



HAL
open science

**Contribution à l'étude du comportement mécanique et
acoustique des milieux hétérogènes et poreux :
Application aux pierres calcarénites**

Abdelaali Rahmouni

► **To cite this version:**

Abdelaali Rahmouni. Contribution à l'étude du comportement mécanique et acoustique des milieux hétérogènes et poreux : Application aux pierres calcarénites. Mécanique [physics]. Université Mohammed V - Rabat, 2016. Français. NNT : 2016ICME2904 . tel-01448463

HAL Id: tel-01448463

<https://hal.science/tel-01448463>

Submitted on 28 Jan 2017

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

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



N° d'ordre : 2904

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par :

Abdelaali RAHMOUNI

Discipline : **Physique**

Spécialité : **Mécanique et Énergétique**

Contribution à l'étude du comportement mécanique et acoustique des milieux hétérogènes et poreux : Application aux pierres calcarénites

Soutenue le **23 Septembre 2016**, devant le jury :

Président :

Mr Mimoun HARNAFI PES Institut Scientifique, Université Mohammed V, Rabat, Maroc.

Examineurs :

Mr Abderrahim SAMAOUALI PES Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat, Maroc.

Mr Bennasser BAHRAR PES ENSET de Mohammedia, Université Hassan II, Casablanca, Maroc.

Mr Yves GERAUD PES ENSG, Université de Lorraine, Nancy, France.

Mr Mohammed Ouadi BENSALAH PES Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat, Maroc.

Mr Mohamed BOUKALOUCHE PES Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat, Maroc.

Mr Mohamed Jamal Eddine SEBBANI PES Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat, Maroc.

Avant- propos

Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire de Thermodynamique et Energétique de la faculté des sciences, Université Mohammed V- Rabat, en collaboration avec le Laboratoire de pétrophysique de l'Institut de Physique du Globe, Université de Strasbourg, dans le cadre du Projet d'Action Intégrée Volubilis No. MA / 07/168 entre l'Université Mohammed V de Rabat et l'Université de Strasbourg, France.

J'adresse mes plus sincères remerciements à mon directeur de thèse, Monsieur **Mohamed Jamal Eddine SEBBANI**, Professeur de l'enseignement supérieur à la faculté des sciences de Rabat, pour tout ce qu'il m'a apporté du point de vue scientifique et professionnel. Son encadrement quotidien soigneux, mais aussi la liberté qu'il m'a laissée dans le travail m'ont fait progresser continûment sur la voie de l'apprentissage de la recherche scientifique. Vivement merci Monsieur pour votre soutien, votre confiance et vos précieux conseils.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur **Mimoun HARNAFI**, Professeur de l'enseignement supérieur à l'institut scientifique de Rabat, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à Monsieur **Mohamed BOUKALOUCHE**, Professeur de l'enseignement supérieur à la faculté des sciences de Rabat, Responsable de l'UFR Mécanique et Energétique, Directeur du laboratoire de Thermodynamique et Energétique, de m'avoir fait confiance en m'accueillant au sein de son laboratoire. Ses remarques et corrections apportées à cette thèse ont permis l'amélioration profonde de son contenu. Sans oublier de le remercier encore une fois d'avoir accepté d'examiner ce travail de thèse.

Mes vifs remerciements s'adressent à Monsieur **Abderrahim SAMAOUALI**, Professeur de l'enseignement supérieur à la faculté des sciences de Rabat, pour ses orientations, ses discussions fructueuses, ses encouragements, ses qualités pédagogiques, ainsi que sa rigueur et sa vision éclairée du travail de recherche. Je le remercie également pour avoir accepté d'être rapporteur et examinateur de ma thèse.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur **Mohammed Ouadi BENSALAH**, Professeur de l'enseignement supérieur à la faculté des sciences de Rabat, d'avoir bien voulu examiné ce travail et de m'honorer par sa participation au jury.

Je remercie vivement Monsieur **Bennasser BAHRAR**, Professeur de l'enseignement supérieur à l'Ecole Normale Supérieure de l'Enseignement Technique de Mohammedia, en qualité de rapporteur et examinateur, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et de consacrer une partie de son temps à l'analyse de mon travail et pour ses remarques pertinentes.

Je remercie chaleureusement Monsieur **Yves GERAUD**, Professeur de l'Ecole Nationale Supérieure de Géologie, Université de Lorraine, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire de pétrophysique à l'Institut de Physique du Globe, Université de Strasbourg et la facilité qu'il m'a donné durant cette période de stage. Je le remercie également pour avoir accepté d'être examinateur de ma thèse.

Je remercie également Monsieur **Iz-Eddine EL AMRANI EL HASSANI**, Professeur de l'enseignement supérieur à l'institut scientifique de Rabat, pour son accueil et assistance pour les mesures des vitesses des ondes P des roches au laboratoire de recherche sur les géomatériaux.

Je tiens également à remercier mes collègues du laboratoire en particulier **Abderrahim BOULANOUAR**, **Youness EL RHAFARI**, **Mohammed HRAITA** et tous mes amis. Je suis heureux de leur témoigner ici toute ma reconnaissance et ma sympathie.

Enfin, j'ai le bonheur de faire partie d'une famille très unie qui a su par sa solidarité me donner soutien sans faille tout au long de ces années de thèse. Je remercie infiniment ma famille et plus particulièrement mon épouse, ma fille **ISRAE**, mes parents, mes frères et mes sœurs qui n'ont jamais douté de moi et qui m'ont toujours poussé vers l'avant. Si ce manuscrit existe, c'est en partie grâce à eux.

Liste des publications

1. Abderrahim Boulanouar, Lahcen El Moudnib, Sean R. Ford, Mimoun Harnafi, Antonio Villasenor, Josep Gallart, **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, and Jamal Sebbani. Coda wave attenuation tomography in Northern Morocco. *Journal of Materials and Environmental Science*, Vol. 7, No. 8, **2016**, pp. 2880-2885.
2. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Mohamed Boukalouch, Yves Géraud, Abderrahim Samaouali, Jamal Sebbani. POROZITATEA, PERMEABILITATEA ȘI DENSITATEA ÎN VRAC A ROCILOR ȘI RELAȚIILE ACESTORA BAZATE PE MĂSURĂTORI DE LABORATOR. Porosity, Permeability and Bulk Density of Rocks and their Relationships Based on Laboratory Measurements. *Revista Română de Materiale/Romanian Journal of Materials*, Vol. 44, No. 2, **2014**, pp. 147-152.
3. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Mohammed Boukalouch, Yves Géraud, Abderrahim Samaouali, Mimoun Harnafi, Jamal Sebbani. Relationships between porosity and permeability of calcarenite rocks based on laboratory measurements, *Journal of Materials and Environmental Science*, Vol. 5, No. 3, **2014**, pp. 931-936.
4. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Mohamed Boukalouch, Yves Géraud, Abderrahim Samaouali, Mimoun Harnafi, Jamal Sebbani. Prediction of Porosity and Density of Calcarenite Rocks from P-wave Velocity Measurements, *International Journal of Geosciences*, Vol. 4. No. 9, **2013**, pp. 1292-1299.
5. Abderrahim Boulanouar, Lahcen El Moudnib, Mimoun Harnafi, Taj-Eddine Cherkaoui, **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, Jamal Sebbani. Spatial variation of coda wave attenuation using aftershocks of the Al Hoceima earthquake of 24 February, 2004, Morocco, *Natural Science*, Vol. 5, No.8A1, **2013**, pp. 72-77.
6. Abderrahim Boulanouar, **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, Abderrahim Samaouali, Yves Géraud, Mimoun Harnafi, Jamal Sebbani. Determination of Thermal Conductivity and Porosity of Building Stone from Ultrasonic Velocity Measurements. *Geomaterials*, Vol. 3. No. 4, **2013**, pp. 138-144.
7. A. Boulanouar, **A. Rahmouni**, M. Boukalouch, Y. Géraud, I. El Amrani El Hassani, M. Harnafi, M.J. Sebbani. Corrélation entre la vitesse d'onde P et la conductivité thermique des matériaux hétérogènes et poreux. *MATEC Web of Conferences*, Vol. 2, No. 05004, **2012**, pp. 1-7.

