



## Une loi de comportement pour l'argilite

Sophie Cariou, Luc Dormieux, Frederic Skoczylas

### ► To cite this version:

Sophie Cariou, Luc Dormieux, Frederic Skoczylas. Une loi de comportement pour l'argilite. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. <hal-03390847>

**HAL Id: hal-03390847**

**<https://hal.science/hal-03390847v1>**

Submitted on 21 Oct 2021

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

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



HAL Authorization

# Une loi de comportement pour l'argilite

S. CARIOU<sup>a</sup>, L. DORMIEUX<sup>a</sup>, F. SKOCZYLAS<sup>b</sup>

*a. LMSGC et Institut Navier, Ecole des Ponts ParisTech, 6 et 8, Avenue Blaise Pascal, Cité Descartes - Champs sur Marne, 77455 Marne-la-Vallée Cedex 2*

*b. Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), UMR CNRS 8107, et Ecole Centrale de Lille, BP 48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cedex*

## Résumé :

*Dans le cadre des études sur la faisabilité d'un stockage des déchets radioactifs en couches géologiques profondes, les strates d'argilite sont un très bon candidat, car ce matériau se trouve en grande quantité en France et présente une très faible perméabilité. Cette contribution s'intéresse particulièrement à l'argilite de Meuse-Haute-Marne, qui forme une couche géologique située environ entre 400m et 500m de profondeur. On sait que ce matériau se présente comme un composite à matrice argileuse, comportant des phases inclusionnaires de calcite et de quartz. Ce papier propose un cadre théorique pour la formulation d'une loi de comportement de l'argilite, en présence d'effets capillaires et osmotiques. L'outil de modélisation adopté est le changement d'échelle. A titre d'illustration, on prédit, à partir de la loi de comportement obtenue, les résultats d'un essai poromécanique sur de l'argilite. Cette prédiction est confirmée par nos données expérimentales.*

## Abstract :

*Argillite is available in large quantities in France and exhibits a very small permeability : that is the reason why it is an excellent candidate for the storage of nuclear waste depositories. This study focuses particularly on argillite from Meuse-Haute-Marne (East of France). This material is made of a shale matrix surrounding quartz and calcite inclusions. This paper describes a theoretical frame for the working out of a state equation for argillite, when capillary and osmotic effects are taken into account. Upscaling tools are used to determine this state equation. As an illustration, the results of a poromechanical test are predicted based on this state equation. These predictions are confirmed by our experimental data.*

**Mots clefs :** argilite, milieu poreux partiellement saturé, effets osmotiques

## 1 Introduction

Dans le cadre des études sur la faisabilité d'un stockage des déchets radioactifs en couches géologiques profondes, les strates d'argilite sont un très bon candidat, car ce matériau se trouve en grande quantité en France et présente une très faible perméabilité. Cette contribution s'intéresse particulièrement à l'argilite de Meuse-Haute-Marne, qui forme une couche géologique à 500m de profondeur.

L'argilite peut être décrit par un modèle multi-échelles, qui se déploie en 4 échelles.

- L'objectif de cet article est de produire une loi de comportement de l'argilite à une échelle où celle-ci est perçue de façon homogénéisée, qui est appelée "échelle macroscopique" dans la suite.
- A une échelle plus fine, qu'on appellera "mésoscopique", l'argilite se présente comme un composite à matrice argileuse, comportant des phases inclusionnaires de calcite et de quartz.
- Une échelle encore plus fine, appelée "microscopique" dans la suite, distingue dans la phase argileuse un constituant solide et un espace poreux partiellement saturé. On indiquera par "micro-pores" les pores formant ce réseau poreux. A cette échelle, le modèle morphologique adopté est celui du polycristal, constitué de grains solides et d'un espace poreux intercalaire, organisé de façon désordonnée.
- Enfin, l'introduction d'une échelle encore plus fine, dite "nanoscopique", révèle la microstructure du grain solide élémentaire sous la forme d'un matériau feuilleté intercalant des couches d'électrolyte et des plans solides.

Dans cette description, schématisée sur la figure 1, le changement d'échelles conduisant au comportement homogénéisé de la matrice argileuse, ainsi décrite comme un matériau à double porosité, fait appel à deux étapes successives, respectivement "nano→micro" et "micro→mésos". Le changement d'échelle aboutissant au comportement homogénéisé de l'argilite nécessite ensuite une étape supplémentaire, "mésos→macro".

