drainée ($p = p_0$).

Les trois autres caractéristiques sont utiles en présence d'une variation de température :

- C_E est la capacité calorifique non drainée à déformation constante.
- α est le coefficient de dilatation thermique linéique en condition non drainée.
- α_m est un coefficient d'apport de masse fluide thermique drainé isochore. Ce coefficient relie la variation d'apport de masse fluide avec la variation de température dans une expérience drainée et isochore ($\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} = 0$).

III.2.2. Les coefficients de dilatation thermique.

1. Les couplages thermiques en poroélasticité.

En éliminant le terme d'apport de masse fluide entre les deux équations (2) et (3), on obtient alors la relation suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} + bp \mathbf{1} = \boldsymbol{\sigma}_0 + bp_0 \mathbf{1} + \left((K - b^2M) - \frac{2}{3}\mu \right) \text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{1} + 2\mu\boldsymbol{\varepsilon} - (3\alpha K - 3\alpha_m bM) \theta \mathbf{1} \quad (10)$$

Le tenseur $\boldsymbol{\sigma} + bp \mathbf{1}$ est noté $\boldsymbol{\sigma}'^{\text{él}}$, c'est le tenseur des contraintes effectives élastique. Avec cette notation, la loi (5) a la même forme que la loi thermoélastique pour les matériaux solides.

$$\boldsymbol{\sigma}'^{\text{él}} - \boldsymbol{\sigma}'_0{}^{\text{él}} = (K_0 - \frac{2}{3}\mu) \text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{1} + 2\mu\boldsymbol{\varepsilon} - 3\alpha_0 K_0 \theta \mathbf{1} \quad (11)$$

On définit le module d'incompressibilité drainée K_0 et un coefficient de dilatation thermique α_0 caractérisant les évolutions drainées.

$$K_0 = K - b^2M \quad (12)$$

$$\alpha_o = \frac{\alpha K - \alpha_m b M}{K_o} \quad (13)$$

Dans les milieux poreux saturés, il existe deux coefficients de dilatation thermique indépendants α et α_m ou α_o et α_m . Ces deux coefficients sont distincts des coefficients de dilatation thermique de la phase solide et de la phase fluide, car les déformations de ces matériaux sont définis à une autre échelle que celle du milieu poreux.

D'autres combinaisons peuvent être envisagées. Les expressions des coefficients de couplages thermoporoélastiques intervenant dans diverses conditions expérimentales sont présentées dans le tableau 1.

Condition d'expérience	Isobare ($\sigma = \sigma_o$)	Isochore ($\epsilon = 0$)	Oedométrique ($\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 0$)
Drainé ($p=p_o$)	$\Delta \text{tr } \epsilon = 3 \alpha_o \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o \frac{1}{B_S} 3(\alpha - \alpha_o) \Delta T$	$\Delta \sigma_m = -3 \alpha_o K_o \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o 3 \alpha_m \Delta T$	$\Delta \epsilon_{xx} = 3 \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu} \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o \frac{bM}{\lambda + 2\mu}$ $3\left(\alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} - \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu}\right) \Delta T$
Non Drainé ($m=0$)	$\Delta \text{tr } \epsilon = 3 \alpha \Delta T$ $\Delta p = \frac{K_o}{b} 3(\alpha - \alpha_o) \Delta T$	$\Delta \sigma_m = -3 \alpha_o K_o \Delta T$ $\Delta p = 3 \alpha_m M \Delta T$	$\Delta \epsilon_{xx} = 3 \alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} \Delta T$ $\Delta p = \frac{\lambda_o + 2\mu}{b}$ $3\left(\alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} - \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu}\right) \Delta T$

Tableau 1 : Effets de la température sur les paramètres hydromécaniques en fonction des conditions d'expérience. ($\sigma_m = \text{tr } \sigma/3$ est la contrainte moyenne, B_S est le coefficient de Skempton $\frac{bM}{K}$, λ désigne le coefficient de Lamé).

2. Relations avec les constituants

Les sept coefficients de la loi thermoporoélastique sont des données expérimentales, ils peuvent être mesurés sur un échantillon dans un laboratoire. Les difficultés de mesure ou d'instrumentation font que peu de ces coefficients sont mesurés directement.

Les relations qui suivent donne une estimation de la valeur de certaines caractéristiques d'après les caractéristiques du fluide et du squelette.

$$b = 1 - \frac{K_o}{K_S} \quad (9)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{b - \phi_o}{K_S} + \frac{\phi_o}{K_{fl}} \quad (10)$$

$$\frac{K}{bM} \alpha + \left(1 - \frac{K}{bM}\right) \alpha_o = (1 - \phi_o) \alpha_s + \phi_o \alpha_{fl} \quad (11)$$

Les modules K_s et K_{fl} sont les modules d'incompressibilité des constituants squelette et fluide. Les coefficients α^s et α^{fl} sont les coefficients de dilatation thermique des constituants solide et fluide, et ϕ désigne la porosité du milieu.

Ces relations sont établies avec les hypothèses suivantes Coussy []:

- 1) Squelette homogène, isotrope et de comportement thermoporoélastique linéaire
- 2) Linéarisation des équations d'état du fluide saturant l'espace poreux.

Ces trois relations permettent de réduire le nombre d'expériences dans la détermination des caractéristiques thermoporoélastiques.

Pour les argiles saturées, on ajoute généralement les simplifications suivantes :

- Les constituants du squelette sont pratiquement incompressibles ($K_s \gg K_o$).
- Le coefficient de Skempton $\frac{K}{bM}$ est proche de 1.

La relation (6) montre que la dilatation non drainée est voisine de la moyenne volumique des dilatations des constituants fluide et solide. On utilise souvent les relations suivantes :

$$\alpha \approx (1 - \phi_o) \alpha_s + \phi_o \alpha_{fl} \quad \text{et} \quad \alpha_o \approx \alpha_s \quad (14)$$

Il est toutefois préférable de faire un usage prudent de ces relations et de privilégier les mesures directes des coefficients thermiques. En effet, les hypothèses 1) et 2) sont rarement satisfaites et de plus l'eau contenue dans les argiles n'est pas dans le même état physique que celui d'une eau pure, ses propriétés thermiques sont mal connues.

III.2.3. Contraintes effectives dans les argiles.

Selon le principe de Terzaghi, la rhéologie des sols consiste en une loi liant déformations avec les variations de contraintes effectives et la température. Les lois rhéologiques des sols sont alors analogues à celles des matériaux solides, la contrainte effective jouant le même rôle que la contrainte moyenne pour les solides.

La contrainte effective est définie par la différence² entre la contrainte appliquée et la contrainte provenant de la pression du fluide.

$$\sigma'_{\text{Terzaghi}} = \sigma + p \quad (15)$$

² Il s'agit ici d'une somme car les conventions de signes sont différentes pour les contraintes et les pressions. Dans ce texte, les contraintes sont positives pour des tractions.

Lorsque la pression du fluide est maintenue constante, la contrainte et la contrainte effective se déduisent l'une de l'autre par un simple décalage. L'analyse du comportement drainé du matériau permet ainsi de construire la loi rhéologique du matériau poreux saturé en suivant les mêmes procédures que pour un matériau solide.

Le principe de Terzaghi est très commode pour aborder la rhéologie des sols, son emploi est justifié par de nombreuses observations expérimentales qui le corroborent.

Les travaux de Biot, puis de Coussy ont permis de comprendre le sens physique de ce principe qui est alors perçu comme une hypothèse. Ces travaux montrent notamment les résultats suivants :

1) Si la phase solide est incompressible au cours des évolutions élastiques du matériau, alors le principe de Terzaghi s'applique pour les évolutions élastiques de ce matériau.