Liste des communications

1. **A. Rahmouni**, Y. El Rhaffari, A. Samaouali, M. Boukalouch, Y. Géraud, M.J. Sebbani. Prediction of acoustical and mechanical properties in partially saturated calcarenite rocks used in the construction of monuments of Rabat (Morocco). 12^{ème} Congrès de mécanique, 21-24 Avril 2015, Casablanca, Maroc.
2. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Abderrahim Samaouali, Yves Géraud, Mohamed Boukalouch, Jamal Sebbani. Correlation between Thermal Conductivity, Porosity and Density of Calcarenite Rocks Using Optical Scanning Method. 3^{ème} Congrès de l'Association Marocaine de Thermique, 21-22 Avril 2014, Agadir, Morocco.
3. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Mohamed Boukalouch, Abderrahim Samaouali, Yves Géraud, Mimoun Harnafi, Jamal Sebbani. Estimating Porosity and Density of Calcarenite Rocks from P-wave Velocity. International Congress on Materials & Structural Stability Building up Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
4. **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, Abderrahim Boulanouar, Abderrahim Samaouali, Yves Géraud, Jamal Sebbani. Permeability and Porosity of Rocks and their Relationship based on Laboratory Measurements. International Congress on Materials & Structural Stability Building up Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
5. **Abdelaali Rahmouni**, Abderrahim Boulanouar, Abderrahim Samaouali, Mohamed Boukalouch, Yves Géraud, Jamal Sebbani. Prediction of Mechanical and Acoustic Properties in Partially Saturated Rocks. International Congress on Materials & Structural Stability Building up Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
6. Abderrahim Boulanouar, Mimoun Harnafi, Lahcen El Moudnib, **Abdelaali Rahmouni**, Antonio Villasenor, Josep Gallart, Mohamed Boukalouch, and Jamal Sebbani. Quality Factor of Seismic Coda Waves from Local Earthquakes in Northern Morocco. International Congress on Materials & Structural Stability Building up Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
7. Abderrahim Boulanouar, Mimoun Harnafi, Lahcen EL Moudnib, **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, Jamal Sebbani. Low Coda Qc in the AL Hoceima Region (Earthquakes of 24 February 2004), Morocco. International Congress on Materials & Structural Stability Building up

- Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
8. A. Samaouali, L. Laanab, M. Hraitia, Y. El Rhaffari, H. Oudghiri, A. El Bouzidi, **A. Rahmouni** and Y. Géraud. Characterization of the Porosity by Thermal Conductivity Mapping in the Chellah Monument Stones (Morocco). International Congress on Materials & Structural Stability Building up Sustainable Materials & Constructions, 27-30 November 2013, Rabat, Morocco.
 9. **A. Rahmouni**, A. Boulanouar, A. Samaouali, M. Boukalouch, Y. Géraud, M. Harnafi, M.J.E. Sebbani. Estimation of Porosity in Calcarene Rocks Using Ultrasonic Velocity Measurements. Sixième Colloque Maghrébin de Géophysique Appliquée. 3, 4 et 5 Mai 2013, Meknès, Morocco.
 10. A. Boulanouar, M. Harnafi, L. EL Moudnib, **A. Rahmouni**, M. Boukalouch; M.J.E. Sebbani. Attenuation of Coda Waves of Northern Morocco. Colloque Maghrébin de Géophysique Appliquée. 3, 4 et 5 Mai 2013, Meknès, Morocco.
 11. **A. Rahmouni**, A. Samaouali, A. Boulanouar, M. Boukalouch, Y. Géraud, M. Harnafi, M.J. Sebbani. Prédiction des Propriétés Élastiques et Acoustiques Effectives des Milieux Poreux. 11^{ème} Congrès de mécanique, 23-26 Avril 2013, Agadir, Maroc.
 12. **A. Rahmouni**, A. Samaouali, A. Boulanouar, M. Boukalouch, Y. Géraud, M. Harnafi, M.J. Sebbani. Relationship between Porosity, Thermal Conductivity and Water Saturation of Rocks Calcarene. 11^{ème} Congrès de mécanique, 23-26 Avril 2013, Agadir, Maroc.
 13. **A. Rahmouni**, A. Boulanouar, A. Samaouali, M. Boukalouch, Y. Géraud, M. Harnafi, M.J.E. Sebbani. Determination the Thermal Conductivity of Porous Media from P-wave Velocity. 11^{ème} Congrès de mécanique, 23-26 Avril 2013, Agadir, Maroc.
 14. Abdrahim Boulanouar, Mimoun Harnafi, Sean R. Ford, Lahcen El Moudnib, Antonio Villasenor, Josep Gallart, Mohamed Majid Himmi, **Abdelaali Rahmouni**, Mohamed Boukalouch, and Jamal Sebbani. Coda wave attenuation tomography in northern Morocco. European Geosciences Union. 07-12 April 2013, Vienna, Austria.
 15. **A. Rahmouni**, A. Samaouali, A. Boulanouar, M. Boukalouch, Y. Géraud, M. Harnafi, M.J.E. Sebbani. Effet de la porosité et de la saturation en eau sur la conductivité thermique des matériaux poreux. VI^{ème} Congrès International sur les Energies Renouvelables et l'Environnement. 19-21 Mars, 2012, Hammamet, Tunisie.
 16. **A. Rahmouni**, A. Samaouali, M. Boukalouch, A. Boulanouar, Y. Géraud, M.Harnafi, M.J.E. Sebbani. Estimating the Thermal Conductivity of Porous Media from Ultrasonic Velocity Measurements. VI^{ème} Congrès International

sur les Energies Renouvelables et l'Environnement. 19-21 Mars, 2012, Hammamet, Tunisie.