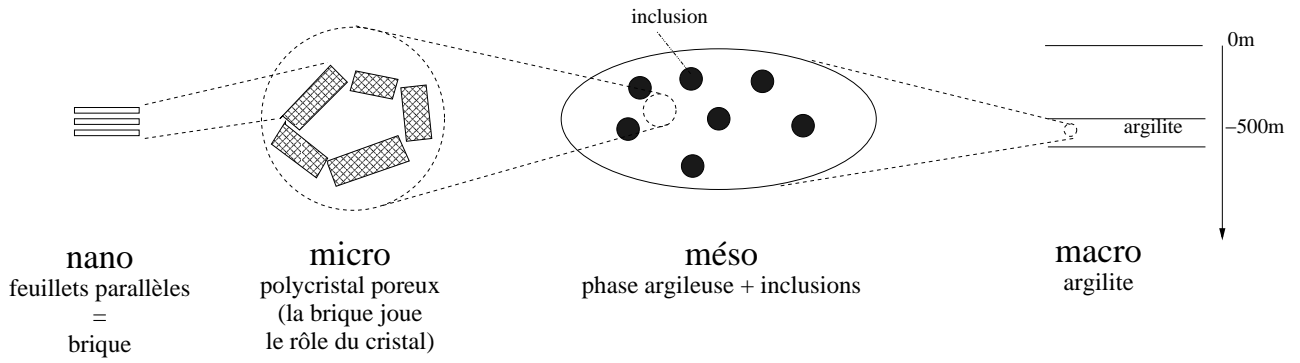


FIG. 1 – Description de l'argilite

## 2 Loi de comportement d'une particule (nano → micro)

Cette première étape d'homogénéisation concerne la particule elle-même. On rappelle que l'échelle d'espace nanoscopique révèle la structure feuilletée des particules élémentaires. L'espace interfoliaire est supposé rester saturé. L'électrolyte qu'il contient est en équilibre avec la phase liquide contenue dans les micro-pores, c'est-à-dire l'espace interstitiel entre les particules feuilletées. [1] montre que cet équilibre se traduit par une force de répulsion entre les feuillets. On quantifie celle-ci par le concept de surpression de gonflement (encore appelée surpression osmotique), notée ici  $\pi^g$ . Cette dernière dépend de la distance interfoliaire  $h$  et de la concentration ionique dans les micro-pores  $n_M$ . Tout se passe donc comme si les efforts intérieurs dans l'espace interfoliaire étaient représentés par la pression  $p^\ell$  régnant dans la phase liquide des micro-pores, augmentée d'une surpression  $\pi^g(h, n_M)$  orientée selon la normale aux feuillets. Cette fonction peut être évaluée dans le cadre de la théorie classique dite "de la double couche". La détermination numérique de cette fonction pour différentes valeurs de  $h$  et  $n_M$  met en évidence que  $\pi^g$  est une fonction décroissante de  $h$  et de  $n_M$ . Intuitivement, l'eau dans les micro-pores qui cherche à entrer dans l'espace interfoliaire pour tenter d'"équilibrer" les concentrations en ions entre les micro-pores et l'espace interfoliaire va exercer une pression sur les feuillets d'autant plus grande que l'écart de la concentration en ions entre les micro-pores et l'espace interfoliaire est grand, c'est-à-dire que la concentration  $n_M$  est faible et que les feuillets sont rapprochés (ce qui augmente la concentration en ions dans l'espace interfoliaire).

### 2.1 Homogénéisation

La première étape consiste à homogénéiser le comportement de la particule élémentaire (homogénéisation nano→micro).  $f$  désigne la porosité des particules tandis que la porosité extraparticulaire (celle qui prévaut à l'échelle microscopique) sera notée  $\varphi$ .