Les argiles sont des matériaux qui ont une forte porosité et dont la compressibilité du squelette est forte par rapport à celle de la partie solide. Ces arguments jouent donc en faveur de l'utilisation de l'hypothèse de Terzaghi pour décrire leur comportement élastique, y compris pour un comportement élastique non linéaire de ces matériaux.

2) Lorsque la phase solide est incompressible au cours des évolutions plastiques, le potentiel d'écoulement plastique s'exprime en fonction de la contrainte effective de Terzaghi.

Dans le cadre général de la plasticité des matériaux poreux saturés, les potentiels plastiques (critère, écoulement et écrouissage) sont des fonctions de l'état des contraintes, de la pression et des forces d'écrouissage.

Ces hypothèses sont bien vérifiées pour les argiles dont les déformations volumiques plastiques proviennent d'un accroissement (ou d'une diminution) de l'espace poral.

Dans les argiles saturées, les contraintes effectives élastiques, les contraintes effectives plastiques et les contraintes effectives de Terzaghi ont les mêmes valeurs. On peut donc étudier le comportement poroélastoplastique de ces matériaux par une analyse des résultats d'essais, que l'on interprète de la même façon que pour des matériaux solides en substituant la contrainte par la contrainte effective de Terzaghi.

III.3. Ecrouissage thermique des argiles.

L'absence d'une relation indiscutable entre la température et pression de double couche rend difficile toute généralisation concernant le comportement des argiles en température.

Cependant il existe de nombreuses expériences thermomécaniques qui mettent en évidence un phénomène dit de consolidation thermique sur diverses argiles. On présente ici une brève synthèse de ces essais.

III.3.1. Les essais de Campanella & Mitchell revisités.

Campanella & Mitchell ont publié en 1968 une analyse de résultats d'essais de chauffage sur des échantillons d'argile en laboratoire. L'objet de ces essais est d'étudier l'influence de la température sur la consolidation des argiles. Cette étude, parmi les premières sur ce sujet, est l'une des plus convaincantes et elle est souvent citée en référence.

1. Les résultats des essais.

Des échantillons d'illite remaniées sont reconsolidés pendant une semaine sous une charge isotrope de 0,4 MPa avec une contre pression de 0,2MPa. Cette opération est faite à la température ambiante (18 °C). Ensuite, tout en maintenant un état de contrainte et de pression constant, la température de l'échantillon varie par paliers journaliers et l'on mesure les volumes d'eau expulsés ou absorbés par l'échantillon. Trois cycles de chauffage et de refroidissement comportant 3 à 8 paliers sont ainsi répétés sur le même échantillon.

Les résultats en figure 7 montre un comportement irréversible du matériau très marqué au cours du premier cycle. De 65°F (18°C) à 138°F (59°C) on mesure un volume d'eau drainé de 1,40 cm³ soit environ 1,9% du volume initial de l'échantillon. Au cours du refroidissement à 18°C, le volume d'eau entrant dans l'échantillon est inférieur au volume expulsé lors du chauffage. Il en résulte un bilan net 0,75 cm³ d'eau expulsée au cours de ce cycle de chauffage soit près de 1% du volume initial de l'échantillon. L'échantillon connaît une contraction irréversible.

Le second cycle de chauffage donne lieu à une contraction irréversible de bien plus faible ampleur, d'environ 0,1%. Il en est de même pour le troisième cycle. La réponse du matériau au cours de ces cycles de chauffage est pratiquement réversible.

L'article de Campanella et Mitchell donne quelques informations sur la plasticité du matériau. Trois essais de consolidation sous chargement mécanique isotrope sont réalisés à trois niveaux de température : 76,5 °F (24,7°C), 100°F (37,8°C) et 124,5°F (51,4°C). (figure 8)

La pentes des droites de consolidation vierge sont quasiment identiques dans les trois essais :

$$\lambda_e = \frac{d e}{d \ln p} = 0,170 \text{ (à } 25^\circ\text{C)} \text{ et } 0,155 \text{ (à } 51^\circ\text{C)} \quad (16)$$

En revanche, l'ordonnée de ces droites diminue avec la température. On note une diminution de 0.035 (environ 1,7% en variation de volume) entre 25°C et 51°C. Cette valeur est d'un ordre de grandeur comparable à la contraction thermique observée lors du chauffage sur la figure 7, ce qui laisse penser que cet écart provient également d'un écrouissage thermique.

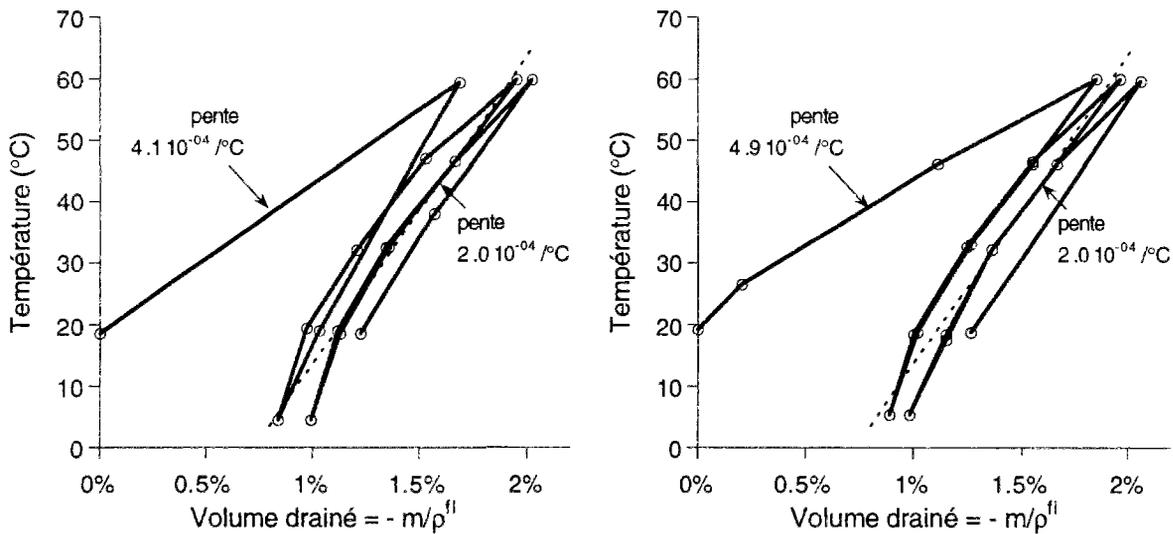


Figure 7 : Mesure du volume d'eau drainé en fonction de la température pour un essai triaxial sous état de contrainte isotrope ($\sigma = 0,4$ MPa) avec contre-pression interstitielle (0,2MPa). (D'après Campanella et Mitchell, 1968)