17. A. Boulanouar, A. Chaaba, **A. Rahmouni**, M. Boukalouch, I. El Amrani El Hassani, M.J.E. Sebbani. Estimation de la cohésion à partir des vitesses des ondes P. VI^{ème} Congrès International sur les Energies Renouvelables et l'Environnement. 19-21 Mars, 2012, Hammamet, Tunisie.
18. A. Boulanouar, **A. Rahmouni**, M. Boukalouch, Y. Géraud, I. El Amrani El Hassani, M. Harnafi, M.J. Sebbani. Corrélation entre la vitesse d'onde P et la conductivité thermique des matériaux hétérogènes et poreux. Séminaire International, Innovation & Valorisation en Génie Civil & Matériaux de construction. 23-25 Novembre 2011, Rabat, Maroc.
19. **A. Rahmouni**, Y. Géraud, A. Boulanouar, M. Boukalouch, A. Samaouali, I. El Amrani El Hassani, M.J.E. Sebbani. Influence de la microstructure et de la saturation en fluide sur la conductivité thermique des milieux poreux. 1^{er} congrès de l'Association Marocaine de Thermique, 6 & 7 Mai 2010, Settat, Maroc.
20. **A. Rahmouni**, A. Boulanouar, M. Boukalouch, I. El Amrani El Hassani, M. Harnafi, M.J.E. Sebbani. Contribution à la modélisation du comportement mécanique des milieux hétérogènes et poreux. 9^{ème} Congrès de mécanique, 21-24 Avril 2009, Faculté des Sciences, Semlalia- Marrakech, Maroc.

Résumé

Les matériaux naturels (roches, monuments, sols) sont des milieux poreux, dont leurs microstructures présentent une grande diversité. Ils sont constitués d'une phase solide généralement hétérogène et une phase poreuse qui peut être totalement ou partiellement saturée par un ou plusieurs fluides. L'étude de la porosité, la circulation du fluide, la conductivité thermique, la perméabilité et la vitesse des ondes P dans ces milieux poreux s'avère fondamentale pour des applications comme la géophysique des réservoirs, le génie civil, la sismologie, les monuments et le domaine de la construction.

L'objectif de cette thèse est d'étudier théoriquement et expérimentalement le comportement mécanique et acoustique des roches sédimentaires calcarénites utilisées dans la construction des monuments historiques de Rabat et d'établir les relations de corrélation entre les propriétés physiques de ces roches sédimentaires. Pour cela, une technique d'homogénéisation basée sur le modèle de Mori-Tanaka est présentée, dont le but est de relier les propriétés mécaniques (module de Young E , module de compression k , module de cisaillement μ) et acoustiques (vitesses des ondes de compression V_P et de cisaillement V_S) à la porosité et le degré de saturation en eau.

Les propriétés physiques des roches calcarénites ont été mesurées et analysées et leurs relations sont discutées. Il s'agit de la porosité, la conductivité thermique, la densité volumique, la vitesse des ondes P et la perméabilité. Ces relations de corrélation peuvent servir pour estimer les propriétés non mesurées à partir d'une propriété mesurée de la roche calcarénite.

Mots-clés : Roche calcarénite, monument, milieu poreux, homogénéisation, Mori-Tanaka, porosité, densité volumique, perméabilité, conductivité thermique, vitesse des ondes P, degré de saturation en eau.

Abstract

Natural materials (rocks, monuments, soils) are porous media, whose their microstructures present a wide diversity. They generally consist of a heterogeneous solid phase and a porous phase which may be fully or partially saturated with one or more fluids. The study of porosity, circulation of the fluid, thermal conductivity, permeability and P-wave velocity in these porous media proves essential for applications such as reservoir geophysics, civil engineering, seismology, monuments and construction field.

The objective of this thesis is to study theoretically and experimentally the mechanical and acoustical behavior of the calcarenite sedimentary rocks used in building monuments of Rabat, and to establish the relationships between physical properties of these sedimentary rocks. For this, a homogenizing technique based on the Mori-Tanaka model is presented, the purpose of which is to connect the mechanical properties (Young's modulus E , compression modulus k , shear modulus μ) and acoustical properties (P-wave and S-wave velocities) to porosity and degree of water saturation.

The physical properties of calcarenite rocks were measured, analyzed and their relationships are discussed. This is the porosity, thermal conductivity, bulk density, P-wave velocity and permeability. These relationships can be used to estimate the unmeasured properties from a measured property of the calcarenite rock.

Keywords: Calcarenite rock, monument, porous media, homogenization, Mori-Tanaka, porosity, bulk density, permeability, thermal conductivity, P- wave velocity, degree of water saturation.

Table des matières

Liste des sigles et abréviations	13
Liste des figures	15
Liste des tableaux	19
Introduction générale	20
Chapitre 1 . Méthodes d’homogénéisation des milieux élastiques linéaires.....	25
1.1. Introduction	26
1.2. Rappels sur le comportement élastique linéaire des matériaux.....	26
1.3. Etapes de l’homogénéisation.....	30
1.3.1. Représentation	31
1.3.2. Localisation	32
1.3.3. Homogénéisation.....	32
1.4. Méthodes d’homogénéisation.....	34
1.4.1. Problème de l’inclusion d’Eshelby.....	36
1.4.2. Problème de l’inhomogénéité d’Eshelby	38
1.4.3. Schéma dilué	40
1.4.4. Schéma de Mori-Tanaka	43
1.4.5. Schéma autocohérent.....	46
1.4.6. Bornes de Voigt et Reuss	48
1.4.7. Bornes de Hashin - Shtrikman.....	49
1.4.8. Schéma Ponte Castaneda et Willis (PCW).....	50
1.5. Comparaison numérique des modèles d’homogénéisation	52
1.6. Conclusion.....	54
Chapitre 2 . Techniques de caractérisations des propriétés physiques des roches calcarénites.....	55
2.1. Introduction	56
2.2. Matériaux étudiées	56
2.2.1. Rabat et les monuments historiques	56
2.2.2. Matériaux étudiés	58
2.3. Porosité.....	59
2.3.1. Définition de la porosité	59
2.3.2. Porosité à l’eau	60
2.3.2.1. Définition.....	60
2.3.2.2. Protocole de mesure	62
2.3.2.3. Résultats et commentaires	64
2.3.3. Porosimétrie par injection de mercure.....	64
2.3.3.1. Principe et appareillage	65
2.3.3.2. Protocole de mesure	66
2.4. Densité volumique.....	68
2.4.1. Protocole de mesure	68
2.4.2. Résultats et commentaires	69
2.5. Cinétique d’imbibition capillaire.....	69