L'état initial de la particule élémentaire est caractérisé par les valeurs initiales de la distance interfoliaire  $h_{in}$ , de la pression de liquide  $p_o^\ell$  et de la concentration dans les macropores  $n_M^o$ . Il règne en particulier une pression osmotique  $\pi_o^g = \pi^g(h_{in}, n_M^o)$ . Enfin, la phase solide est *a priori* le siège d'une contrainte initiale  $\sigma_o^s$ . Elle est ensuite soumise à une déformation moyenne microscopique notée  $\mathbf{E}$ . Par ailleurs, on se donne une précontrainte  $\sigma^p$  dans l'espace interfoliaire, de la forme :

$$\sigma^p = -p^\ell \mathbf{1} - \pi^g \underline{n} \otimes \underline{n} \quad (1)$$

En appliquant le théorème de Levin, l'équation d'état à l'échelle microscopique prend la forme :

$$\Sigma - \Sigma_o = \overline{\mathbb{C} : \mathbb{A} : \mathbf{E}} - \delta p^\ell \beta - \delta \pi^g \beta_\pi \quad (2)$$

avec  $\delta p^\ell = p^\ell - p_o^\ell$ ,  $\delta \pi^g = \pi^g - \pi_o^g$ , la contrainte microscopique initiale  $\Sigma_o = (1 - f) \overline{\sigma_o^s : \mathbb{A}} - p_o^\ell \beta - \pi_o^g \beta_\pi$ , et les tenseurs de Biot

$$\beta = f \mathbf{1} : \overline{\mathbb{A}^f} \quad ; \quad \beta_\pi = f \underline{n} \otimes \underline{n} : \overline{\mathbb{A}^f} \quad (3)$$

Notant  $\nu^s$  le coefficient de Poisson du solide constituant les feuillets, on montre que

$$\beta = \mathbf{1} - (1 - f) \frac{1 - 2\nu^s}{1 - \nu^s} (\mathbf{1} - \underline{n} \otimes \underline{n}) \quad ; \quad \beta_\pi = \left( 1 - (1 - f) \frac{\nu^s}{1 - \nu^s} \right) \underline{n} \otimes \underline{n} + (1 - f) \frac{\nu^s}{1 - \nu^s} \mathbf{1} \quad (4)$$

Dans le cas d'un solide incompressible, ces expressions se simplifient :

$$\beta = \mathbf{1} \quad ; \quad \beta_\pi = f \underline{n} \otimes \underline{n} + (1 - f) \mathbf{1} \quad (5)$$

Notons que le tenseur  $\mathbb{D}^{par} = \overline{\mathbb{C}} : \overline{\mathbb{A}}$ , où l'exposant "par" fait référence à la particule, renvoie à une structure de feuillets solides séparés par des couches de vide. L'indice 3 correspondant à la normale aux feuillets, tous les coefficients de la forme  $D_{i3kl}$  sont nuls. En particulier, cette structure ne possède aucune raideur normale, ni de cisaillement.

## 2.2 Tenseur d'élasticité d'une particule

Examinons maintenant le terme en  $\delta\pi^g$  dans (2). Dans l'hypothèse des petites perturbations, nous allons exploiter le fait que les variations de la distance interfoliaire  $h$  sont faibles. En revanche, aucune restriction ne pèse sur l'amplitude des variations de  $n_M$ . Nous écrivons :

$$\delta\pi^g = \pi^g(h, n_M) - \pi^g(h_o, n_M) + \pi^g(h_o, n_M) - \pi^g(h_o, n_M^o) \quad (6)$$

puis, en effectuant un développement limité par rapport à  $h$  au voisinage de  $h_o$  :

$$\delta\pi^g = \frac{\partial\pi^g}{\partial h}(h_o, n_M)\delta h + \delta_n\pi^g(h_o) \quad (7)$$

où le terme  $\delta_n\pi^g(h_o) = \pi^g(h_o, n_M) - \pi^g(h_o, n_M^o)$  ne prend en compte que l'effet des variations de concentration, en géométrie initiale. En écrivant la règle de moyenne sur la direction normale, sous la forme  $E_{nn} = \overline{\varepsilon_{nn}}$ , on tire que  $\delta h$  est directement relié à la déformation microscopique  $E_{nn}$  dans la direction normale ainsi qu'aux déformations microscopiques  $E_{11}$  et  $E_{22}$  dans deux directions orthogonales  $\underline{t}_1$  et  $\underline{t}_2$  caractérisant le plan des feuillets :

$$f \frac{\delta h}{h_o} = E_{nn} + (1-f) \frac{\nu^s}{1-\nu^s} (E_{11} + E_{22}) = \beta_\pi : \mathbf{E} \quad (8)$$

En introduisant (7) et (8) dans (2), il vient finalement :

$$\delta\mathbf{\Sigma} = \mathbb{C}^{par} : \mathbf{E} - \delta p^\ell \beta - \delta_n \pi^g(h_o) \beta_\pi \quad (9)$$

avec :

$$\mathbb{C}^{par} = \mathbb{D}^{par} - \frac{f}{h_o} \frac{\partial\pi^g}{\partial h}(h_o, n_M) \beta_\pi \otimes \beta_\pi \quad (10)$$