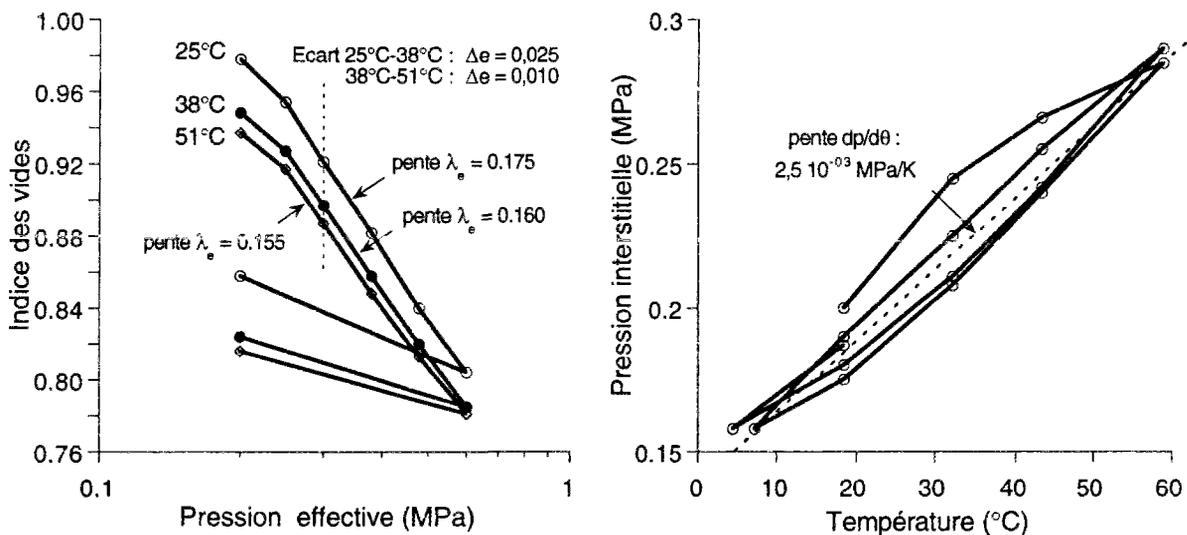


Figure 8 : Essais de consolidation isotrope à diverses températures (à gauche). Effet de la température sur les pressions interstitielles en condition non drainée (à droite). (Courbes d'après Campanella et Mitchell, 1968)

2. Estimation des paramètres thermoporoélastoplastiques.

Ces essais révèlent manifestement une évolution plastique activée par la température, que nous interprétons par un écrouissage thermique.

On se place d'emblée dans un cadre poroplastique, laissant de côté tout effet visqueux.

Tous les essais présentés dans l'article de Campanella & Mitchell sont effectués sous condition de chargement isotrope, et les paramètres mesurés sont des quantités volumiques, à l'exception des mesures d'extension axiale que l'on a omises ici. On limitera donc cette analyse au comportement en volume du matériau.

Paramètres élastiques :

La pente des courbes de la figure 7 lors des cycles réversibles fournit la relation suivante (tableau 1) :

$$\frac{1}{B_S} 3(\alpha - \alpha_0) = 2,5 \cdot 10^{-04} \text{ K}^{-1} \quad (17)$$

La deuxième courbe de la figure 8 (extraite du même article) donne les variations de pression en fonction des variations de température. La pente moyenne fournit une deuxième relation (tableau 1) :

$$\frac{K_0}{b} 3(\alpha - \alpha_0) = 2,0 \cdot 10^{-05} \text{ MPa/K} \quad (18)$$

En admettant $b=B_S=1$, on en déduit une estimation du module d'incompressibilité K_0 d'environ 12MPa.

Cette valeur est en accord avec l'ordre de grandeur de cette pente de décharge κ_e figure 7. L'allure de la courbe de décharge n'est pas connue de façon précise car l'on ne dispose que de deux mesures, en fin de charge plastique et après décharge. La pente κ_e mesurée dans ce diagramme logarithmique est comprise entre 0,03 et 0,05. Dans un diagramme linéaire, on trouverait un module tangent K_0 compris entre 10 et 20MPa.

Pour compléter cette caractérisation, il faut proposer une valeur pour α_0 , par exemple 10^{-05} K^{-1} qui est une valeur moyenne de la dilatation thermique de la plupart des minéraux.

Paramètres plastiques

La courbe figure 78 permet de déterminer les paramètres plastique en isotherme. La pente de la droite de consolidation vierge λ_e vaut environ 0,16, la pente de décharge vaut environ 0,04. On en déduit la loi d'écrouissage suivante :

$$p_c = p_c(\theta) \exp(-v \varepsilon^p) \quad (19)$$

avec $v = (1+e_0) / (\lambda_e - \kappa_e) \approx 17$

Il faut d'autre part déterminer l'ampleur de l'écrouissage thermique. La contraction de volume irréversible lors du premier cycle thermique de 18° à 59°C représente 1% du volume initial de l'échantillon. Cette contraction provient d'un écrouissage thermique gêné par l'état de contrainte.

La contraction irréversible a la même ampleur dans une évolution isotherme lorsque le rapport entre le chargement initial et final vaut 1,17 (valeur déterminée d'après les résultats figure 8).

D'après notre analyse de l'écrouissage thermique, la limite d'élasticité du matériau est thermorétrécissante, et l'écrouissage thermique libre pour une élévation de température de 40°C donne une réduction du seuil d'élasticité telle que $p_c(59^\circ\text{C})/p_c(18^\circ\text{C}) = 1/1,17 = 0,85$.

3. Simulation numérique.

Une simulation des essais a été entreprise avec un modèle Cam clay écrouissable en température qui est détaillé dans le chapitre suivant. On donne ci-après les valeurs des paramètres, sans en donner ici la signification. Notre objectif ici est simplement de montrer que l'écrouissage thermique est un concept pertinent pour l'interprétation des ces expériences.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ_0	50 %	Indice des vides	e_0	1,00
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Pente de gonflement $\partial e/\partial \ln p$	κ_e	0,020	Pente de gonflement $\partial e/\partial \ln p$	κ_e	0,040
Pression effective de référence	$p_{\text{réf}}$	0,2 MPa	Module d'incompressibilité drainé	K_0^T	10,00 MPa
Coefficient de Biot	b	1,000	Incompressibilité non drainé	K	4410,0 MPa
Module de Biot	M	4400,0 MPa	Coeff. de Skempton $\partial p/\partial \sigma$	B_s	0,998
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Dilatation linéique drainée	α_0	1,00E-05 /K	Coeff. $\partial m/\partial \theta$ isochore non drainé	α_m	7,50E-05 /K
Dilatation linéique non drainée	α	7,49E-05 /K	Chal. latente élast. drainé ($p' = -p_{\text{réf}}$)		8,8E+04 J/m ³
<i>Caractéristiques plastiques</i>			<i>Caractéristiques plastiques</i>		
Pression de consolidation initiale	p_{c0}	0,2 MPa	Pente de charge plastique $\partial e/\partial \ln p$	λ_e	0,084
Ecrou. isoth. : $p_c(\theta) \exp(-\nu \varepsilon^p)$	ν	15,7 -	Pente de charge plastique $\partial e/\partial \ln p$	λ_e	0,167
Ecrou. therm. : $p_{c0} \exp(-\nu \alpha_p \theta)$	α_p	8,7E-05 /K	Chal. latente plastique ($p' = -p_{c0}$)	L_χ	-2,4E+05 J/m ³

Tableau 2 : Estimation des caractéristiques thermoporoélastiques des échantillons d'illite décrits par Campanella et Mitchell. (La signification des coefficients est explicitée dans la partie suivante § III.4.)

On note sur les figures suivantes que les principales tendances observées lors des essais sont reproduites par le modèle. En particulier :

- l'amplitude de la contraction irréversible est correctement estimée,
- les pentes de chargement et de déchargement des essais de compression isotropes sont correctement reproduites.
- les courbes de compression isotropes sont translatées lorsque la température est modifiée.

