

Université du Québec
Institut National de Recherche Scientifique
Centre Eau Terre Environnement

Propriétés acoustiques et électriques du grès de Berea sous pression de
confinement

Par
Simon Gonzalez-Sirois

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en science de la Terre

Jury d'évaluation

Examineur externe

Shaocheng Ji
École Polytechnique de Montréal

Examineur interne

Erwan Gloaguen
INRS-ETE

Directeur de recherche

Bernard Giroux
INRS-ETE

Codirecteur de recherche

Don White
Commission Géologique du Canada

Résumé

Des mesures électriques et acoustiques ont été réalisées en laboratoire à l'Université d'Alberta sur des échantillons de grès afin de caractériser leurs propriétés géophysiques aux conditions de réservoir. Plus particulièrement, les relations entre ces différentes propriétés géophysiques et leur variation en fonction de la pression interstitielle ont été étudiées. Le but est de comprendre les effets de l'augmentation de pression due à l'injection de CO₂ dans les réservoir dans un contexte de séquestration géologique. Une procédure a été développée afin de réaliser simultanément les mesures électriques et acoustiques et ainsi réduire l'erreur expérimentale. L'appareillage de confinement et de mesures acoustiques de l'Université d'Alberta a été adapté pour permettre la prise de mesures électriques.

La résistivité, la vitesse des ondes P et S et leur atténuation respective ont été mesurées sur les échantillons secs et saturés en saumure pour des pressions de confinement allant de 0 à 40 MPa et des pressions interstitielles allant de 0 à 30 MPa. Une corrélation a été observée entre les différentes propriétés mesurées et avec la porosité et le facteur de cimentation qui ont eux été modélisés. Toutefois, la pression interstitielle semble avoir un effet moindre sur la variation des propriétés de transport (résistivité, porosité, facteur de cimentation, etc.) que sur les propriétés sismiques ce qui rendent peu applicables les relations trouvées. Néanmoins, cette compréhension des liens entre les propriétés du réservoir pourrait aider à déterminer la variabilité spatiale d'une propriété inconnue dans le réservoir à partir d'une autre propriété mesurée.

Abstract

Electrical and acoustic measurement were performed at the rock physics laboratory of University of Alberta on sandstone samples at reservoir conditions to evaluate their geophysical properties. More specifically, relationships between the mechanical and electrical properties and their change with pore pressure were investigated. The main objective is to better understand the effects of pore pressure increase on reservoirs during CO₂ injection in geological sequestration projects. A procedure was developed to simultaneously perform electrical and acoustic measurements in order to minimize experimental errors. More specifically, the acoustic and pressure apparatus of University of Alberta was adapted to make the electrical measurements.

Resistivity as well as P and S waves velocity and their respective attenuation were measured on dry and brine saturated samples in the 0 to 40 MPa confining pressure range and in the 0 to 30 MPa pore pressure range. A correlation is observed between the measured properties as well as with porosity and cementation factor which were modeled. Pore pressure seems to have a weaker effect on the transport properties (resistivity, porosity, cementation factor, etc.) than on the seismic properties. Taken alone, the usefulness of these relations is therefore questionable. However, understanding the relationship between these properties could help to determine the spatial variability of an unknown parameter given another known parameter.

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, Bernard Giroux, pour son aide, sa patience et pour m'avoir confié ce projet de recherche qui, malgré quelques difficultés de parcours, m'a permis d'élargir mes connaissances en géophysiques et m'a permis de séjourner à l'Université d'Alberta. Je ne peux pas remercier Bernard Giroux sans mentionner son alter ego géophysicien, Erwan Gloaguen, qui m'a aidé de nombreuses fois et m'a partagé son amour de la géologie. Je suis aussi reconnaissant envers Don White de la Commission Géologique du Canada pour son soutien financier.

Je veux également remercier Tariq Mohammed, Randy Kofman et Douglas Schmitt de l'Université d'Alberta. Tariq et Randy m'ont aidé pendant d'innombrables heures passées à comprimer et décompresser du grès. Leur compagnie m'a permis de garder ma santé d'esprit malgré les fuites d'huile hydraulique, les court-circuits électriques et combien d'autres problèmes de laboratoire.

Finalement, ma dernière pensée va à Justine Amélie Kellenny et toute ma famille pour leur soutien inconditionnel.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Mise en contexte	1
1.2	But de la recherche	1
1.3	Structure du mémoire	3
2	Théorie	5
2.1	Propriétés mécaniques des grès sédimentaires poreux	5
2.1.1	Propriétés acoustiques des corps	5
2.1.2	Propagation d'onde en milieu isotrope élastique	7
2.1.3	Effet d'un fluide sur la propagation d'ondes acoustiques	8
2.1.4	Atténuation	9
2.2	Propriétés de transport des grès sédimentaires poreux	10
2.2.1	Relation empirique d'Archie	10
2.2.2	Effet de la pression sur la porosité	11
2.2.3	Effet de la pression sur la résistivité	12
2.3	Propriétés croisées	12
2.4	Propriétés de la saumure	14
2.4.1	Propriétés acoustiques	14
2.4.2	Propriétés électriques	15
3	Appareils et méthodologie	17
3.1	Appareillage acoustique	17
3.1.1	Transducteurs piézoélectriques	17
3.1.2	Système de pressurisation	18
3.2	Appareillage électrique	20
3.3	Procédure expérimentale	21
3.3.1	Mesures sèches	21
3.3.2	Mesures saturées en saumure	23
3.4	Procédure de traitement des données	24
3.4.1	Analyse des vitesses et erreur sur la mesure	24
3.4.2	Analyse de l'atténuation	25
3.4.3	Analyse et erreur des mesures électriques	28
4	Caractérisation des échantillons	31
4.1	Les échantillons	31
4.2	Densité et porosité	31
4.3	Taille et distribution des pores	33
5	Résultats : céramique poreuse	37

5.1	Sans fluide saturant	37
5.1.1	Vitesses	37
5.1.2	Atténuation	39
5.2	Échantillon saturé en saumure	40
5.2.1	Vitesses	40
5.2.2	Atténuation	41
5.2.3	Résistivité	42
5.3	Discussion	44
6	Résultats : grès de Berea	45
6.1	Sans fluide saturant	45
6.1.1	Vitesses	45
6.1.2	Atténuation	46
6.2	Échantillon saturé en saumure	47
6.2.1	Vitesses	48
6.2.2	Atténuation	49
6.2.3	Résistivité	50
6.3	Discussion	51
6.3.1	Changement de porosité	54
6.3.2	Sensibilité et applicabilité	59
7	Conclusion	63
	Annexe A : Calibration des transducteurs	71
	Annexe B : Mesures électriques radiales	73

Table des figures

1	Figure traduite de Han et collab. (2011a)) Nuage de point exprimant le lien entre le facteur de formation et l'onde P (a) et l'onde S (b) coloré en fonction de la porosité pour 63 échantillons de roches.	13
2	Transducteurs P (gauche) et S (droite).	17
3	Empilement de transducteurs servant aux mesures acoustiques.	18
4	Embouts prêts à être utilisé.	18
5	Schéma du système de pression	19
6	Équipement de laboratoire utilisé.	20
7	Augmentation du potentiel mesuré due à la polarisation électrolytique pour un système à deux électrodes (vert) et pour un système à quatre électrodes (bleu). L'amplitude du courant est de 0,0005A	22
8	Schéma du montage électrique	22
9	Onde P sous une pression de confinement de 40 MPa à travers les embouts (a) et à travers la céramique sèche (b). Le cercle rouge montre le temps d'arrivé choisi correspondant au premier pic important du signal.	24
10	Contenu en fréquence de l'onde P sous une pression de confinement de 40 MPa à travers les embouts (rouge), à travers les embouts et le grès de Berea (bleu).	26
11	a) Signal propre mesuré dans le grès de Berea saturé sous une pression différentielle de 28 MPa. L'erreur sur le temps (Δt) est près de celle d'échantillonnage (x). b) Signal bruité mesuré dans le grès de Berea saturé sous une pression différentielle de 6 MPa. L'erreur sur le temps (Δt) est bien supérieure à celle d'échantillonnage (x).	26
12	Signal de l'onde S dans le grès de Berea sous une pression de confinement de 33 MPa. La boîte rouge représente la fenêtre utilisée pour la transformée de Fourier.	27
13	Amplitude transmise dans le grès de Berea sec.	28
14	Échantillons utilisés : Grès de Berea (gauche), céramique poreuse (milieu) et grès de Fontainebleau (droite)	31
15	Intrusion cumulative et incrémentale de mercure dans la céramique poreuse selon la pression (a) et la taille des pores (b). Traduit de Yam (2011).	34
16	Intrusion cumulative et incrémentale de mercure dans le grès de Berea selon la pression (a) et la taille des pores (b). Traduit de Yam (2011).	35
17	Vitesse des ondes P et S dans la céramique sèche. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	38
18	Atténuation des ondes P et S dans la céramique sèche. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	39

19	Vitesse des ondes P et S (x) dans la céramique saturée sous une pression de confinement de 30MPa, modèle de Gassmann appliqué aux mesures de la section 5.1.1 (pointillé) et les courbes (lignes pleines) correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	41
20	Atténuation des ondes P et S dans la céramique saturée. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	42
21	Résistivité de la céramique saturée. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés	43
22	Vitesse des ondes P et S dans la grès de Berea. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés lors de la compression (bleu) et de la décompression (rouge). Les points verts et noirs correspondent à la seconde série de mesure.	46
23	Atténuation des ondes P et S dans le grès de Berea sec. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	47
24	Vitesse des ondes P et S (x) dans le grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30 MPa, modèle de Gassmann appliqué aux mesures de la section 6.1.1 (pointillé) et les courbes (ligne pleine) correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	48
25	Attenuation des ondes P et S (x) dans le grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30MPa et les courbes (ligne pleine) correspondant aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	49
26	a) Résistivité (x) du grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30 MPa et les courbes (ligne pleine) correspondant aux modèles ajustés. b) Même graphique qu'en (a), mais une constante de $-0,5\Omega m$ a été ajoutée aux valeurs de compression. Dans les deux cas, les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.	51
27	Crossplot des coefficients D de la compression et de la décompression. La droite (rouge) correspond à une valeur égale des coefficients (x=y).	53
28	Module d'élasticité isostatique (gauche) et coefficient de compressibilité (droite) obtenu à partir de deux séries de mesures de vitesse acoustique (cercle bleu et vert) lors de la compression et le modèle associé (courbe noire)	55
29	Modèle de porosité obtenu à partir des vitesses acoustiques mesurées (rouge) et à titre comparatif le modèle similaire obtenu par Zimmerman (1990) pour un autre grès de Berea.	56

30	Modèle de résistivité obtenu sans exagération de compressibilité (ligne pleine), avec différentes exagérations de 5x, 10x et 34x (respectivement en ligne tiretée noir, vert et rouge) et la résistivité mesurée (cercles).	58
31	Gauche : Résistivité mesurées (cercles) et le modèle de résistivité de l'équation 65. Droite : Modèle du facteur de cimentation.	59
32	Variation des différents paramètres sans dimension	60
33	Temps de parcours des ondes P et S lors de la pressurisation (bleu) et de la dépressurisation (rouge).	71
34	Amplitude des ondes P et S transmises (cercle) et le modèle ajusté (courbe) lors de la compression (bleu) et de la décompression (rouge).	72
35	Potentiel modélisé dans l'échantillon. 40 isocontours de potentiel sont présentés. Le maillage est présenté en rouge.	74
36	Position des électrodes (#1 à 8) sur l'échantillon.	75
37	Potentiel modélisé dans l'échantillon pour le plan des électrodes. 100 isocontours sont présentés.	76
38	Différence sur le potentiel mesuré selon la configuration de la figure 36 en faisant varier la position angulaire d'une électrode de potentiel.	76

Liste des tableaux

1	Relations élastiques dans un milieu homogène et isotrope (Mavko et collab., 2009)	7
2	Coefficients w_{ij} pour le calcul de la vitesse du son dans l'eau pure	15
3	Propriétés mesurées des échantillons	32
4	Coefficients des courbes ajustées aux mesures de la section 5 et 6	52

Liste des symboles

a : Facteur de tortuosité
C : Tenseur élastique
 C_P : Capacitance due à la polarisation
 \vec{E} : Champ électrique
E : Module de Young
F : Force
i : nombre complexe
I : Courant électrique
 \vec{J} : Densité de courant
M : Module de compression
m : Facteur de cimentation
n : Facteur de saturation
R : Résistance électrique
S : Saturation
U : Potentiel électrique
V : Vitesse
 V_P : Vitesse des ondes P
 V_S : Vitesse des ondes S
 ϵ : Déformation
 θ : Porosité
 λ : Premier paramètre de Lamé
 μ : Module de cisaillement
 σ : Conductivité électrique
 ρ : Résistivité
 ρ_M : Masse volumique
 τ : Contrainte
 ν : Coefficient de poisson
 ω : Fréquence

1 Introduction

1.1 Mise en contexte

Les enjeux actuels liés au réchauffement climatique d'origine anthropogénique ont entraînés l'apparition à travers le monde de nombreux projets de séquestration géologique du dioxyde de carbone. La séquestration géologique du CO_2 consiste à injecter le CO_2 dans des réservoirs sous-terrains afin d'éviter qu'il ne soit relâché dans l'atmosphère ou encore pour améliorer l'extraction d'hydrocarbures dans les puits de pétrole. Au pays, un projet majeur de séquestration est en cours depuis l'an 2000 à Weyburn en Saskatchewan et d'autres projets sont en développement principalement en Alberta et en Saskatchewan. Plus localement, les aquifères salins à grande profondeur (800 à 2400m) de la région de Bécancour ont été étudiés comme site de séquestration potentiel (Ngoc et collab., 2011). Avec l'appui de Carbon Management Canada, un programme de recherche a été mis en place afin de mettre au point des outils géophysiques de surveillance pour projet pilote de séquestration géologique à Bécancour et pour le projet d'Aquistore à Estevan en Saskatchewan.

1.2 But de la recherche

Les méthodes sismiques sont un outil majeur de surveillance dans les projets de séquestration géologique du CO_2 . Outre leurs mises en applications relativement aisées, leur avantage réside dans le fait qu'elles sont sensibles aux fluides présents dans les pores du réservoir. Les propriétés sismiques du CO_2 , son module de compression et sa densité, sont sensiblement différentes des propriétés de la saumure et des hydrocarbures, les fluides les plus couramment retrouvés dans les réservoirs géologiques. En répétant dans le temps des levés sismiques, il devient donc possible de déterminer la nature du fluide saturant la roche à partir des variations dans le signal sismique, permettant ainsi de surveiller la séquestration du CO_2 . Les méthodes sismiques ont donc deux buts en séquestration géologique : localiser spatialement le panache de CO_2 et déterminer la quantité de CO_2 en place.

Cependant, il a été démontré que l'injection de CO_2 dans un aquifère salin n'est pas le seul élément affectant le signal sismique ; l'augmentation de la pression interstitielle joue un rôle tout aussi important sur la propagation acoustique (Wang et collab., 1998). Un des défis majeurs de cette méthode consiste donc à faire la distinction entre les effets sur le signal sismique dus au CO_2 et les effets dus à l'augmentation de la pression interstitielle (White, 2011). De plus, la concentration de dioxyde de carbone par rapport aux autres fluides présents peut difficilement être déterminée à partir des données sismiques. Effectivement, aux conditions du réservoir le CO_2 peut exister sous trois différentes phases (liquide, gazeux et supercritique) ayant chacune une densité différente. Différentes saturations sous différentes phases peuvent donc avoir une signature sismique indiscernable. L'utilisation de levés électriques conjointement aux levés sismiques pourrait permettre de circonscrire ces incertitudes.

Le dioxyde de carbone étant électriquement très résistant, il peut être distingué de la saumure environnante si une méthode d'imagerie électrique est employée. Les propriétés électriques des roches sédimentaires poreuses ont été largement étudiées et permettent de déterminer la conductivité du fluide saturant à condition de connaître certaines propriétés géologiques du réservoir (porosité, contenu argileux, etc.). Toutefois, les effets du mélange $H_2O-NaCl-CO_2$ et de la pression de pore sur la conductivité sont peu connus et dépendent de plusieurs paramètres comme la porosité, la pression de confinement, la perméabilité, la température, etc. Il est essentiel de caractériser ces effets si l'on veut correctement interpréter des levés électriques et déterminer la nature du fluide saturant.

Jusqu'à présent, la majorité des mesures acoustiques et électriques effectuées en laboratoire sur des grès (typiques de la lithologie des aquifères salins) ont été réalisées indépendamment. Il est donc plus difficile de faire un lien entre différentes observations puisque les conditions expérimentales diffèrent d'une procédure à l'autre ce qui augmente en plus l'incertitude expérimentale. De plus, il a été démontré dans la littérature que les diverses propriétés physiques des grès sont liées entre elles par certaines caractéristiques géologiques dont notamment la porosité. Étudier simultanément la vitesse acoustiques, la résistivité et l'atténuation d'échantillon de grès permettrait donc d'établir plus certainement ces relations croisées. Ces relations peuvent, par exemple, améliorer l'inversion conjointe de levé sismique et électrique en comblant les lacunes d'une des deux méthodes avec l'information fournies par la seconde. Toutefois, la réalisation de mesures acoustiques et électriques conjointes aux pressions lithologiques est techniquement difficile à mettre en application ce qui explique pourquoi elles sont peu répandues.

Les objectifs des travaux présentés dans ce mémoire sont donc les suivants :

1. Développer une méthode permettant de réaliser simultanément des mesures acoustiques et électriques à haute pression en laboratoire.
2. Mettre en applications cette méthode pour déterminer les relations entre les différentes propriétés pétrophysiques d'échantillons de grès, plus particulièrement sous l'effet de la pression interstitielle.

Comprendre exhaustivement la physique du réservoir géologique est essentiel à l'interprétation de levés géophysiques. Les mesures furent réalisées conjointement au groupe de Douglas R. Schmitt au laboratoire de physique des roches de l'Université d'Alberta à Edmonton. À l'origine, les mesures en laboratoire devaient être effectuées sur des carottes de grès provenant du groupe de Potsdam à Bécancour. Toutefois ces échantillons ne purent être obtenus, des grès relativement similaires furent utilisés à la place.

1.3 Structure du mémoire

Le présent mémoire, sous forme traditionnelle, présente la méthode et la réalisation de mesures acoustiques, électriques et pétrophysiques effectuées à l'Université d'Alberta à Edmonton.

Le chapitre 2 contient une revue des concepts théoriques et expérimentaux pertinents à cette étude. Les propriétés acoustiques et électriques des grès sont présentés indépendamment ainsi que les effets de la pression interstitielle sur ceux-ci. Les relations croisées entre ces propriétés sont par la suite expliquées ainsi que les propriétés de la saumure. Le troisième chapitre traite de la partie expérimentale. Les appareils de mesure utilisés y sont présentés ainsi que la procédure expérimentale, la procédure de traitement de données et les erreurs qui y sont associées. Au quatrième chapitre, les échantillons et leurs propriétés pétrophysiques sont caractérisées. Les chapitres 5 et 6 présentent les résultats expérimentaux des deux échantillons utilisés ainsi que la discussion de ces résultats. Les liens entre les différentes séries de mesures physiques sont expliqués en se basant sur les observations faites au chapitre 4. Certaines relations présentées au deuxième chapitre sont utilisés pour inférer le comportement de certaines propriétés non mesurées à partir des résultats obtenus. Finalement, le huitième chapitre conclut en survolant l'ensemble des travaux réalisés, en développant leur applicabilité et en proposant des pistes à suivre pour des travaux subséquents.

Finalement, les annexes fournissent un complément d'information à la méthode expérimentale et aux mesures réalisées.

2 Théorie

2.1 Propriétés mécaniques des grès sédimentaires poreux

2.1.1 Propriétés acoustiques des corps

Toute force appliquée à un corps élastique entrainera une déformation élastique de ce dernier. Si le milieu est parfaitement élastique, la déformation entraine une force opposée et égale à la contrainte initiale qui ramènera le milieu à sa position initial d'équilibre sans qu'il n'y ait perte d'énergie. Ce mouvement d'aller-retour permet à la déformation de se propager dans le milieu et dans le temps. Il existe deux types fondamentaux de contrainte possible ; si la force est perpendiculaire à l'aire de déformation, la contrainte de compression produit une onde P ; si la force est parallèle à l'aire de déformation, la contrainte de cisaillement produit une onde S.

La déformation mécanique pour un volume est décrite par la loi de Hooke généralisée :

$$\tau_{ij} = C_{ijkl}\epsilon_{kl} \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (1)$$

où τ_{ij} et ϵ_{kl} sont respectivement le tenseur de contrainte et le tenseur de déformation. C_{ijkl} est un tenseur d'élasticité d'ordre 4 comportant 81 éléments, mais qui peut être réduit à 21 éléments indépendants grâce à des propriétés de symétrie des coefficients de contrainte et de déformation. Il en résulte la forme matricielle suivante de la loi de Hooke

$$\begin{bmatrix} \tau_1 \\ \tau_2 \\ \tau_3 \\ \tau_4 \\ \tau_5 \\ \tau_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{ij,kl} \\ 11 = 1 \\ 22 = 2 \\ 33 = 3 \\ 23,32 = 4 \\ 13,31 = 5 \\ 12,21 = 6 \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{I,J} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{array}$$

Les doubles indices y sont réduit en utilisant la notation de Voigt afin d'alléger l'écriture.

Seuls quelques matériaux fortement anisotropes nécessitent 21 coefficients non nuls pour être complètement définis. À l'opposé dans le cas d'un solide isotrope, seul deux coefficients sont nécessaires

et la matrice C_{ij} se réduit à

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ C_{11} - 2C_{44} & C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ C_{11} - 2C_{44} & C_{11} - 2C_{44} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix}$$

Les constantes C_{11} et C_{44} peuvent alors être décrites à partir du module d'élasticité, K , et du module de cisaillement, μ , comme suit :

$$C_{11} = K + \frac{4}{3}\mu = M \quad C_{44} = \mu \quad (2)$$

M est communément appelé le module de l'onde de compression. Le module d'élasticité relie la contrainte au taux de déformation d'un matériau isotrope sous l'effet d'une compression isostatique tel que

$$K = \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_3}{\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3} \quad (3)$$

De la même manière, le module de cisaillement représente la résistance d'un matériau à une contrainte de cisaillement. Il est défini comme le ratio de la contrainte de cisaillement sur le déplacement latéral relatif de la déformation :

$$\mu = \frac{\tau_i}{2\epsilon_i} \quad i = 4, 5, 6 \quad (4)$$

Dans le cas d'un matériau isotrope et élastique, trois autres constantes sont couramment utilisées pour décrire la déformation du matériau : le module de Young E , le coefficient de poisson ν et le premier paramètre de Lamé λ . Chacun de ces six paramètres peut être décrit en fonction à partir des relations (2), (3), (4) ainsi que de :

$$E = \frac{\tau_i}{\epsilon_i} = 3K(1 - 2\nu) \quad i = 1, 2, 3 \quad (5)$$

$$\nu = -\frac{\partial\epsilon_i}{\partial\epsilon_j} = \frac{1}{2} - \frac{E}{6K} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad i \neq j \quad (6)$$

$$\lambda = K - \frac{2\mu}{3} \quad (7)$$

Le tableau suivant résume les relations entre les paramètres $K, E, \lambda, \nu, M, \mu$:

TABLE 1 – Relations élastiques dans un milieu homogène et isotrope (Mavko et collab., 2009)

K	E	λ	ν	M	μ
$\lambda + 2\mu/3$	$\mu \frac{3\lambda+2\mu}{\mu+\lambda}$	—	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$	$\lambda + 2\mu$	—
—	$9K \frac{K-\lambda}{3K-\lambda}$	—	$\frac{\lambda}{3K-\lambda}$	$3K - 2\lambda$	$3(K - \lambda)/2$
—	$\frac{9K\mu}{3K+\mu}$	$K - 2\mu/3$	$\frac{3K-2\mu}{2(3K+\mu)}$	$K + 4\mu/3$	—
$\frac{E\mu}{3(3\mu-E)}$	—	$\mu \frac{E-2\mu}{(3\mu-E)}$	$\frac{E}{2\mu} - 1$	$\mu \frac{4\mu-E}{3\mu-E}$	—
—	—	$3K \frac{3K-E}{9K-E}$	$\frac{3K-E}{6K}$	$3K \frac{3K+E}{9K-E}$	$\frac{3KE}{9K-E}$
$\lambda \frac{1+\nu}{3\nu}$	$\lambda \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{\nu}$	—	—	$\lambda \frac{1-\nu}{\nu}$	$\lambda \frac{1-2\nu}{2\nu}$
$\mu \frac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$	$2\mu(1 + \nu)$	$\mu \frac{2\nu}{1-2\nu}$	—	$\mu \frac{2-2\nu}{1-2\nu}$	—
—	$3K(1 - 2\nu)$	$3K \frac{\nu}{1+\nu}$	—	$3K \frac{1-\nu}{1+\nu}$	$3K \frac{1-2\nu}{2+2\nu}$
$\frac{E}{3(1-2\nu)}$	—	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	—	$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{E}{2+2\nu}$
$M - \frac{4}{3}\mu$	—	$M - 2\mu$	$\frac{M-2\mu}{2(M-\mu)}$	—	—

2.1.2 Propagation d'onde en milieu isotrope élastique

Dans un milieu élastique et isotrope, le déplacement u du milieu consécutif au passage d'une onde acoustique est décrit par l'équation d'onde :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C \nabla^2 u \quad (8)$$

où ρ est la masse volumique du milieu et C la constante d'élasticité associé à l'onde considérée. Dans la majorité des cas, en solutionnant cette équation pour la vitesse de déformation $\frac{\partial u}{\partial t}$, on obtient la vitesse de propagation d'une onde dans ce milieu :

$$V = \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad (9)$$

Comme mentionné plus haut, une onde P ou une onde S peuvent être produites dépendamment de la contrainte appliquée. Les vitesses de propagation deviennent donc respectivement, pour une onde P et S :

$$V_P = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho_M}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho_M}} = \sqrt{\frac{M}{\rho_M}} \quad (10)$$

$$V_S = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho_M}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_M}} \quad (11)$$

Puisque les fluides ne peuvent pas subir de contrainte de cisaillement, seules les ondes P peuvent se propager dans un fluide. Leur vitesse devient :

$$V_P = \sqrt{\frac{K}{\rho_M}} \quad (12)$$

2.1.3 Effet d'un fluide sur la propagation d'ondes acoustiques

Le fait de saturer une roche poreuse avec un fluide augmente sa masse volumique ce qui a donc un effet sur la propagation des ondes P et S (équation 10 et 11). Outre cela, lorsqu'une force de compression est appliquée à une roche poreuse saturée par un fluide comme dans le cas de la propagation d'une onde P, une partie de la force est appliquée au fluide saturant ce qui a pour effet de changer la pression de pore de manière à s'opposer à la compression ; la roche saturée apparaît donc plus rigide. D'après les équations de Gassmann (1951), l'augmentation du module d'élasticité effectif et du module de cisaillement d'une roche saturée peut être obtenue d'après les équations suivantes :

$$\frac{K_{sat}}{K_0 - K_{sat}} = \frac{K_{sec}}{K_0 - K_{sec}} + \frac{K_f}{\theta(K_0 - K_f)} \quad (13)$$

$$\mu_{sat} = \mu_{sec} \quad (14)$$

où K_{sec} est le module d'élasticité effectif de la roche sèche, K_{sat} est le module d'élasticité effectif de la roche saturée, K_0 est le module d'élasticité du minéral composant la matrice de la roche, K_f est le module d'élasticité du fluide, θ est la porosité, μ_{sec} est le module de cisaillement de la roche sèche et μ_{sat} le module de cisaillement de la roche saturée. En réarrangeant les termes de l'équation 13, on obtient une version plus pratique et plus intuitive :

$$K_{sat} = K_{sec} + \frac{(1 - \frac{K_{sec}}{K_0})^2}{\frac{\theta}{K_f} + \frac{1-\theta}{K_0} - \frac{K_{sec}}{K_0^2}} \quad (15)$$

La principale source d'erreur dans les équations 13 et 15 provient du module d'élasticité du minéral K_0 qui est difficile à déterminer si la matrice rocheuse est composée de plusieurs minéraux.