A la différence de  $\mathbb{D}^{par}$ , le tenseur  $\mathbb{C}^{par}$  de (9) apparaît comme le tenseur des modules d'élasticité homogénéisé de la particule, puisqu'il représente la raideur de celle-ci en condition drainée ( $p^\ell = \text{Const.}$ ) et en l'absence de variation de la concentration  $n_M$  dans les micro-pores. Son expression dans (10) révèle qu'à côté d'un terme purement mécanique, elle comporte un terme lié à l'interaction de répulsion électrostatique entre feuillets. Plus précisément, la raideur normale  $C_{nnnn}^{par}$ , c'est-à-dire le coefficient  $C_{3333}^{par}$ , s'écrit :

$$C_{nnnn}^{par} = C_{3333}^{par} = -\frac{f}{h_o} \frac{\partial\pi^g}{\partial h}(h_o, n_M) \quad (11)$$

On note que la positivité du signe de  $C_{3333}^{par}$  est directement la conséquence du fait que  $\pi^g$  décroît à mesure que les feuillets s'éloignent.

## 3 Loi de comportement de la matrice argileuse (micro $\rightarrow$ méso)

On s'intéresse maintenant au comportement de la matrice argileuse en tant que polycristal (homogénéisation micro $\rightarrow$ méso). Nous nous plaçons dans cette section à l'échelle microscopique. Le *ver* (volume élémentaire représentatif) apparaît comme un polycristal constitué de particules élémentaires distribuées de façon désordonnée et d'un espace poreux (fraction volumique  $\varphi$ ).

### 3.1 Homogénéisation

Le comportement des particules est résumé par l'équation d'état (9) que nous recopions cependant en changeant les notations

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_o + \mathbb{C}^{par} : \boldsymbol{\varepsilon} - \delta p^\ell \beta - \delta_n \pi^g(h_o) \beta_\pi \quad (12)$$

Le retour à des lettres minuscules pour contraintes et déformations correspond au fait que l'échelle d'arrivée du processus d'homogénéisation de la section précédente est l'échelle de départ du processus que nous nous proposons de mener dans cette section.

Considérons le tenseur des contraintes microscopiques actuel sous la forme  $\boldsymbol{\sigma}(\underline{x}) = \mathbb{C}(\underline{x}) : \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\sigma}^p(\underline{x})$  :

$$\boldsymbol{\sigma}(\underline{x}) = \begin{cases} \mathbb{C}^{par}(\underline{x}) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{cases} : \boldsymbol{\varepsilon} + \begin{cases} \boldsymbol{\sigma}_o^{par}(\underline{x}) - \delta p^\ell \beta(\underline{x}) - \delta_n \pi^g(h_o) \beta_\pi(\underline{x}) & \text{si } \underline{x} \in \Omega^{par} \\ -p^\ell \mathbf{1} & \text{si } \underline{x} \in \Omega^\ell \\ -p^g \mathbf{1} & \text{si } \underline{x} \in \Omega^s \\ \gamma^{ab} \mathbf{1}_T \delta_{I^{ab}} & \text{si } \underline{x} \in I^{ab} \end{cases} \quad (13)$$

où  $p^\ell$  (resp.  $p^g$ ) est la pression de liquide (resp. de gaz) dans la phase liquide (resp. gazeuse) des micro-pores.  $I^{ab}$  et  $\gamma^{ab}$  décrivent resp. l'interface et la tension superficielle entre les phases  $a$  et  $b$  ( $\{a, b\} = \{\ell, g, par\}$ ). Notons que les tenseurs  $\beta$  et  $\beta_\pi$  dépendent de la position  $\underline{x}$  de la particule au travers de l'orientation normale des feuillets. Remarquons par ailleurs que le tenseur d'élasticité local  $\mathbb{C}^{par}(\underline{x})$  est isotrope transverse par rapport à la direction normale de la particule considérée. En appliquant le théorème de Levin et en prenant en compte l'état initial caractérisé par l'état de contrainte microscopique initial  $\sigma_o^p$ , l'équation d'état à l'échelle mésoscopique de la matrice argileuse prend la forme [2] :