2.5.1. Rappels théoriques sur l'interaction eau/roche	70
2.5.1.1. Mouillabilité et tension superficielle	70
2.5.1.2. Pression capillaire.....	71
2.5.1.3. Équation de Washburn	73
2.5.2. Principe et mode opératoire.....	75
2.5.3. Évolution de la prise de poids en eau et de la migration de la frange capillaire ..	76
2.5.3.1. Cas d'un réseau unimodal	77
2.5.3.2. Cas d'un réseau bimodal	79
2.5.3.3. Cas d'un réseau polymodal	79
2.5.4. Notion de rayon théorique équivalent $r_{\text{éq}}$	80
2.5.5. Calcul de la saturation	80
2.5.6. Résultats et commentaires	81
2.6. Conductivité thermique	84
2.6.1. Définition.....	84
2.6.2. Techniques de mesure	86
2.6.2.1. Principe de la mesure par TCS	87
2.6.3. Résultats et commentaires	90
2.7. Perméabilité.....	91
2.7.1. Principe de mesure	92
2.7.2. Résultats et commentaires	94
2.8. Vitesses des ondes P.....	94
2.8.1. Base théorique	95
2.8.2. Propriétés élastiques et vitesses V_P et V_S	96
2.8.3. Principe de mesure	97
2.8.4. Résultats et commentaires	99
2.9. Conclusion.....	100
Chapitre 3 . Relations de corrélation entre les propriétés physiques: porosité,	
densité volumique, conductivité thermique, perméabilité et vitesse des ondes P	
.....	101
3.1. Introduction	102
3.2. Profil de la conductivité thermique et de la porosité.....	102
3.3. Conductivité thermique et propriétés physiques des roches	104
3.3.1. Conductivité thermique et porosité	104
3.3.2. Conductivité thermique et densité volumique.....	106
3.3.3. Influence de la saturation en eau sur la conductivité thermique	109
3.4. Vitesse et propriétés physiques des roches.....	111
3.4.1. Vitesse et porosité	111
3.4.2. Vitesse et densité volumique.....	113
3.4.3. Test de student ou test t	118
3.4.3. Vitesse et conductivité thermique	120
3.5. Perméabilité et porosité	123
3.6. Porosité et densité volumique.....	127
3.7. Conclusion.....	128
Chapitre 4 . Prédiction des propriétés élastiques et acoustiques des matériaux	
poreux secs, saturés et partiellement saturés	129
4.1. Introduction	130
4.2. Propriétés élastiques et acoustiques effectives d'un milieu poreux sec et saturé.....	130

4.2.1. Méthode d'homogénéisation	130
4.2.2. Modèle de Mori-Tanaka	132
4.2.3. Propriétés effectives d'un milieu poreux sec	133
4.2.4. Propriétés effectives d'un milieu poreux saturé	134
4.2.5. Résultats et discussions	136
4.3. Propriétés élastiques et acoustiques effectives d'un milieu poreux partiellement saturé	142
4.3.1. Degré de saturation.....	143
4.3.2. Propriétés élastiques et acoustiques en fonction du degré de saturation S.....	144
4.3.2.1. Module de compression k_{insat}	144
4.3.2.1. Module de Young E_{insat}	145
4.3.2.1. Vitesse des ondes P (V_{Pinsat})	145
4.3.3. Résultats et discussions	145
4.4. Conclusion.....	151
Conclusions générales et perspectives	153
Références bibliographiques	159

Liste des sigles et abréviations

$\gamma(\vec{r})$	Accélération
g	Accélération de la pesanteur
α	Angle de contact caractérisant la mouillabilité
AFPC	Association française pour la construction
AFREM	Association française pour la recherche et les essais sur les matériaux
HS	Borne Hashin- Shtrikman
u	Champ de déplacement
b	Coefficient de Biot
ν	Coefficient de Poisson
λ	Conductivité thermique
ρ	Densité volumique
W	Densité volumique d'énergie élastique
∂	Dérivée partielle
x	Distance entre la source et le capteur thermique
$\xi(\vec{r})$	Fonction indicatrice
$f(\vec{r})$	Force volumique
f	Fraction volumique
L	Hauteur de la frange capillaire
ISRM	International Society for Rock Mechanics
MT	Modèle Mori-Tanaka
μ	Module de cisaillement
k	Module de compression
n	Normale à la surface de charge
Onde P	Onde primaire
Onde S	Onde secondaire
χ	Perméabilité
i	Phase
ϕ	Porosité
U	Potentiel
P	Pression
$\partial W / S$	Prise de poids
:	Produit contracté d'ordre deux
q	Puissance de la source
Q	Quantité de chaleur
r	Rayon du capillaire
r_{eq}	Rayon équivalent
S_i	Saturation à un instant i
AC	Schéma autocohérent
dil	Schéma dilué
PCW	Schéma Ponte Castaneda et Willis

$\partial\Omega$	Surface extérieure
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
T	Température
$\theta(y)$	Température au point y
S_E	Tenseur d'Eshelby
B	Tenseur de concentration des contraintes
Σ	Tenseur de contrainte macroscopique
σ	Tenseur de contrainte microscopique
E	Tenseur de déformation macroscopique
ε	Tenseur de déformation microscopique
H	Tenseur de Hill
A	Tenseur de localisation des déformations
C^{hom}	Tenseur de module d'élasticité macroscopique homogénéisé
τ	Tenseur de polarisation
C	Tenseur de rigidité
S	Tenseur de souplesse
I	Tenseur unité d'ordre 4
γ	Tension superficielle
TCS	Thermal Conductivity Scanning
η	Viscosité dynamique du fluide
V_P	Vitesse de l'onde P
V_S	Vitesse de l'onde S
Ω	Volume
V.E.R	Volume élémentaire représentatif

Liste des figures

Figure 1.1 : Problème de l'inclusion d'Eshelby.....	37
Figure 1.2 : Problème de l'inhomogénéité d'Eshelby	38
Figure 1.3 : Module de compression k en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).	53
Figure 1.4 : Module de cisaillement μ en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).	53
Figure 1.5 : Module de Young E en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).	54
Figure 2.1 : Situation géographique de Rabat.....	57
Figure 2.2 : Sites des monuments Almohades : (a) Tour Hassan, (b) Nécropole de Chellah.	57
Figure 2.3: (a) Roches calcarénites, (b) Image numérique d'un échantillon calcarénite.	59
Figure 2.4 : Schéma du dispositif expérimental de mesure de porosité totale à l'eau sous vide (Thomachot 2002).	63
Figure 2.5 : Schéma de la cellule utilisée pour la porosimétrie par injection de mercure (Rosener 2007).	67
Figure 2.6 : Représentation schématique de l'équilibre des forces de tensions interfaciales existant aux différentes interfaces solide- liquide, liquide- gaz et solide-gaz (Thomachot 2002).	70
Figure 2.7 : Représentation schématique des forces appliquées de part et d'autre d'un ménisque dans un capillaire (Rousset-Tournier, 2001).	72
Figure 2.8 : Dispositif expérimental pour mesurer la cinétique d'imbibition capillaire.	75
Figure 2.9 : Différents types de réseaux poreux en fonction de l'allure des courbes d'imbibition capillaire : 1) réseau unimodal, 2) réseau bimodal, 3) réseau polymodal (Mertz 1991). (En pointillé : évolution de la frange capillaire ; en trait plein : évolution de la prise de poids).	77
Figure 2.10 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 33,5 % perpendiculaire à la stratification.....	81
Figure 2.11 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 33,5 % parallèle à la stratification.....	81
Figure 2.12 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 29,82 % perpendiculaire à la stratification.....	82
Figure 2.13 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 29,82 % parallèle à la stratification.....	82
Figure 2.14 : Principe de mesure TCS.	88
Figure 2.15 : Disposition des standards et de l'échantillon lors de la mesure de conductivité thermique, schéma des profils de température.	89