Gassmann utilise certaines hypothèses dans le développement conduisant à cette relation :

- La pression de pore induite peut s'équilibrer dans l'espace. Ceci signifie que la fréquence sismique est faible par rapport à la vitesse de déplacement du fluide (<100 Hz). Cette condition n'est habituellement pas respectée dans des tests ultrasoniques en laboratoire.
- La roche est isotrope.
- Les minéraux composants la matrice possèdent les mêmes modules d'élasticité et de cisaillement.
- La roche est entièrement saturée.

À partir des équations (13) et (14), on peut exprimer les différents modules d'une roche saturée par un fluide en fonction du module pour la même roche saturée par un fluide différent :

$$\frac{K_{sat1}}{K_0 - K_{sat1}} - \frac{K_{f1}}{\theta(K_0 - K_{f1})} = \frac{K_{sat2}}{K_0 - K_{sat2}} - \frac{K_{f2}}{\theta(K_0 - K_{f2})} \quad (16)$$

$$\mu_{sat1} = \mu_{sec} = \mu_{sat2} \quad (17)$$

La relation (16) permet de s'affranchir du paramètre K_{sec} , le module d'élasticité effectif de la roche sèche, qui n'est pas forcément connu dans le cas de mesures de terrain.

La pression du fluide saturant affecte aussi les propriétés élastiques. La pression interstitielle permet l'ouverture de pores en contre-balançant la pression de confinement sous-laquelle ces pores fermentaient. Une première approximation amplement applicable de la pression différentielle résultante est donnée simplement par

$$P_{diff} = P_c - P_i \quad (18)$$

où P_{diff} correspond à la pression différentielle, P_c à la pression de confinement et P_i à la pression interstitielle. Dans le cas où P_i devient suffisamment supérieur à P_c , il y a fracturation hydraulique. Des approximations plus raffinées tiennent compte d'un coefficient effectif de déformation interne n comme

$$P_{eff} = P_c - nP_i \quad (19)$$

où la pression effective P_{eff} remplace la pression différentielle. Par exemple dans le cas du grès de Berea, le coefficient n diminue progressivement avec la pression de confinement à partir de $n = 1$ à $P_c = 0$ (Christensen et Wang, 1985; Prasad et Manghnani, 1997). Ce coefficient est cependant obtenu empiriquement et varie d'une étude à l'autre notamment aux basses pressions où la précision des mesures est moins bonne. Il est sujet aux conditions expérimentales. L'approximation 18 sera utilisée dans cette étude.

2.1.4 Atténuation

Les mécanismes d'atténuation des ondes sismiques sont nombreux et complexes. Deux phénomènes principaux étudiés dans ce mémoire seront détaillés dans cette section : l'atténuation due aux microfissures et l'atténuation due à la présence d'un fluide saturant.

Il est bien établi que les microfissures (les pores ayant un fort ratio surface/volume) des roches ont un rôle important sur l'atténuation. De nombreuses études ont montré qu'il y a une relation directe entre l'atténuation et la pression de confinement due vraisemblablement à la fermeture de ces fissures sous la pression (Toksöz et collab., 1979; Gardner et collab., 1964; Gordon et Davis, 1968) et dans une moindre mesure à la friction intergranulaire (Winkler et Nur, 1982). De plus, les expériences en laboratoire montrent que cette atténuation est proportionnelle à la fréquence acoustique lorsque

la roche est sèche (Born, 1941; Attewell et Ramana, 1966; Pandit et Savage, 1973).

La forte atténuation produite par la présence d'un fluide saturant a été démontrée d'innombrables fois. Cependant, le mécanisme physique derrière cette atténuation est plus complexe et plus discutée. Une premier modèle est proposé par Biot (1956) (qui servira de base pour la plupart des modèles subséquents) où l'atténuation est due au déplacement macroscopique du fluide à travers les pores. Ce mécanisme dépend de la fréquence. À basse fréquence, le fluide a le temps de se déplacer à travers les pores sous l'action de l'onde passante ; l'atténuation est donc principalement contrôlée par la viscosité du fluide. À haute fréquence, le fluide n'a pas le temps de se déplacer sous la force de l'onde ; l'atténuation est due à l'inertie qui s'oppose au mouvement du fluide. De nombreuses adaptations seront par la suite faites pour par exemple décrire des milieux partiellement saturés (Mavko et Nur, 1979; White, 1975; Dutta et Odé, 1979).

2.2 Propriétés de transport des grès sédimentaires poreux

2.2.1 Relation empirique d'Archie

Dans la forte majorité des cas conventionnels en pétrophysique, la matrice de la roche encaissante est de plusieurs ordres de grandeur plus résistante que le fluide saturant. C'est sur ce principe que repose la relation empirique d'Archie :

$$\sigma_r = \sigma_f \theta^m S^n \quad (20)$$

qui lie la conductivité de la roche à la conductivité du fluide saturant par la porosité θ et la saturation du fluide S . Le facteur de cimentation m et le facteur de saturation n sont deux variables déterminées empiriquement pour tenir compte de la nature très complexe de la roche à l'échelle microscopique. Le facteur de cimentation tient compte de la compaction, la structure des pores, la taille des grains, etc. Il tient essentiellement compte de l'effet de la forme réseau de pore sur la résistivité. Le facteur de saturation tient compte de la mouillabilité de la roche par le fluide et dépend donc principalement de la nature de la roche et du fluide. Il est important de souligner à nouveaux que cette relation est empirique et n'est valable que si on peut considérer la matrice rocheuse comme non conductrice par rapport au fluide saturant.

Utilisé abondamment en pétrophysique depuis plus 70 ans, cette relation a été l'objet d'un nombre incalculable de modification pour s'adapter aux différentes conditions d'études. On retrouve par exemple dans Carcione et collab. (2007) les principales modifications apportées à la relation d'Archie au cours des dernières décennies. Une variante simple, développée par Glover et collab. (2000),

permettant de calculer la résistivité pour deux phases conductrices a la forme suivante :

$$\sigma_r = \sigma_1 \theta_1^{m_1} + \sigma_2 \theta_2^{m_2} \quad (21)$$

où chacune des deux phases a sa propre conductivité σ , occupe une fraction volumique θ et possède son propre facteur de cimentation. Cette équation peut donc s'adapter au cas où deux fluides conducteurs sont présents dans une matrice non conductrice. Si un fluide conducteur sature une matrice conductrice alors l'équation (21) devient :

$$\sigma_r = (1 - \theta)^{m_1} \sigma_s + \sigma_f \theta^{m_2} \quad (22)$$

La conductivité de la matrice peut effectivement devenir non négligeable lorsqu'on retrouve une fraction importante d'argile ou si la contribution électrique de la double couche devient importante face à un fluide peu conducteur. D'autres modèles où plus de deux phases conductrices sont permises existent (Glover, 2010), mais ils ne sont pas applicables dans le cadre de cette étude.

2.2.2 Effet de la pression sur la porosité

Les effets de la pression sur la porosité ont principalement été étudiés dans le but de comprendre le comportement des réservoirs de pétrole épuisés (donc une baisse significative de la pression interstitielle). Le changement de volume est lié à la pression à travers le coefficient de compressibilité effectif C_{bc} qui est l'inverse du module d'élasticité, et est défini par Zimmerman (1990) comme

$$C_{bc} = \frac{1}{K} = -\frac{\partial V_b}{V_b} \frac{1}{\partial \sigma} \quad (23)$$

où V_b est le volume total et σ la pression agissant sur la roche. Considérant l'approximation de l'équation 18 et considérant que la compressibilité C_m de la matrice rocheuse est faible en comparaison à C_{bc} alors le changement de porosité est :

$$d\theta = -C_{bc}(1 - \theta)dP_{diff} \quad (24)$$

Cette équation se comprend intuitivement comme suit : le changement de porosité $d\theta$ correspond simplement à la compression de la roche exprimée par sa compressibilité C_{bc} sous l'effet d'un changement de pression dP_{diff} agissant sur l'espace occupé par cette roche $(1 - \theta)$ (la partie non vide). En intégrant on obtient :

$$\theta(P_{diff}) = 1 - (1 - \theta_0) e^{\int_{P_0}^{P_{diff}} C_{bc} dP_{diff}} \quad (25)$$

C_{bc} est habituellement mesuré en laboratoire à partir des vitesses sismiques. À partir de l'équation 25, les modèles pour C_{bc} varient selon les auteurs afin de représenter au mieux les données expérimentales.

2.2.3 Effet de la pression sur la résistivité

Comme démontré dans la sous-section précédente, la porosité et la connectivité des pores sont les facteurs principaux intrinsèques à la roche affectant la conductivité électrique. Il a été démontré que la pression affectait considérablement la conductivité des roches cristallines fracturées en affectant l'ouverture de ces fractures et donc de chemins de conduction électrique (Stesky, 1986; Walsh et Brace, 1984). À l'inverse, Daily et Lin (1985) effectuèrent des mesures similaires dans un grès de Berea et observèrent des changements très faibles de résistivité avec la pression. Lockner et Byerlee (1985) mesurèrent effectivement une plus grande sensibilité à la pression de la conductivité dans les granites que dans le grès de Berea.

Ces observations peuvent être expliquées à partir du concept de porosité rigide et molle de Mavko et Jizba (1991) (traduction de *stiff* et *soft porosity*). La porosité rigide est composée essentiellement de pores de grande taille réagissant peu sous la pression alors que la porosité molle est composée de pores de faible taille (microfissures, contact entre les grains, etc.) réagissant sous la pression. Shapiro (2003) et Kaselow et Shapiro (2004) montre que dans les granites, la porosité molle provenant de fractures est proportionnellement plus importante que la porosité rigide, d'où l'importante sensibilité à la pression et que, à l'inverse, la porosité rigide est beaucoup plus importante dans les grès, d'où leur faible sensibilité. On peut de plus supposer que cet effet est amplifié par la tendance naturelle des courants électriques à emprunter les chemins ayant une grande surface perpendiculaire au courant à cause de la répulsion électronique (grands pores, porosité rigide) ; et inversement à subir une plus grande résistance due à la répulsion électronique dans les pores où la surface perpendiculaire au courant est plus faible (microfissures, porosité molle).

2.3 Propriétés croisées

Une des premières études menées sur la relation entre les propriétés mécaniques et électriques a été réalisée par Brace et Orange (1968). Par la suite, Kaselow et Shapiro (2004) reprennent leurs travaux et proposent un paramètre commun aux différentes propriétés physiques en question. Ce paramètre (appelé D dans l'équation 27 définie plus bas) ferait donc le lien entre les propriétés élastiques, la résistivité et la pression pour une roche donnée.

Une étude plus directe entre les vitesses acoustiques et la résistivité a été publiée par Daily et Lin (1985). Leur but était d'étudier les effets de la pression sur la perméabilité du grès de Berea en utilisant notamment la conductivité comme indicateur de la perméabilité. Ils mesurèrent simultanément la résistivité et la vitesse de l'onde P pour des pressions effectives allant de 2,5 à 50 MPa. Leurs résultats démontrèrent une relation entre vitesse acoustique et résistivité et pression de confinement sans toutefois proposer de relations entre ces propriétés. Plus récemment, Wang et collab. (2009) ont effectué des mesures simultanées de vitesse sismique et de résistivité sur un grès de Vosges et

sont parvenus à créer un modèle concordant de résistivité à partir seulement des vitesses sismiques.

En 2007, Carcione et al. publient une revue des différents principaux modèles acoustiques et électromagnétiques proposés dans la littérature et les différents couplages possibles entre les modèles afin d'obtenir des relations croisées. Le principe fondamentale est simple : si la relation entre la conductivité et la porosité peut s'écrire comme $\sigma = f(\theta)$ et que la relation entre la vitesse acoustique et la porosité peut s'écrire comme $v = g(\theta)$ alors la conductivité et la vitesse acoustique peuvent s'écrire réciproquement de la manière suivante :

$$\sigma = f[g^{-1}(v)] \quad (26)$$

Ils démontrent l'importance des mesures en laboratoire afin de déterminer quel modèle décrit le mieux un type de roche donné. Se basant sur cette idée, Han et collab. (2011a) mesurent la résistivité, la vitesse d'onde P et S, le contenu en argile et l'atténuation de 63 échantillons de grès. Ils observent des tendances (figure 1) correspondant aux dites relations croisées exprimées par Carcione et al.

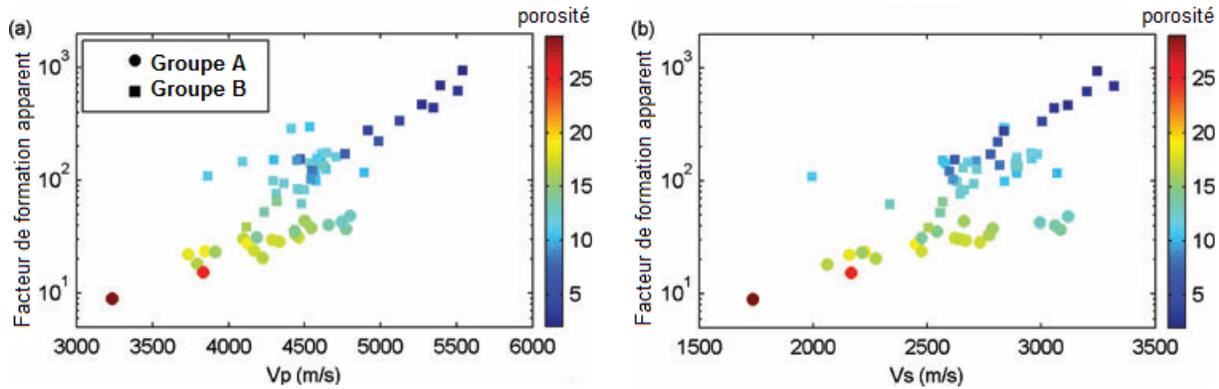


FIGURE 1 – Figure traduite de Han et collab. (2011a)) Nuage de point exprimant le lien entre le facteur de formation et l'onde P (a) et l'onde S (b) coloré en fonction de la porosité pour 63 échantillons de roches.

Dans un second article, Han et collab. (2011b) présentent l'effet de la pression différentielle sur les propriétés physiques des 63 échantillons mentionnés précédemment. Ils démontrent que ces propriétés suivent la relation établie d'après le travail de Zimmerman et collab. (1986), Eberhart-Phillips et collab. (1989), Freund (1992), Kaselow et Shapiro (2004) et Jones (1995) soit

$$Z = A + BP_{diff} - Ce^{-DP_{diff}} \quad (27)$$

Dans cette équation, Z correspond au paramètre d'intérêt, P_{diff} est la pression différentielle, A , B et C sont des coefficients arbitraires et D correspondrait à un paramètre indépendant de la propriété mesurée comme mentionné précédemment. Tout récemment, Lee et Yoon (2015) effectuèrent des travaux similaires pour des sols non consolidés (sable, limon, argile, etc.). Ils développèrent des équations liant la vitesse des ondes P et S à la résistivité pour ces sols. Il n'étudièrent pas l'effet de

la pression puisque ces types de sols sont en surface.

Finalement, la perméabilité est une autre propriété importante des grès qui est interdépendante des autres propriétés. Wong et collab. (1984) démontrèrent une corrélation entre la perméabilité et le facteur de formation à partir de tests expérimentaux sur des roches artificielles. Olsen et collab. (2008) quant à eux démontrèrent une relation entre la perméabilité et le facteur de cimentation. Étudiant spécifiquement les grès, David et collab. (1994) mesurèrent l'effet de la pression de confinement sur la perméabilité et observent que la perméabilité suit la pression selon une exponentielle négative. À partir de cette idée, Dong et collab. (2010) étudièrent la dépendance de la perméabilité et de la porosité au stress et proposent des relations entre ces propriétés. Ce ne sont là que quelques exemples qui démontrent que la perméabilité est aussi intimement liée à la pression et donc à la vitesse des ondes P et S ainsi qu'à la résistivité.

2.4 Propriétés de la saumure

Comme mentionné précédemment aux sous-sections 2.1.3 et 2.2.1, le fluide saturant a un impact important sur les propriétés acoustiques et électriques des grès. Il est donc essentiel de connaître ses propriétés pour analyser adéquatement les mesures en laboratoire ou sur le terrain. Pour ces raisons, les fluides les plus communément rencontrés en sismique comme les hydrocarbures et diverses saumures ont été étudiés, mais l'étude de mélanges plus complexes reste un sujet d'actualité. Par exemple, Yuanhui et collab. (2007), Fleury et Deschamps (2009) et Duan et collab. (2008) (pour n'en nommer que certains) ont récemment étudiés l'équilibre $H_2O-NaCl-CO_2$ à des fins de séquestration géologique. Dans cette étude, seules les propriétés du mélange $H_2O-NaCl$ nous intéressent ; ces propriétés ont été amplement étudiés et sont bien connues.

2.4.1 Propriétés acoustiques

Premièrement, la densité de la saumure doit être connue pour déterminer la vitesse des ondes acoustiques. À partir de données expérimentales obtenues par Zarembo et Fedorov (1975) et Potter et Brown (1977), Batzle et Wang (1992) développe une équation polynomiale donnant la densité de l'eau ρ_W et la densité d'une solutions de chlorure de sodium ρ_B en fonction de la pression P , de la température T et de la salinité S :

$$\rho_W = 1 + 10^{-6}(-80T - 3,3T^2 + 0,00175T^3 + 489P - 2TP + 0,016T^2P - 1,3 \times 10^{-5}T^3P - 0,333P^2 - 0,002TP^2) \quad (28)$$

$$\rho_B = \rho_W + S \left\{ 0,668 + 0,44S + 10^{-6}[300P - 2400PS + T(80 + 3T - 3300S - 13P + 47PS)] \right\} \quad (29)$$

Deuxièmement, le module de compressibilité du mélange doit aussi être connu. Encore une fois, se basant sur les travaux de Chen et collab. (1978), Millero et collab. (1977) et Helgeson et Kirkham (1974), Batzle et Wang (1992) développe une équation polynomiale liant la vitesse acoustique de la saumure V_B à la vitesse acoustique dans l'eau pure V_W , à la salinité, à la pression et à la température :

$$V_B = V_W + S(1170 - 9,6T + 0,055T^2 - 8,5 \times 10^{-5}T^3 + 2,6P - 0,0029TP - 0,0476P^2) + S^{1,5}(780 - 10P + 0,16P^2) - 820S^2 \quad (30)$$

La vitesse du son dans l'eau pure peut être déterminée à partir des travaux de Wilson (1959) :

$$V_W = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^3 w_{ij} T^i P^j \quad (31)$$

où w_{ij} sont des constantes présentées au tableau 2.

TABLE 2 – Coefficients w_{ij} pour le calcul de la vitesse du son dans l'eau pure

i \ j	0	1	2	3
0	1402,85	1,524	$3,437 \times 10^3$	$-1,197 \times 10^{-5}$
1	4,871	-0,0111	$1,739 \times 10^{-4}$	$-1,628 \times 10^{-6}$
2	-0,04783	$2,747 \times 10^{-4}$	$-2,135 \times 10^{-6}$	$1,237 \times 10^{-8}$
3	$1,487 \times 10^{-4}$	$-6,503 \times 10^{-7}$	$-1,455 \times 10^{-8}$	$1,327 \times 10^{-10}$
4	$-2,197 \times 10^{-7}$	$7,987 \times 10^{-10}$	$5,230 \times 10^{-11}$	$-4,614 \times 10^{-13}$

2.4.2 Propriétés électriques

La salinité est directement responsable de la conductivité de la saumure. Une salinité unique est utilisée dans cette étude, sa conductivité peut donc être déterminée à partir de tables (West, 1989) et est présentée plus en détail à la section 3.3.2. La relation liant salinité et conductivité est essentiellement linéaire avant d'atteindre la zone de saturation.

La température est aussi une variable majeure dont dépend la conductivité du fluide. Plus fondamentalement, la température fait varier la viscosité et le volume de la solution ce qui respectivement affecte la capacité des ions à se déplacer dans la solution et la quantité d'ions par volume de solution. Pour une de température relativement proche de la température ambiante (zone d'intérêt de cette étude), la conductivité κ_T à une température T en degré Celcius peut être déterminé à partir de

l'équation :

$$\kappa_T = \kappa_{25} \times (\alpha(T - 25) + 100) \quad (32)$$

où κ_{25} est la conductivité du fluide à $25^\circ C$ (valeur arbitraire de référence) et α est le coefficient de variation de température en $\%/^\circ C$. Ce coefficient est fonction de la température, de la salinité et de la nature des ions dissous. Il varie cependant peu pour de faibles variation de température et peut être considéré comme constant dans ce cas. Encore une fois, sa valeur provient de tables de chimie (West, 1989).

La pression affecte peu la conductivité. L'eau étant habituellement considérée comme incompressible, la pression augmente donc très peu la quantité d'ions par volume d'eau. Le volume de l'eau change d'environ 2% de 0,1MPa à 50MPa (Fine et Millero, 1973), sa conductivité augmente donc également pour le même intervalle. De la même manière, la pression affecte peu la viscosité de l'eau et de la saumure. Pour le même intervalle de pression de 0,1MPa à 50MPa, la viscosité d'une solution de NaCl à 1mol/kg diminue également d'environ 2% (Kestin et collab., 1981). C'est deux effets combinés sont donc responsable d'une diminution d'environ 4% de la résistivité de la saumure (solution de NaCl à 1mol/kg) pour une augmentation de 50MPa à partir de la pression ambiante (Adams et Hall, 1931). Ces changements étant très faibles ils sont pratiquement négligeables. Il est toutefois facile d'en tenir compte puisqu'on peut les considérer comme linéaire à basse pression (<50MPa).

3 Appareils et méthodologie

3.1 Appareillage acoustique

3.1.1 Transducteurs piézoélectriques

Afin de produire une onde acoustique dans les échantillons, des transducteurs piézoélectriques sont utilisés (voir figure 2). Ces transducteurs sont fait d'un matériau piézoélectrique de structure pérovskite, du titano-zirconate de plomb (le matériau piézoélectrique le plus couramment utilisé), fabriqué par Omega Piezo Technologies Inc. avec une fréquence de résonance d'environ 1 Mhz. Sous l'effet d'une contrainte mécanique, ce matériau produit un champ électrique linéairement proportionnel à la contrainte et vice versa ce qui permet de l'utiliser à la fois comme émetteur et comme récepteur du signal. Cet effet est dû à l'absence de centre de symétrie dans la structure cristalline ce qui permet en plus de pouvoir produire des ondes P et S. Lorsque le matériau est polarisé selon l'axe de déformation mécanique, il s'en suit une déformation en compression (onde P) par rapport à l'axe de polarisation. Lorsque le matériau est polarisé perpendiculairement à l'axe de déformation mécanique, il s'en suit une déformation en cisaillement (onde S) par rapport à l'axe de polarisation.

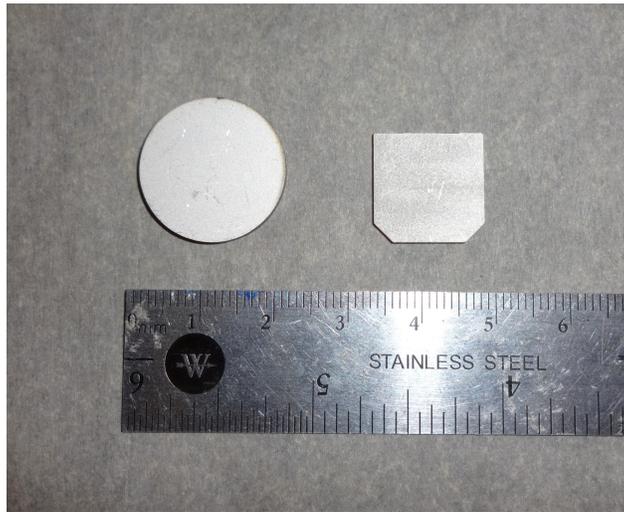


FIGURE 2 – Transducteurs P (gauche) et S (droite).

Deux transducteurs (un P et un S) sont installés sur chaque embout d'aluminium ; deux embouts (un receveur et un émetteur) sont disposés sur les faces planes de l'échantillon cylindrique (voir figure 3). Les surfaces de chaque embout sont préalablement aplanies par ponçage afin de réduire la dispersion de l'onde acoustique aux contacts transducteur-embout et embout-échantillon. Les transducteurs sont installés un par dessus l'autre afin de permettre des mesures successives des ondes P et S. Le transducteur S est placé directement contre l'embout car son signal est plus difficilement discernable que celui du transducteur P. Entre les deux transducteurs et sur le dessus du transducteur P sont placés deux minces feuilles de cuivre servant d'électrodes ; le tout est collé grâce à une colle époxy

conductrice riche en argent (CircuitWorks® CW2400). La feuille de cuivre du dessus agit donc comme électrode positive du transducteur P, celle du milieu agit à la fois comme son électrode négative et l'électrode positive du transducteur S et l'embout d'aluminium sert d'électrode négative au transducteur S.

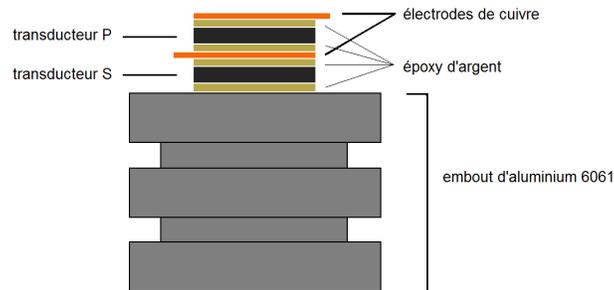


FIGURE 3 – Empilement de transducteurs servant aux mesures acoustiques.

Le dessus des transducteurs est couvert d'un mélange de résine de polyuréthane (Flexane® 80 Liquid) et de poudre de tungstène. Ce mélange agit comme zone tampon pour éviter que les ondes acoustiques produites sur la face extérieure des transducteurs ne soit réfléchies dans l'échantillon avec un déphasage temporel. Le tout est alors recouvert de résine de polyuréthane pour solidifier le tout et éviter le contact avec l'huile hydraulique (voir figure 4).



FIGURE 4 – Embouts prêts à être utilisés.

3.1.2 Système de pressurisation

La cellule de confinement (voir figures 5 et 6) est un cylindre d'acier comportant une cavité cylindrique de 10 cm de diamètre par 40 cm de long. L'échantillon est placé à l'intérieur et la cavité

est scellé par une seconde pièce d'acier ayant la forme d'une vis à travers laquelle cinq orifices permettent de faire passer les connections électriques, un thermocouple et le fluide saturant. La cavité est remplie d'huile hydraulique et reliée à une pompe Quizix Q5000 permettant de contrôler la pression dans la cellule via Labview. L'huile hydraulique produit donc une pression hydrostatique sur l'échantillon.