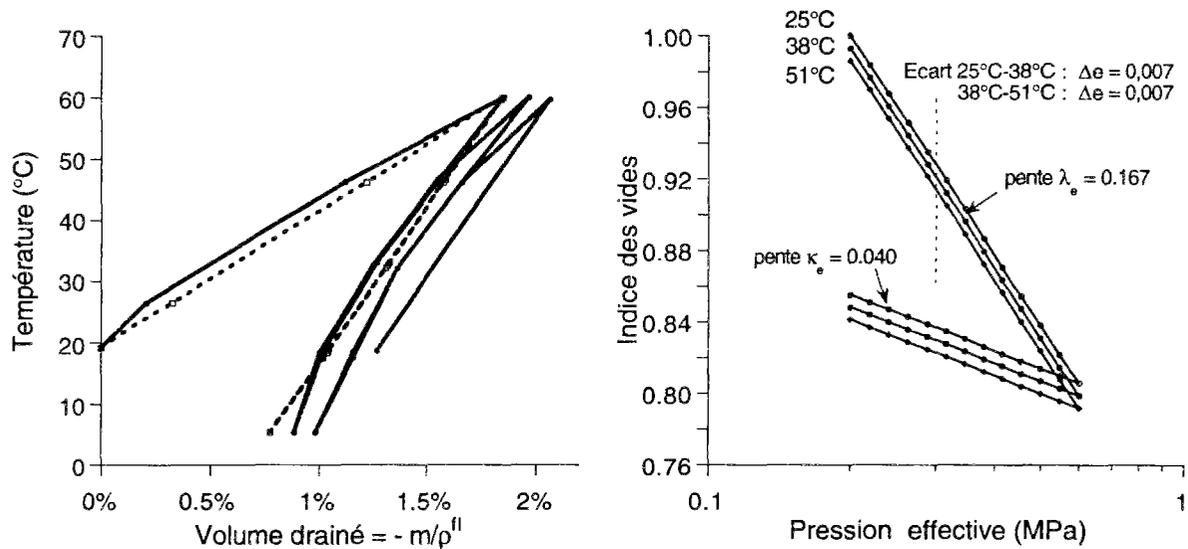


Figure 9 : Comparaison entre essai et modèle pour les mesures du volume d'eau drainé en fonction de la température pour un essai triaxial sous état de contrainte isotrope. (à gauche essai I-V-6, à droite essai de compression isotrope).

L'ampleur de la translation est plus faible que celle que l'on relève sur les résultats expérimentaux. Cependant, ces trois essais portent sur des échantillons différents et une dispersion expérimentale n'est pas à exclure.

Globalement, cette simulation avec un modèle plastique avec écouvissage thermique rend très bien compte de l'ensemble des mesures expérimentales.

III.3.2. Les évidences expérimentales des propriétés de l'écrouissage thermique.

1. Mise en évidence d'un écouvissage thermique libre.

Existence d'un écouvissage thermique libre : article de Plum et Esrig.

Dans un article publié un an après celui de Campanella et Mitchell, Plum et Esrig étudient l'influence de l'état mécanique initial de l'échantillon sur sa réponse en température. Le principe de ces essais est identique à celui des essais de Campanella et Mitchell : divers échantillons

d'une illite remaniée sont consolidés sous 12 kPa de pression effective dans un oedomètre à une température de 24 °C.

Dans un premier essai, l'échantillon est soumis à une compression oedométrique en conditions drainée et isotherme (à 24 °C). Ce chargement est interrompu à deux reprises pour effectuer un cycle de chauffage et de refroidissement (chauffage à 50°C et refroidissement à 24°C). Le premier cycle a été effectué à une pression effective de 110 kPa (16 psi) et le second à 220 kPa (32 psi). Deux faits marquants sont notés sur chacun des cycles :

- le chauffage provoque une contraction de l'échantillon, qui s'avère irréversible après refroidissement.
- après un cycle de chauffage-refroidissement, on note une translation de la courbe de consolidation vierge (indice des vides fonction du logarithme de la pression effective verticale). Cette translation se fait dans le sens d'une augmentation de la pression effective.

Une contraction irréversible lors du chauffage de l'échantillon a déjà été notée par Campanella & Mitchell. Les résultats de Plum & Esrig tendent à montrer de plus que la valeur de cette contraction dépend peu du niveau de contrainte, du moins dans un état normalement consolidé (c'est-à-dire à la frontière du domaine élastique).

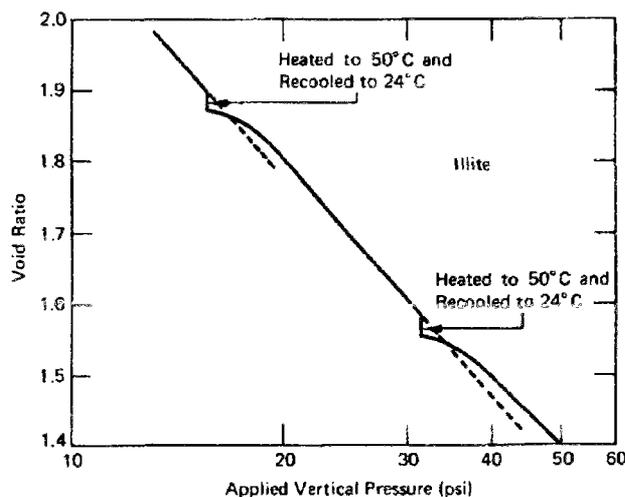


Figure 10 : Effet d'un cycle de chauffage et de refroidissement sur le comportement mécanique dans un oedomètre.

La translation de la courbe de consolidation vierge après un cycle de chauffage et refroidissement témoigne d'une augmentation du seuil de plasticité du matériau. L'écart entre les deux courbes donne une mesure fiable de l'augmentation du seuil de plasticité. On note ainsi une augmentation du seuil de plasticité d'un facteur à peu près constant, (respectivement 1,05 et 1,07) pour les deux cycles de chauffage de même amplitude (26 °C).

Cet effet est tout à fait conforme à ce que l'on attend d'un écouvissage thermique gêné par l'état de contrainte décrit dans le précédent chapitre.

Ces résultats d'essais sont consistants avec un modèle d'écrouvissage thermique, pour lequel le seuil de plasticité p_c (ici la pression effective verticale) évolue suivant une loi du type :

$$p_c = p_{c0} \exp(- A e^P - B \theta) \quad (20)$$

où e^P et θ sont respectivement l'indice des vides plastiques et la température. A et B sont des scalaires positifs. En effet :

- la valeur absolue du seuil augmente et l'indice des vides diminue lors d'un chargement isotherme, le coefficient A est donc positif. En l'absence de déchargement mécanique, la valeur de ce coefficient ne peut être déterminée avec cet essai. On sait cependant que A est supérieur à la pente de la droite de consolidation vierge : $\underline{A} > 2,07$ (A est proche de cette valeur si la raideur élastique du matériau est élevée).
- Le coefficient B étant supposé positif, le seuil de plasticité tend à diminuer lorsque la température augmente (domaine thermorétrécissant). La pression effective étant maintenue lors du chauffage, l'écrouvissage est gêné par l'état de contrainte et l'indice des vides plastiques diminue d'environ 0,03 pour les cycles de chauffage considéré (de 24°C à 50°C). On en déduit : $\underline{B/A} = 0,03/26 = 1,15 \cdot 10^{-3} (1/^\circ\text{C})$.
- Lors du refroidissement de 50°C à 24°C, le seuil de plasticité p_c augmente d'environ 6%. Cette augmentation est due à un écouvissage thermique libre, c'est-à-dire au facteur $\exp(-B\theta)$. On en déduit : $\underline{B} = \ln(1,06)/26 = 2,25 \cdot 10^{-3} (1/^\circ\text{C})$.