$$\delta \Sigma = \mathbb{C}^{hom} : \mathbf{E} + \left[ -\mathbf{B} \delta \bar{p} - (1 - \varphi) \left( \delta p^\ell \overline{\beta} : \mathbb{A}^{par} + \delta_n \pi^g \overline{\beta}_\pi : \mathbb{A}^{par} \right) + \delta \left( \gamma^{\alpha\beta} \int_{I^{\alpha\beta}} \mathbf{1}_T : \mathbb{A} \frac{dS}{V} \right) \right] \quad (14)$$

avec

$$\mathbb{C}^{hom} = (1 - \varphi) \overline{\mathbb{C}^{par}(\underline{x})} : \mathbb{A}^{par} ; \quad \mathbf{B} = \varphi \mathbf{1} : \overline{\mathbb{A}^p} \quad (15)$$

Considérons le cas particulier où le solide des feuillets est incompressible. Soulignons que cette hypothèse n'interdit en rien la compressibilité des particules elles-mêmes. Compte tenu de (5) et en raison de la relation de moyenne  $\overline{\mathbb{A}} = \mathbb{I}$ , on obtient :

$$(1 - \varphi) \overline{\beta} : \mathbb{A}^{par} = (1 - \varphi) \overline{\mathbf{1}} : \mathbb{A}^{par} = \mathbf{1} - \varphi \mathbf{1} : \overline{\mathbb{A}^p} = \mathbf{1} - \mathbf{B} \quad (16)$$

La raideur normale des particules dont on rappelle qu'elle est entièrement due, dans le cadre de ce modèle, aux forces de répulsion interfoliaires, est très faible vis-à-vis de l'élasticité du solide constituant les feuillets :

$$C_{nnnn}^{par} \ll \mu^s \quad (17)$$

Dans le cadre de cette hypothèse (17), intéressons-nous aux tenseurs "de Biot" non classiques  $(1 - \varphi) \overline{\beta} : \mathbb{A}^{par}$  et  $(1 - \varphi) \overline{\beta}_\pi : \mathbb{A}^{par}$ . Seul le terme en  $\underline{n} \otimes \underline{n}$  dans les produits  $\beta : \mathbb{A}$  et  $\beta_\pi : \mathbb{A}$  est à prendre en considération, du fait que la déformabilité dans le plan des feuillets est négligeable vis-à-vis de la déformabilité dans la direction de la normale. Or, les composantes en  $\underline{n} \otimes \underline{n}$  de  $\beta$  et  $\beta_\pi$  sont égales toutes deux à 1 (cf. 4). Comme dans (16), on a donc :

$$(1 - \varphi) \overline{\beta} : \mathbb{A}^{par} = (1 - \varphi) \overline{\beta}_\pi : \mathbb{A}^{par} = \mathbf{1} - \mathbf{B} \quad (18)$$

### 3.2 Mise en œuvre d'un schéma auto-cohérent

Compte tenu de la morphologie polycristalline du *ver* (volume élémentaire représentatif), le schéma auto-cohérent est utilisé pour estimer le tenseur de localisation  $\overline{\mathbb{A}}$  qui est constant pour l'ensemble des particules d'orientation  $(\theta, \phi)$ . En supposant que la distribution de l'orientation des particules est isotrope, le tenseur d'élasticité homogénéisé  $\mathbb{C}^{hom}$  est de ce fait approximé par [1] :

$$\mathbb{C}^{hom} \approx \mathbb{C}_{ac} = \frac{1 - \varphi}{4\pi} \int_0^\pi \sin \theta \int_0^{2\pi} \mathbb{C}^{par}(\theta, \phi) : (\mathbb{I} + \mathbb{P}_{ac} : (\mathbb{C}^{par}(\theta, \phi) - \mathbb{C}_{ac}))^{-1} d\phi d\theta \quad (19)$$

où l'indice  $ac$  fait référence au choix du schéma auto-cohérent. On considère ici une distribution spatiale isotrope des familles de particules, ce qui conduit à un comportement isotrope de la matrice argileuse. Afin de rendre compte de cette distribution spatiale isotrope, il est indiqué d'utiliser le tenseur de Hill  $\mathbb{P}_{ac}$  calculé pour une inclusion sphérique dans un milieu isotrope, dont l'élasticité est caractérisée par  $\mathbb{C}_{ac} = 3k_{ac}\mathbb{J} + 2\mu_{ac}\mathbb{K}$ . En considérant l'hypothèse (17), la loi de comportement de la matrice argileuse s'exprime alors sous la forme :

$$\delta \Sigma = \mathbb{C}_{ac} : \mathbf{E} + \left[ -\delta \bar{p} \mathbf{B} - \left( \delta p^\ell + \delta_n \pi^g \right) (\mathbf{1} - \mathbf{B}) + \delta \left( \gamma^{ab} \mathbf{1}_T \delta_{I^{ab}} \right) : \mathbb{A} \right] \quad (20)$$