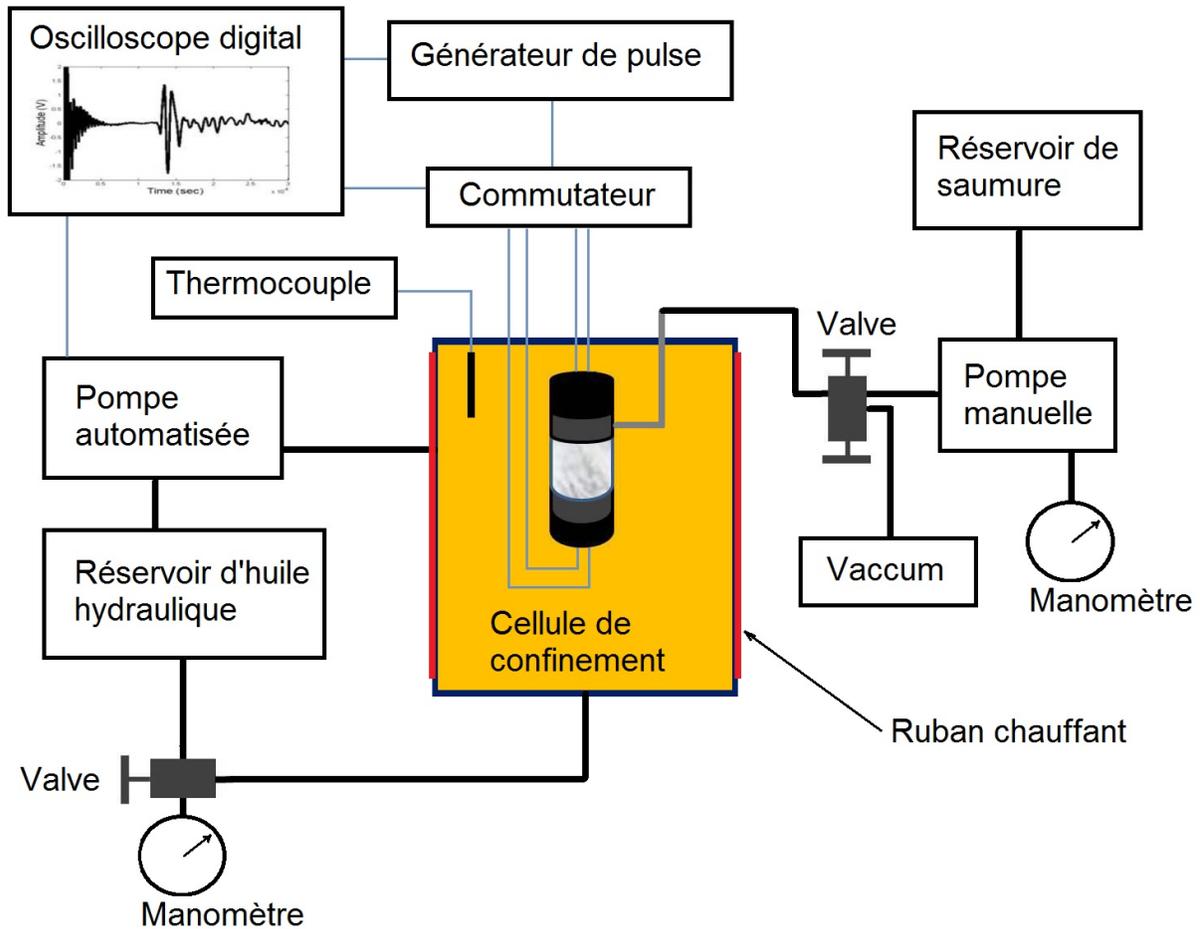


FIGURE 5 – Schéma du système de pression

Comme mentionné, un thermocouple placé dans l'huile hydraulique mesure la température dans la cellule de confinement. Autour de la cellule de confinement, un enroulement d'un matériau électriquement résistant permet de chauffer la cellule afin d'y augmenter la température. Le tout est encore une fois contrôlé par Labview. Un système semblable mais indépendant de Labview permet de refroidir la cellule. L'enroulement est constitué d'un tuyau dans lequel est passé un fluide réfrigérant (mélange d'eau et de glycol). Il est important toutefois de noter que la température lue par le thermocouple n'est pas forcément celle de l'échantillon. Le recouvrement de plastique sur l'échantillon agit comme un isolant. Un laps de temps est donc nécessaire avant que l'échantillon n'atteigne la température du fluide de confinement.

Le fluide saturant (saumure) atteint l'échantillon à travers un réseau de tuyauterie et une pompe manuelle. Le réservoir étant à pression atmosphérique, une série de valve permet de conserver la pression du fluide dans l'échantillon ainsi que d'y faire le vide initialement afin de favoriser la circulation du fluide dans l'échantillon et d'éviter d'injecter de l'air dans l'échantillon.

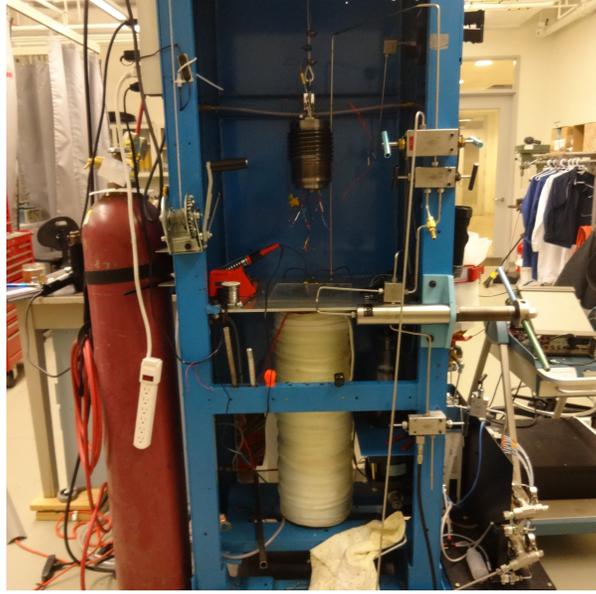


FIGURE 6 – Équipement de laboratoire utilisé.

3.2 Appareillage électrique

Les embouts d'aluminium sont utilisés comme électrodes d'injection de courant. Toutefois, la saumure utilisée comme solution conductrice cause la polarisation de ces électrodes. Cette polarisation augmente l'impédance complexe Z des électrodes selon la forme suivante (Ragheb et Geddes, 1991) :

$$Z = R_P + iC_P$$

$$R_P = A/\omega^\alpha \quad C_P = B/\omega^\beta \quad (33)$$

où A , B , α et β sont des paramètres propres au métal, à la solution saline et à la géométrie des électrodes et ω est la fréquence angulaire du courant. Considérant l'échantillon comme une résistance R_e , le système peut être simplifié comme un circuit RC. Si la tension est mesurée aux bornes des électrodes d'injection de courant, l'impédance mesurée U_T pour un courant $I(\omega)$ sera donc :

$$U_T = (R_e + R_P + \frac{1}{iC_P\omega})I(\omega) \quad (34)$$

Ne connaissant pas la valeur de C_P et sachant que R_P est négligeable, si le potentiel est mesuré aux électrodes de courant, il doit donc être mesuré à haute fréquence car lorsque $\omega \rightarrow \infty$

$$U_T \rightarrow R_e I \quad (35)$$

Des mesures ont été réalisées à pression atmosphérique sur un échantillon de céramique poreuse (voir section 4) saturé avec une solution de NaCl 20g/L afin de déterminer la fréquence à partir de laquelle l'approximation 35 est valable. Cette courbe est présentée à la figure 7 et la fréquence minimale se trouve autour de 10^4 Hz pour un système à deux électrodes (celui utilisé). Il est possible de réduire l'effet de polarisation en recouvrant les électrodes d'une couche d'un métal différent comme l'or ou le cuivre (Wang et collab., 2009). Toutefois, les délais du projet était trop court pour mettre cela en pratique. Un système à quatre électrodes de type Wenner a aussi été envisagé (voir annexe 7) cependant sa polarisation plus faible ne compense pas pour l'incertitude sur le facteur géométrique et la complexité technique additionnelle de la mise en application. Un tel montage ne permet cependant pas de mesurer des effets de polarisation provoquée puisque la fréquence utilisée est si élevée. Pour obtenir des mesures de résistivité complexe, des électrodes non polarisables, par exemple en Ag/AgCl, doivent être utilisées (Martinez et collab., 2012).

Le système électrique utilisé est présenté à la figure 8. Un générateur d'onde WavTek 178est utilisé pour produire un signal sinusoïdal d'une fréquence de 10^4 Hz. En utilisant un multimètre Keysight 34401A, le potentiel est mesuré aux bornes d'une résistance haute précision de $(350,00 \pm 0,01)\Omega$ afin de mesurer l'intensité du courant. La valeur de cette résistance est choisie afin d'être proche de celle des échantillons afin de réduire l'incertitude relative de l'instrumentation sur la valeur du potentiel mesuré. Le potentiel de l'échantillon est finalement mesuré à l'aide d'un second multimètre identique. L'amplitude du signal généré par la source est ajustée afin que le potentiel aux bornes de l'échantillon soit faible ($< 1V$) afin d'éviter des effets électro-chimique non désirables comme l'électrolyse de l'eau ou une oxydation accélérée (Ellis, 2008).

3.3 Procédure expérimentale

3.3.1 Mesures sèches

Les premières mesures effectuées sur les échantillons furent les mesures sèches (donc aucune conductivité). L'échantillon est d'abord introduit dans la cellule de confinement et le vide est fait dans l'échantillon ainsi que dans toute la tuyauterie servant au fluide de pore. La pompe à vide est laissée en marche jusqu'à ce qu'une pression minimale soit atteinte, correspondant souvent à l'incertitude sur le manomètre de la pompe. La pression atteinte peut être considérée comme le vide. La masse d'air et sa compressibilité est donc négligeable. La pompe est laissée en marche durant les mesures acoustique pour s'assurer que la pression ne change pas à cause de fuites d'air possibles.

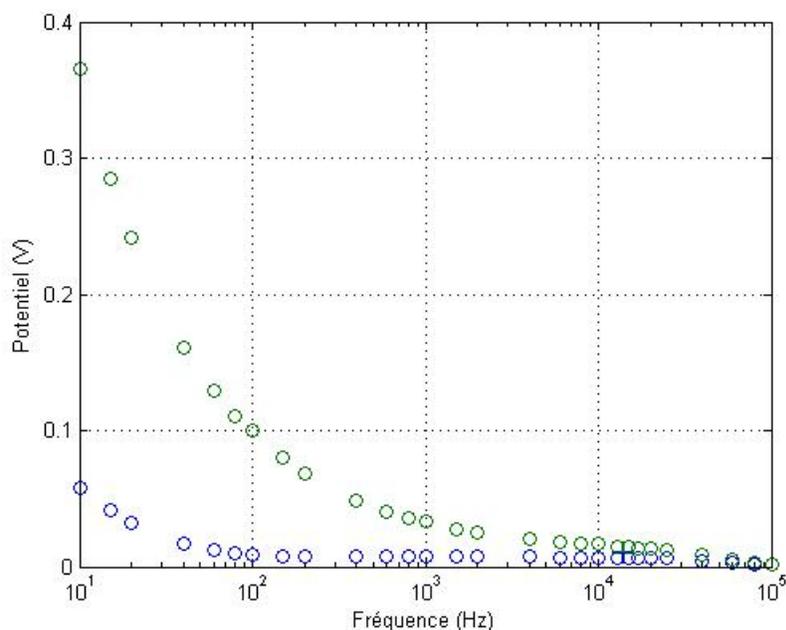


FIGURE 7 – Augmentation du potentiel mesuré due à la polarisation électrolytique pour un système à deux électrodes (vert) et pour un système à quatre électrodes (bleu). L'amplitude du courant est de 0,0005A

La pression de confinement est alors augmentée de 0 à 40 MPa par palier graduellement plus large. Les changements sont plus abruptes pour les basses pressions de confinement (0 à ~20 MPa), les paliers y sont plus fins; les changements sont moins abruptes pour les plus hautes pressions de confinement (~20 à 40 MPa), les paliers y sont donc plus grossiers. Une mesure est prise à chaque intervalle de pression. La température est ambiante, sa variation est trop faible pour un avoir un effet. Finalement, la cellule de confinement est dépressurisée jusqu'à 0 MPa par paliers plus grossiers (3 à 5 MPa) et une mesure est réalisée à chaque intervalle.

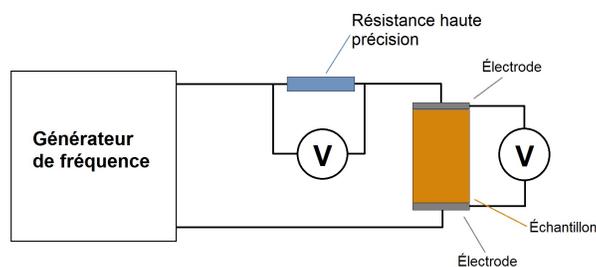


FIGURE 8 – Schéma du montage électrique

3.3.2 Mesures saturées en saumure

Une fois saturé en saumure, il est difficile de faire sécher l'échantillon sans créer des dépôts de sel dans l'échantillon. L'échantillon est donc en quelque sorte contaminé ; ces mesures ne peuvent donc être réalisées qu'après les mesures sèches. Pour éviter d'altérer quoi que ce soit, l'échantillon reste dans la cellule de confinement entre les mesures sèches et saturées.

Tout d'abord, la saumure est obtenue en mélangeant du NaCl pur à de l'eau déionisée dans un rapport de 20g/L. La conductivité de l'eau déionisée est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que celle de la saumure et peut être considérée comme infiniment résistante. Les quantités d'eau et de sel sont obtenues en les pesant sur une balance numérique afin d'obtenir la meilleure incertitude relative possible (incertitude de 0,01g sur 1000g d'eau et sur 20g de sel). La conductivité de la solution est obtenue à partir de tables (West, 1989) et vaut 30.2 mS/cm à 20°C.

Ensuite, la pression de confinement est amenée à 30 MPa. Ceci permet d'appliquer une pression au fluide de pore afin d'accélérer la saturation sans craindre d'éjecter les embouts d'aluminium du tube en plastique sous l'effet de la pression de pore. Le réservoir de saumure est connecté à la tuyauterie sous vide du fluide saturant (voir figure 5) et la pression de pore est maintenue élevée jusqu'à ce qu'elle soit stable (saturation). Ce processus peut prendre plusieurs heures selon la perméabilité de l'échantillon.

Une fois l'échantillon saturé, la pression de confinement est gardée à 30 MPa et la pression de pore est augmentée de 0 MPa jusqu'à la pression de confinement moins un ; la pression différentielle varie donc de la pression de confinement jusqu'à 1 MPa. L'incrémentations des mesures est plus fine aux basses pression différentielle où les changements sont plus drastiques. Comme pour les mesures sèches, la courbe de dépressurisation (baisse de la pression de pore) est aussi mesurée avec une incrémentation plus grossière. Les mesures sont répétées pour des pressions de confinement de 10~MPa et de 20~MPa. Contrairement aux mesures sèches, la résistivité de l'échantillon est mesurée en des ondes acoustiques et donc de leur temps de propagation.

Initialement, près d'une heure était laissée à l'échantillon afin de lui permettre de s'équilibrer après chaque changement de pression de pore. Cependant, il a vite été constaté qu'il fallait à peine quelques minutes à l'échantillon afin d'atteindre l'équilibre. Le temps d'attente a donc été réduit à une dizaine de minutes. Cette rapidité est principalement due à la très forte perméabilité des deux échantillons (céramique et grès) qui facilite le mouvement de la saumure dans les zones de surpression vers les zones de dépression. Un temps plus long serait nécessaire pour une roche moins perméable, plus rigide et pour de plus grands écarts de pression.

3.4 Procédure de traitement des données

3.4.1 Analyse des vitesses et erreur sur la mesure

Avant de pouvoir déterminer la vitesse d'onde dans l'échantillon, il est nécessaire de connaître le temps de parcours dans les embouts d'aluminium. La relation est très élémentaire :

$$t_T = t_R + t_0 \quad (36)$$

$$v_R = \frac{L}{t_R} = \frac{l_R}{t_T - t_0} \quad (37)$$

où l'échantillon est de longueur L , t_T correspond au temps total parcouru (la mesure), t_0 correspond au temps de parcours dans les embouts et t_R est le temps de parcours dans l'échantillon. L'équation 36 est représentée graphiquement à la figure 9. Le temps de parcours dans les embouts est obtenu lors de leur calibration (voir l'annexe A). Une fois t_R connu, la vitesse est simplement obtenu en divisant la longueur de l'échantillon par ce temps.

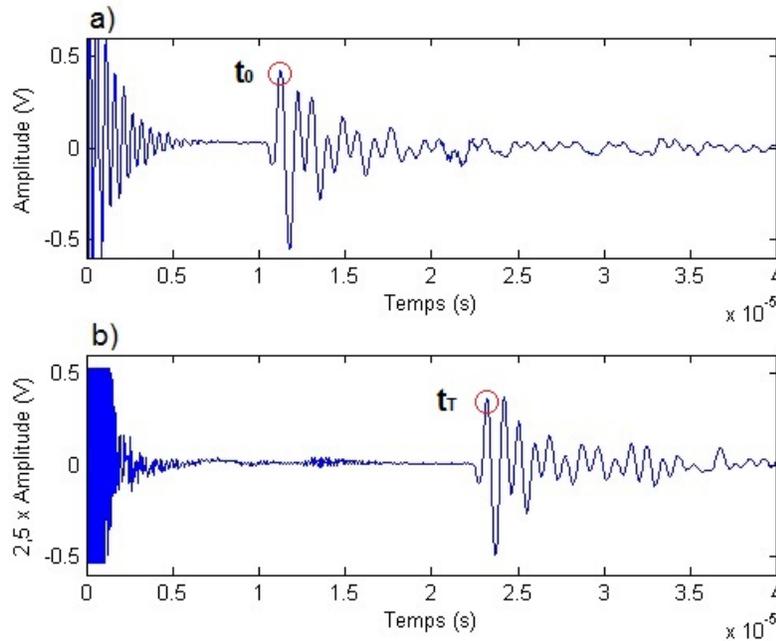


FIGURE 9 – Onde P sous une pression de confinement de 40 MPa à travers les embouts (a) et à travers la céramique sèche (b). Le cercle rouge montre le temps d'arrivé choisi correspondant au premier pic important du signal.

Si on considère que la forme de l'impulsion ne subit pas de changement lorsqu'elle traverse l'échantillon, on peut choisir n'importe quel pic de l'impulsion pour déterminer le temps d'arrivé total à condition de choisir le même pic lors de la calibration afin que l'équation 36 reste valable. Cette supposition n'est évidemment pas vraie comme on peut le constater à la figure 10 puisque le contenu

en fréquence n'est pas le même pour l'impulsion sans échantillon et avec échantillon, mais l'erreur sur le positionnement du pic est faible comparativement aux autres incertitudes. Le pic ayant l'arrivée la plus rapide est choisi comme à la figure 9, car c'est l'onde la plus directe. Les pics suivants sont plus à risque d'être altérés par des réflexions dues au couplage embout-échantillon.

Trois valeurs sont mesurées dans l'équation 37 et donc trois erreurs de mesure en découlent. L'erreur absolue sur la longueur est présentée au tableau 3 et correspond à une incertitude relative respective de 0,02% et 0,04% pour la céramique et le grès de Berea. À cette erreur s'ajoute la compaction ΔL de l'échantillon due au changement de pression ΔP . L'échantillon étant plus court sous l'effet de la pression, la vitesse apparaîtra plus rapide qu'elle ne l'est vraiment. Si on considère que la longueur de l'échantillon varie élastiquement et linéairement sous la pression, la compaction peut-être obtenue à partir du module de Young E :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta P}{E} \quad (38)$$

Cette supposition est vraie pour la céramique, mais peut-être un peu moins dans le cas du grès. Le module de Young est obtenu à partir des vitesses sismiques mesurées (voir section 5 et 6) et des relations du tableau 1. Considérant un écart de pression maximal de 40~MPa, l'échantillon subit une compaction d'environ 0,1% à 0,2%. La valeur de 0,2% sera utilisée uniformément pour simplifier les calculs d'erreur.

L'erreur sur le temps correspond à la définition du pic de l'impulsion acoustique ce qui dépend principalement de la qualité du signal (voir figure 11). Pour les signaux à forte pression différentielle où la qualité est excellente, l'incertitude correspond au taux d'échantillonnage de 10^{-8} s. Pour les signaux de mauvaise qualité, l'erreur va jusqu'à 2×10^{-7} s à cause de la mauvaise définition du pic.

3.4.2 Analyse de l'atténuation

L'atténuation est mesurée à partir de l'amplitude du signal acoustique reçu. L'amplitude utilisée est celle obtenue à partir de la transformée de Fourier discrète de l'impulsion reçue. La raison pour ce changement dans le domaine des fréquences est de s'assurer que l'amplitude du bruit à haute fréquence est négligeable devant l'amplitude de la pulsation (~ 0 à 2 MHz, voir figure 10). Dans tous les cas, le bruit est négligeable. L'aire sous la courbe du signal dans le temps aurait pu être utilisée pour des résultats presque identiques. La fenêtre de la transformée de Fourier est déterminée arbitrairement afin de contenir l'impulsion principale (voir figure 12) et le moins de bruit possible. Le bruit plus important après le signal correspond essentiellement à des arrivées plus tardives de réflexions ayant parcourues des trajets moins directs ; ils viennent donc fausser la valeur de l'atténuation de par leur valeur x plus importantes dans l'équation 42. La fenêtre est la même pour toute une série de mesures.

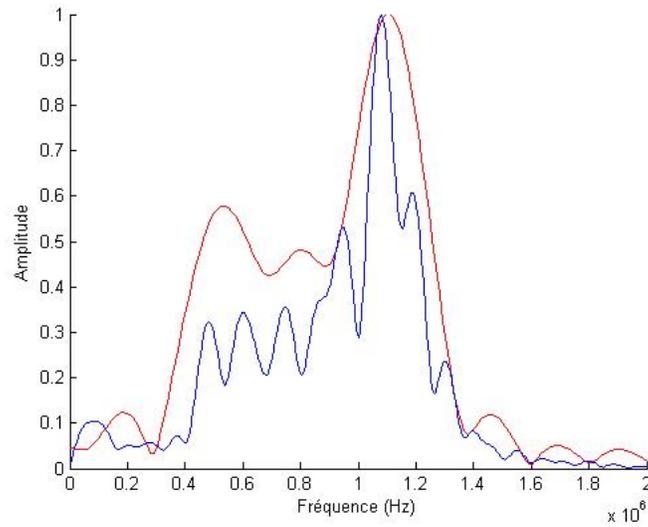


FIGURE 10 – Contenu en fréquence de l’onde P sous une pression de confinement de 40 MPa à travers les embouts (rouge), à travers les embouts et le grès de Berea (bleu).

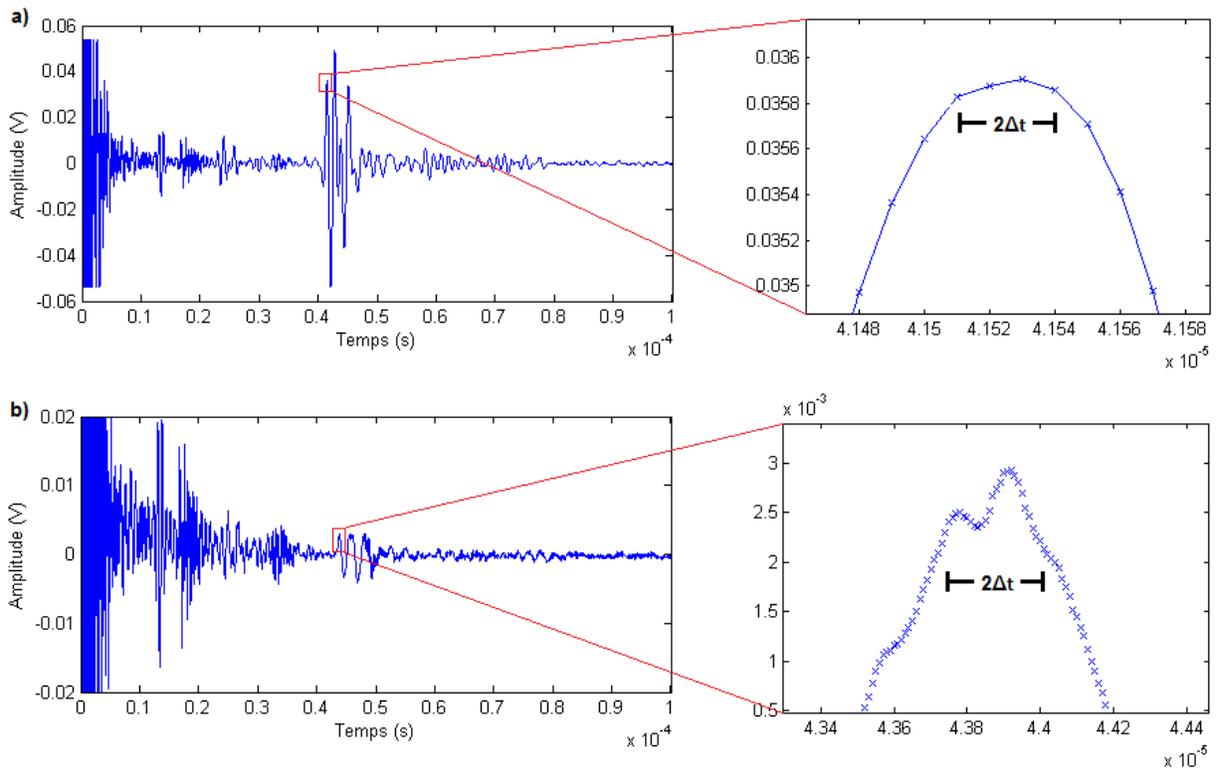


FIGURE 11 – a) Signal propre mesuré dans le grès de Berea saturé sous une pression différentielle de 28 MPa. L’erreur sur le temps (Δt) est près de celle d’échantillonnage (x). b) Signal bruité mesuré dans le grès de Berea saturé sous une pression différentielle de 6 MPa. L’erreur sur le temps (Δt) est bien supérieure à celle d’échantillonnage (x).

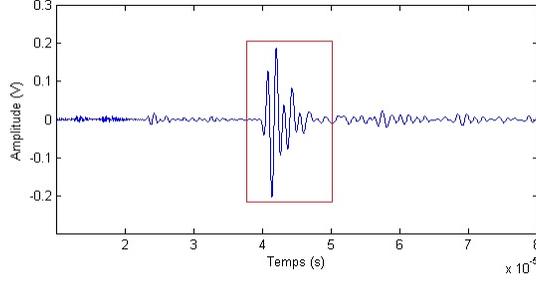


FIGURE 12 – Signal de l’onde S dans le grès de Berea sous une pression de confinement de 33 MPa. La boîte rouge représente la fenêtre utilisée pour la transformée de Fourier.

L’amplitude d’une onde en fonction du temps et de l’espace est décrit par :

$$A(x, t) = A_0 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)} \quad (39)$$

Le terme strictement lié à l’atténuation est donc :

$$A(x, t) = A_0 e^{-\alpha x} \quad (40)$$

Pour mesurer l’atténuation absolue dans l’échantillon, l’amplitude initiale doit être connue ce qui n’est pas le cas dans cette étude. Néanmoins, puisque la géométrie du montage ne change pas d’une mesure à l’autre, les mesures peuvent être comparées les unes aux autres sans se soucier de l’amplitude initiale (équation 42).

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{A_0 e^{-\alpha_1 x}}{A_0 e^{-\alpha_2 x}} \quad (41)$$

$$\ln\left(\frac{A_1}{A_2}\right) \frac{1}{x} = \alpha_2 - \alpha_1 \quad (42)$$

La valeur absolue de l’atténuation n’est donc pas vraie, mais la différence entre deux valeurs (la dérivée) est vraie. Toutefois, il est sous-entendu dans l’équation précédente que l’amplitude initiale est indépendante de la pression ce qui est faux (voir Annexe A). Une première approche fut d’utiliser l’amplitude transmise lors de la calibration comme amplitude initiale, mais il a été constaté qu’effectuer cette correction a un effet négligeable sur les mesures en général. De plus, le couplage embout-échantillon n’est pas le même que le couplage embout-embout, utiliser l’amplitude des calibrations comme amplitude initiale est donc en elle-même une approximation. Il a donc été décidé de ne faire aucune correction sur les mesures. Habituellement, l’énergie initiale est mesurée dans une barre d’aluminium parfaitement élastique.