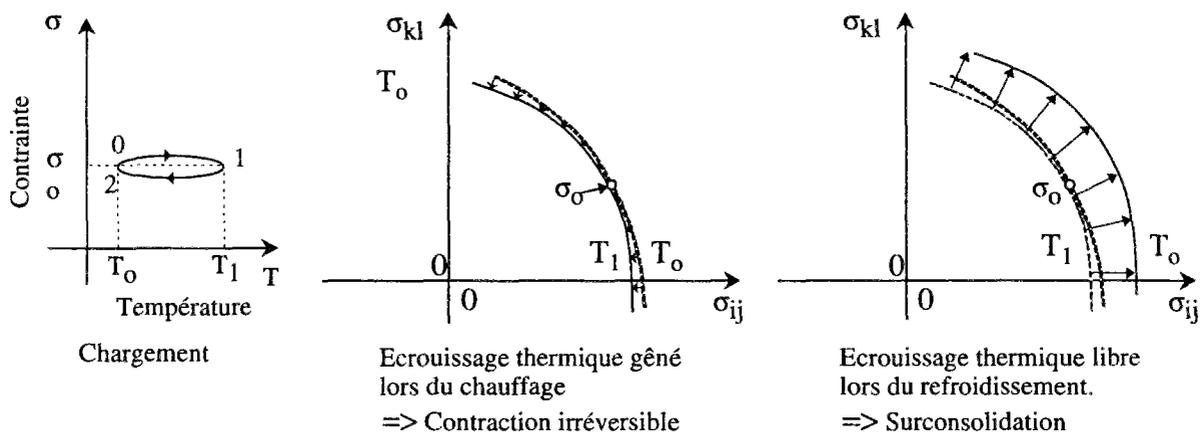


Figure 11 : Interprétation des résultats d'essais par un phénomène d'écrouvissage thermique.

Compte tenu des imprécisions de mesure, l'accord entre ces trois valeurs est remarquable. Le coefficient A concerne l'écrouvissage mécanique usuel, le coefficient B l'écrouvissage thermique. Lors du chauffage, l'effet de l'écrouvissage thermique libre est exactement compensé par l'écrouvissage mécanique, ce qui est cohérent avec la description d'un écouvissage thermique

géné par l'état de contrainte. Lors du refroidissement, l'écrouissage thermique s'effectue librement et l'on mesure son ampleur lors du rechargement mécanique.

Réversibilité d'un écrouissage thermique libre : article de Habibagahi.

Habibagahi présente des résultats d'essai où des écrouissages thermiques libres sont très clairement mis en évidence. Ce sont des essais oedométriques où la température est modifiée au cours d'un cycle de déchargement-rechargement. Dans ces essais, il ne se produit donc pas d'écrouissage thermique gêné puisque le chauffage (ou le refroidissement) a lieu pour un chargement très inférieur au seuil plastique.

Le matériau étudié est une argile remaniée composée de 70% d'Illite et de 20% de chlorite. L'auteur a examiné l'effet d'un chauffage de 25°C à 50°C et celui d'un refroidissement de 50°C à 25°C sur des essais distincts, qui ont été répétés. Les résultats les plus significatifs sont présentés sur la figure 11a.

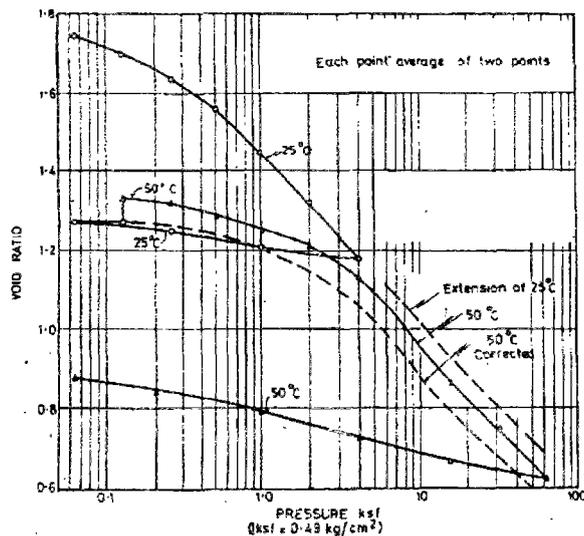


FIGURE 5. Temperature effect on void ratio of normally consolidated and overconsolidated sample

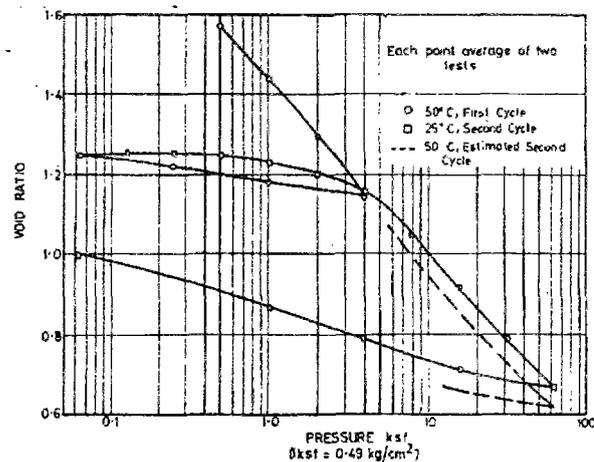


FIGURE 6. Temperature effect on void ratio of normally consolidated and overconsolidated sample

Figure 11a : Écrouissage thermique libre dans des essais oedométriques. À gauche, le matériau est chauffé lors du premier déchargement et la courbe de consolidation vierge est translatée vers des pressions effectives plus faibles. La correction concerne un problème de gaz dans l'échantillon. À droite, le matériau est refroidi lors du premier déchargement et la courbe de consolidation vierge est translatée vers des pressions effectives plus importantes. (Habibagahi, 1977).

Il est remarquable de constater dans ces essais que l'écrouissage thermique libre a lieu aussi bien lors du chauffage que lors du refroidissement, et que le sens de variation est opposé.

Le caractère réversible de l'écroissage thermique libre est en effet difficile à montrer car ce phénomène a lieu de façon latente lors du chauffage ou du refroidissement. Cette preuve expérimentale directe de la réversibilité des écroissages thermiques libres est unique à notre connaissance.

2. Influence de l'état de surconsolidation.

Résultats de Plum et Esrig

Dans le même article, Plum et Esrig s'intéressent à l'influence de l'état de surconsolidation de l'argile sur sa réponse en température. Le taux de surconsolidation représente le rapport entre le maximum de la pression effective atteinte dans le passé et la pression effective actuelle. Lorsque l'on considère une seule direction de chargement (ici des essais oedométriques), le taux de surconsolidation vaut 1 lorsque l'état de contrainte actuel est sur la frontière du domaine élastique, il est supérieur à un lorsque l'état de contrainte est en deçà de la limite élastique.

Les résultats de divers cycles de chauffage de 24°C à 50°C pour une illite ont été représentés sur un graphe exprimant l'amplitude de la contraction de l'échantillon en fonction du taux de surconsolidation. Il apparaît de façon claire que l'amplitude des contractions au cours des cycles thermiques diminue lorsque l'état de contrainte s'éloigne du seuil élastique. Pour un taux de surconsolidation de 1.8, la réponse du matériau pour un cycle thermique est réversible.

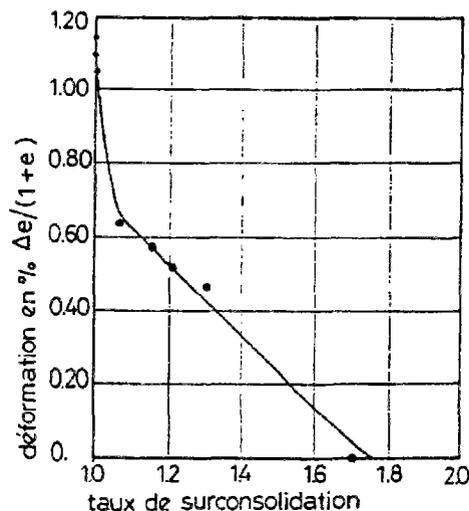


Figure 12 : Influence du taux de surconsolidation sur les contractions irréversibles au cours des cycles thermiques de 24°C à 50°C (Plum et Esrig 1969).

Cette courbe présentée par Plum et Esrig joue en faveur de l'interprétation de ces essais par un comportement plastique avec écroissage thermique du domaine d'élasticité. La

diminution du seuil de limite d'élasticité lors du chauffage se produit de la même manière dans tous ces essais, mais les effets irréversibles ne se manifestent que lorsque l'on est proche du critère.