### 3.3 Modélisation du réseau poreux

Dans les techniques de porosimétrie au mercure, le réseau est communément modélisé comme un ensemble de cylindres, la relation de Laplace permettant de déterminer expérimentalement la distribution des rayons des cylindres. Comme un certain nombre de difficultés dans l'implémentation de la micromécanique à des milieux partiellement saturés vient du fait que la connaissance de la géométrie des interfaces est nécessaire, ce commentaire concernant les techniques de porosimétrie au mercure nous suggère de modéliser le réseau poreux comme un ensemble de pores sphériques. Avec une telle géométrie pour les micro-pores, ceux-ci se divisent en deux populations : les pores de petits rayons sont remplis de liquide tandis que les pores de plus grand rayon sont remplis de gaz, le rayon "frontière" étant déterminé par la relation de Laplace :  $r^* = 2\gamma^{lg}/p_c$ . Notons qu'il n'y a alors plus d'interface entre les phases liquide et gazeuse. La distribution statistique des rayons de pore est décrite par une fonction  $\alpha(r)$  telle que  $\alpha(r)dr$  est la fraction volumique des pores dont le rayon appartient à l'intervalle  $[r, r + dr]$ .

Une fois que la géométrie des micro-pores est précisée, la loi de comportement mésoscopique donnée par l'équation (20) se ré-écrit [2] :

$$\delta(\Sigma + P^{eq}\mathbf{B}) = \mathbb{C}_{ac} : \mathbf{E} - \left( \delta p^\ell + \delta_n \pi^g \right) (\mathbf{1} - \mathbf{B}) \quad (21)$$

où les définitions de  $P^{eq}$  et  $\tilde{p}$  sont données par :

$$P^{eq} = \int_0^{+\infty} p^{eq}(r) \alpha(r) dr \quad ; \quad \tilde{p}(r) = \begin{cases} p^\ell - \frac{2\gamma^{sl}}{r} & \text{si } r \leq r^* \quad (\Omega^\ell) \\ p^g - \frac{2\gamma^{sg}}{r} & \text{si } r \geq r^* \quad (\Omega^g) \end{cases} \quad (22)$$

Les équations (21) et (22) soulignent l'idée selon laquelle le cas partiellement saturé peut être vu comme une généralisation du cas saturé à condition que la pression soit re-définie :  $P^{eq}$  est une pression de pore équivalente qui apparaît comme une moyenne des pressions de fluide pondérée par la distribution de taille de pores. Par ailleurs, la pression de fluide n'est plus uniforme dans les micro-pores, mais est re-définie (22) : la phase solide autour d'un pore est soumise à une pression équivalente  $\tilde{p}$  qui correspond à la pression du fluide  $p^\alpha$  contenu dans le pore allégée d'une traction de membrane  $2\gamma^{s\alpha}/r$ , dépendant du rayon de pore. Enfin, remarquons que la quantité  $\Sigma + P^{eq}\mathbf{B}$  peut être interprétée comme une contrainte effective puisqu'elle contrôle la déformation  $\mathbf{E}$ .

#### 4 Loi de comportement de l'argilite (méso $\rightarrow$ macro)

L'argilite de Meuse-Haute-Marne se présente comme un composite à matrice argileuse, comportant des phases inclusionnaires de calcite et de quartz.

La loi de comportement de la matrice argileuse est donnée par l'équation (21). Les inclusions représentent une fraction volumique de 50%. Afin de déterminer la loi de comportement de l'argilite, l'hypothèse d'adhérence parfaite entre la matrice argileuse et les inclusions est formulée. Dans la suite, les indices "a" et "inc" font respectivement référence à la matrice argileuse et aux inclusions.