Les fréquences n’ont pas été traitées individuellement dans l’analyse de l’atténuation. Premièrement, les transducteurs émettent sur une plage de fréquence assez restreinte allant de 0,3 à 1,4 MHz (figure 10) consistant essentiellement de la fréquence de résonance autour de 1,1 MHz et d’une harmonique autour de 0,55MHz. Le reste du signal est donc essentiellement du bruit, il y a donc

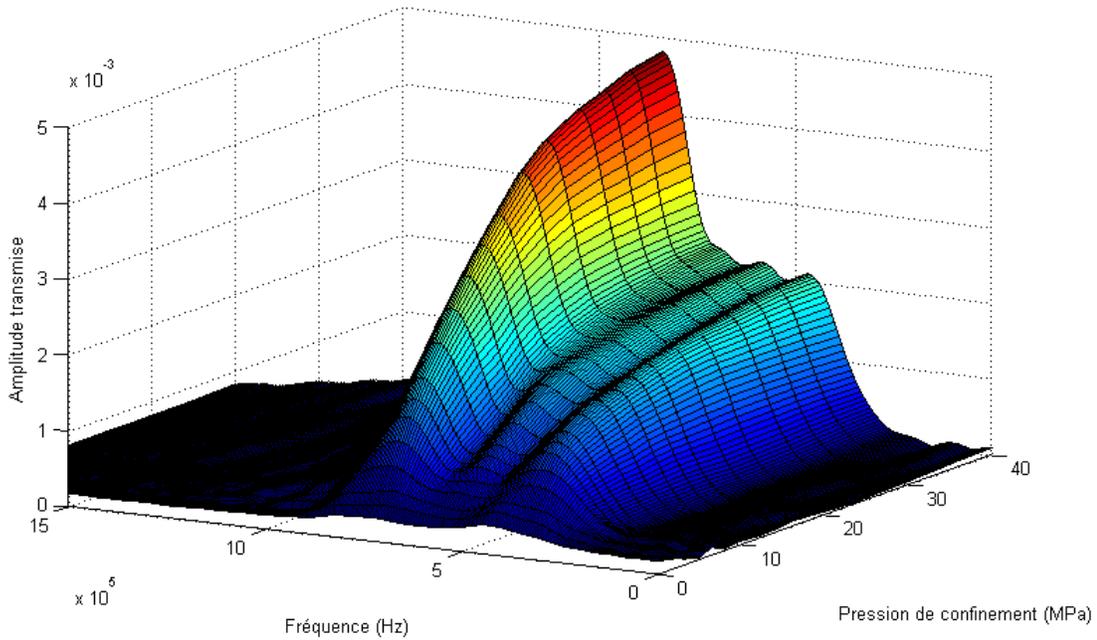


FIGURE 13 – Amplitude transmise dans le grès de Berea sec.

peu d'information à tirer d'une analyse en fréquence. Deuxièmement, les résultats ne semblent pas montrer de lien significatif entre les effets de la pression sur l'atténuation et la fréquence (voir figure 13) outre l'augmentation de l'atténuation avec la fréquence. L'atténuation de la fréquence principale (1,1 MHz) a été comparée à l'atténuation de l'intégrale du spectre pour quelques séries de mesures et aucune différence majeure n'est observée. Ne garder que la fréquence principale (donc une fréquence fixe) est un peu plus susceptible à l'erreur car elle varie légèrement avec la pression. Les amplitudes sont donc sommées sur le spectre des fréquences pour obtenir l'énergie totale transmise indépendamment de la fréquence.

3.4.3 Analyse et erreur des mesures électriques

Grâce à la configuration cylindrique des électrodes et de l'échantillon, la résistivité ρ est simplement obtenue à partir de l'équation suivante :

$$\rho = gR \quad (43)$$

$$g = A/L \quad R = V/I \quad (44)$$

où le facteur géométrique g est obtenue à partir de l'aire A des faces planes de l'échantillon et de sa longueur L . La résistance de l'échantillon est simplement obtenue grâce au potentiel V aux bornes de l'échantillon et au courant I dans le circuit (voir sous-section 3.2). Les mesures de l, A, V et I entraînent des erreurs.

L'erreur relative sur L est traitée à la sous-section 3.4.1. L'erreur relative sur l'aire correspond au double de l'erreur relative sur le diamètre puisque l'aire est proportionnelle au carré du rayon (voir tableau 3). L'erreur relative sur l'aire vaut donc 0,04% et 0,1% pour la céramique et le grès respectivement.

L'erreur de mesure sur le multimètre est de 0,06% selon le fabricant. Toutefois, la fluctuation des mesures était plus importante que cette valeur. L'erreur a donc été estimée à 1% à partir de l'amplitude de la fluctuation des pires mesures (basse pression différentielle). Cette incertitude est donc très conservatrice pour les mesures à haute pression différentielle où les mesures sont très stables.

À partir de la résistivité, il est possible de déterminer le facteur de formation d'Archie à partir de la relation 20. En plus de l'incertitude relative de 1% sur la porosité (tableau 3), l'erreur provient principalement de la conductivité de la solution. L'erreur sur la salinité correspond à la précision de la balance utilisée lors de la pèse du sel soit 0,1%, l'erreur sur la masse d'eau est encore plus petite et négligeable. Une incertitude supplémentaire provient de la température de la solution, qui n'est pas connue avec précision. Le thermomètre dans la cellule de confinement mesure la température de l'huile hydraulique. Cependant, le tube de plastique séparant l'huile de l'échantillon agit légèrement comme un isolant. Il peut donc y avoir une légère différence entre la température de l'huile et de la saumure. Par exemple, il est possible que la température de la solution augmente lors d'une augmentation de la pression interstitielle. Toutefois, comme le montre les résultats électriques sur la céramique poreuse, cet effet semble négligeable et l'on considère avoir laissé assez de temps à la cellule de confinement pour que la température à l'intérieur s'équilibre avec l'extérieur. Cette incertitude n'est pas prise en compte dans les barres d'erreur car elle est difficilement mesurable.

4 Caractérisation des échantillons

4.1 Les échantillons

Dans cette étude, deux échantillons ont été utilisés : un échantillon synthétique et une roche naturelle. L'échantillon synthétique est une céramique poreuse commerciale manufacturée par Soilmoisture Equipment Corporation. Il est composé de grains fins d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3). Il est extrêmement poreux et ses pores sont interconnectés lui conférant ainsi une grande perméabilité. À l'oeil nu, les grains ne sont pas visibles et l'échantillon est de couleur blanche homogène.

L'échantillon naturel est un grès poreux provenant de la formation de Berea en Ohio. Le grès de Berea est principalement composé d'une matrice de grains de quartz cimentée par une faible quantité d'argile. C'est un grès qui a été amplement étudié dans les études pétrophysiques et ses propriétés sont bien connues (Christensen et Wang, 1985; Daily et Lin, 1985; Shankland et collab., 1993; Prasad et Manghnani, 1997; Zhan et collab., 2010; Revil, 2013). Il apparaît comme un grès brun-gris homogène aux grains de la taille du sable et aucune stratification n'est observable (voir figure 14).



FIGURE 14 – Échantillons utilisés : Grès de Berea (gauche), céramique poreuse (milieu) et grès de Fontainebleau (droite)

4.2 Densité et porosité

Un pycnomètre à l'hélium (Quantachrome Intrusments MVP- D160-E) a été utilisé afin de mesurer le volume des grains ; c'est-à-dire le volume de la matrice rocheuse (le squelette de l'échantillon). Le fonctionnement de l'instrument repose sur la loi de Boyle :

$$P_1V_1 = P_2V_2 \quad (45)$$

Échantillon	Céramique	Grès de Berea
Longueur (<i>cm</i>)	$5,095 \pm 0,001$	$4,685 \pm 0,002$
Diamètre (<i>cm</i>)	$2,538 \pm 0,001$	$2,534 \pm 0,003$
Masse (<i>g</i>)	$47,78 \pm 0,01$	$51,03 \pm 0,01$
Volume d'enveloppe (cm^3)	$25,78 \pm 0,03$	$23,63 \pm 0,07$
Masse volumique (g/cm^3)	$1,870 \pm 0,003$	$2,16 \pm 0,01$
Volume de la matrice (cm^3)	$12,63 \pm 0,05$	$19,23 \pm 0,05$
Densité de la matrice (g/cm^3)	$3,77 \pm 0,02$	$2,65 \pm 0,01$
Porosité (%)	$51,0 \pm 0,3$	$18,6 \pm 0,2$

TABLE 3 – Propriétés mesurées des échantillons

Premièrement, l'ensemble des sections de l'appareil sont mises sous vide. Un gaz parfait (l'hélium) est introduit dans une première chambre ayant un volume V_1 connu et la pression P_1 est mesurée. Une valve est alors ouverte et l'hélium contenu dans la première chambre remplit la seconde chambre ayant un volume V_R mesuré lors de la calibration. C'est dans cette seconde chambre que l'échantillon avait préalablement été placé. Le volume de cette chambre est donc égal à $V_R - V_g$ où V_g est le volume de la matrice de l'échantillon. L'équation 45 devient donc :

$$P_1 V_1 = P_2 (V_1 + V_R - V_g) \quad (46)$$

La pression du système est à nouveau mesurée et cette fois P_2 est obtenue. On peut donc déterminer V_g , les valeurs mesurées sont présentées au tableau 3. La densité de grain ρ_g qui correspond à

$$\rho_g = \frac{m}{V_g} \quad (47)$$

où m est la masse de l'échantillon sec est donc aisément calculable.

L'enveloppe de l'échantillon est mesurée à l'aide d'un vernier d'une précision de $10^{-5}m$. À partir du volume d'enveloppe de l'échantillon, c'est-à-dire du volume cylindrique, on peut déterminer la masse volumique et la porosité. La masse volumique ρ n'est évidemment que :

$$\rho = \frac{m}{V_e} \quad (48)$$

alors que la porosité est déterminée comme suit :

$$\theta = 1 - \frac{V_g}{V_e} \quad (49)$$

4.3 Taille et distribution des pores

Afin de déterminer la taille des pores d'un échantillon, un porosimètre au mercure est habituellement utilisé. Cependant, à cause de problèmes techniques, le porosimètre au mercure du laboratoire (Autopore VI 9500 de Micrometrics) n'a pu être utilisé. Les données présentées dans cette section proviennent de Yam (2011) qui réalisa les mesures en question sur des échantillons similaires. L'échantillon de grès de Berea présenté ici a été prélevé à quelques centimètres de l'échantillon utilisé par Yam (2011), leurs propriétés sont donc quasi identiques.

Le porosimètre au mercure se base sur la haute tension de surface du mercure ; il ne mouille donc pas les échantillons poreux. Une pression est nécessaire pour faire pénétrer le mercure dans les pores. Plus la taille du pore est faible, plus la pression exercée doit être importante. La taille des pores D_{pore} peut donc être déterminée à partir de la pression P du mercure selon l'équation de Washburn :

$$D_{pore} = -\frac{4\gamma\cos\theta}{P} \quad (50)$$

où γ est la tension de surface du mercure ($0,485Nm^{-1}$) et θ l'angle de contact du mercure (environ 140°). En fait, il est plus précis de dire que c'est la grosseur de l'entrée des pores qui est mesurée plutôt que la taille des pores puisque le mercure pénétrera un pore par son entrée la plus grosse.

Le porosimètre mesure le volume cumulatif de mercure injecté dans l'échantillon au fur et à mesure que la pression augmente. La dérivée du volume cumulatif de mercure donne donc l'augmentation de volume par incrément de pression. On obtient donc des graphiques cumulatifs et incrémentaux du volume en fonction de la pression (voir figure 15a et 16a). Les axes de pression sont convertis en taille des pores grâce à l'équation 50 (voir figure 15b et 16b). Ces graphiques fournissent donc la contribution à la porosité des différentes tailles de pores.

On retrouve un pic principal d'intrusion de mercure sur les courbes de la céramique et du grès ce qui signifie qu'ils possèdent tous deux une grosseur principale de pore de $2\mu m$ et $11\mu m$ respectivement. Dans le cas de la céramique, ce pic est unique et la taille des pores est donc très uniforme. Cependant, le grès de Berea possède une quantité non négligeable de pores de plus petite taille. Ces micropores s'ouvrent et se ferment plus facilement laissant présager des effets non linéaires de la pression sur les propriétés physiques du grès.

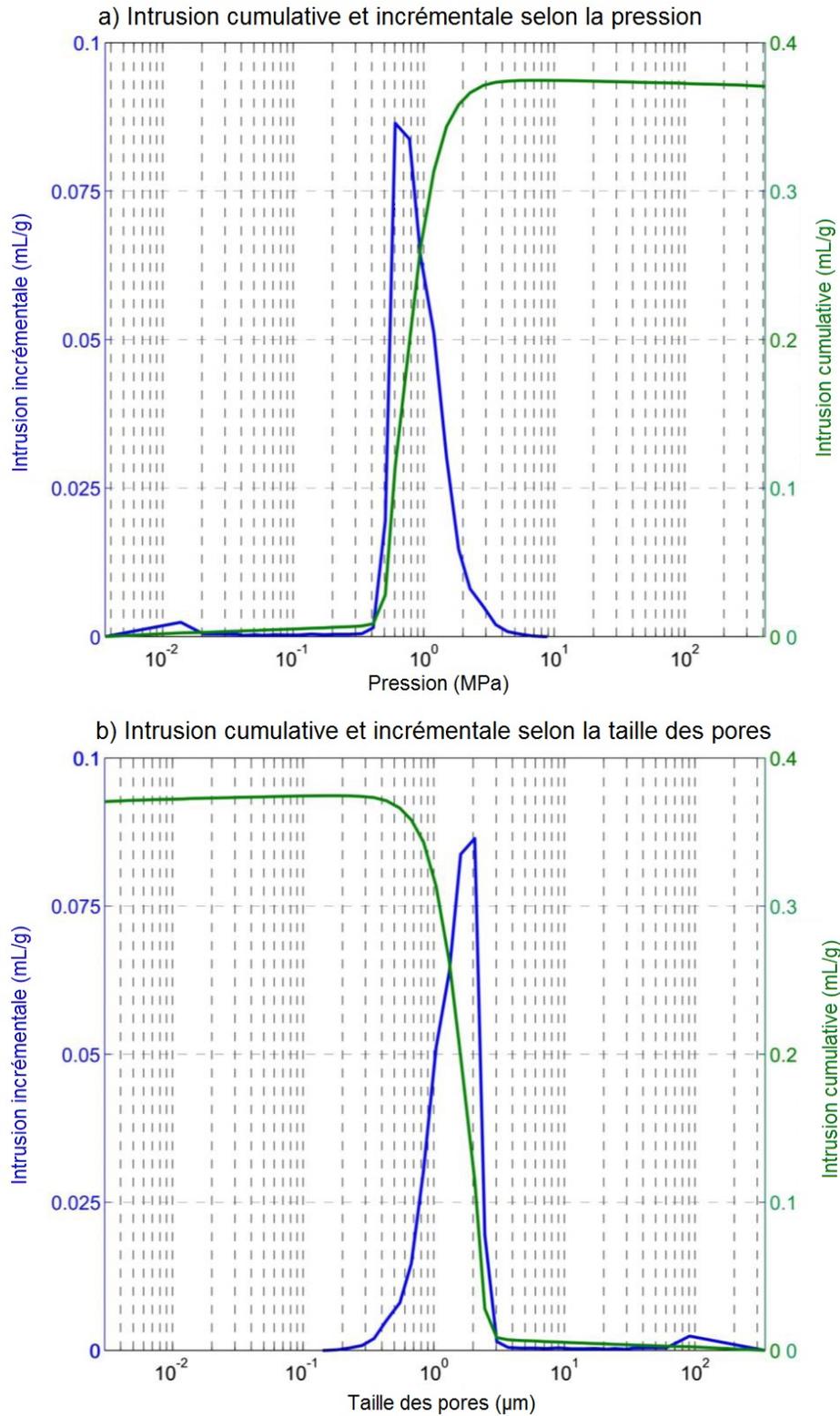


FIGURE 15 – Intrusion cumulative et incrémentale de mercure dans la céramique poreuse selon la pression (a) et la taille des pores (b). Traduit de Yam (2011).

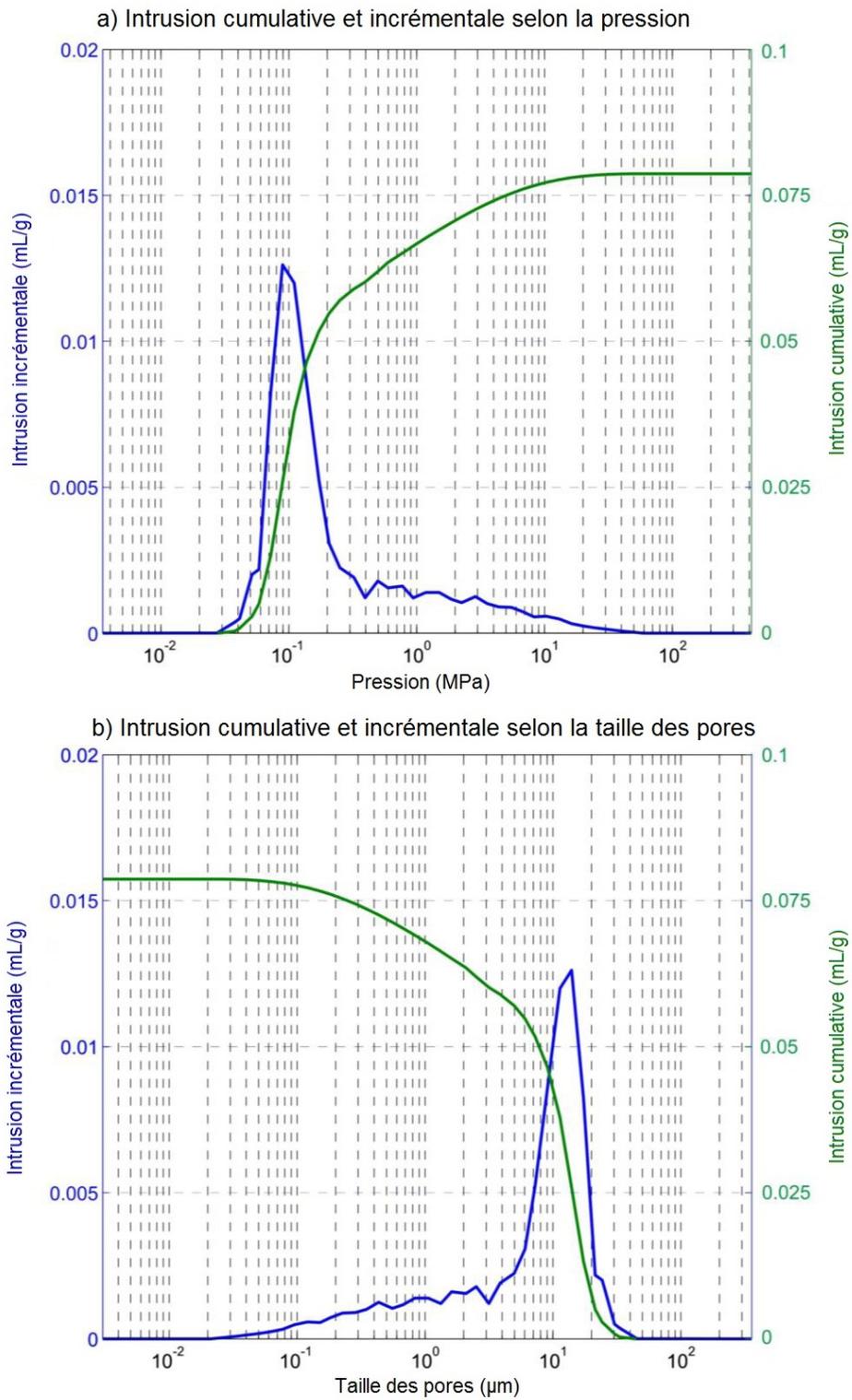


FIGURE 16 – Intrusion cumulative et incrémentale de mercure dans le grès de Berea selon la pression (a) et la taille des pores (b). Traduit de Yam (2011).

5 Résultats : céramique poreuse

5.1 Sans fluide saturant

À partir de la procédure expérimentale décrite à la section 3.3, la forme et le temps de parcours des ondes P et S se propageant dans la céramique poreuse sous vide (aucune pression de pore) ont été mesurés pour différentes pressions de confinement allant de 4 à 40 MPa. Pour des pressions inférieures à 4 MPa l'atténuation des ondes était trop importante. L'échantillon étant sec, le cycle de compression signifie une augmentation de la pression de confinement alors que le cycle de décompression correspond à une diminution de la pression de confinement.

5.1.1 Vitesses

Les changements de vitesses des ondes P et S en fonction de la pression de confinement sont présentés à la figure 17. Sans trop de surprise, une augmentation de la vitesse en fonction de la pression de confinement est observée. Deux phénomènes importants peuvent être observés.

Premièrement, on observe une augmentation très rapide de la vitesse jusqu'à environ 15 MPa (environ 2,5% de changement) lors du cycle de compression suivie d'une augmentation plus faible et linéaire de 15 à 40 MPa (moins de 1%). Ces deux régimes de changement différents sont interprétés comme l'action de la pression sur les pores ayant des dimensions différentes. L'augmentation rapide de la vitesse dans les basses pressions correspond à la fermeture de pores de faibles dimensions. L'augmentation faible et graduelle dans les plus hautes pressions correspond à l'inverse au faible effet de la pression sur les pores très uniformes de plus grande dimension comme observé par Yam (2011) sur des céramiques similaires. Le caractère exponentiel de la courbe de vitesse a d'ailleurs une amplitude beaucoup plus faible que celui du grès de Berea présenté plus loin. Ceci concorde aux observations faites sur la taille des pores.

Deuxièmement, on observe une importante hystérésis entre le cycle de compression et le cycle de décompression. Elle est attribuée à la fermeture de pores lors de la compression qui ne se réouvrent pas pour la même pression lors de la décompression. Ceci peut-être dû aux forces de friction interne qui agissent différemment lors de la compression et de la décompression. Ce n'est cependant qu'une hypothèse, une étude plus exhaustive du phénomène serait nécessaire pour en tirer des conclusions. La vitesse ne dépend donc pas seulement de la pression de confinement, mais aussi de l'état interne des pores.

On remarque que lors de la décompression, les vitesses restent élevées près du plateau atteint lors de la compression. S'il n'est pas possible de revenir à l'état initial pour une pression nulle, ces changements sont donc permanents. On peut donc prévoir très peu de changements lors de la

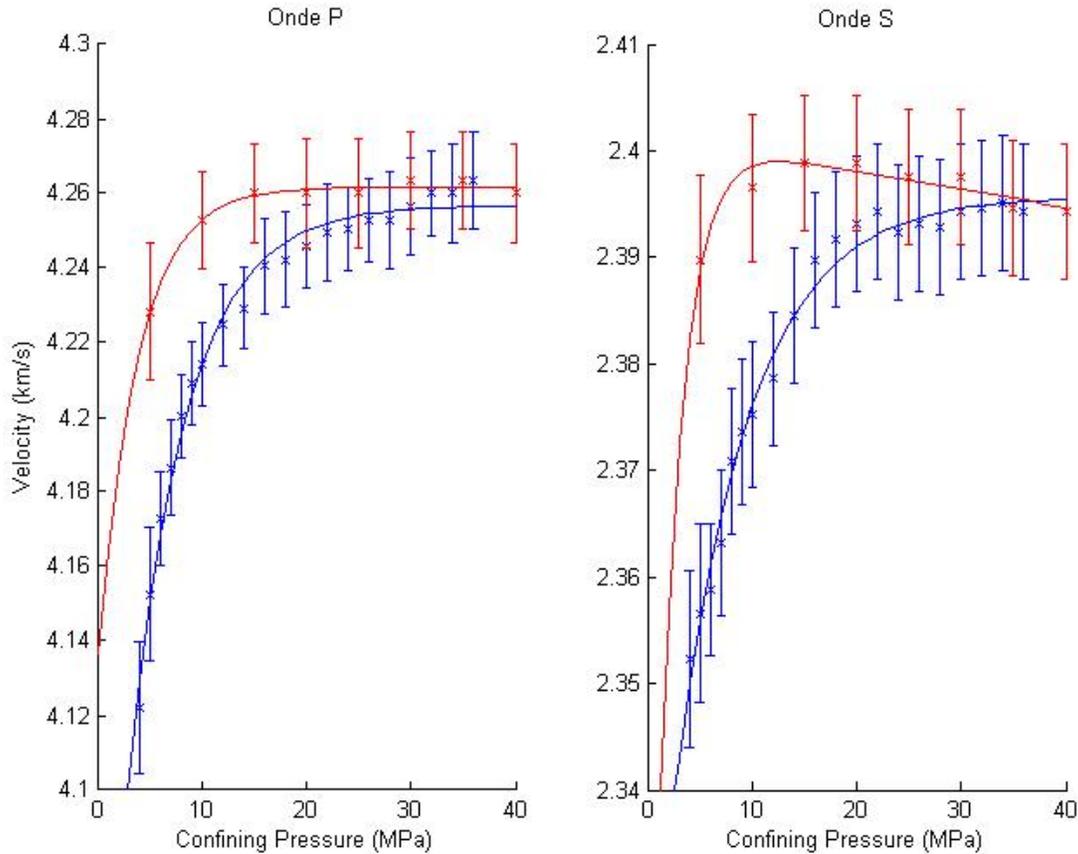


FIGURE 17 – Vitesse des ondes P et S dans la céramique sèche. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

prochaine série de mesure (céramique saturée en saumure). Seule la partie linéaire ayant une très faible pente risque d’être observée lors des séries de mesures suivantes.

Finalement, on observe une très légère augmentation de la vitesse des ondes S lors de la décompression. Cet effet est attribué à une surcorrection pour le temps de parcours dans les embouts d’aluminium. Le temps de parcours mesuré dans les embouts lors de la calibration varie légèrement avec la pression vraisemblablement à cause du contact entre les embouts (voir annexe A). Cet effet est donc aussi pris en compte lors du calcul de vitesse dans l’échantillon puisque le temps de la calibration est soustrait au temps de parcours dans l’échantillon. Cependant, le contact n’est pas le même ce qui entraîne une erreur qui n’est pas prise en compte dans les barres d’incertitude. Cette explication semble la plus vraisemblable puisqu’on ne retrouve cet effet dans aucune des autres courbes et que cette augmentation de vitesse lors de la décompression n’est pas physiquement explicable. L’effet de quelques mètres par seconde n’est de toute manière pas significatif.

5.1.2 Atténuation

L'atténuation des ondes P et S dans la céramique sèche en fonction de la pression de confinement est présentée à la figure 18.

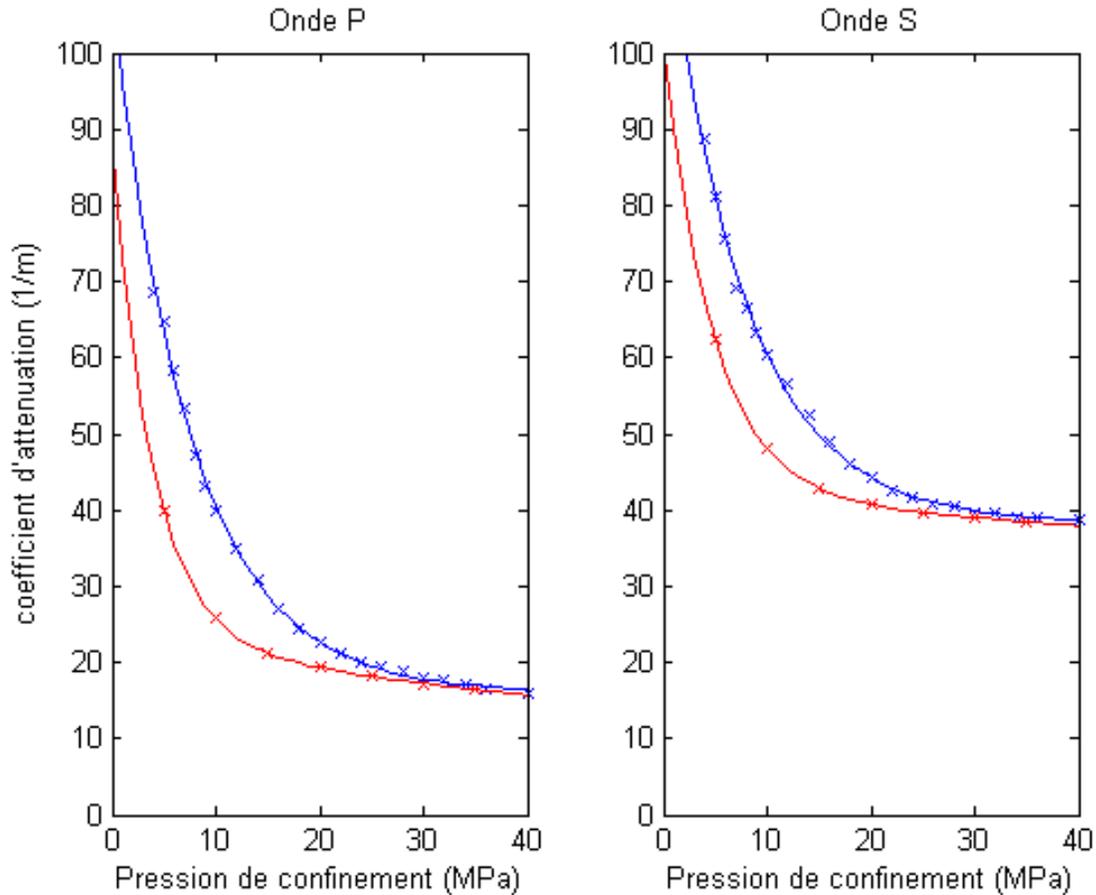


FIGURE 18 – Atténuation des ondes P et S dans la céramique sèche. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

La roche étant sèche, ce sont les forces de friction interne et les pores qui sont principalement responsables de l'atténuation. Comme précédemment, on peut observer deux régimes distincts d'atténuation ; le plus important jusqu'à environ 20 MPa et le second entre 20 et 40 MPa. L'hystérésis est aussi observable et agit dans le même sens que pour le graphique 17 des vitesses. De plus, l'atténuation varie également pour les ondes P et pour les ondes S. Il ne semble donc pas y avoir d'orientation privilégiée des microfissures réagissant sous l'effet de la pression. Ceci concorde avec l'homogénéité de l'échantillon et sa fabrication synthétique. Comme pour la vitesse, ces déformations semblent en partie permanentes. On observe donc une excellente correspondance entre le graphique 18 d'atténuation et le graphique 17 des vitesses.