Figure 2.16 : Photographie du montage de mesure de la conductivité thermique par TCS.	90
Figure 2.17 : (a) Perméamètre TinyPerm II, (b) exemple du dispositif utilisé dans le domaine.	93
Figure 2.18 : Dispositif utilisé pour la mesure de vitesse de l'onde P : un générateur d'ultrasons avec une fréquence de 54 kHz et transducteurs piézométriques.	99
Figure 3.1: Profil de la conductivité thermique de l'échantillon 4 à l'état sec selon les directions (ox, oy et oz).	102
Figure 3.2: Profil de la conductivité thermique de l'échantillon 4 à l'état saturée selon les directions (ox, oy et oz).	103
Figure 3.3 : Variation de la porosité de l'échantillon 4 en fonction de la position selon les directions (ox, oy et oz).	104
Figure 3.4 : Relation entre la conductivité thermique à l'état saturé et la conductivité thermique à l'état sec des roches calcarénites.	105
Figure 3.5 : Variation de la conductivité thermique des échantillons secs avec la porosité.	106
Figure 3.6 : Variation de la conductivité thermique des échantillons saturés avec la porosité.	106
Figure 3.7 : Relation entre la conductivité thermique et la densité volumique des échantillons secs.	107
Figure 3.8 : Relation entre la conductivité thermique et la densité volumique des échantillons saturés.	107
Figure 3.9 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons secs.	108
Figure 3.10 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons saturés en eau.	108
Figure 3.11 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons secs.	109
Figure 3.12 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons saturés.	109
Figure 3.13 : Influence de la saturation en eau sur la conductivité thermique d'une roche calcarénite de porosité 33,5 %, selon les directions (ox, oy et oz).	110
Figure 3.14 : Variation de la vitesse V_P des échantillons secs avec la porosité.	112
Figure 3.15 : Variation de la vitesse V_P des échantillons saturés avec la porosité. ..	112
Figure 3.16 : Vitesses V_P dans des roches sédimentaires en fonction de la densité volumique (Guéguen et Palciauskas 1992).	114
Figure 3.17 : Variation de la vitesse V_P avec la densité volumique des échantillons secs.	115
Figure 3.18 : Variation de la vitesse V_P avec la densité volumique des échantillons saturés.	116
Figure 3.19 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons secs.	117
Figure 3.20 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons saturés.	117
Figure 3.21 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons secs.	118

Figure 3.22 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la vitesse V_p des échantillons saturés.....	118
Figure 3.23 : Variation de la conductivité thermique avec la vitesse V_p des échantillons secs.....	121
Figure 3.24 : Variation de la conductivité thermique avec la vitesse V_p des échantillons saturés.	122
Figure 3.25 : Conductivité thermique estimée et conductivité thermique mesurée à partir de la vitesse V_p des échantillons secs.....	122
Figure 3.26 : Conductivité thermique estimée et conductivité thermique mesurée à partir de la vitesse V_p des échantillons saturés.	123
Figure 3.27 : Variation de la perméabilité des échantillons calcarénites avec la porosité.....	124
Figure 3.28 : Distribution porale obtenue par porosimétrie au mercure pour l'échantillon 4.	125
Figure 3.29 : Distribution porale obtenue par porosimétrie au mercure pour l'échantillon 2.	126
Figure 3.30 : Relation entre la porosité et la densité volumique des échantillons calcarénites.....	127
Figure 4.1 : Schéma d'homogénéisation d'un milieu poreux : (a) sec, (b) saturé et (c) partiellement saturé.....	131
Figure 4.2 : Modules effectifs (k et μ) en fonction de la porosité pour un milieu contenant des pores sphériques : (a) vides et (b) saturés.	137
Figure 4.3 : Module de compression k à l'état sec et à l'état saturé en fonction de la porosité.....	138
Figure 4.4 : Comparaison des mesures du module de Young E en fonction de la porosité pour des calcarénites secs avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka... 138	138
Figure 4.5 : Comparaison des mesures du module de Young E en fonction de la porosité pour des calcarénites saturées avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.	139
Figure 4.6 : Vitesses de propagation des ondes V_p à l'état sec et saturé en fonction de la porosité pour un milieu contenant des pores sphériques.....	140
Figure 4.7 : Comparaison des données de vitesse d'ondes P en fonction de la porosité pour des roches calcarénites sèches avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.. 141	141
Figure 4.8 : Comparaison des données de vitesse d'ondes P en fonction de la porosité pour des roches calcarénites saturées avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.	141
Figure 4.9 : (a) pore sec, (b) pore partiellement saturé et (c) pore saturé.....	144
Figure 4.10 : Variation de module de compression k en fonction du degré de saturation S pour l'échantillon 4 de porosité 33,5%.	146
Figure 4.11 : Variation de module de Young E en fonction du degré de saturation S pour l'échantillon 4 de porosité 33,5%.	146
Figure 4.12 : Evolution de la vitesse des ondes P avec le degré de saturation dans différents calcaires (Comité français de mécanique des roches 2000).	147
Figure 4.13 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour le tuffeau blanc et la pierre de Sébastopol (Beck 2006).	149

Figure 4.14 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour l'échantillon 4 de porosité 33,5 % 150

Figure 4.15 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour l'échantillon 2 de porosité 29,82 % 150

Liste des tableaux

Tableau 2.1 : Résultats de la porosité totale à l'eau exprimés en % pour les échantillons calcarénites.	64
Tableau 2.2 : Résultats de la densité volumique exprimés en g/cm^3 pour les échantillons calcarénites.	69
Tableau 2.3 : Valeurs des tensions interfaciales pour différentes interfaces (Thomachot 2002).	71
Tableau 2.4 : Valeurs des coefficients capillaires A ($\text{g.cm}^{-2}.\text{min}^{-1/2}$) et B ($\text{cm.min}^{-1/2}$) de deux échantillons orientés en calcarénites.	83
Tableau 2.5 : Résultats de la conductivité thermique exprimés en W/m.K pour les échantillons calcarénites.	90
Tableau 2.6 : Résultats de la perméabilité exprimés en m^2 pour les échantillons calcarénites.	94
Tableau 2.7 : Modules élastiques de certaines roches (Gong 2005).	97
Tableau 2.8 : Résultats de la vitesse de l'onde P exprimés en km/s pour les échantillons calcarénites.	99
Tableau 3.1 : Valeurs des vitesses V_P , V_S et de densité volumique des principaux minéraux (Guéguen et Palciauskas 1992).	114
Tableau 3.2 : Valeurs des vitesses V_P dans des principales roches sédimentaires (Guéguen et Palciauskas 1992).	115
Tableau 3.3 : Résultats des valeurs tabulées et calculées de test t.	120
Tableau 3.4 : Propriétés physiques de deux échantillons calcarénites.	127
Tableau 4.1 : Propriétés d'une roche calcarénite dans les trois phases.	137

Introduction générale

L'étude du rôle de la porosité, de la géométrie de l'espace poreux et de la circulation des fluides dans le comportement mécanique, thermique et acoustique des milieux poreux est fondamentale pour la compréhension des phénomènes dans différents domaines (géophysique de la subsurface et des réservoirs, sismologie, génie civil, monuments, construction...). En effet la présence de la porosité entraîne une modification des propriétés élastiques et acoustiques qui peut être modélisée par des techniques d'homogénéisation.