Cependant la réduction du domaine de plasticité avec la température est plus importante que prévue. En effet, dans l'analyse précédente, l'écrouissage thermique libre de 50°C à 25°C conduit à une augmentation du seuil de limite d'élasticité d'environ 6%. De façon réciproque, un chauffage de 25°C à 50°C doit donner lieu à un écrouissage thermique libre lorsque le taux de surconsolidation initial est supérieur à 1,06. Or, des effets irréversibles ont lieu pour des taux de surconsolidation 1 et 1,8. Manifestement, il existe une différence entre ces deux analyses.

A notre avis, il s'agit en fait d'un problème plus général que l'on rencontre souvent dans la modélisation du comportement des argiles. Au cours d'un chargement oedométrique, les irréversibilités apparaissent avant d'avoir atteint la pression de préconsolidation. La transition entre un comportement élastique et un comportement plastique n'est pas très bien marquée dans les argiles.

On assimile souvent la pression de préconsolidation (déterminé par l'intersection de deux droites) avec un seuil de limite d'élasticité³. Or les courbes des essais de compression montrent généralement un infléchissement de la réponse en déformation pour des chargements bien plus faibles (par exemple de 40% à 50% de la valeur de la pression de préconsolidation), ce qui tend à montrer que le seuil de limite d'élasticité se situe en fait en deçà de la pression de consolidation. Aussi, lors d'une augmentation de température, des écrouissages thermiques gênés se produisent à des taux de surconsolidation élevés.

Confirmation de l'influence du taux de surconsolidation par Desmars et Charles

Dans un article publié en 1982, Desmars et Charles présentent des essais similaires pour des chargements isotropes. On donne brièvement leurs conclusions qui rejoignent celles de Plum et Esrig :

- Pour un matériau donné, un cycle de chauffage refroidissement de 25°C à 50°C effectué à divers stades d'un chargement de compression donne une contraction irréversible d'une ampleur identique.
- Suivant les matériaux, l'ampleur de la contraction diffère. Elle est importante dans les matériaux argileux fortement plastiques, et elle est inexistante dans les sables.
- L'ampleur de la contraction décroît en fonction du taux de surconsolidation.

³La pression de préconsolidation est définie par la pression au point d'intersection des droites de déchargement-rechargement avec la droite de consolidation vierge dans un graphe représentant l'évolution de l'indice des vides en fonction du logarithme de la pression effective.

Cependant Desmars et Charles présentent des résultats avec des contractions irréversibles pour des taux supérieurs à 4 au lieu de 1.8 pour Plum et Esrig, ce qui signifie donc une très large zone d'influence de l'écroissage thermique.

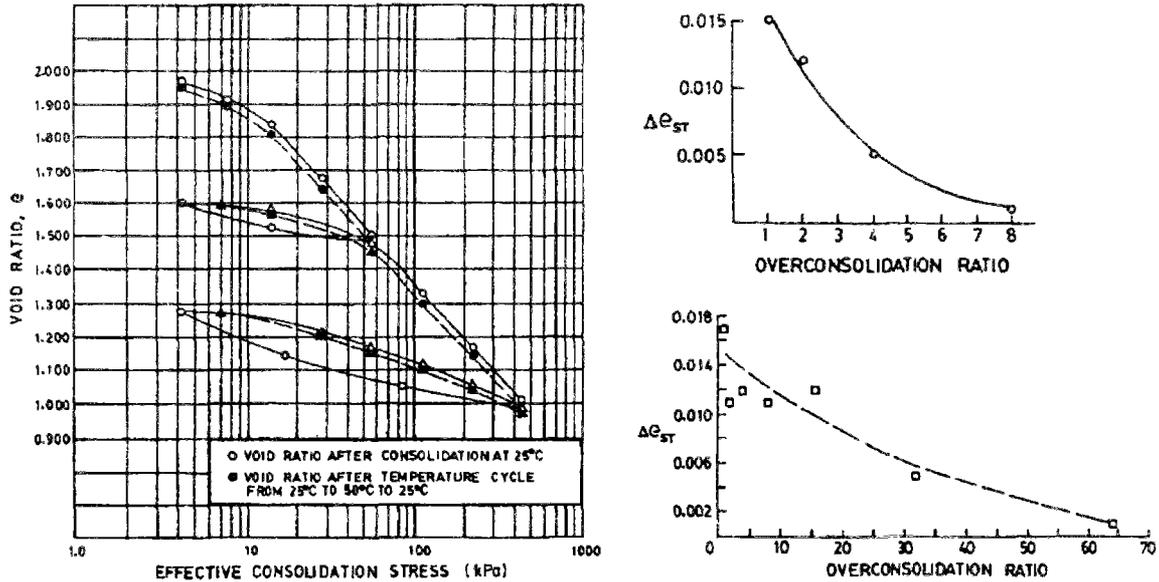


Figure 13 : Essais sur une argile marine à grande profondeur (Desmars et Charles 1982). A gauche, chaque palier de consolidation triaxiale effectuée à 25°C (symbole O) est suivi d'un cycle thermique 25-50-25°C (symbole ●). A droite, les contractions irréversibles en fonction du taux de surconsolidation pour les deux rechargements de l'essai précédent.

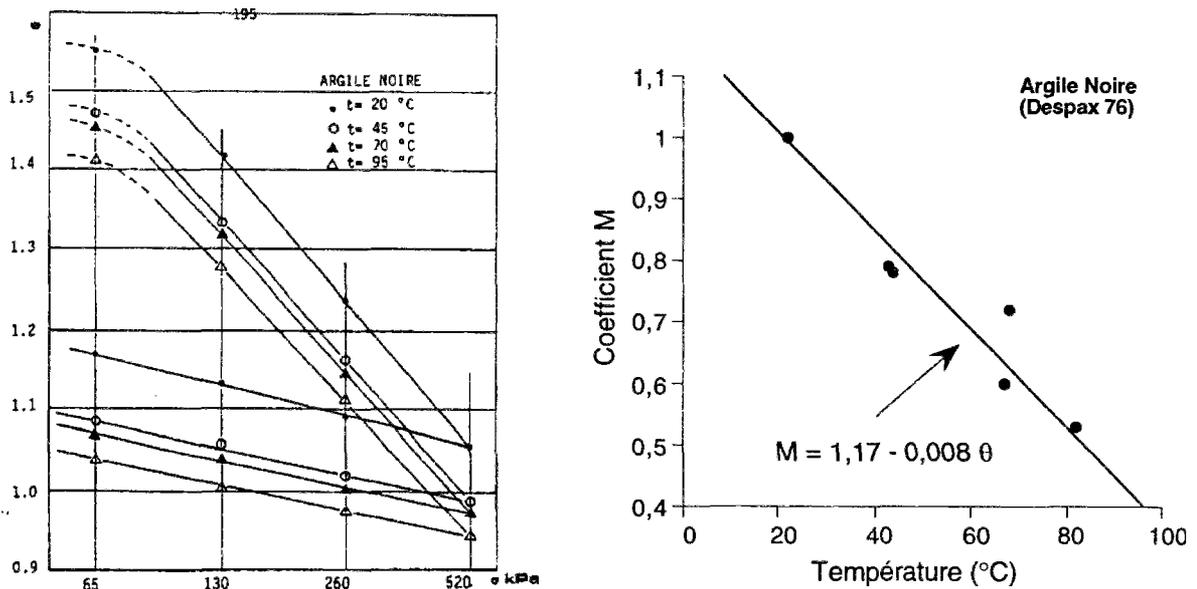


Figure 14 : Essais sur une argile noire (Despax 1976). A gauche : résultat d'essais de consolidation oedométrique à diverses températures. A droite : influence de la température sur le paramètre M (pente de la ligne d'état critique).