5.2 Échantillon saturé en saumure

La céramique poreuse a été dans un premier temps saturée avec une solution de NaCl de 20g/L. Elle a par la suite été portée à trois pressions de confinement différentes soit 10, 20 et 30 MPa. Pour chaque pression de confinement, la pression interstitielle a été augmenté de 0 MPa jusqu'à la pression de confinement. Les mesures électriques et acoustiques réalisées selon la procédure expérimentale sont présentées dans cette section. L'échantillon étant saturé, le cycle de compression correspond à une diminution de la pression interstitielle (augmentation de la pression différentielle) et le cycle de décompression correspond à une augmentation de la pression interstitielle (diminution de la pression différentielle).

5.2.1 Vitesses

Les vitesses acoustiques obtenues pour les différentes pressions interstitielles sont présentées à la figure 19 en fonction de la pression différentielle.

On constate premièrement que les courbes ne présentent plus du tout un caractère exponentiel. La pression varie maintenant linéairement et très faiblement avec la pression interstitielle. Entre 0 et 30 MPa, la vitesse des ondes P augmente d'environ 0,5 %. Ces changements linéaires sont attribués à la déformation élastique des pores principales et des grains d'oxyde d'aluminium d'où sa pente très faible. L'échantillon a donc effectivement subit une déformation permanente lors de la série de mesures sèches puisqu'on ne revient pas à l'état initial pour de faibles pression différentielles. On observe aussi à la figure 17 qu'il semble y avoir une surcorrection pour la vitesse de l'onde S ce qui donne aux mesures une légère courbure d'orientation contraire aux effets "habituels" de la pression. On devine que cette surcorrection est observable parce que, comme l'onde P, l'onde S varie très peu avec la pression.

On observe une diminution de la vitesse d'environ 6% par rapport à la vitesse de l'échantillon sec (4,26 km/s à 4 km/s). Cette diminution est attribuable à l'augmentation de la masse volumique et du module de compressibilité entraînée par la présence de la saumure (voir équation 12 et 13). Avec une porosité de 51%, l'effet sur la masse volumique est dominant d'où la diminution de vitesse. À partir des vitesses dans la céramique sèche et des propriétés de la saumure, les vitesses dans la céramique saturée ont été modélisées à partir du modèle de Gassmann et sont présentées en pointillé. Le modèle de Gassmann sous-estime la vitesse de l'onde P d'environ 1,3% alors que la vitesse de l'onde S est sur-estimée d'environ 5%.

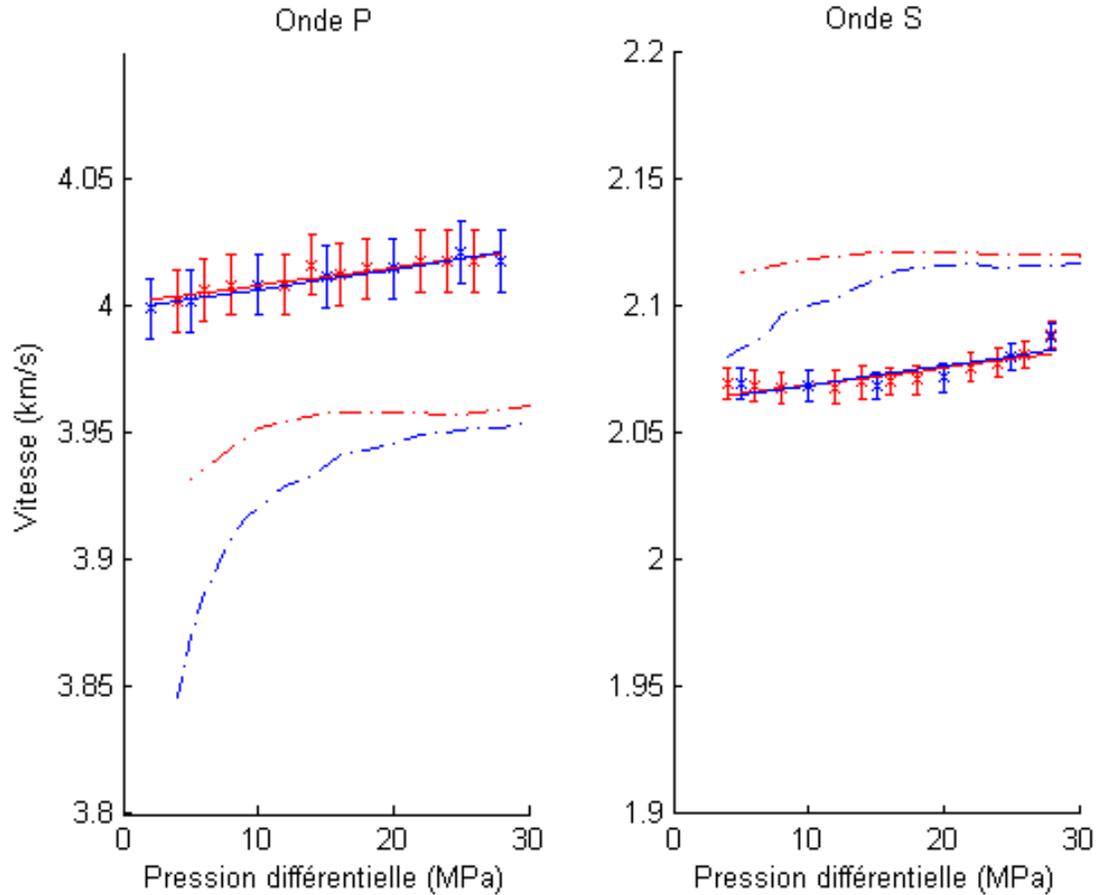


FIGURE 19 – Vitesse des ondes P et S (x) dans la céramique saturée sous une pression de confinement de 30MPa, modèle de Gassmann appliqué aux mesures de la section 5.1.1 (pointillé) et les courbes (lignes pleines) correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

5.2.2 Atténuation

L'atténuation des ondes P et S dans la céramique saturée obtenue pour les différentes pressions interstitielles est présentée à la figure 20 en fonction de la pression différentielle.

Comme à la figure 19, on observe très peu de changement avec la pression différentielle. Ceci vient confirmer l'idée que les pores de la céramique sont peu sensibles aux changements de pression différentielle. La variation observée entre 0 et 10 MPa pourrait provenir de l'échantillon, mais il semble plus probable qu'elle soit due au couplage des embouts. Les points suivent la même tendance lors de la compression et de la décompression alors qu'on s'attendrait à observer une certaine hystérésis comme à la figure 17 et 18 si le mécanisme d'atténuation était lié à la réaction des pores sous la pression. Il est toutefois impossible d'en être certain. Si cette variation est attribuable au fluide, alors elle correspond à une augmentation de la température avec la pression puisque la

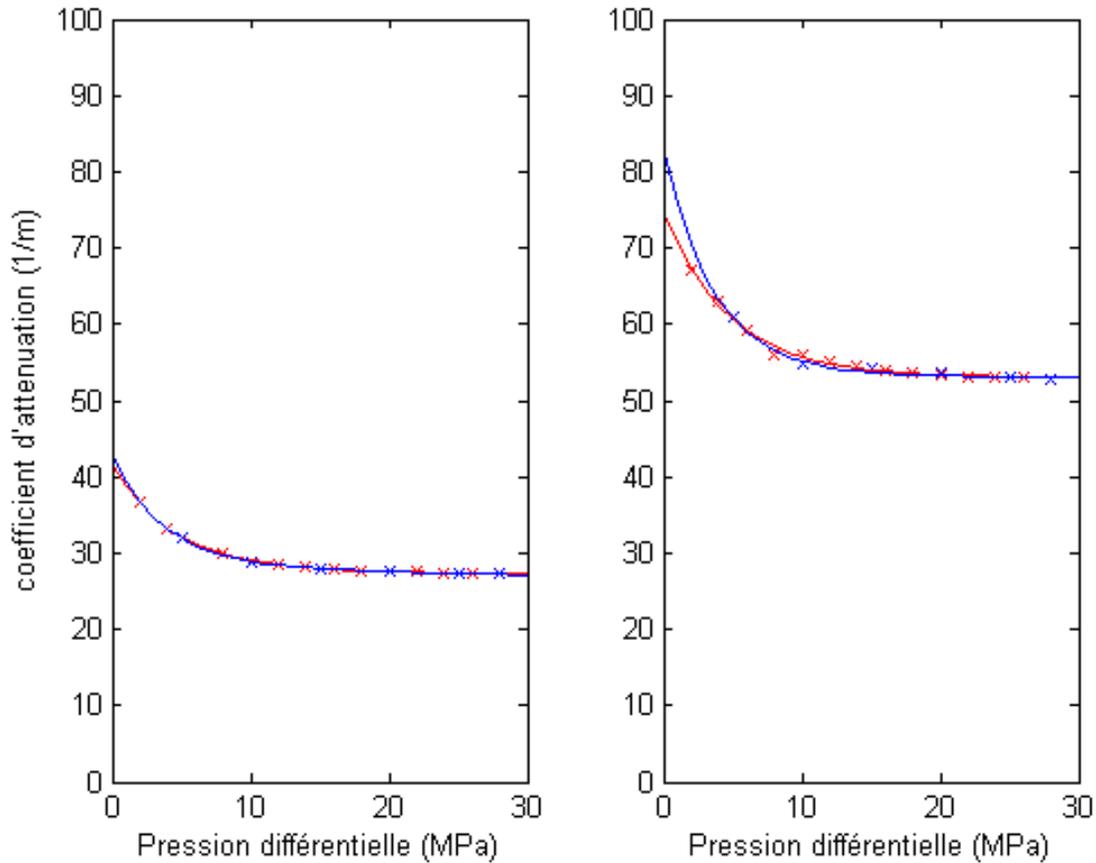


FIGURE 20 – Atténuation des ondes P et S dans la céramique saturée. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

viscosité de l'eau et de la saumure ne varie presque pas avec la pression. La température étant mesurée et supposée stable (voir section 3.4.3), il est peu probable que le fluide soit en cause.

Par rapport aux mesures sèches, le plateau du coefficient d'atténuation de l'onde P subit une augmentation d'environ $11m^{-1}$ alors que celui de l'onde S subit une augmentation d'environ $14m^{-1}$. Cette augmentation est attribuée à la présence de la saumure.

5.2.3 Résistivité

Les résistivités obtenues pour les différentes pressions interstitielles dans la céramique saturée sont présentées à la figure 21 en fonction de la pression différentielle. Pour tenir compte de la température de la cellule sismique dans les mesures de résistivité, toutes les mesures sont ramenées à une même température de $22,1^{\circ}\text{C}$ à partir de l'équation 32. Par exemple, si la température de la cellule passe

de 21,9°C à 22,3°C pendant une série de mesures, le correctif linéaire est apporté à la résistivité pour obtenir l'équivalent d'une série de mesure s'étant déroulée à 22,1°C. Les effets de la pression interstitielle sur la conductivité du fluide (viscosité et volume) ont été considérés en ramenant les propriétés du fluide à la pression ambiante pour chaque mesure d'après l'équation 29 adaptée pour le volume et les valeurs de la littérature pour la viscosité (section 2.4.2).

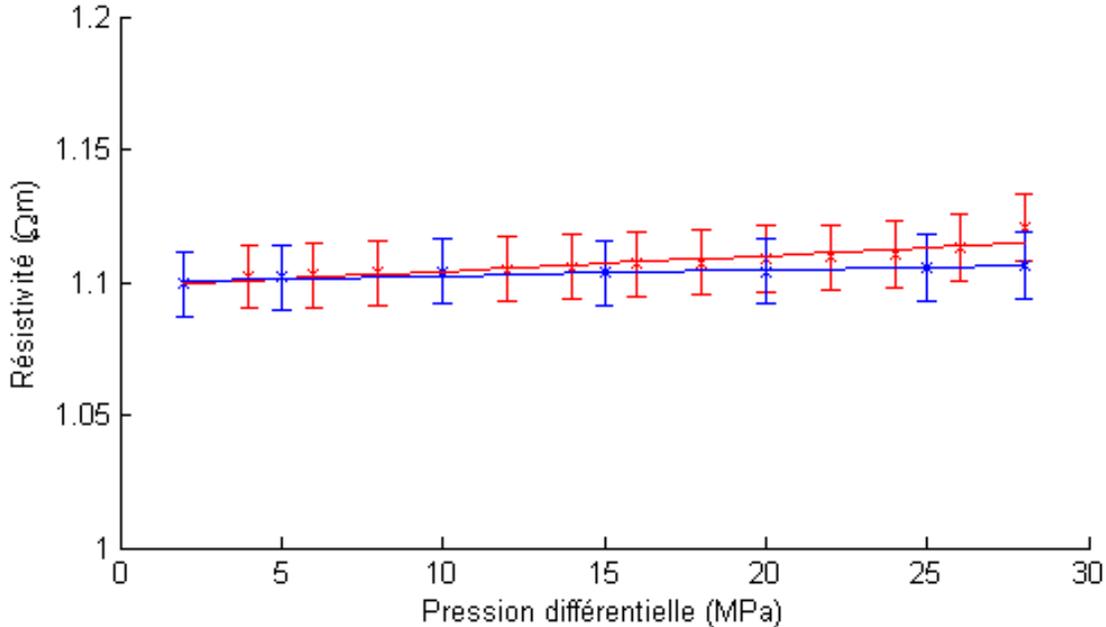


FIGURE 21 – Résistivité de la céramique saturée. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés

Comme pour la figure 19 des vitesses, on observe un très faible changement de résistivité avec la pression interstitielle. La résistivité décroît d'environ 2% avec l'augmentation de la pression interstitielle sur la plage de 30 MPa alors qu'elle diminue d'environ 0,5% lors de la diminution de la pression interstitielle. Ces différences sont trop faibles pour être significatives et en tirer une conclusion. Il est possible que ces variations ne soient dues qu'au contact entre les électrodes et l'échantillon ou encore à une légère augmentation de la température du fluide saturant avec la pression qui ne serait probablement pas détectable par le thermomètre dans le fluide de confinement.

À partir de la conductivité connue du fluide, de la résistivité mesurée et de la porosité mesurée, on peut aisément obtenir le facteur de cimentation de la relation d'Archie. Le facteur de cimentation mesuré est de 1,78.

5.3 Discussion

L'équation 27 présentée à la section 2.3 a été ajustée à toutes les mesures de la section 5 et les modèles ajustés sont présentés sur les mêmes graphiques que leurs mesures correspondantes. Aucune information quantitative pertinente ne ressort des coefficients A,B,C et D ajustés. À part pour la légère déformation permanente observée durant le premier cycle de mesure, la céramique ne présente pas le caractère exponentielle de l'équation 27, car elle réagit très peu sous l'effet de la pression et elle réagit de manière linéaire. Cet effet concorde qualitativement avec la distribution des pores de la figure 15. Puisque les pores sont tous similaires et ne réagissent pas sous la pression, seul la déformation élastique des grains sous la pression est observable.

L'échantillon de céramique réagissant peu à la pression, il sert donc à s'assurer que les mesures effectuées sur le grès de Berea correspondent bien à une déformation de l'échantillon et non à des erreurs ou des effets expérimentaux. Les conclusions suivantes peuvent être tirées des mesures sur la céramique :

1. Vu les déformations permanentes observées lors de la série de mesures sèches sur la céramique, plus d'une série de mesures sèches devrait être réalisées pour s'assurer du retour au point de départ après un cycle de compression et de décompression.
2. D'après la figure 21, il ne semble pas y avoir d'effet majeur du contact des électrodes sur la résistivité.
3. On constate que le couplage des embouts sur l'échantillon (figure 20) semble avoir un effet non négligeable sur l'atténuation mesurée. Toutefois l'effet reste relativement mineur en comparaison à la variation de l'amplitude avec la pression due aux déformations internes de l'échantillon (figure 18). Compte tenu du fait qu'on s'attend à ce que l'atténuation varie bien plus avec la pression dans le grès de Berea, l'erreur relative due au couplage sera encore plus faible.

6 Résultats : grès de Berea

Dans le chapitre précédant, les résultats concernant la céramique poreuse ont été présentés. Cette fois, les mesures ont été effectuées sur un échantillon de grès de Berea plus similaire à un réservoir réel de séquestration géologique. Comme démontré au chapitre 4, les propriétés pétrophysiques du grès de Berea sont très différentes de l'échantillon synthétique ; la porosité est au moins deux fois plus faible et la taille et la distribution des pores ne sont pas les mêmes.

6.1 Sans fluide saturant

À partir de la procédure expérimentale, la forme et le temps de parcours des ondes P et S se propageant dans le grès de Berea sous vide (aucune pression interstitielle) ont été mesurés pour différentes pressions de confinement allant de 3 à 40 MPa. Pour des pressions inférieures à 3 MPa l'atténuation des ondes était trop importante. Deux séries de mesures consécutives ont été réalisées afin de s'assurer que les cycles de compression et de décompression n'altéraient pas le grès.

6.1.1 Vitesses

Les changements de vitesses des ondes P et S avec la pression de confinement sont présentés à la figure 22.

Contrairement à la céramique, le grès de Berea montre d'importants changements de vitesse en fonction de la pression de confinement. Sur l'intervalle de pression mesuré, la vitesse des ondes P et S subit une augmentation totale d'environ 30%. Cette forte variation est attribuable à une grande quantité de pores de faibles tailles et ayant un ratio longueur/longueur plus élevé comme il est observable à la figure 16. Ces petits pores (ou microfissures) ferment facilement sous l'effet de la pression et affecte beaucoup la vitesse sismique. Le même effet devrait être observé sur les courbes d'atténuation. L'augmentation relativement égale de vitesse entre l'onde P et S signifie aussi que ces microfissures n'ont pas d'orientation préférentielle évidente ce qui est en accord avec la nature homogène et non stratifiée du grès de Berea, du moins à l'oeil nu.

Comme pour la céramique, une hystérésis attribuable aux forces de friction interne de l'échantillon est observable. Toutefois, la courbe de décompression revient beaucoup plus près du point initial ce qui semble indiquer que l'échantillon ne subit pas de déformation irréversible lors de la compression.

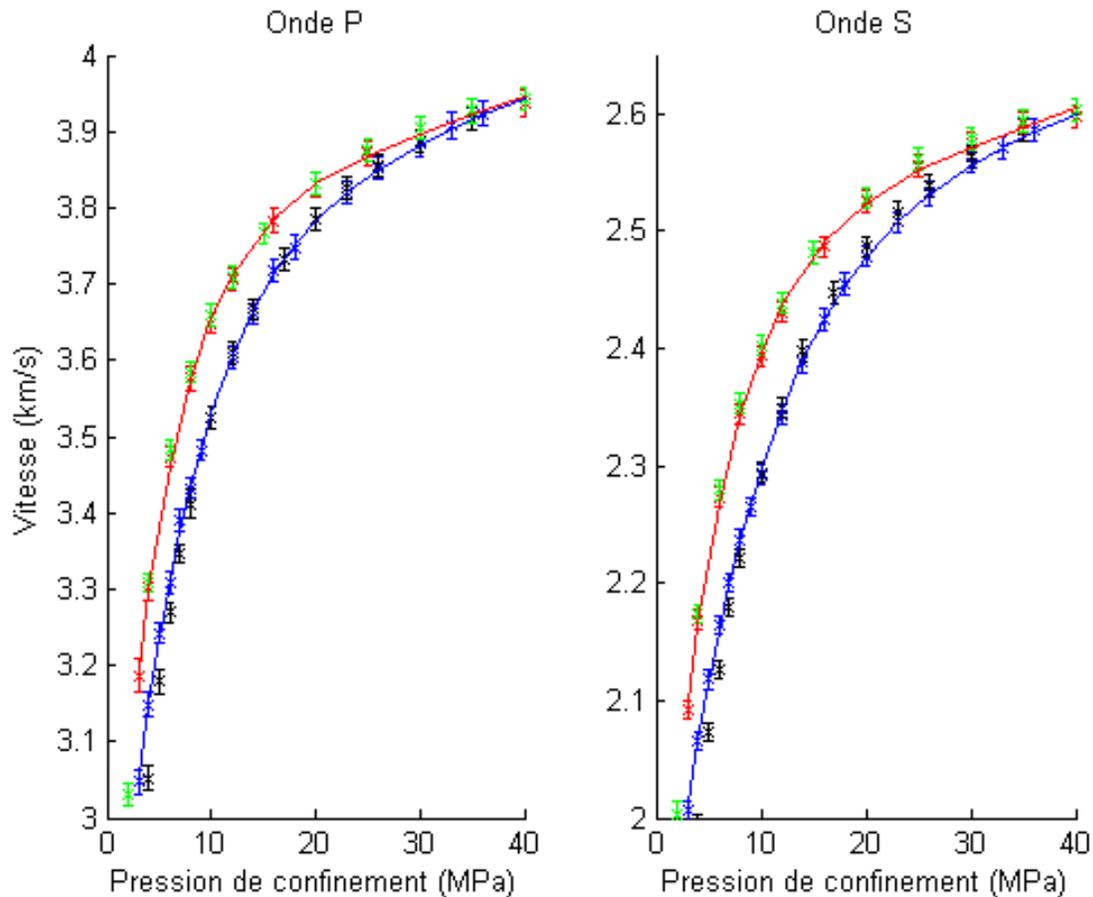


FIGURE 22 – Vitesse des ondes P et S dans la grès de Berea. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés lors de la compression (bleu) et de la décompression (rouge). Les points verts et noirs correspondent à la seconde série de mesure.

6.1.2 Atténuation

L'atténuation des ondes P et S dans le grès de Berea sec en fonction de la pression de confinement est présentée à la figure 23. Vu la similarité des résultats entre les deux séries de mesures comme au graphique 22, seul le premier cycle de mesure est présenté pour alléger le graphique.

Les coefficients d'atténuation des ondes P et S subissent une diminution d'environ 50 m^{-1} sur la totalité de la plage de pression. Contrairement à la figure 22, l'hystérésis n'est pas observable sur la courbe d'atténuation de l'onde P et elle l'est à peine pour l'onde S.

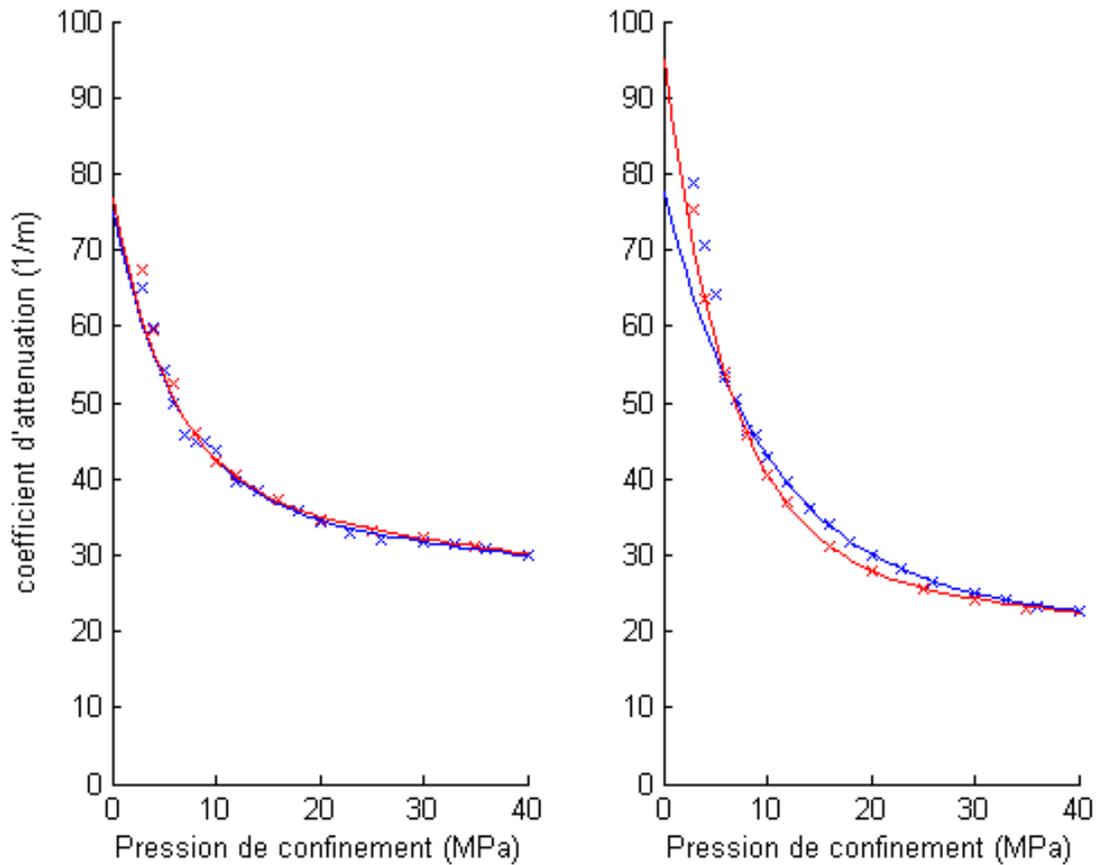


FIGURE 23 – Atténuation des ondes P et S dans le grès de Berea sec. Les points (x) correspondent aux mesures et les courbes correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

6.2 Échantillon saturé en saumure

Le grès de Berea a été dans un premier temps saturé avec une solution de NaCl de 20 g/L. Il a par la suite été porté à trois pressions de confinement différentes soit 10, 20 et 30 MPa. Pour chaque pression de confinement, la pression interstitielle a été augmentée de 0 MPa jusqu'à la pression de confinement. Les mesures électriques et acoustiques réalisées selon la procédure expérimentale sont présentées dans cette section. L'échantillon étant saturé, le cycle de compression correspond à une diminution de la pression interstitielle (augmentation de la pression différentielle) et le cycle de décompression correspond à une augmentation de la pression interstitielle (diminution de la pression différentielle).

6.2.1 Vitesses

Les vitesses acoustiques obtenues pour les différentes pression interstitielles sont présentées à la figure 24 en fonction de la pression différentielle.