De nombreux domaines de recherches géophysiques et géologiques se trouvent presque invariablement confrontés à la nécessité de déterminer des propriétés tels que la porosité, le degré de fissuration ou de fracturation, le degré de saturation, la perméabilité, la conductivité thermique, la température et la pression de fluide dans les roches. Des études sont concentrées sur l'influence des propriétés de la roche et de fluide sur les mesures géophysiques et thermiques (Gregory 1976, Han et al. 1986, Klimentos 1991, Popov et al. 2003, Samaouali et al. 2010, Rahmouni et al. 2013). L'un des thèmes de la physique des roches est ainsi consacré à l'analyse des effets de la lithologie, de la géométrie de l'espace poreux, de la fissuration, des fluides sur la vitesse des ondes acoustiques se propageant dans la roche.

Les milieux hétérogènes et poreux sont des milieux discontinus qui possèdent une microstructure complexe. Cette dernière possède des propriétés physiques, mécaniques et thermiques qui sont difficiles à étudier dans ces milieux. En effet, la théorie des milieux continus ne peut pas être appliquée dans ce cas. Pour pouvoir les étudier dans de tels milieux, on remplace généralement le milieu réel hétérogène par un milieu fictif homogène de sorte que le comportement global du milieu hétérogène soit équivalent au comportement du milieu homogène à l'échelle macroscopique.

Les premiers modèles consacrés au calcul des propriétés élastiques effectives de matériaux composites sont les moyennes de Voigt (1889) et Reuss (1929).

L'approximation de Voigt fournit une borne supérieure, tandis que celle de Reuss correspond à une borne inférieure pour les modules effectifs. Hashin et Strickman (1963) développent une approche variationnelle qui permet d'identifier, pour les milieux isotopes, un domaine plus étroit pour les modules effectifs que les moyennes de Voigt et Reuss. Ces modèles conduisent à un encadrement assez large des modules élastiques de milieux composites, essentiellement lorsque les phases en présence ont des propriétés élastiques très distinctes. Cette remarque est d'autant plus appropriée que l'on cherche, dans le cas présent, à déterminer les propriétés élastiques et acoustiques effectives d'une roche dont l'espace poreux est soit vide, soit insaturé, soit saturé en fluide.

Les modèles qui vont suivre (Eshelby, dilué, Mori-Tanaka, autocohérent, Ponte Castaneda et Willis) se caractérisent par la prise en compte de la géométrie des phases constitutives du milieu.

Certains auteurs ont appliqués ces modèles pour décrire le comportement des milieux poreux. Ainsi Guéguen et al. (1997) ont utilisé le modèle différentiel auto cohérent pour déterminer les modules élastiques des milieux poreux. Xu (2004) a appliqué des méthodes de changement d'échelle pour la modélisation du comportement des milieux poreux non saturés dont la phase solide est constituée d'un matériau élastique linéaire. La prédiction du comportement hydro- mécanique des argiles compactées par des modèles d'homogénéisation est étudiée par Barboura (2007). Sarout (2006) a appliqué le modèle Mori-Tanaka pour décrire la propagation des ondes élastiques dans les roches argileuses sèches. Miled et al. (2011) ont étudié la prédiction des modules élastiques des matériaux poreux isotropes à une matrice solide par des techniques d'homogénéisation basées sur le champ moyen d'Eshelby.

La roche utilisée dans ce travail est la calcarénite. Elle est principalement utilisée dans divers secteurs : construction, rénovation des monuments historiques, pierres, sculptures ... etc. Cette roche sédimentaire de couleur

jaune ocre se trouve principalement dans la région de Rabat- Salé, elle a servi pour la construction et la restauration de divers monuments (Kasbah des Oudayas, Nécropole de Chellah, Tour Hassan, Bab El- Had ...). Elle est caractérisée par une porosité variable et élevée (18 à 47 %) et une perméabilité élevée (Azouaoui et al. 2000, Zaouia et al. 2005, Samaouali et al. 2010, Boulanouar et al. 2012, Rahmouni et al. 2013, Rahmouni et al. 2014). Sa composition chimique est très riche en carbonates de calcium et sa surface rugueuse permet une réceptivité élevée aux polluants atmosphériques et aux pulvérisations de marins hydratés chargés de divers sels. Ce matériau est caractérisé par de bonnes charges mécaniques (contraintes et chocs) (Ben Boughaba 2001).

Ce travail a pour but d'étudier théoriquement et expérimentalement le comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites, et d'établir les relations de corrélation entre les propriétés physiques de ces roches. Pour cela, une méthode d'homogénéisation basée sur le modèle de Mori-Tanaka est présentée. Des mesures physiques des roches calcarénites ont été effectuées et analysées.

Ce mémoire est organisé de la manière suivante :

Le premier chapitre présente quelques méthodes d'homogénéisation en mécanique des matériaux hétérogènes, telles que la méthode de la solution diluée, le modèle autocohérent, le modèle de Mori-Tanaka, toutes les trois basées sur le problème d'Eshelby. De même, les bornes de Voigt et Reuss qui donnent les valeurs supérieures et inférieures du comportement équivalent et les bornes de Hashin- Shtrikman sont présentées. Les résultats numériques obtenus sont comparés et ces confrontations conduisent au choix de la méthode de Mori-Tanaka pour prévoir le comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites.

Le deuxième chapitre présente les différentes techniques de mesures physiques des roches calcarénites : porosité, densité volumique, cinétique

d'imbibition capillaire, conductivité thermique, perméabilité et vitesses des ondes P.

Le troisième chapitre montre l'intérêt des mesures physiques en laboratoire sur les roches calcarénites. Les relations de corrélation entre les différentes propriétés physiques mesurées ont été étudiées statistiquement au travers des coefficients de corrélation et de l'analyse de test t.

Enfin, nous présentons dans **le quatrième chapitre** la méthode d'homogénéisation basée sur le modèle de Mori-Tanaka pour prédire le comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites. Ce modèle permet de calculer les modules élastiques effectifs (k , μ et E) et les propriétés acoustiques (V_P et V_S) pour un milieu constitué d'une matrice solide contenant des pores sphériques vides, saturés et partiellement saturés. Les mesures des propriétés physiques sont comparées aux résultats de prédiction du modèle de Mori-Tanaka.