3. Influence de la température sur l'état critique.

Pour la plupart des argiles, l'état de chargement atteint à la fin d'un essai triaxial de compression déviatorique vérifie certaines propriétés. On note en fin d'essai (en condition drainée ou non drainée) une relation entre le déviateur des contraintes, la contrainte effective moyenne et l'indice des vides. Cet état dit critique se caractérise par le rapport entre le déviateur des contraintes et la contrainte effective moyenne (paramètre M) et par une relation entre l'indice des vides et le logarithme de la pression effective moyenne. Nous verrons plus loin comment ce concept d'état critique intervient dans une théorie élastoplastique du comportement du matériau.

Despax (1976) a étudié l'évolution en température du paramètre M pour une argile de type kaolinite (argile noire), en analysant des essais triaxiaux non drainés à vitesse de déformation constante. Il conclut à une décroissance de ce paramètre lorsque la température s'élève. D'autre part, l'argile étudiée manifeste également une contraction en température (figure 14).

L'évolution du paramètre M avec la température n'est pas la même sur toutes les argiles. Lors des essais sur l'argile de Boom présentés plus loin, il n'a pas été noté de variations sensibles de M avec la température. On ne peut donc pas conclure à une tendance générale quant à la variation en température de ce paramètre.

III.3.3. Influence de la température sur les effets différés.

Cette étude thermodynamique de l'écrouissage thermique est limitée au comportement plastique. On examine cependant ici les effets d'un chargement thermique sur le comportement différé car le phénomène d'écrouissage thermique peut expliquer en grande partie ces comportements. On donne ici quelques résultats et quelques idées d'interprétation qui sont développées de façon plus précise à l'aide d'un modèle simple présenté en annexe.

La consolidation drainée des argiles présente généralement une phase dite primaire, due aux mouvements du fluide interstitiel, et une phase dite secondaire qui résulte du comportement visqueux de ces matériaux.

En ce qui concerne la phase primaire, c'est-à-dire les effets différés dus à la diffusion du fluide interstitiel, on note principalement l'effet de la variation de viscosité du fluide (en général de l'eau) avec la température, et dans une moindre mesure, un effet résultant d'une modification de la perméabilité intrinsèque du sol. Ce dernier facteur dépend essentiellement de la minéralogie, de l'état de contrainte et également de la composition du fluide interstitiel. (Fleureau 79, Philipponnat 77).

Notre intérêt se porte vers la phase de consolidation secondaire, car elle produit des déformations irréversibles liées au comportement visqueux du matériau.

Les effets de la température sur la phase secondaire ont été abordés par divers auteurs, notamment ceux mentionnés plus haut. Une étude bibliographique très complète peut être trouvée dans (Boisson Billotte Norotte 1993) cité en référence. Parmi d'autres contributions sur ce sujet, citons également les travaux de Fleureau (79) et Huret (85) en plus des références déjà mentionnées.

1. Résultats de Plum & Esrig et Mitchell & Campanella

Plum et Esrig ont réalisé deux types d'essais de consolidation où la température intervient :

- soit le matériau est chauffé de 24°C à 50°C au cours de la phase de consolidation secondaire, puis la température est maintenue à 50°C.
- soit un cycle de chauffage-refroidissement (24-50-24°C) est effectué au cours de la phase de consolidation secondaire.

Les effets instantanés (hormis la diffusion hydraulique) provoqués par la température ont déjà été présentés. Ces auteurs se sont également intéressés au comportement à plus long terme.

Les paramètres de la phase de consolidation secondaire sont évalués avant et après le chargement thermique. Dans le cas d'un cycle thermique, la pente de tassement en fonction du logarithme du temps est divisée par un facteur de 5 environ. Dans le cas d'une élévation de température maintenu par la suite, cette pente augmente très légèrement.

Mitchell et Campanella (1968) montrent des résultats d'essais où la vitesse de fluage est multipliée par 5 lorsque la température s'élève de 20°C à 40°C au cours de la phase de consolidation secondaire (illite remaniée, pression effective de 0,2MPa, déviateur de 0,12MPa soit environ 60% de la résistance ultime de cette argile). Il faut cependant prendre garde au fait que ces auteurs changent l'origine des temps en début de chaque chargement thermique tandis que Plum et Esrig prennent en compte le temps écoulé depuis le début du palier de consolidation.

De façon générale, la procédure choisie pour mesurer le coefficient de consolidation secondaire après un chargement thermique diffère suivant les auteurs, ce qui complique les comparaisons. Il est de plus difficile de différencier les déformations volumiques liées à l'incrément de température, résultant de la dilatation des constituants fluide et solide et de la diffusion hydraulique, de celles liées au comportement visqueux du matériau.

2. Résultats de l'étude de Billotte Boisson et Norotte

Billotte Boisson et Norotte ont effectué plus récemment une étude très complète portant sur trois argiles non remaniées prélevées en région parisienne. Des essais oedométriques ont été

réalisés à 20°C, 80°C et 110°C et la phase de fluage secondaire a été observée pendant une période de six semaines à neuf mois.

Ce travail montre entre autres les résultats suivants :

- la pente de la courbe de consolidation vierge des trois argiles évolue peu entre 20°C et 110°C. On note une légère augmentation, mais ces variations peuvent être attribuées à un tassement dû à la phase secondaire.
- le taux de consolidation secondaire, mesuré sur des essais de consolidation à diverses températures, est multiplié par deux entre 20°C et 80°C et par trois environ entre 20°C et 110°C.
- lors d'une élévation de la température, un tassement est observé après dissipation des surpressions interstitielles. Ce tassement disparaît lorsque le coefficient de surconsolidation est supérieur à 2.
- après une augmentation de température, on note une tendance à une augmentation du taux de consolidation secondaire dans un rapport variable suivant les argiles (figure 15 et 16).
- après une diminution de température, le taux de consolidation secondaire s'annule et devient même parfois négatif (gonflement).

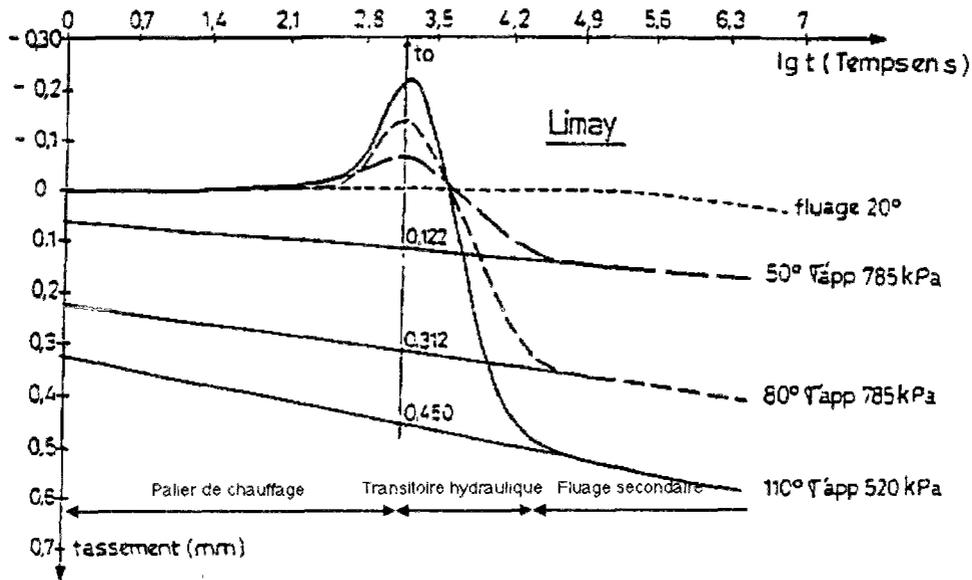


Figure 15 : Essai de fluage oedométrique avec paliers de température sur l'argile de Limay. On note les trois phases de la réponse (chargement thermique, diffusion hydraulique, consolidation secondaire) et le changement de l'origine des temps pour chaque palier. Les pentes finales de ces courbes donnent le taux de consolidation secondaire.