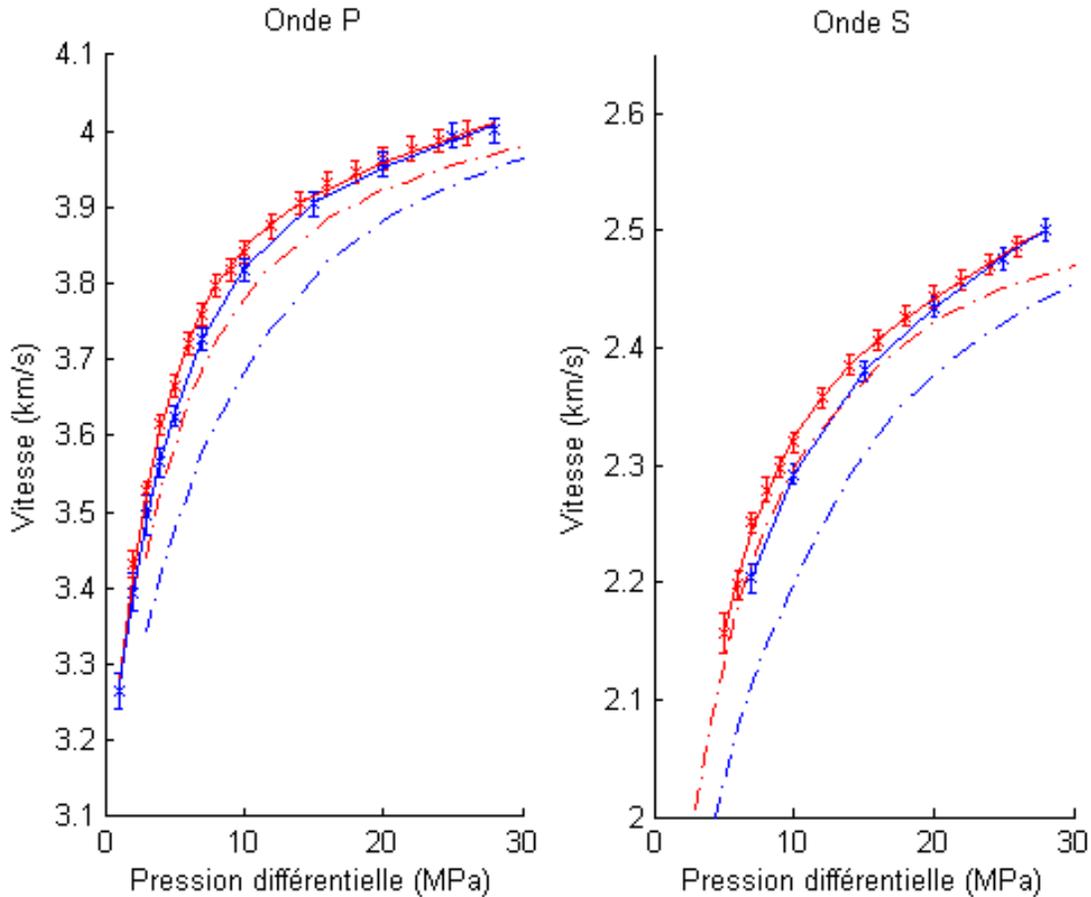


FIGURE 24 – Vitesse des ondes P et S (x) dans le grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30 MPa, modèle de Gassmann appliqué aux mesures de la section 6.1.1 (pointillé) et les courbes (ligne pleine) correspondent aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

Par rapport aux mesures sèches, on observe une augmentation d'environ 3% de la vitesse due à la présence de saumure. Contrairement à la céramique où une diminution de la vitesse est observée, la porosité plus faible du grès rend l'augmentation du module de compressibilité (due à la saumure) le facteur dominant dans l'équation 12 d'où l'augmentation de vitesse. À partir des vitesses dans le grès sec et des propriétés de la saumure, les vitesses dans le grès saturé ont été modélisées à partir du modèle de Gassmann et sont présentées en pointillé. Le modèle de Gassmann sous-estime faiblement la vitesse de l'onde P (environ 2%) et la vitesse de l'onde S (environ 1%).

De plus, l'hystérésis semble moins importante que lors des mesures sèches (figure 22). Il est hasardeux

de tirer une conclusion à partir de si peu, mais le fluide semble en être la cause. Lors de la série de mesures sèches, les pores changent sous l'effet de la pression de confinement tandis que dans la série de mesure présente, les pores changent sous l'effet de la pression interstitielle. Il est probable que ces deux différents mécanismes de pression aient des effets différents sur l'hystérésis observée, par exemple en réduisant la friction interne de la roche. Ce ne sont cependant que des hypothèses.

6.2.2 Atténuation

Les mesures d'atténuation des ondes P et S dans le grès de Berea saturé obtenues pour les différentes pressions interstitielles sont présentées à la figure 20 en fonction de la pression différentielle.

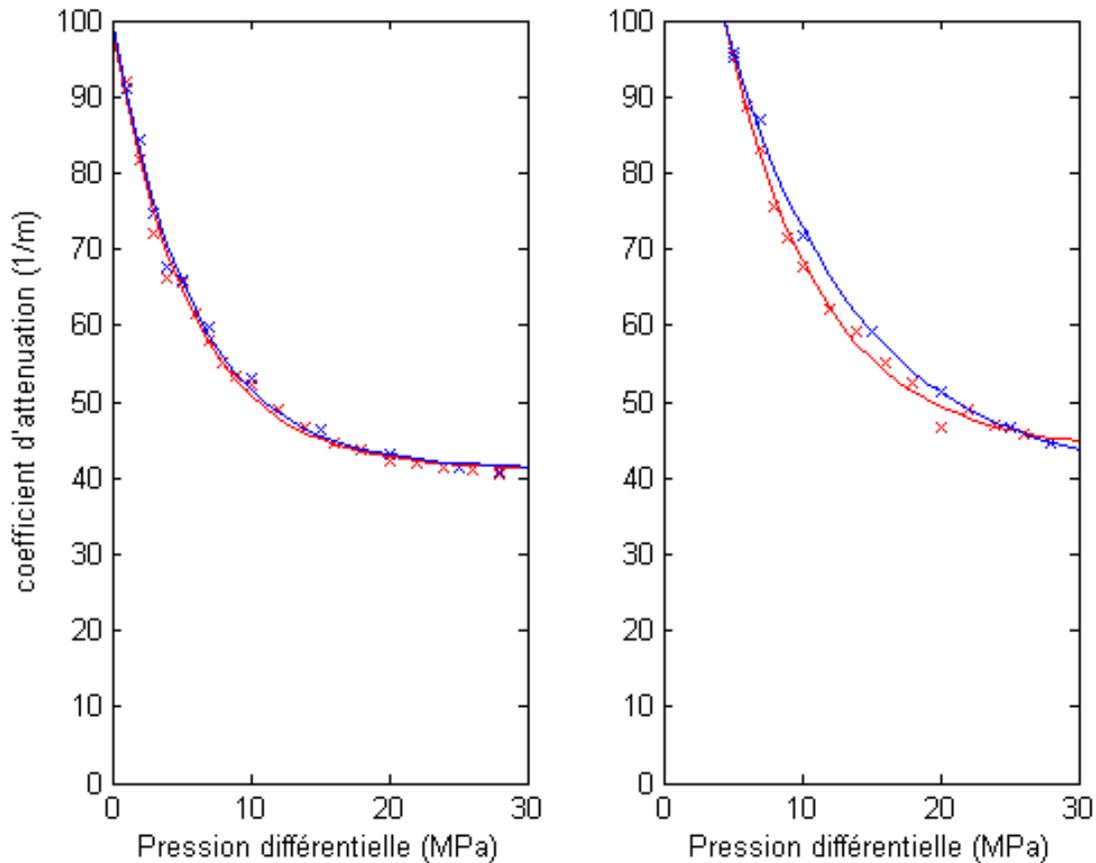


FIGURE 25 – Atténuation des ondes P et S (x) dans le grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30MPa et les courbes (ligne pleine) correspondant aux modèles ajustés. Les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

L'atténuation du grès saturé est particulièrement similaire à celle mesurée pour l'échantillon sec. Notamment, la forme des courbes semble à première vue bien corrélée. Aucune hystérésis n'est observée pour l'onde P, alors qu'on peut en observer une légère pour l'onde S comme à la figure 23.

Le coefficient d'atténuation de l'onde P subit une diminution d'environ 60 m^{-1} avec l'augmentation de la pression interstitielle de 2 MPa à 29 MPa alors que le coefficient pour l'onde S subit une diminution légèrement supérieure. En comparaison aux mesures effectuées sur l'échantillon sec, le coefficient d'atténuation de l'onde P a subit une augmentation de 10 m^{-1} alors que celui de l'onde S a subit une augmentation de 20 m^{-1} . L'onde S est donc plus atténuée par la présence de la saumure que l'onde P ce qui concorde avec les observations faites dans la littérature (Toksöz et collab., 1979; Winkler et Nur, 1982).

6.2.3 Résistivité

Les résistivités obtenues pour les différentes pressions interstitielles dans le grès saturé sont présentées à la figure 26 en fonction de la pression différentielle. Les effets de la température de la cellule sismique sur la conductivité du fluide ont été considérés et corrigés d'après l'équation 32. Les effets de la pression interstitielle sur la conductivité du fluide (viscosité et volume) ont été considérés en ramenant les propriétés du fluide à la pression ambiante pour chaque mesure d'après l'équation 29 adaptée pour le volume et les valeurs de la littérature pour la viscosité (section 2.4.2).

Comme pour la vitesse et l'atténuation, la résistivité varie de manière exponentielle avec la pression. On remarque que lors de la fin du cycle de compression ($P_{diff} = 29 \text{ MPa}$), la résistivité revient à une valeur plus élevée qu'elle ne l'était initialement. Il est probable que ce soit due à une erreur expérimentale. La résistivité mesurée est très sensible au positionnement des électrodes. Lorsque la pression différentielle est très faible, les électrodes sont très peu pressées sur l'échantillon. Il est possible que lorsque la pression interstitielle a été diminuée, les électrodes se sont légèrement replacées entraînant une légère différence dans le facteur géométrique. On observe d'ailleurs cette différence constante tout le long de la compression. La courbure du cycle de décompression est plus prononcée que celle du cycle de compression. C'est effectivement ce qui est observé lors des séries de mesures précédentes concernant le grès de Berea. En modifiant les valeurs de résistivité du cycle de compression par une valeur arbitraire ($-0,5 \Omega \text{ m}$), on retrouve la même position des courbes de compression et de décompression que pour les autres propriétés.

À partir de la conductivité connue du fluide, de la résistivité mesurée à $P_{diff} = 1 \text{ MPa}$ et de la porosité mesurée, on peut aisément obtenir le facteur de cimentation de la relation d'Archie. Le facteur de cimentation mesuré est de 1,60 ce qui est dans l'ordre de grandeur des facteurs de cimentation observés dans la littérature. Par exemple, Revil (2013) obtient des facteurs de cimentation de 1,78 et 1,69 à partir de mesures réalisées par Jun-Zhi et Lile (1990) et Lesmes et Frye (2001) sur différents échantillons de grès de Berea.

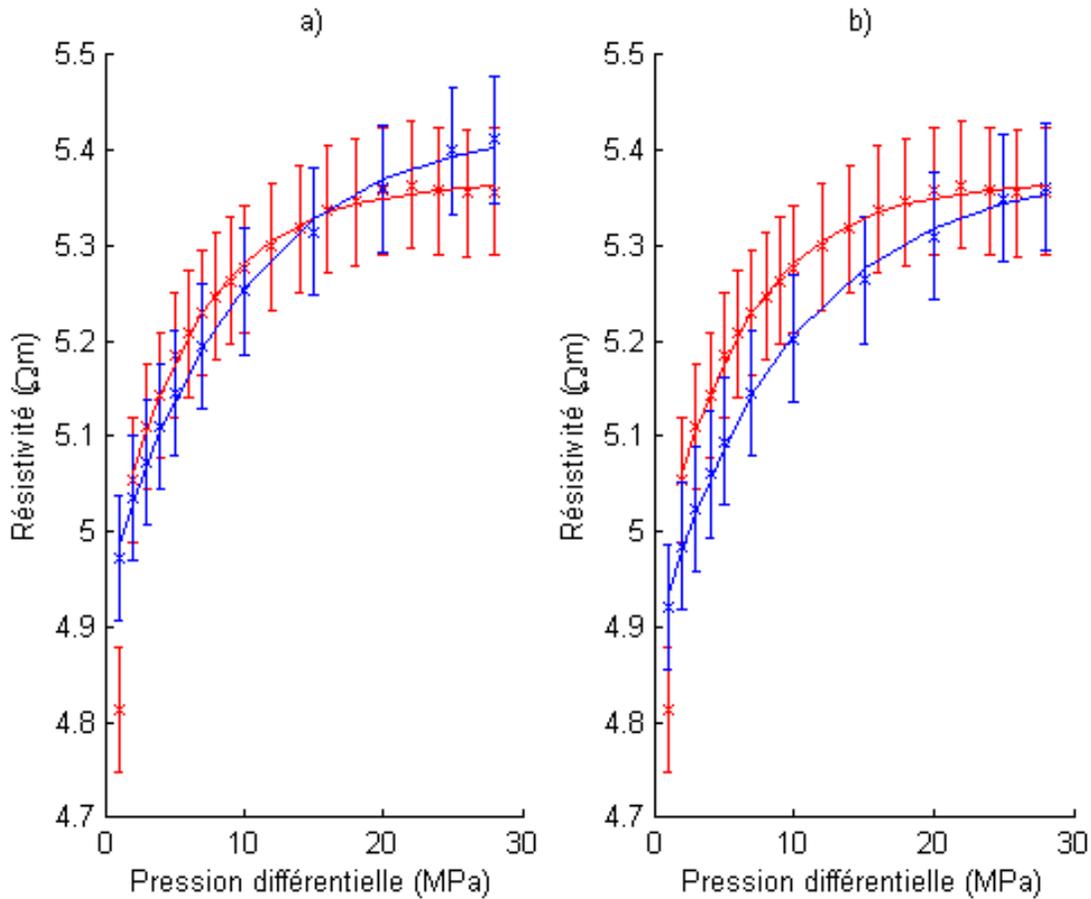


FIGURE 26 – a) Résistivité (x) du grès de Berea saturé sous une pression de confinement de 30 MPa et les courbes (ligne pleine) correspondant aux modèles ajustés. b) Même graphique qu’en (a), mais une constante de $-0,5\Omega m$ a été ajoutée aux valeurs de compression. Dans les deux cas, les cycles de compression (bleu) et de décompression (rouge) sont présentés.

6.3 Discussion

L’équation 27 présentée à la section 2.3 a été ajustée à toutes les mesures de la section 5 et les modèles ajustés sont présentés sur les mêmes graphiques que leurs mesures correspondantes.

Afin de déterminer les coefficients A, B, C et D pour chaque série de mesure, la boîte à outil Ezyfit de Matlab a été utilisée. Elle permet essentiellement d’ajuster une courbe non linéaire à une série de données à partir de paramètres initiaux et d’un critère d’erreur. Dans ce cas, la minimisation des moindres carrés a été utilisée. Tous les coefficients A, B, C et D modélisés ainsi que le coefficient de régression R sont présentés au tableau 4. L’erreur sur ces coefficients n’a pas été étudiée, mais elle est certainement importante. Le tableau 4 permet au mieux de faire une interprétation qualitative des résultats, certainement pas une interprétation quantitative rigoureuse.

Paramètres		A	B	C	D	R	
Attenuation P	sec	U	1,4	7,3E-03	1,9	0,16	0,994
		D	1,3	8,7E-03	1,9	0,18	0,999
	saturé	U	1,1	6,7E-03	2,8	0,17	0,997
		D	1,1	1,4E-06	2,7	0,18	0,996
Attenuation S	sec	U	1,9	4,0E-03	2,5	0,10	1,000
		D	1,8	6,0E-03	3,2	0,16	1,000
	saturé	U	1,2	-1,7E-05	4,5	0,11	0,999
		D	0,7	0,010	4,9	0,16	0,998
Vitesse P	sec	U	3,8	4,8E-03	1,1	0,14	1,000
		D	3,8	4,7E-03	1,0	0,19	1,000
	saturé	U	3,8	6,0E-03	0,7	0,22	1,000
		D	3,8	6,6E-03	0,7	0,27	0,999
Vitesse S	sec	U	2,5	2,6E-03	0,7	0,11	1,000
		D	2,5	3,0E-03	0,7	0,17	1,000
	saturé	U	2,3	7,1E-03	0,6	0,20	1,00
		D	2,3	6,9E-03	0,6	0,25	1,000
Electric	saturé	U	5,4	1,3E-05	0,5	0,10	0,999
		D	5,4	6,6E-06	0,4	0,16	0,999

TABLE 4 – Coefficients des courbes ajustées aux mesures de la section 5 et 6

Les unités de A , B et C sont toutes dépendantes de la propriété mesurée. La valeur de ces coefficients dépend donc d'une multitude de paramètres propres à la propriété physique associée. Toutefois les unités du coefficient D sont en MPa^{-1} peu importe la propriété physique mesurée. Bien que cela ne signifie pas forcément qu'il soit universel pour toutes les propriétés physiques, il est au moins possible de comparer les divers coefficients entre eux puisqu'ils ont la même dimension.

Une première observation peut être faite en comparant le coefficient D des cycles de compression et de décompression. Dans tous les cas, il est supérieur lors du cycle de décompression que lors du cycle de compression (voir figure 27). Ceci est attribuable à l'hystérésis des courbes observées sur presque toute les séries de mesures. Il y a donc là une évidence que les propriétés élastiques et électriques réagissent toutes deux de la même manière aux effets de pression interstitielle.

Deuxièmement, malgré une certaine dispersion des valeurs de D au tableau 4, elles restent relativement similaires. Les différences entre les valeurs n'apparaissent pas significative si l'on tient compte que seul le fait d'être en compression ou en décompression produit une différence de près de 70% sur la valeur de D de la vitesse des ondes S dans le grès sec ($0,11 \text{ MPa}^{-1}$ contre $0,17 \text{ MPa}^{-1}$). La moyenne de tous les coefficients D mesurés est de $0,17 \text{ MPa}^{-1}$ avec une erreur absolue d'au moins $0,10 \text{ MPa}^{-1}$ et un écart-type de $0,05 \text{ MPa}^{-1}$.

Quelques observations supplémentaires peuvent être faites. Ji et collab. (2007) interprètent le coef-

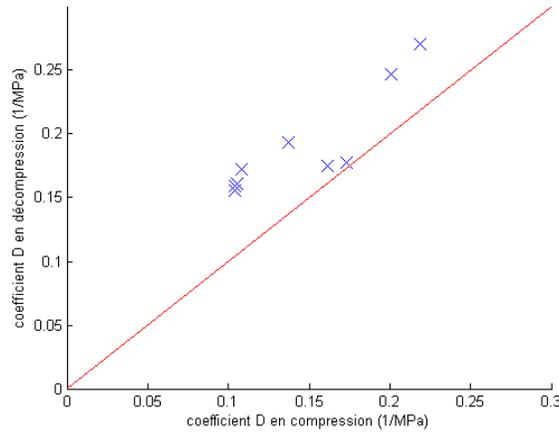


FIGURE 27 – Crossplot des coefficients D de la compression et de la décompression. La droite (rouge) correspond à une valeur égale des coefficients ($x=y$).

ficients A comme : «la propriété projetée à pression nulle si les pores n'étaient pas présentes », une valeur propre à la roche qui ne devrait donc pas être influencée par la présence d'un fluide. Pour ce qui est des vitesses sismiques, les valeurs du coefficients A pour les mesures sèches et saturées sont similaires. On remarque cependant une différence plus importantes entre le coefficients A des mesures sèches d'atténuation et celui des mesures saturées. On peut tenter une explication en remarquant sur la figure 23 (l'atténuation dans le grès sec) que la courbe ajustée représente mal les données expérimentales à basse pression. L'ordonnée à l'origine devrait être supérieure. Si la courbe était mieux ajustée à basse pression, la valeur du coefficient A serait diminuée et serait donc plus proche des valeurs du grès saturé. Les valeurs du grès saturé sont donc probablement plus proche de la vérité que celle du grès sec pour cette raison.

Il est aussi important de mentionner que dans le cadre de cette étude, le coefficient B ne représente pas le taux de changement de la propriété mesurée lorsque la roche a atteint son régime élastique (c.-à-d. lorsque les pores ont complètement été fermées). Ce régime est atteint à des pressions bien plus importantes et la variation linéaire correspond alors à la déformation élastique des minéraux sous la pression. Dans le cas présent, le coefficient B ne joue pas ce rôle. Il agit comme un terme correctif du premier ordre afin de mieux ajuster la courbe aux données expérimentales. Puisque l'exponentielle traduit l'effet de la fermeture de pores sous la pression, le coefficient D exprime la facilité des pores à se fermer. Une grande valeur de D signifie des pores se fermant sous une faible pression et vice versa. Mavko et collab. (2009) approxime la contrainte de fermeture d'un pore à :

$$\sigma_{fermeture} = \frac{\pi}{2(1-\nu)}\alpha\mu \quad (51)$$

où α correspond au rapport d'allongement des pores alors que ν et μ correspondent respectivement au coefficient de Poisson et au module de cisaillement.

Un seul terme exponentiel ayant un facteur linéairement proportionnel à la pression ne peut donc pas exactement décrire une répartition plus ou moins bimodale des pores du grès de Berea comme celle mesurée et présentée à la section 4.3. L'équation 27 et particulièrement le coefficient D devrait en principe être liés à la courbe de dimensions des pores présentée à la figure 16. L'équation 27 serait complexifiée au delà de toute utilité pratique compte tenu de la qualité et de la plage des mesures expérimentales. Ce serait toutefois une approche intéressante à explorer. Dans le cas présent), l'exponentielle décrit principalement le comportement de la grande majorité des pores (taille d'environ $10\mu m$, voir la figure 16) alors que la partie linéaire décrit le comportement des pores plus petites (0.1 à $2\mu m$). D'ailleurs, si on considère la fonction suivante :

$$f(x) = C_0 e^{-D_0 x} \quad (52)$$

L'approximation en série de Taylor du premier ordre donne :

$$f(x) = C_0 - C_0 D_0 x \quad (53)$$

Supposons que l'équation 27 est plutôt écrite sous la forme suivante :

$$Z = M - C_0 e^{-D_0 x} - C_1 e^{-D_1 x} \quad (54)$$

Si $D_0 \ll D_1$ alors l'approximation de Taylor du premier ordre est valable pour la partie $e^{-D_0 x}$ et on obtient :

$$Z = M - C_0 e^{-D_0 x} - C_1 e^{-D_1 x} \quad (55)$$

$$Z = M - C_0 + C_0 D_0 x - C_1 e^{-D_1 x} \quad (56)$$

$$Z = A + Bx - C_1 e^{-D_1 x} \quad (57)$$

L'approximation devrait être valable (dans une certaine mesure) pour les pores du grès de Berea ayant un faible dimension par rapport aux plus gros. On peut donc se représenter la partie linéaire de l'équation 27 comme une approximation d'une seconde partie exponentielle ayant un second coefficient D plus faible correspondant aux pores ayant un rapport d'allongement plus petit (la porosité rigide).

6.3.1 Changement de porosité

Comme il a été mentionné à la section 2.3, la porosité est un des facteurs importants faisant le lien entre la vitesse des ondes acoustiques et la résistivité électrique. Il devrait donc être possible de modéliser les changements de résistivité observés à la figure 26 à partir des changements de vitesse observés aux figures 22 et 24. La démarche présentée ici est relativement similaire à celle suivit par Gelius et Wang (2008) qui obtiennent un modèle de résistivité assez proche des données

expérimentales à partir de mesures acoustiques. Il est à noter que seul le cycle de compression sera traité par soucis de concision.

Premièrement, le module d'élasticité isostatique et le coefficient de compressibilité du grès sont obtenus à partir des vitesses de propagation P et S mesurées sur l'échantillon sec selon l'équation suivante (voir les relations du tableau 1) :

$$K = \rho(V_P^2 - \frac{4}{3}V_S^2) \quad (58)$$

Les résultats sont présentés à la figure 28. Comme pour la vitesse, l'atténuation et la résistivité, un modèle pour le module d'élasticité isostatique et un pour le coefficient de compressibilité sont obtenu à partir de l'équation 27 ce qui est approximativement égal à soumettre les modèles de vitesses obtenus précédemment à l'équation 58 et 23. Ces modèles sont aussi présentés à la figure 28 et les coefficients de régression obtenus sont les suivants (pour une pression en MPa) :

$$K(\text{MPa}) = 1,2809 \times 10^4 + 32,19P - 8,072 \times 10^3 e^{-0,1731P} \quad (59)$$

$$C(\text{MPa}^{-1}) = 7,2422 \times 10^{-5} - 2,5 \times 10^{-9}P + 8,304 \times 10^{-5} e^{-0,1816P} \quad (60)$$

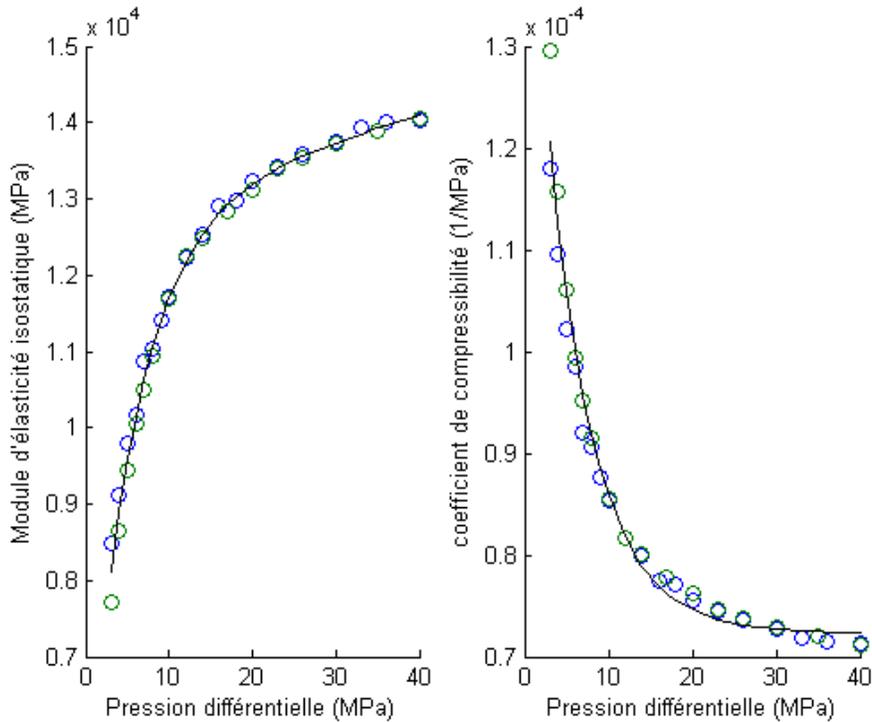


FIGURE 28 – Module d'élasticité isostatique (gauche) et coefficient de compressibilité (droite) obtenu à partir de deux séries de mesures de vitesse acoustique (cercle bleu et vert) lors de la compression et le modèle associé (courbe noire)

À partir de ce modèle pour C (équation 60), de l'équation 25 et en se basant sur l'approximation pour la pression différentielle (équation 18), on obtient donc un modèle exprimant le changement de porosité dans l'échantillon en fonction de la pression différentielle :

$$\theta(P_{diff}) = 1 - (1 - \theta_0)e^{\int_{P_0}^{P_{diff}} C_{bc}dP_{diff}}$$

$$\theta(P_{diff}) = 1 - (1 - \theta_0)e^{\int_{P_0}^{P_{diff}} (7,2422 \times 10^{-5} - 2,5 \times 10^{-9}P + 8,304 \times 10^{-5}e^{-0,1816P})dP_{diff}}$$

$$\theta(P_{diff}) \simeq 1 - 0,814e^{[7,24 \times 10^{-5}P_{diff} - 4,50 \times 10^{-4}(e^{-0,1816P_{diff}} - 1)]} \quad (61)$$

Ce modèle est présenté à la figure 29 ainsi que le modèle obtenu par Zimmerman (1990) pour un grès de Berea à titre de comparaison.