Si  $\mathbb{C}_{inc}$  désigne le tenseur d'élasticité pour les inclusions, il est possible d'écrire la loi de comportement dans le ver à l'échelle mésoscopique d'une manière unifiée  $\sigma(\underline{z}) = \mathbb{C}(\underline{z}) : \varepsilon + \sigma_{pr}(\underline{z})$  :

$$\sigma(\underline{z}) = \begin{cases} \mathbb{C}_a & : \varepsilon + \underbrace{\left[ - \left( \delta P^{eq} \mathbf{B} + (\delta p^\ell + \delta_n \pi^g) (\mathbf{1} - \mathbf{B}) \right) \right]}_{\delta \sigma_p} \\ \mathbb{C}_{inc} & : \sigma_o(\underline{z}) \end{cases} \quad \begin{matrix} (\Omega^a) \\ (\Omega^{inc}) \end{matrix} \quad (23)$$

où  $\sigma_o(\underline{z})$  est la contrainte initiale de l'argilite, définie par les conditions  $\varepsilon = 0$ ,  $\delta P^{eq} = 0$ ,  $\delta p^\ell = 0$ , et  $\delta_n \pi^g = 0$ . Le théorème de Levin fournit alors la loi de comportement de l'argilite à l'échelle macroscopique. Les propriétés mécaniques des inclusions et de la matrice argileuse sont contrastées. Il est donc légitime de considérer que les inclusions sont infiniment rigides, comparées à la matrice argileuse :  $\mathbb{C}_{inc} \gg \mathbb{C}_a$ . Le schéma de Mori-Tanaka est bien adapté pour décrire la morphologie "matrice-inclusions". Avec la simplification  $\mathbb{C}_{inc} \gg \mathbb{C}_a$ , le schéma de Mori-Tanaka fournit une approximation pour le tenseur de localisation moyen  $\overline{\mathbb{A}}^{inc}$  et ensuite pour le tenseur  $\mathbb{C}_{inc} : \overline{\mathbb{A}}^{inc}$ .

En conclusion, lorsque l'interface entre la matrice argileuse et les inclusions est parfaite et que les inclusions sont infiniment rigides comparées à la matrice argileuse, la loi de comportement de l'argilite s'écrit :

$$\delta \Sigma = \Sigma - \Sigma_o = \mathbb{C}^{hom} : \mathbf{E} + \delta \sigma_p \quad \text{avec} \quad \mathbb{C}^{hom} = \mathbb{C}_a + \frac{\varphi_{inc}}{1 - \varphi_{inc}} \mathbb{P}_a^{-1} \quad ; \quad \Sigma_o = \overline{\sigma}_o \quad (24)$$

La loi de comportement (24) indique une partie linéaire avec la déformation. Cette partie, au travers du terme  $\mathbb{C}^{hom}$ , est impactée par la présence des inclusions. A l'inverse, la partie ne dépendant pas de la déformation n'est pas impactée par la présence d'inclusions rigides : cette partie est en effet égale à  $\delta \sigma_p$ , or ce terme apparaît tel quel à l'échelle mésoscopique (23). Ce terme est donc finalement la manifestation macroscopique des différents couplages (tension de surface, pressions de fluide, pression osmotique).

#### 5 Application expérimentale

Nous avons réalisé plusieurs essais poromécaniques sur de l'argilite. Un tel test se réalise en deux étapes.

**Première étape** La première étape consiste à imposer une variation de pression de confinement  $\Delta P_c$  en maintenant l'échantillon drainé. Au cours de ce chargement, il n'y a pas de variation, ni en pression de liquide  $p^\ell$ , ni en pression de gaz  $p^g$ . La définition (22) de la pression de pore équivalente  $P^{eq}$  indique que cette dernière reste constante au cours de ce chargement :  $\Delta P^{eq} = 0$ . La loi de comportement de l'argilite (24) permet alors de relier le chargement  $\delta \Sigma = -\Delta P_c$  à la déformation de l'échantillon  $\Delta \epsilon_v^{(1)}$  :  $-\Delta P_c = K_b \Delta \epsilon_v^{(1)}$ .