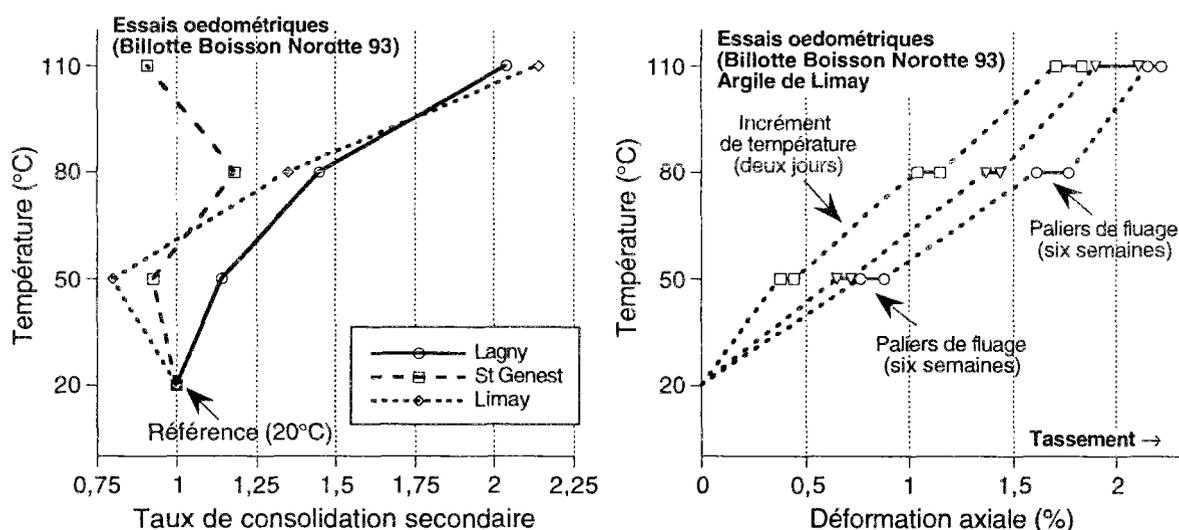


Figure 16 : Evolution du taux de consolidation secondaire lors des essais de fluage de longue durée suivis d'incrément de température (à gauche). Tassement observé pour trois essais de montée en température suivis d'un palier de fluage de six semaines (à droite).

3. Interprétation viscoplastique

On peut tenter une interprétation de ces résultats par un effet d'un écouissage en température.

L'écrouissage thermique des argiles se caractérise par une diminution des seuils plastiques lorsque la température augmente. Cet écouissage est le plus souvent gêné par l'état de contrainte lors d'un chauffage, tandis qu'un écouissage thermique libre se produit lors d'un refroidissement. Le matériau reste donc normalement consolidé dans le premier cas (au sens la contrainte appliquée est égale au seuil de plasticité à la température courante), il devient surconsolidé après refroidissement. Le refroidissement produit donc des effets analogues à celui d'une décharge mécanique (surconsolidation), alors que le chauffage dans un état normalement consolidé ne modifie pas le taux de surconsolidation.

Sur les résultats en fluage, on note que l'effet d'un refroidissement produit un résultat semblable à celui d'une décharge mécanique, à savoir un arrêt du fluage. En revanche le chauffage accélère le fluage.

Si l'on considère un modèle viscoplastique avec écouissage positif, la "distance" entre un "seuil viscoplastique" (inférieur au seuil plastique) et l'état de contrainte maintenu constant diminue au cours du temps. La vitesse de fluage est généralement fonction de cette distance. En admettant que le seuil viscoplastique est écouissable thermiquement, une augmentation de ce seuil (lors d'un refroidissement par exemple) va diminuer, voire arrêter complètement le fluage. Ainsi peut s'expliquer l'arrêt du fluage au cours d'un refroidissement.

Lors du chauffage en revanche, le seuil viscoplastique diminue, ce qui accroît la "distance" entre ce seuil et l'état de contrainte. Le fluage devrait alors être considérablement accéléré. Cependant les résultats expérimentaux font état d'une faible modification de cette vitesse de fluage, ce qui signifie au contraire que le seuil viscoplastique a peu évolué. L'écrouissage thermique du seuil viscoplastique est, de la même façon que pour le seuil plastique, gêné par l'état de contrainte (maintenu constant au cours du chauffage).

Pour appuyer ces propos, il faut disposer d'un modèle où les écrouissages des seuils plastiques et viscoplastiques sont liés. Cela peut se faire en interprétant les déformations plastiques du modèle comme résultant d'une accélération très forte du fluage qui produit une déformation quasiment instantanée. La mesure des effets différés dans les expériences provient alors d'une phase ultérieure plus lente du fluage du matériau. Dans cette interprétation, on fait une "régularisation" viscoplastique des phénomènes plastiques.

Pour éclaircir ce point, un exemple est détaillé en annexe sur un modèle rhéologique simple à une dimension. Cet exemple apporte de plus quelques idées pour la modélisation du phénomène de consolidation retardée des argiles.

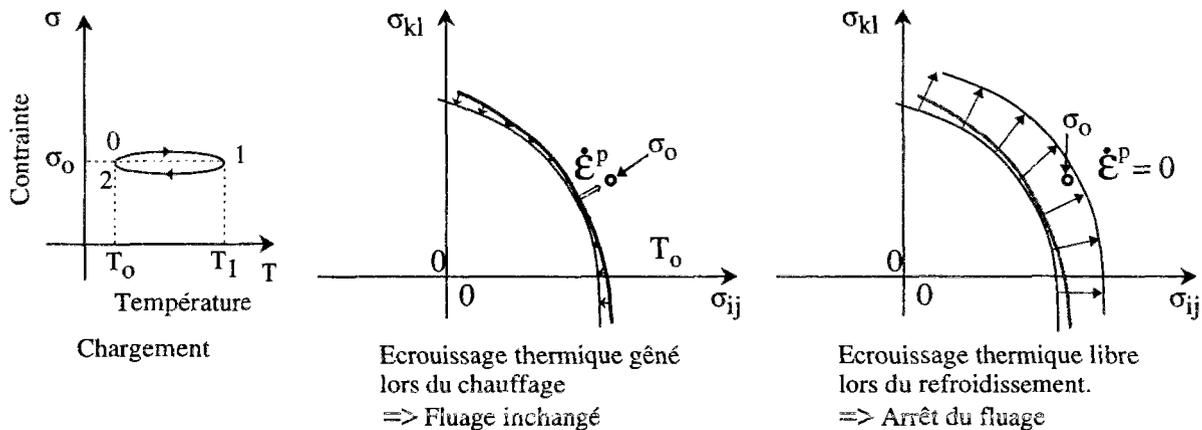


Figure 17 : Interprétation des effets de la température sur le comportement différé avec un modèle viscoplastique. La vitesse de déformation plastique suit une loi $\dot{\epsilon}^p = \frac{1}{\eta} \langle f(\sigma, \zeta(T)) \rangle$. Lors du chauffage la vitesse de fluage est considérablement accélérée et on interprète les résultats par un phénomène plastique, accompagné d'un écrouissage thermique gêné. Le fluage est alors inchangé hormis une éventuelle variation de la viscosité η avec la température. En revanche, un écrouissage thermique libre du seuil viscoplastique a lieu lors du refroidissement et le fluage s'arrête.