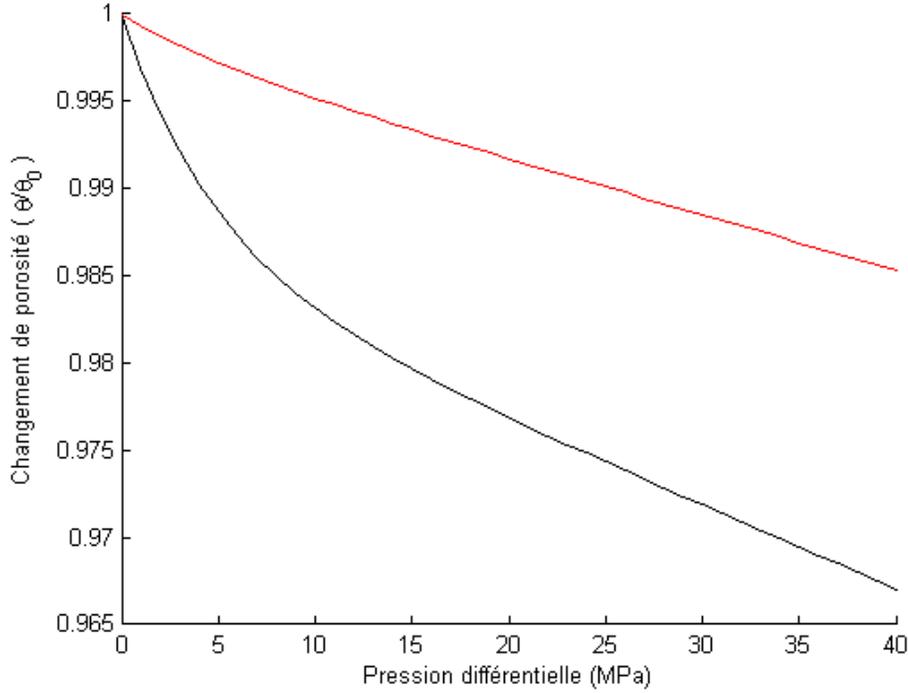


FIGURE 29 – Modèle de porosité obtenu à partir des vitesses acoustiques mesurées (rouge) et à titre comparatif le modèle similaire obtenu par Zimmerman (1990) pour un autre grès de Berea.

La différence observée entre les deux courbes provient principalement du coefficient de compressibilité utilisé. Zimmerman (1990) a mesuré une compressibilité allant de $8 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ à $1 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ pour une pression de 0 à 40 MPa alors que la compressibilité mesurée ici (figure 28) varie de $1,5 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ à $0,7 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ pour la même plage de pression. Cette différence affecte la sensibilité de la porosité molle à la pression (c.-à-d. le coefficient C dans l'équation 27). Cela explique la pente similaire due à la porosité rigide, mais une proportion presque 10 fois plus faible de la partie exponentielle (porosité molle) dans nos mesures.

À partir de cette porosité calculée en fonction de la pression, il serait possible de déterminer la résistivité associée à partir de la relation d'Archie (équation 20) pour la comparer aux valeurs mesurées. En combinant les équations 20 et 61, on obtient :

$$\sigma_r = \sigma_f \theta^m S^n$$

$$\sigma_f (1 - 0,814e^{[7,24 \times 10^{-5} P_{diff} - 4,50 \times 10^{-4} (e^{-0,1816 P_{diff}} - 1)])})^m S^n \quad (62)$$

Les résultats sont présentés à la figure 30. De plus, trois courbes avec une exagération de la compressibilité (le coefficient C dans l'équation 27) par un facteur de 5, 10 et 34 pour donnée idée du résultat dans le cas où la compressibilité aurait été sous-estimée. Effectivement, le modèle de porosité utilisée provient d'une augmentation de la pression de confinement lors des mesures sèches tandis que les données de résistivité sont obtenues lors d'une augmentation de la pression interstitielle. Corréler les deux repose donc sur l'approximation de la pression différentielle (équation 18). Cependant, il a été démontré que cette approximation n'est pas valable dans tous les cas. Par exemple, Zoback et Byerlee (1975) observent une augmentation quatre fois plus importante de la perméabilité avec la pression interstitielle qu'avec la pression de confinement. Ils expliquent cette différence par une compressibilité beaucoup plus importante du contenu en argile qui ne réagit que lors d'une augmentation de la pression interstitielle. Le modèle de changement de porosité ne donne donc qu'une idée de l'ordre de grandeur du changement, des mesures de porosité sous pression seraient nécessaire pour obtenir un modèle exact.

Dans tous les cas, on observe que les modèles de résistivité ne concordent pas avec la résistivité mesurée à moins d'exagérer la compressibilité de la porosité molle de l'échantillon par un facteur de 34 (figure 30). Cette valeur ne semble pas physiquement vraisemblable même en tenant compte de la compressibilité de la kaolinite (Vanorio et collab., 2003). Je propose donc d'expliquer cette différence par une diminution de la connectivité des pores (une augmentation de la tortuosité) sous la pression se traduisant par une augmentation du facteur de cimentation.

Comme mentionné à la section 2.3, la perméabilité suit aussi une relation similaire à l'équation 27 sous l'effet de la pression. De plus, puisque la perméabilité et le facteur de cimentation sont des caractéristiques physiques reliées et que des relations ont été établies entre elles, on peut présumer que le facteur de cimentation subira un changement sous l'effet de la pression. Ce changement est encore une fois expliqué par la fermeture de microfissures sous l'effet de la pression, réduisant ainsi la connectivité entre les pores.

La relation d'Archie (équation 20) est souvent représentée de la manière suivante (on ne tient pas compte de la saturation pour alléger le texte) :

$$\sigma_r = a \sigma_f \theta^m \quad (63)$$

où a correspond au facteur de tortuosité. On pourrait aussi décider de faire varier ce paramètre

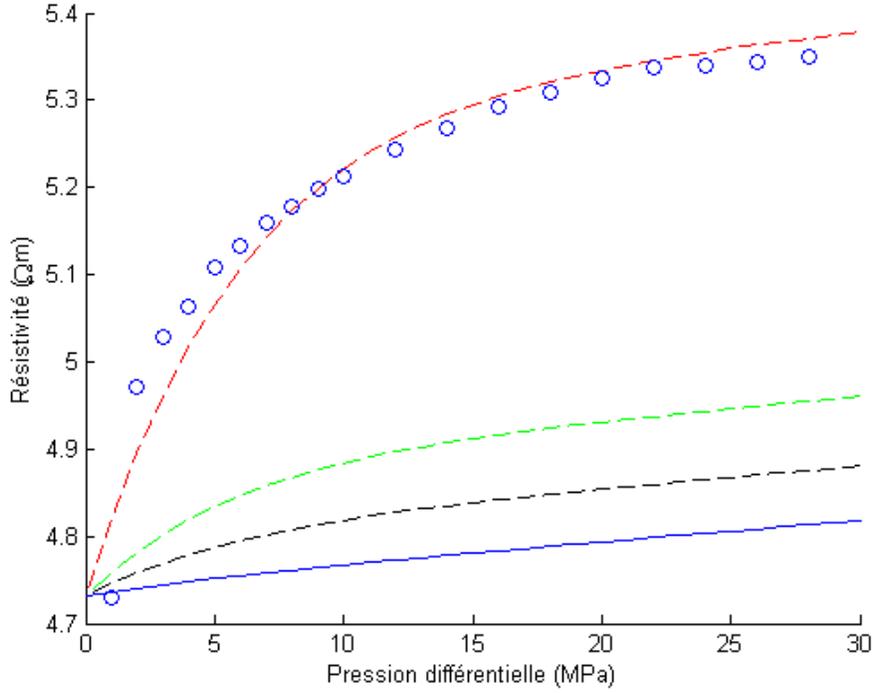


FIGURE 30 – Modèle de résistivité obtenu sans exagération de compressibilité (ligne pleine), avec différentes exagérations de 5x, 10x et 34x (respectivement en ligne tiretée noir, vert et rouge) et la résistivité mesurée (cercles).

pour expliquer la résistivité mesurée. Toutefois, ce facteur de tortuosité a un sens très peu physique puisque lorsque $\theta \rightarrow 1$, $\sigma_r \rightarrow a\sigma_f$ alors qu'on s'attendrait physiquement à avoir $\sigma_r \rightarrow \sigma_f$ (Glover, 2009). Il est donc plus physique de considérer $a = 1$ et de n'utiliser que m pour décrire la tortuosité et la connectivité des pores.

Puisqu'aucune information directe sur la perméabilité ou sur le facteur de cimentation n'est connue, il a été supposé que le facteur de cimentation suit aussi une relation exponentielle avec la pression tel que :

$$m(P_{diff}) = A + BP_{diff} - Ce^{-DP_{diff}} \quad (64)$$

À partir de cette équation et du modèle de porosité présenté précédemment, la résistivité correspond donc à :

$$\rho_R = \frac{\rho_f}{\theta(P_{diff})^{m(P_{diff})}} \quad (65)$$

Les coefficients de l'équation 64 ont été mesurés en ajustant les mesures de résistivité à l'équation 65 par minimisation des moindres carrés et en se basant sur le modèle de porosité (équation 61), l'équation 64 devient :

$$m(P_{diff}) = 1,6449 + 1,0203 \times 10^{-5}P_{diff} - 0,0482e^{-0,1535P_{diff}} \quad (66)$$

Les modèles 65 et 66 sont présentés à la figure 31. Le fait que le modèle de résistivité s'adapte bien aux mesures de résistivité n'est pas très significatif puisque le facteur de cimentation a été ajusté afin d'obtenir ce résultat. Toutefois, on observe que le coefficient D de l'équation 64 vaut $0,1535MPa^{-1}$ ce qui est sans surprise dans la plage des valeurs mesurées (tableau 4) pour les coefficients similaires des autres propriétés physiques mesurées. Ceci semble confirmer la prémisse initiale de Kaselow et Shapiro (2004) selon laquelle ce coefficient serait indépendant de la propriété physique étudiée. Il est surtout certain que la porosité n'est pas à elle seule responsable du changement de résistivité observé. En fait, la réduction de la connectivité des pores (augmentation du facteur de cimentation) semble être l'élément principal affectant la résistivité.

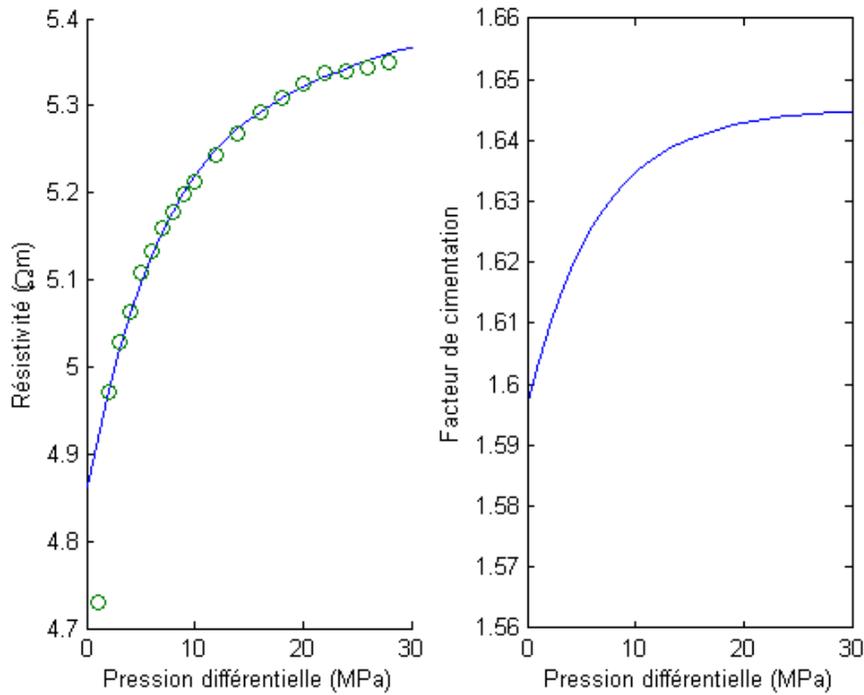


FIGURE 31 – Gauche : Résistivité mesurées (cercles) et le modèle de résistivité de l'équation 65. Droite : Modèle du facteur de cimentation.

6.3.2 Sensibilité et applicabilité

Comme il a été observé précédemment, les différentes propriétés géophysiques semblent bien corrélées entre elles. Toutefois, elles n'ont pas toutes la même sensibilité aux variations de pression. La figure 32 présente le changement sans dimension S des diverses propriétés Z mesurées et modélisées dans ce mémoire selon :

$$S(Z) = \frac{Z(P_{diff})}{Z(0)} \quad (67)$$

L'atténuation n'est pas présentée puisque la valeur absolue Z_0 n'est pas connue. On visualise bien

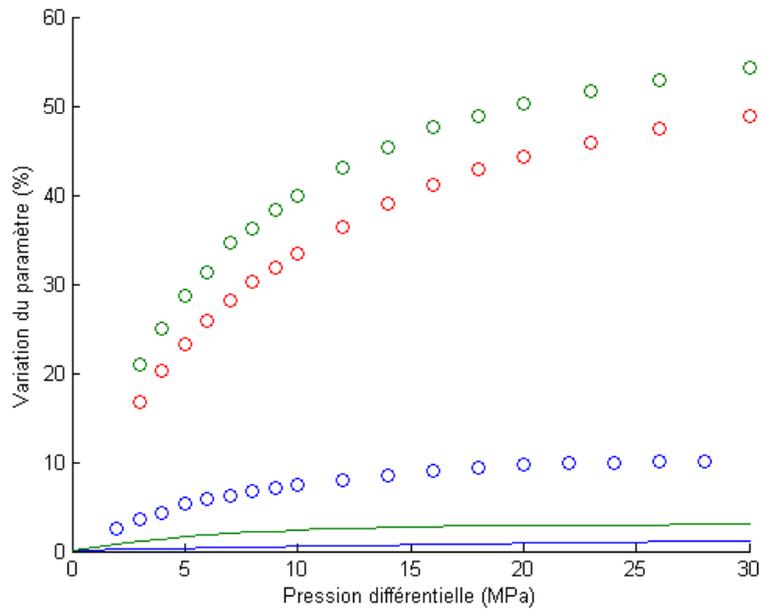


FIGURE 32 – Variation des différents paramètres sans dimension

que la résistivité change très peu par rapport aux vitesses sismiques. Il semble donc peu probable que la relation entre les deux puissent être applicable compte tenu que :

1. La sensibilité des levés électriques est beaucoup plus faible que celle des levés sismiques. Le contraste de résistivité doit donc être considérablement plus élevée que le contraste de vitesse pour être observé.
2. La conductivité de la roche est directement proportionnelle à la température et à la conductivité du fluide saturant ; deux paramètres auxquels la conductivité est beaucoup plus sensible. Les effets de la pression peuvent donc être considérer comme négligeables par rapport à ces deux facteurs.

Toutefois, l'amplitude du changement de résistivité est principalement reliée à la forme, à la dimensions et à la connectivité des pores. Le grès de Berea ayant en général une porosité élevée (autour de 20%), l'augmentation de la résistivité due à la fermeture de pores de faibles dimensions mais ayant un rapport d'allongement est faible comparativement à l'importante porosité et l'importante perméabilité. Dans un grès ayant une plus faible porosité et une plus faible perméabilité mais ayant une forme et une distribution relativement similaire de pores, la valeur relative du changement de résistivité avec la pression devrait être plus élevée ; la contribution des pores molles restera similaire, mais la contribution des pores rigides devrait être grandement réduite.

L'impact de la pression sur la résistivité reste donc probablement négligeable, mais l'augmentation de perméabilité due par exemple à l'injection de CO_2 peut être significative. Dong et collab. (2010)

ont par exemple observé une augmentation de perméabilité de plus d'un ordre de grandeur dans des shales pour une augmentation de moins de 10 MPa de pression différentielle. On peut donc penser qu'une augmentation de la pression interstitielle du réservoir pourrait potentiellement affecter aussi la perméabilité de la roche couverture, particulièrement si des fractures y sont déjà présentes.

Les relations établies précédemment décrivent le comportement de la matrice du grès avec la pression, elles ne peuvent être directement utilisées pour déterminer la corrélation spatiale entre différentes propriétés. Il est cependant certain qu'il est possible d'établir des relations liant vitesse sismique, résistivité, porosité et perméabilité pour une même unité lithologique. Pour se faire, un minimum d'échantillons serait toutefois nécessaire pour obtenir une corrélation statistique tout en se basant sur des relations déjà établies pour divers grès. Comme il a été mentionné plusieurs fois, ces relations dépendent fortement de la forme et de la taille des pores et des grains, il est donc risqué de les extrapoler à d'autres unités lithologies même semblables, à moins d'avoir des mesures expérimentales pour les calibrer.

7 Conclusion

Faire la différence entre la pression et la présence de CO₂ est un défi majeur pour la surveillance par méthodes sismiques de projets de séquestration géologique du CO₂. Pour améliorer la surveillance, des méthodes électriques peuvent être utilisées afin d'accroître la quantité d'information utile. Toutefois, des données expérimentales sont essentielles aux deux méthodes afin de guider et contraindre les inversions. Le premier objectif de cette étude a été atteint soit :

- Développer une méthode permettant de réaliser simultanément des mesures acoustiques et électriques à haute pression en laboratoire à partir de l'équipement de l'Université d'Alberta.

Les mesures acoustiques ont été réalisées à partir de la méthode de transmission d'une impulsion ultra-sonore dans l'axe de l'échantillon, la méthode déjà en place au laboratoire en question. En mesurant le temps de parcours dans l'échantillon, la vitesse est déterminée et en mesurant l'amplitude des signaux, les coefficients d'atténuation peuvent être évalués relativement les uns aux autres. Les mesures électriques ont été réalisées dans le même axe en utilisant les mêmes électrodes d'aluminium comme électrodes de courant et de potentiel. Un courant alternatif haute fréquence a été utilisé afin d'éviter toute polarisation. Toutefois, seule la partie réelle de la conductivité peut être obtenue. Cette configuration permet de réaliser simultanément les mesures sans avoir à changer les conditions expérimentales.

Avec ce système en place, le second objectif de cette étude a pu être réaliser :

- Déterminer les relations entre les différentes propriétés pétrophysiques d'échantillons de grès, plus particulièrement sous l'effet de la pression interstitielle.

Faute d'avoir des carottes provenant d'un réservoir utilisé pour la séquestration géologique, un grès de Berea a été étudié en plus d'un échantillon de céramique poreuse synthétique. Contrairement à la plupart des études similaires, la pression de confinement était stable et la pression interstitielle était la variable modifiée afin de mieux simuler une augmentation de la pression interstitielle dans le réservoir. Une corrélation assez évidente a été observée pour les deux échantillons (céramique et grès) entre vitesse sismique, atténuation et résistivité. Cette corrélation provient du mécanisme de fermeture de pores au rapport d'allongement élevé sous la pression qui affecte similairement ces trois propriétés physiques. Ce mécanisme est quantifié par le coefficient exponentiel D couramment utilisé pour modéliser la vitesse sismique en fonction de la pression. Les valeurs similaires de D mesurées pour les différentes propriétés viennent appuyer la proposition de Kaselow et Shapiro (2004) sur l'universalité du paramètre.

Grâce aux vitesses sismiques mesurées et au coefficient de compressibilité associé, le changement de porosité dans l'échantillon sous la pression a été modélisé. Toutefois aucune valeur expérimentale de porosité avec la pression n'a pu être mesurée ne permettant pas de confirmer ce modèle.

Contrairement à Gelius et Wang (2008), les résistivités modélisées à partir de la relation d'Archie et du modèle de porosité ne correspondent pas aux valeurs de résistivité mesurées. J'explique cette différence par un changement du facteur de cimentation avec la pression. Cette supposition semble physiquement réaliste compte tenu que plusieurs études ont démontré un changement considérable de la perméabilité du grès de Berea avec la pression et un lien entre la perméabilité, la résistivité et le facteur de cimentation. Il a été démontré dans la littérature que la perméabilité suivait aussi une relation exponentielle avec la pression, on peut donc supposer que le paramètre D mentionné précédemment est aussi valable pour la perméabilité. Des mesures jointes comprenant la perméabilité serait nécessaire pour le vérifier.

Les résultats démontrent que malgré la corrélation entre vitesse sismique et résistivité, le changement de résistivité avec la pression est trop faible pour être significatif et observable lors de la surveillance de la séquestration géologique. L'idée d'utiliser des méthodes électriques en plus de méthodes sismiques est donc valable. La résistivité ne dépend presque pas de la pression interstitielle, mais elle dépend directement du fluide saturant. L'information fournie par des levés électriques est donc complémentaire à l'information provenant de la sismique ; elle permet de discriminer les effets de pression des effets du fluide saturant lors des levés sismiques.

Cette faible sensibilité de la résistivité à la pression est due principalement à la porosité molle, réagissant sous la pression, qui ne représente qu'un très faible volume de la porosité totale. Toutefois, à conditions d'avoir plusieurs échantillons de la même unité lithologique mais ayant des propriétés pétrophysiques légèrement variables, il serait possible de répéter la démarche de cette étude afin de déterminer comment la porosité rigide affecte la vitesse sismique et la résistivité. Ce type de relation pourrait être utilisé afin de produire un modèle spatiale d'une propriété inconnue à partir d'une propriété connue. Cette relation serait particulièrement significative si la variabilité spatiale des propriétés pétrophysiques est grande.

Finalement, plusieurs études traitent des effets de la saumure et du dioxyde de carbone comme fluide saturant dans un contexte de séquestration géologique. La majorité n'utilisent cependant qu'une saturation complète d'un fluide ou de l'autre ; les effets sur le signal sismique et sur la résistivité d'un mélange saumure- CO_2 sont très peu connus. Cet état du fluide saturant est pourtant le plus probable dans un réservoir de séquestration géologique vu la très faible miscibilité des deux fluides. La raison expliquant cette rareté est technique ; il est difficile de créer un mélange saumure- CO_2 connu et d'ensuite l'injecter dans un grès tout en contrôlant la pression de confinement et la pression interstitielle. La difficulté majeure provient du changement de phase du CO_2 . De telles mesures seraient toutefois essentielles afin d'interpréter conjointement des levés électriques et sismiques.

Références

- Adams, L. et R. Hall. 1931, «The effect of pressure on the electrical conductivity of solutions of sodium chloride and of other electrolytes», *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 35, n° 8, p. 2145–2163.
- Attewell, P. et Y. Ramana. 1966, «Wave attenuation and internal friction as functions of frequency in rocks», *Geophysics*, vol. 31, n° 6, p. 1049–1056.
- Batzle, M. et Z. Wang. 1992, «Seismic properties of pore fluids», *Geophysics*, vol. 57, n° 11, p. 1396–1408.
- Biot, M. A. 1956, «Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low-frequency range», *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 28, n° 2, p. 168–178.
- Born, W. 1941, «The attenuation constant of earth materials», *Geophysics*, vol. 6, n° 2, p. 132–148.
- Brace, W. et A. Orange. 1968, «Further studies of the effects of pressure on electrical resistivity of rocks», *Journal of Geophysical research*, vol. 73, n° 16, p. 5407–5420.
- Carcione, J. M., B. Ursin et J. I. Nordskag. 2007, «Cross-property relations between electrical conductivity and the seismic velocity of rocks», *Geophysics*, vol. 72, n° 5, p. E193–E204.
- Chen, C.-T., L.-S. Chen et F. J. Millero. 1978, «Speed of sound in NaCl, MgCl₂, Na₂SO₄, and MgSO₄ aqueous solutions as functions of concentration, temperature, and pressure», *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 63, n° 6, p. 1795–1800.
- Christensen, N. et H. Wang. 1985, «The influence of pore pressure and confining pressure on dynamic elastic properties of berea sandstone», *Geophysics*, vol. 50, n° 2, p. 207–213.
- Daily, W. D. et W. Lin. 1985, «Laboratory-determined transport properties of berea sandstone», *Geophysics*, vol. 50, n° 5, p. 775–784.
- David, C., T.-F. Wong, W. Zhu et J. Zhang. 1994, «Laboratory measurement of compaction-induced permeability change in porous rocks : Implications for the generation and maintenance of pore pressure excess in the crust», *Pure and Applied Geophysics*, vol. 143, n° 1-3, p. 425–456.
- Dong, J.-J., J.-Y. Hsu, W.-J. Wu, T. Shimamoto, J.-H. Hung, E.-C. Yeh, Y.-H. Wu et H. Sone. 2010, «Stress-dependence of the permeability and porosity of sandstone and shale from TCDP Hole-A», *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 47, n° 7, p. 1141–1157.
- Duan, Z., J. Hu, D. Li et S. Mao. 2008, «Densities of the CO₂-H₂O and CO₂-H₂O-NaCl systems up to 647 k and 100 mpa», *Energy & Fuels*, vol. 22, n° 3, p. 1666–1674.
- Dutta, N. et H. Odé. 1979, «Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous

- rocks with partial gas saturation (white model)-part i : Biot theory», *Geophysics*, vol. 44, n° 11, p. 1777–1788.
- Eberhart-Phillips, D., D.-H. Han et M. D. Zoback. 1989, «Empirical relationships among seismic velocity, effective pressure, porosity, and clay content in sandstone», *Geophysics*, vol. 54, n° 1, p. 82–89.
- Ellis, M. H. 2008, *Joint seismic and electrical measurements of gas hydrates in continental margin sediments*, thèse de doctorat, University of Southampton.
- Fine, R. A. et F. J. Millero. 1973, «Compressibility of water as a function of temperature and pressure», *The Journal of Chemical Physics*, vol. 59, n° 10, p. 5529–5536.
- Fleury, M. et H. Deschamps. 2009, «Viscosity and electrical conductivity of aqueous nacl solutions with dissolved co2», *Energy Procedia*, vol. 1, n° 1, p. 3129–3133.
- Freund, D. 1992, «Ultrasonic compressional and shear velocities in dry clastic rocks as a function of porosity, clay content, and confining pressure», *Geophysical Journal International*, vol. 108, n° 1, p. 125–135.
- Gardner, G., M. Wyllie, D. Droschak et collab.. 1964, «Effects of pressure and fluid saturation on the attenuation of elastic waves in sands», *Journal of Petroleum Technology*, vol. 16, n° 02, p. 189–198.
- Gassmann, F. 1951, «Elasticity of porous media», *Vierteljahrsschrder Naturforschenden Gessellschaft*, vol. 96, p. 1–23.
- Gelius, L.-J. et Z. Wang. 2008, «Modelling production caused changes in conductivity for a siliciclastic reservoir : a differential effective medium approach», *Geophysical Prospecting*, vol. 56, n° 5, p. 677–691.
- Glover, P. 2009, «What is the cementation exponent? a new interpretation», *The Leading Edge*, vol. 28, n° 1, p. 82–85.
- Glover, P. W. 2010, «A generalized Archie's law for n phases», *Geophysics*, vol. 75, n° 6, p. E247–E265.
- Glover, P. W., M. J. Hole et J. Pous. 2000, «A modified Archie's law for two conducting phases», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 180, n° 3, p. 369–383.
- Gordon, R. et L. Davis. 1968, «Velocity and attenuation of seismic waves in imperfectly elastic rock», *Journal of Geophysical Research*, vol. 73, n° 12, p. 3917–3935.
- Han, T., A. I. Best, J. Sothcott et L. M. MacGregor. 2011a, «Joint elastic-electrical properties of reservoir sandstones and their relationships with petrophysical parameters», *Geophysical Prospecting*, vol. 59, n° 3, p. 518–535.