**Deuxième étape** Lors de la seconde étape d'un test poromécanique, la pression de confinement est constante et une variation de pression d'argon est imposée. Comme l'argon est un gaz sec, l'humidité relative dans l'échantillon, définie comme le rapport de la pression de vapeur d'eau (inchangée lors du chargement) sur la pression saturante (qui ne dépend que de la température), n'est pas modifiée. L'équation de Kelvin, qui relie l'humidité relative à la pression capillaire, indique alors qu'il n'y a pas non plus de variation de la pression capillaire. Cela implique d'une part que la variation en pression de liquide est identique à celle de gaz :  $\Delta p^\ell = \Delta p_g^{arg}$ , puisque la pression capillaire  $p_c$  satisfait l'égalité  $p_c = p_g^{arg} - p^\ell$ , et d'autre part que par la relation de Laplace, le rayon frontière  $r^*$  reste constant au cours du chargement. La définition de la pression de pore équivalente (22) montre alors que la variation de pression équivalente se réduit à la variation de pression d'argon :  $\Delta P^{eq} = \Delta p_g^{arg}$ , en rappelant que la fonction  $\alpha$  satisfait l'égalité  $\int_0^\infty \alpha(r) dr = 1$ . D'après (24), on trouve finalement la relation  $\Delta p_g^{arg} = K_b \Delta \epsilon_v^{(2)}$ , où  $\Delta \epsilon_v^{(2)}$  est la déformation de l'échantillon.

**Conclusions** En imposant une variation de pression de confinement  $\Delta P_c$ , puis une variation de pression de gaz  $\Delta p_g^{arg}$  égale à celle de la pression de confinement ( $\Delta P_c = \Delta p_g^{arg}$ ), on s'attend à ce que les jauges indiquent exactement les mêmes déformations, au signe près :  $\Delta \epsilon_v^{(1)} = -\Delta \epsilon_v^{(2)}$ . Ce raisonnement a été mené dans le cas d'un matériau isotrope. On montre facilement que le même résultat prévaut pour un matériau anisotrope.

**Confrontation avec des résultats expérimentaux et pertinence du modèle à double porosité** La figure 2 montre les résultats d'un essai poromécanique sur de l'argilite. On constate que chaque jauge mesure effectivement la même déformation, au signe près, pour une variation  $\Delta P_c$  ou  $\Delta p_g^{arg}$  de même amplitude. On observe également une très forte anisotropie de l'argilite puisque les deux jauges transversales enregistrent des déformations environ deux fois plus faibles que les deux jauges longitudinales. Grace à la loi de comportement que nous avons trouvée par changements d'échelle successifs, nous nous attendions à trouver un tel résultat expérimental, qui résulte du fait que l'argilite se comporte comme un matériau à double porosité, avec du liquide à la fois dans les micro-pores et dans l'espace interfoliaire des particules.

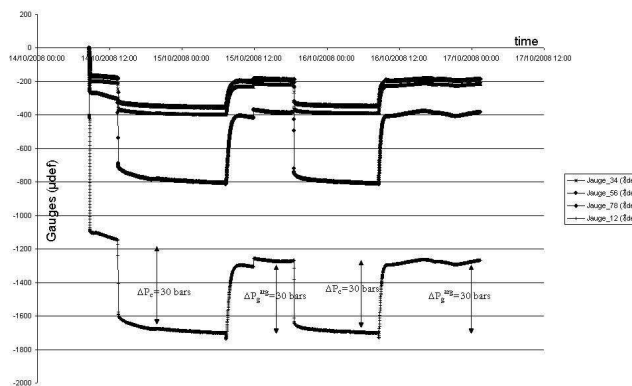


FIG. 2 – Test poromécanique sur de l'argilite : enregistrement de quatre jauges.

## 6 Conclusions

Dans cette contribution, nous avons proposé une loi de comportement pour l'argilite. Cette équation a été établie en trois étapes, à travers trois procédés d'homogénéisation successifs, parcourant quatre échelles d'espace caractéristiques différentes. Cette loi de comportement permet d'expliquer pourquoi une variation en pression de confinement ou une variation en pression d'argon de même amplitude entraînent expérimentalement la même déformation, au signe près : l'argilite se comporte comme un matériau à double porosité, avec du liquide à la fois dans les micro-pores et dans l'espace interfoliaire des particules composant le constituant solide de la matrice argileuse.

Une campagne expérimentale aujourd'hui en cours nous indique que le tenseur d'élasticité de l'argilite dépend du degré de saturation. Afin de rendre compte de cette dépendance, nous développons actuellement un modèle comportemental non linéaire reposant à nouveau sur des techniques de changement d'échelle.

## Références

- [1] Dormieux L., Lemarchand E., and Sanahuja J. Comportement macroscopique des matériaux poreux à microstructure en feuillets. C.R. Mécanique, 334, 304–310, 2006.
- [2] Dormieux L., Kondo D., and Ulm F. Microporomechanics. John Wiley and Sons, Ltd, 2006.