Chapitre 1 . Méthodes d'homogénéisation des milieux élastiques linéaires

1.1. Introduction

Les méthodes d'homogénéisation ou les approches multi-échelles apparaissent depuis plusieurs années tout à fait pertinentes pour modéliser le comportement mécanique, thermique et acoustique et la dégradation des matériaux fortement hétérogènes. À partir de la connaissance de la microstructure, ces techniques permettent de caractériser le comportement du matériau hétérogène en tant que matériau homogène équivalent. Ceci rend alors possible un calcul de structure initialement posé sur une structure hétérogène complexe.

Dans ce chapitre, nous présentons quelques méthodes d'homogénéisation en mécanique des matériaux hétérogènes telles que la méthode de la solution diluée, le modèle auto-cohérent, la méthode de Mori-Tanaka, toutes les trois basées sur le problème d'Eshelby. De même, les bornes de Voigt et Reuss qui donnent les valeurs supérieures et inférieures du comportement équivalent et les bornes de Hashin-Shtrikman sont présentées. L'intérêt de ces techniques se trouve renforcé lorsqu'elles permettent, pour une sollicitation macroscopique donnée, d'accéder aux contraintes et déformations locales au niveau de la microstructure. Il est alors possible de prédire et de suivre le comportement mécanique et acoustique au sein du matériau.

1.2. Rappels sur le comportement élastique linéaire des matériaux

Pour un matériau homogène l'élasticité provient de la variation de l'énergie de cohésion des atomes sous l'effet de petites variations subies par les distances inter-atomiques, de part et d'autre d'une position d'équilibre. Le potentiel régissant ces interactions résultant de différents types de forces de liaison (Van Der Waals, covalente, ionique,...) est formellement, du type $U(r) = \Gamma r^{-n} - \Pi^{-m}$, bilan entre attractions et répulsions. Les modules d'élasticité linéaire du matériau considéré sont alors relatifs aux dérivées secondes de $U(r)$ (Lebail 2001). Quant le matériau est parfaitement élastique, le tenseur des déformations

élastiques est une variable d'état. À chaque tenseur de déformation $\boldsymbol{\varepsilon}(\vec{r})$ donné en un point \vec{r} correspond un seul tenseur de contrainte $\boldsymbol{\sigma}(\vec{r})$ et réciproquement. Dans la limite des petites déformations ces tenseurs sont de rangs 2 et symétriques. Les déformations dérivent d'un déplacement $u(\vec{r})$ de telle sorte que :

$$\varepsilon_{ij}(\vec{r}) = \frac{1}{2} (\partial_j u_i(\vec{r}) + \partial_i u_j(\vec{r})) \quad (1.1)$$

et les contraintes satisfont une condition d'équilibre en volume $\text{div } \boldsymbol{\sigma}(\vec{r}) + f(\vec{r}) = \gamma(\vec{r})$, $f(\vec{r})$, forces volumiques et $\gamma(\vec{r}) = \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2}$. Ces grandeurs sont reliées par le tenseur des modules d'élasticité \mathbf{C} (de rang 4) du matériau considéré par la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} \varepsilon_{kl}(\vec{r}) \quad (1.2)$$

Par convention d'Einstein :

$$\sigma_{ij}(\vec{r}) = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}(\vec{r}) \quad (1.3)$$

Ce tenseur d'élasticité possède en outre des propriétés de symétrie directement issues de celles des tenseurs d'ordre 2 :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} \quad (1.4)$$

Et également des conditions de Cauchy ($\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{kl}} = \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial \varepsilon_{ij}}$) :

$$C_{ijkl} = C_{klij} \quad (1.5)$$

Le comportement mécanique du cas isotrope est caractérisé par deux modules indépendants (module de compression k et module de cisaillement μ , valeurs propres de la forme diagonale du tenseur C). Le tenseur C est défini positif au sens de la forme quadratique associée, c'est-à-dire que ses valeurs propres sont positives.

Une relation duale existe qui définit le tenseur des complaisances élastiques $S = C^{-1}$ doté des mêmes caractéristiques de symétrie, de positivité et dont la définition consiste en :

$$\varepsilon_{ij}(\vec{r}) = S_{ijkl} \sigma_{kl}(\vec{r}) \quad (1.6)$$

La densité volumique d'énergie élastique W contenue dans un matériau est alors définie par :

$$W[\varepsilon(\vec{r})] = \frac{1}{2} \varepsilon(\vec{r}) : C : \varepsilon(\vec{r}) = W[\sigma(\vec{r})] = \frac{1}{2} \sigma(\vec{r}) : S : \sigma(\vec{r}) \quad (1.7)$$

Pour des matériaux hétérogènes, en chaque position que l'on considère, la nature de la phase matérielle présente n'est pas toujours la même, et les modules d'élasticité ne seront donc pas identiques. En tout point \vec{r} , la densité volumique d'énergie élastique W s'écrit alors :

$$W[\varepsilon(\vec{r})] = \frac{1}{2} \varepsilon(\vec{r}) : C(\vec{r}) : \varepsilon(\vec{r}) = W[\sigma(\vec{r})] = \frac{1}{2} \sigma(\vec{r}) : S(\vec{r}) : \sigma(\vec{r}) \quad (1.8)$$

Ceci définit un champ hétérogène de propriété $\{ C(\vec{r}), S(\vec{r}) \}$, dont il résulte un comportement hétérogène. On peut réécrire la plupart de ces expressions locales en introduisant les fonctions indicatrices des phases $\xi^i(\vec{r})$. On a les relations et les propriétés suivantes des fonctions indicatrices :

$$\xi^i(\vec{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \vec{r} \in \Omega_i \\ 0 & \text{si } \vec{r} \notin \Omega_i \end{cases} \quad (1.9)$$

$$\sum_{i=1}^N \xi^i(\vec{r}) = 1 \quad (1.10)$$

$$\xi^i(\vec{r}) \cdot \xi^j(\vec{r}) = \delta_{ij}, \quad \forall (i, j) \quad (1.11)$$

Ces deux dernières relations traduisent le fait qu'un point quelconque de Ω n'appartient qu'à une seule des N phases constitutives (δ_{ij} est le symbole de Kronecker).

Pour N phases Ω_i de modules $\{ C^i, S^i \}$, les modules d'élasticité et de complaisance s'écrivent:

$$C(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N C^i \xi^i(\vec{r}) \quad (1.12)$$

$$S(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N S^i \xi^i(\vec{r}) \quad (1.13)$$

Macroscopiquement, le matériau exprimera une réponse élastique linéaire à une sollicitation donnée de loi de comportement macroscopique formellement analogue à la loi de comportement en tout point \vec{r} soit :

$$\Sigma = C^{\text{hom}} : E \quad (1.14)$$

où Σ et E désignent respectivement les tenseurs de contrainte et de déformation macroscopique, et C^{hom} les modules d'élasticité macroscopiques homogénéisés ou effectifs, associés aux complaisances effectives S^{hom} via la relation $S^{\text{hom}} = C^{\text{hom}^{-1}}$.