- Han, T., A. I. Best, J. Sothcott et L. M. MacGregor. 2011b, «Pressure effects on the joint elastic-electrical properties of reservoir sandstones», *Geophysical Prospecting*, vol. 59, n° 3, p. 506–517.
- Helgeson, H. C. et D. H. Kirkham. 1974, «Theoretical prediction of the thermodynamic behavior of aqueous electrolytes at high pressures and temperatures; II, debye-huckel parameters for activity coefficients and relative partial molal properties», *American Journal of Science*, vol. 274, n° 10, p. 1199–1261.
- Ji, S., Q. Wang, D. Marcotte, M. H. Salisbury et Z. Xu. 2007, «P wave velocities, anisotropy and hysteresis in ultrahigh-pressure metamorphic rocks as a function of confining pressure», *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 112, n° B9.
- Jones, S. M. 1995, «Velocities and quality factors of sedimentary rocks at low and high effective pressures», *Geophysical Journal International*, vol. 123, n° 3, p. 774–780.
- Jun-Zhi, W. et O. B. Lile. 1990, «Hysteresis of the resistivity index in berea sandstone», dans *Proceedings of the First European Core Analysis Symposium*, p. 427–443.
- Kaselow, A. et S. A. Shapiro. 2004, «Stress sensitivity of elastic moduli and electrical resistivity in porous rocks», *Journal of Geophysics and Engineering*, vol. 1, n° 1, p. 1.
- Kestin, J., H. E. Khalifa et R. J. Correia. 1981, «Tables of the dynamic and kinematic viscosity of aqueous NaCl solutions in the temperature range 20–150 C and the pressure range 0.1–35 MPa», *Journal of physical and chemical reference data*, vol. 10, n° 1, p. 71–88.
- Lee, J.-S. et H.-K. Yoon. 2015, «Theoretical relationship between elastic wave velocity and electrical resistivity», *Journal of Applied Geophysics*, vol. 116, p. 51–61.
- Lesmes, D. P. et K. M. Frye. 2001, «Influence of pore fluid chemistry on the complex conductivity and induced polarization responses of berea sandstone», *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 106, n° B3, p. 4079–4090.
- Lockner, D. A. et J. D. Byerlee. 1985, «Complex resistivity measurements of confined rock», *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 90, n° B9, p. 7837–7847.
- Martinez, F. J., M. L. Batzle et A. Revil. 2012, «Influence of temperature on seismic velocities and complex conductivity of heavy oil-bearing sands», *Geophysics*, vol. 77, n° 3, p. WA19–WA34.
- Mavko, G. et D. Jizba. 1991, «Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks», *Geophysics*, vol. 56, n° 12, p. 1940–1949.
- Mavko, G., T. Mukerji et J. Dvorkin. 2009, *The rock physics handbook : Tools for seismic analysis of porous media*, Cambridge university press.
- Mavko, G. M. et A. Nur. 1979, «Wave attenuation in partially saturated rocks», *Geophysics*, vol. 44, n° 2, p. 161–178.

- Millero, F. J., G. K. Ward et P. V. Chetirkin. 1977, «Relative sound velocities of sea salts at 25 C», *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 61, n° 6, p. 1492–1498.
- Ngoc, T. T., E. Konstantinovskaya, R. Lefebvre, M. Malo et L. Massé. 2011, «Geotechnical characterization of deep saline aquifers for CO2 geological storage in the Bécancour region, Québec, Canada», .
- Olsen, C., T. Hongdul et I. Lykke Fabricius. 2008, «Prediction of archie’s cementation factor from porosity and permeability through specific surface», *Geophysics*, vol. 73, n° 2, p. E81–E87.
- Pandit, B. et J. Savage. 1973, «An experimental test of lomnitz’s theory of internal friction in rocks», *Journal of Geophysical Research*, vol. 78, n° 26, p. 6097–6099.
- Potter, R. W. et D. L. Brown. 1977, *The Volumetric Properties of Aqueous Sodium Chloride Solutions from 0 to 500 C at Pressures Up to 2000 Bars Based on a Regression of Available Data in the Literature : Preliminary Steam Tables for NaCl Solutions*, US Government Printing Office.
- Prasad, M. et M. H. Manghnani. 1997, «Effects of pore and differential pressure on compressional wave velocity and quality factor in berea and michigan sandstones», *Geophysics*, vol. 62, n° 4, p. 1163–1176.
- Ragheb, T. et L. Geddes. 1991, «The polarization impedance of common electrode metals operated at low current density», *Annals of biomedical engineering*, vol. 19, n° 2, p. 151–163.
- Revil, A. 2013, «Effective conductivity and permittivity of unsaturated porous materials in the frequency range 1 mHz–1GHz», *Water resources research*, vol. 49, n° 1, p. 306–327.
- Shankland, T., P. Johnson et T. Hopson. 1993, «Elastic wave attenuation and velocity of berea sandstone measured in the frequency domain», *Geophysical Research Letters*, vol. 20, n° 5, p. 391–394.
- Shapiro, S. A. 2003, «Elastic piezosensitivity of porous and fractured rocks», *Geophysics*, vol. 68, n° 2, p. 482–486.
- Stesky, R. M. 1986, «Electrical conductivity of brine-saturated fractured rock», *Geophysics*, vol. 51, n° 8, p. 1585–1593.
- Toksöz, M., D. Johnston et A. Timur. 1979, «Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks : I. laboratory measurements», *Geophysics*, vol. 44, n° 4, p. 681–690.
- Vanorio, T., M. Prasad et A. Nur. 2003, «Elastic properties of dry clay mineral aggregates, suspensions and sandstones», *Geophysical Journal International*, vol. 155, n° 1, p. 319–326.
- Walsh, J. et W. Brace. 1984, «The effect of pressure on porosity and the transport properties of rock», *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 89, n° B11, p. 9425–9431.

- Wang, Z., M. E. Cates et R. T. Langan. 1998, «Seismic monitoring of a CO₂ flood in a carbonate reservoir : A rock physics study», *Geophysics*, vol. 63, n° 5, p. 1604–1617.
- Wang, Z., L.-J. Gelius et F.-N. Kong. 2009, «Simultaneous core sample measurements of elastic properties and resistivity at reservoir conditions employing a modified triaxial cell—A feasibility study», *Geophysical Prospecting*, vol. 57, n° 6, p. 1009–1026.
- West, R. C. 1989, *CRC Handbook of Chemistry, and Physics, 70th Edition*.
- White, D. 2011, «Geophysical monitoring of the weyburn CO₂ flood : Results during 10 years of injection», *Energy Procedia*, vol. 4, p. 3628–3635.
- White, J. 1975, «Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation», *Geophysics*, vol. 40, n° 2, p. 224–232.
- Wilson, W. D. 1959, «Speed of sound in distilled water as a function of temperature and pressure», *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 31, n° 8, p. 1067–1072.
- Winkler, K. W. et A. Nur. 1982, «Seismic attenuation : Effects of pore fluids and frictional sliding», *Geophysics*, vol. 47, n° 1, p. 1–15.
- Wong, P.-z., J. Koplik et J. Tomanic. 1984, «Conductivity and permeability of rocks», *Physical Review B*, vol. 30, n° 11, p. 6606.
- Yam, H. 2011, *CO₂ rock physics : a laboratory study*, mémoire de maîtrise, University of Alberta.
- Yuanhui, J., J. Xiaoyan, F. Xin, L. Chang, L. Linghong et L. Xiaohua. 2007, «Progress in the study on the phase equilibria of the CO₂-H₂O and CO₂-H₂O-NaCl systems», *Chinese Journal of Chemical Engineering*, vol. 15, n° 3, p. 439–448.
- Zarembo, V. et M. Fedorov. 1975, «Density of sodium-chloride solutions in temperature-range 25–350 degrees c at pressures up to 1000 kg/cm²», *Journal of applied chemistry of the USSR*, vol. 48, n° 9, p. 2021–2024.
- Zhan, X., L. M. Schwartz, M. N. Toksöz, W. C. Smith et F. D. Morgan. 2010, «Pore-scale modeling of electrical and fluid transport in berea sandstone», *Geophysics*, vol. 75, n° 5, p. F135–F142.
- Zimmerman, R. W. 1990, *Compressibility of sandstones*, Elsevier.
- Zimmerman, R. W., W. H. Somerton et M. S. King. 1986, «Compressibility of porous rocks», *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, vol. 91, n° B12, p. 12765–12777.
- Zoback, M. D. et J. Byerlee. 1975, «Permeability and effective stress : Geologic notes», *AAPG Bulletin*, vol. 59, n° 1, p. 154–158.

Annexe A : Calibration des transducteurs

Afin de déterminer le temps de parcours et l'atténuation dans les échantillons, il est nécessaire de connaître le temps de parcours dans les embouts d'aluminium et l'amplitude initial de l'impulsion. Pour ce faire, les embouts sont directement collés l'un contre l'autre (aucun échantillon) et placés dans la cellule de confinement.

Le temps de parcours est facilement calculable ; il correspond directement au temps d'arrivée de l'onde pulsée. Cette mesure est effectuée pour des pressions de confinement allant de 0 à 40 MPa avec un incrément plus ou moins fin (voir figure 33). En prenant des mesures aux pressions d'intérêt de l'étude, on tient ainsi compte de la compression de l'aluminium et dans une certaine mesure du contact entre l'embout et l'échantillon. La compression de l'aluminium est de toute manière négligeable ; le module de Young de l'aluminium est de 69 GPa ce qui correspond à un retard d'environ 10ns pour une pression de 40MPa. L'effet de la pression sur les courbes de calibration est assez faible, mais non négligeable.

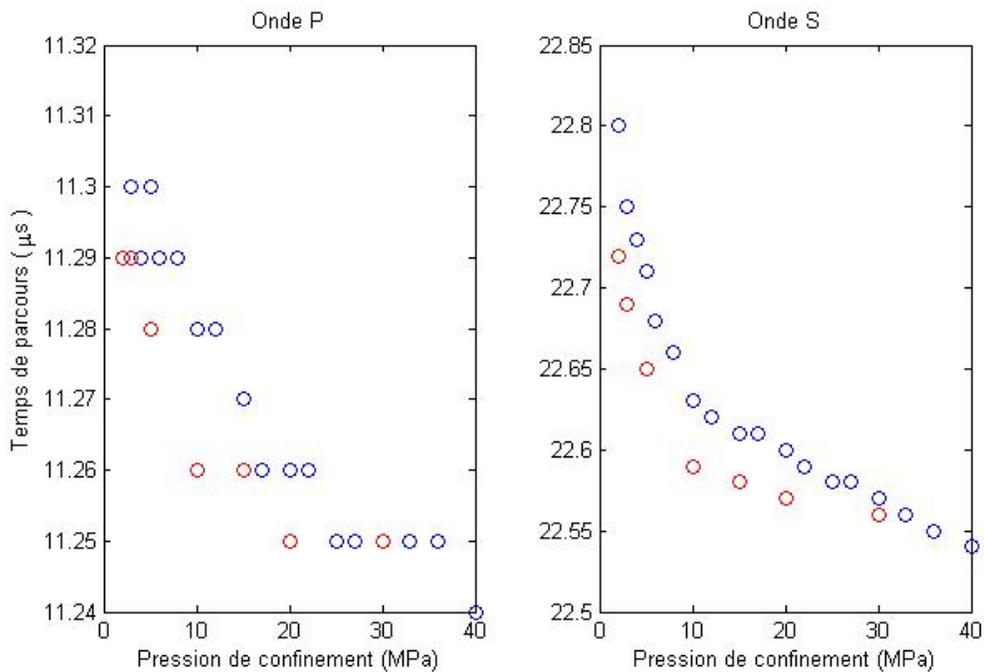


FIGURE 33 – Temps de parcours des ondes P et S lors de la pressurisation (bleu) et de la dépressurisation (rouge).

Il est certainement moins évident de déterminer l'amplitude de l'impulsion initial. En fait, elle n'est pas connue ; seule l'amplitude de l'impulsion transmise à travers les embouts sans échantillon peut être mesurée. Il est toutefois faux de considérer cette amplitude comme l'amplitude initiale lorsqu'il y a un échantillon puisqu'en changeant les propriétés du système, une quantité plus ou

moins importante d'énergie peu être dissipée dans la colonne d'époxy mêlée de tungstène sur le transducteur. Néanmoins, l'amplitude transmise lors de la calibration renseigne à propos de l'effet de la pression sur le couplage des embouts. On observe à la figure 34 que l'onde P et l'onde S se comporte différemment. L'amplitude de l'onde P transmise augmente linéairement avec la pression car son mécanisme de propagation est normal au contact des embouts. L'amplitude transmise de l'onde S augmente exponentiellement avec la pression car son mécanisme de propagation est parallèle au contact des embouts. Même si les contacts ne sont pas exactement les mêmes avec un échantillon, on peut s'attendre à ce que cet effet affecte les mesures en atténuation.

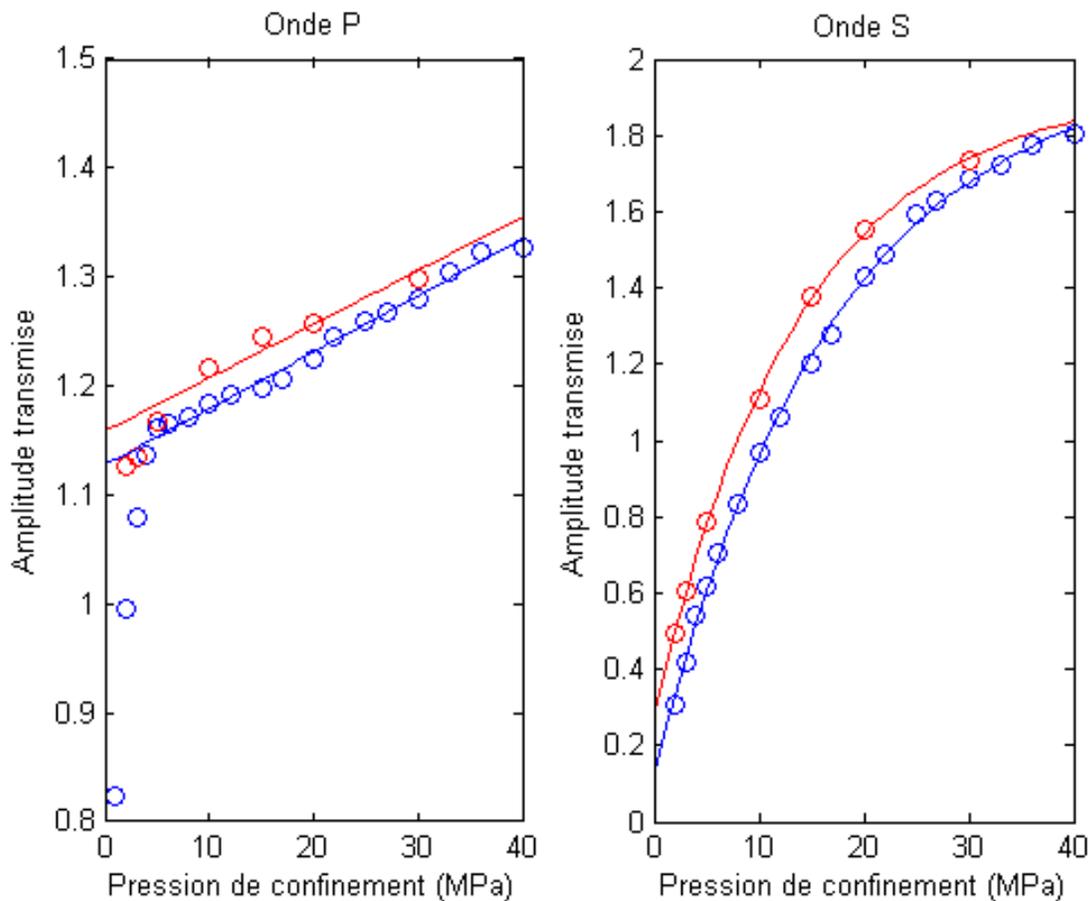


FIGURE 34 – Amplitude des ondes P et S transmises (cercle) et le modèle ajusté (courbe) lors de la compression (bleu) et de la décompression (rouge).

Annexe B : Mesures électriques radiales

La faisabilité de mesures électriques radiales (perpendiculairement à l'échantillon cylindrique) a été étudiée. La raison principale était d'utiliser des électrodes non-polarisables en Ag/AgCl au lieu des embouts d'aluminium afin de pouvoir mesurer la résistivité complexe en fonction de la fréquence. L'appareillage acoustique occupant l'axe de l'échantillon, de telles mesures doivent être réalisées radialement. Il serait aussi possible d'étudier l'anisotropie électrique en effectuant les mesures dans plusieurs directions radiales.

La difficulté majeure provient du calcul du facteur géométrique g liant la résistivité ρ à la résistance totale R :

$$R = \frac{\rho}{g} \quad (68)$$

En utilisant la loi d'Ohm, on obtient la définition de g :

$$\begin{aligned} V_A - V_B &= \int_B^A \vec{E} \cdot d\vec{l} & I &= \frac{\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}}{\rho} \\ R &= \frac{V_A - V_B}{I} = \rho \frac{\int_B^A \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}} \\ g &= \frac{\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}}{\int_B^A \vec{E} \cdot d\vec{l}} \end{aligned} \quad (69)$$

Si le courant se propage dans l'axe de l'échantillon cylindrique, le champ électrique est uniforme dans l'échantillon et l'équation 69 devient simplement :

$$g = \frac{\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}}{\int_B^A \vec{E} \cdot d\vec{l}} = \frac{\iint_S d\vec{S}}{\int_B^A d\vec{l}} = \frac{A}{L} \quad (70)$$

et on retrouve la relation 44 ; la résistivité est facilement calculable. Si au contraire le courant se propage radialement dans l'échantillon, le champ électrique est fonction de l'espace et l'équation 69 n'est plus simplifiable.

À la place, le logiciel freeFEM++ de résolution d'équation différentielle partielle par méthode d'éléments finis a été utilisé pour calculer numériquement le facteur géométrique des géométries radiales plus complexes. Le modèle créé est un cylindre de taille égale aux échantillons mesurés comportant un total de 17286 noeuds. Le potentiel électrique $u(x, y, z)$ est gouverné par l'équation de Laplace en trois dimensions :

$$-\nabla(\sigma \nabla u(x, y, z)) = 0 \quad (71)$$

avec σ étant la conductivité électrique. Les conditions aux frontières des électrodes correspondent

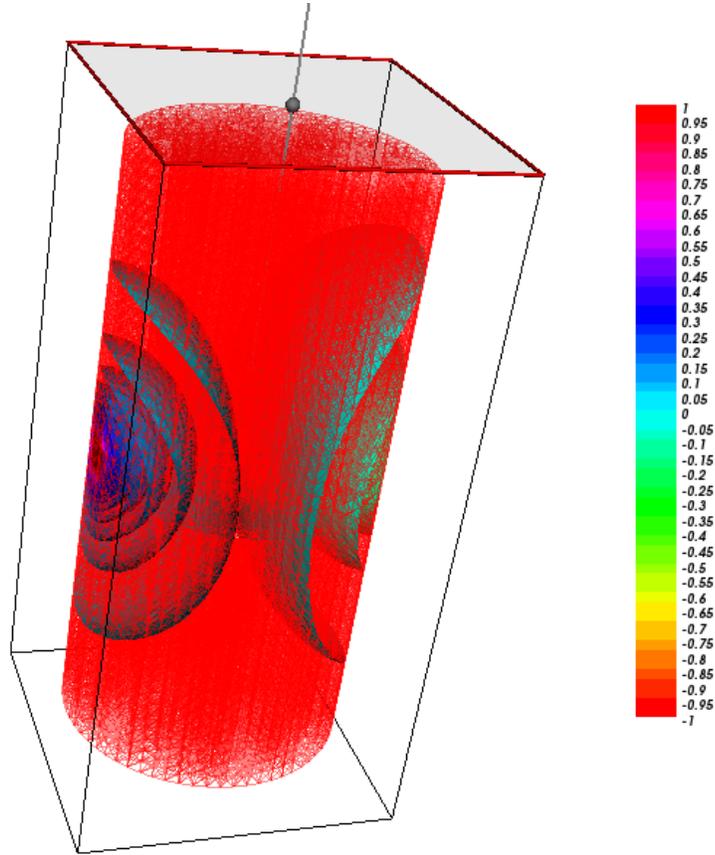


FIGURE 35 – Potentiel modélisé dans l'échantillon. 40 isocontours de potentiel sont présentés. Le maillage est présenté en rouge.

à la différence de potentiel désirée $2 \times V_0$:

$u_+ = V_0$ sur l'électrode gauche et

$u_- = -V_0$ sur l'électrode droite

Sur le reste du modèle, la condition de Neumann est appliquée soit :

$$\frac{\delta u}{\delta n} = 0 \quad (72)$$

où n est perpendiculaire à la surface de l'échantillon (c.-à-d. l'échantillon est confiné électriquement). Un potentiel de $V_0 = 1V$ et une conductivité de $\sigma = 1S/m$ ont été utilisé pour toutes les simulations puisque le facteur géométrique est indépendant de ces paramètres (éq. 69). Un exemple de modélisation est présentée à la figure 35

Deux types d'électrodes ont été utilisées : des électrodes en acier inoxydable 316L et des électrodes médicales de chlorure d'argent (Ag/AgCl), toutes deux étant de forme cylindrique avec un diamètre de 2,5mm. Huit électrodes sont disposées à angles égaux autour du centre de l'échantillon similairement à la procédure de Ellis (2008) et reprise par Han et collab. (2011a) et Martinez et collab.

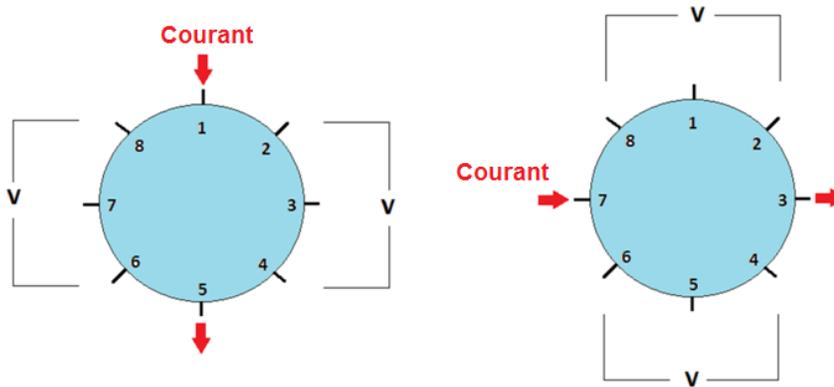


FIGURE 36 – Position des électrodes (#1 à 8) sur l'échantillon.

(2012). Le courant est injecté à travers deux électrodes opposées et le potentiel est mesuré aux électrodes adjacentes (figure 36). C'est essentiellement une configuration de Werner. En changeant la direction du courant il devient possible de mesurer l'anisotropie électrique à condition de corriger pour l'orientation des lignes de champ électrique.

Cette configuration entraîne cependant des difficultés techniques qui font qu'elle ne fut pas mise en application avec succès. La figure 37 présente le potentiel modélisé avec Freefem++ pour une coupe dans le plan des électrodes. Une première constatation faite est que la différence de potentiel au centre de l'échantillon est beaucoup plus faible qu'aux extrémités près des électrodes. Le potentiel aux bornes des électrodes de potentiel sera donc beaucoup plus faible que la différence de potentiel aux bornes des électrodes de courant (environ 7% du potentiel total). Un voltage plus important est donc nécessaire aux bornes des électrodes de courant pour obtenir une mesure lisible ce qui peut entraîner des effets électrochimiques indésirable ainsi qu'une incertitude sur la mesure plus élevée. Ce n'est néanmoins pas l'inconvénient majeur.

La taille des électrodes est relativement importante par rapport à la circonférence de l'échantillon ce qui entraîne une erreur de positionnement importante lors de la préparation de l'échantillon. Vu la forte non-linéarité du potentiel avec la position angulaire, une légère erreur de positionnement de quelques degrés peut faire varier la résistance mesurée considérablement. Plusieurs modèles ont été réalisés en faisant légèrement varier la position d'une des électrodes de potentiel, les résultats sur la mesure sont présentés à la figure 38. Par exemple, une erreur de positionnement de 5 degrés ce qui n'est pas énorme biaise la mesure de résistivité d'environ 10%. L'erreur est considérablement augmentée.

De plus, le tube de plastique enveloppant l'échantillon est souple et les électrodes sont fixées dans ce dernier. Elles peuvent donc se déplacer légèrement à cause par exemple d'un changement de pression. Ceci peut à la fois changer le facteur géométrique et la résistance de contact des électrodes. Cet effet a été observé. Un recouvrement solide serait nécessaire en plus d'outils de précision pour mettre

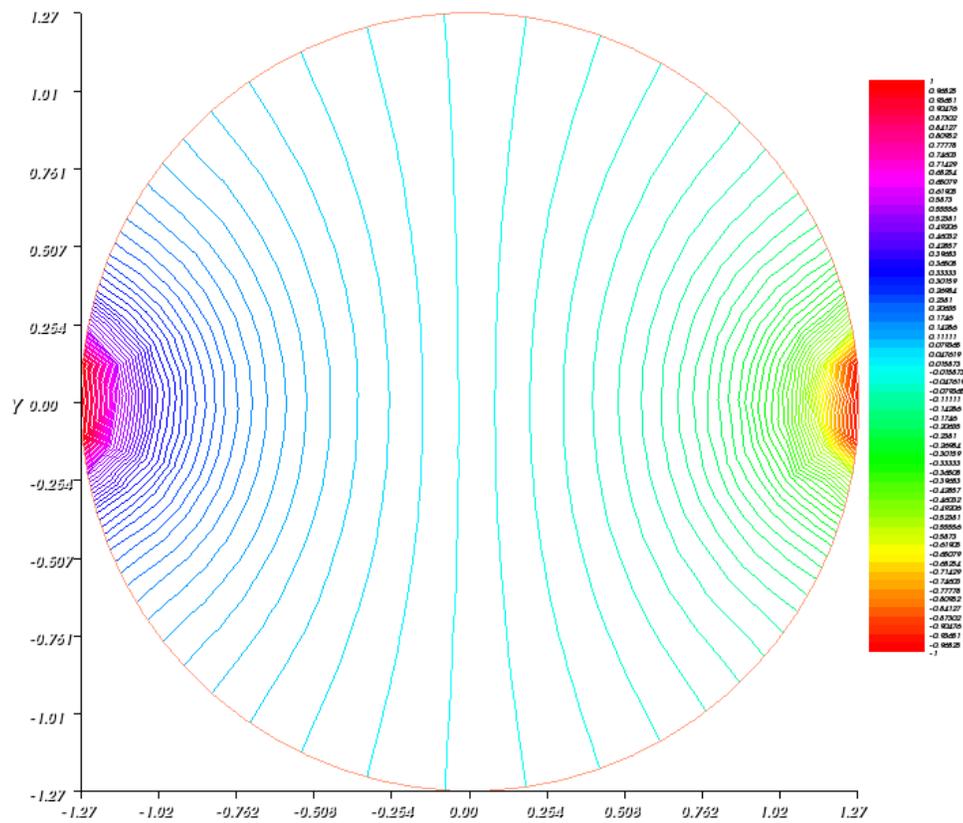


FIGURE 37 – Potentiel modélisé dans l'échantillon pour le plan des électrodes. 100 isocontours sont présentés.

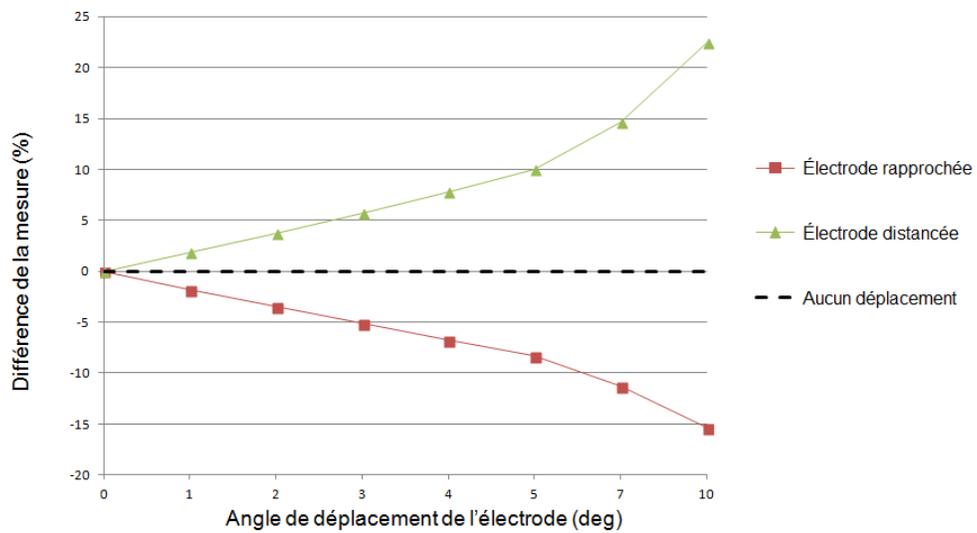


FIGURE 38 – Différence sur le potentiel mesuré selon la configuration de la figure 36 en faisant varier la position angulaire d'une électrode de potentiel.

en application ce dispositif. Toutefois, un recouvrement rigide pour l'échantillon entraîne davantage de problèmes techniques, notamment la pression sur l'échantillon n'est plus isostatique puisque le recouvrement subit la contrainte perpendiculaire à l'axe de l'échantillon. Quant aux électrodes d'Ag/AgCl, elles sont trop fragiles pour être efficacement utilisées dans la cellule de confinement.