1.3. Etapes de l'homogénéisation

Le comportement mécanique d'un matériau hétérogène exige l'analyse de sa microstructure et la résolution d'un problème microscopique. La méthode d'homogénéisation permet d'estimer les propriétés macroscopiques d'un matériau hétérogène à partir des propriétés des différentes phases qui le constituent et de certains paramètres caractérisant leur répartition spatiale (Xu 2004). L'objectif est de remplacer le matériau hétérogène réel par un matériau homogène équivalent de même structure à l'échelle macroscopique. La procédure d'homogénéisation repose sur le choix d'un volume élémentaire qui doit être représentatif des hétérogénéités du matériau appelé volume élémentaire représentatif (V.E.R). Ce volume doit être :

- suffisamment grand pour que les résultats restent inchangés pour un volume plus grand. Il doit contenir toutes les hétérogénéités dans la microstructure.
- suffisamment petit pour que l'on puisse considérer que la sollicitation qu'il subit reste macroscopiquement homogène.

Les méthodes de traitement des matériaux hétérogènes (Zaoui 1997, Bornert et al. 2001) distinguent trois étapes principales :

- l'étape de la représentation : définition des phases, description de leur répartition spatiale et de leur comportement mécanique.
- l'étape de la localisation : modélisation mécanique et détermination des relations entre champs locaux et grandeurs macroscopiques.

- l'étape d'homogénéisation : opération de moyenne et détermination du comportement effectif.

Nous rappelons ci-dessous les détails de chacune de ces étapes d'homogénéisation. On considère un chargement correspondant à des conditions aux limites homogènes. La surface extérieure $\partial\Omega$ du V.E.R peut être soumise à un déplacement u , tel que :

$$u(\vec{r}) = E \cdot \vec{r} \quad \vec{r} \in \Omega \quad (1.15)$$

qui générerait un champ de déformation E uniforme dans tout le volume Ω .

Les conditions aux limites de force imposée, compatibles avec un champ de contrainte uniforme Σ sont définies telles que :

$$\sigma(\vec{r}) \cdot n(\vec{r}) = \Sigma \cdot n(\vec{r}) \quad \vec{r} \in \partial\Omega \quad (1.16)$$

On considère un matériau hétérogène comportant N phases différentes.

1.3.1. Représentation

Dans l'étape de représentation, le nombre de phases contenues dans le V.E.R est très important. On doit déterminer la nature des paramètres permettant la description des phases correspondantes, ensuite, caractériser le comportement mécanique de chaque phase et enfin décrire la géométrie et la proportion de chaque phase. Pour une détermination exacte du comportement effectif du matériau composite, il est nécessaire de connaître de manière précise la répartition spatiale des phases. La fraction volumique est le paramètre commun à tous les modèles. Le comportement microscopique élastique de chaque phase i est donné par :

$$\sigma_i = C_i : \varepsilon_i \quad \text{et} \quad \varepsilon = S_i : \sigma_i \quad \text{avec} \quad C_i = S_i^{-1} \quad (1.17)$$

où σ_i et ε_i représentent les contraintes et déformations locales de la phase i .

C_i et S_i sont respectivement le tenseur de rigidité et le tenseur de souplesse de la phase i .

1.3.2. Localisation

On considère dans cette étape le V.E.R. déterminé dans l'étape de représentation. Il s'agit de relier les grandeurs mécaniques microscopiques locales et macroscopiques. C'est-à-dire, on recherche des relations entre déformations moyennes locales de chaque phase $\langle \varepsilon \rangle_i$ et déformations macroscopiques E imposées, ou contraintes moyennes locales de chaque phase $\langle \sigma \rangle_i$ et contraintes macroscopiques Σ imposées. Les grandeurs moyennes sont définies par :

$$\langle \varepsilon \rangle_i = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \varepsilon_i \, d\Omega \quad \text{et} \quad \langle \sigma \rangle_i = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \sigma_i \, d\Omega \quad (1.18)$$

Les relations de localisation des déformations et de concentration des contraintes à partir des quantités moyennes sont :

$$\langle \varepsilon \rangle_i = A_i : E \quad \text{et} \quad \langle \sigma \rangle_i = B_i : \Sigma \quad (1.19)$$

où A_i et B_i désignent respectivement les tenseurs de localisation des déformations et de concentration des contraintes.

1.3.3. Homogénéisation

Cette étape consiste à déterminer le comportement équivalent du matériau hétérogène. Les propriétés effectives de ce matériau relient le champ de

contrainte moyenne $\langle \sigma \rangle$ au champ de déformation moyenne $\langle \varepsilon \rangle$, calculées dans un V.E.R.

$$\langle \sigma \rangle = \sum_{i=1}^N f_i \sigma_i \quad \text{et} \quad \langle \varepsilon \rangle = \sum_{i=1}^N f_i \varepsilon_i \quad (1.20)$$

À partir des conditions aux limites imposées (équations (1.15) et (1.16)), il est possible de démontrer que les contraintes et les déformations locales doivent vérifier les relations :

$$\Sigma = \langle \sigma \rangle \quad \text{et} \quad E = \langle \varepsilon \rangle \quad (1.21)$$

Grâce aux équations (1.19), (1.20) et (1.21), on peut déduire les propriétés des tenseurs A_i et B_i :

$$\sum_{i=1}^N f_i A_i = I \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^N f_i B_i = I \quad (1.22)$$

où I est le tenseur unité d'ordre 4.

La relation constitutive pour le matériau hétérogène est donnée par :

$$\langle \sigma \rangle = C_{\text{hom}} : \langle \varepsilon \rangle \quad (1.23)$$

En utilisant les équations (1.19), (1.20), (1.21), (1.22), (1.23), on obtient le tenseur de rigidité équivalent C_{hom} qui s'exprime en fonction des tenseurs de rigidité C_i de chaque phase i et des tenseurs de localisation A_i de la déformation dans chaque phase i :

$$\sum_{i=1}^N f_i \langle \sigma \rangle_i = C_{\text{hom}} : \langle \varepsilon \rangle$$

$$\sum_{i=1}^N f_i C_i \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_i = C_{\text{hom}} : E$$

$$\sum_{i=1}^N f_i C_i A_i : E = C_{\text{hom}} : E$$

D'où

$$C_{\text{hom}} = \sum_{i=1}^N f_i C_i : A_i$$

Le tenseur de rigidité équivalent d'un matériau hétérogène dépend donc du tenseur de localisation. Ce tenseur de localisation dépend de chaque modèle d'homogénéisation.

1.4. Méthodes d'homogénéisation

On considère un milieu hétérogène à N phases (homogène par phase). Supposant que les valeurs des tenseurs des modules d'élasticité microscopiques dans chacune des phases sont connues, l'estimation du tenseur élastique macroscopique C_{hom} s'écrit :

$$C_{\text{hom}} = \sum_{i=1}^N f_i C_i : A_i \quad (1.24)$$

avec:

$$A_i = \frac{1}{\Omega_i} \int_{\Omega_i} A(\vec{r}) d\Omega \quad (1.25)$$

où C_i désigne le tenseur des modules d'élasticité pour la phase i .

A_i est la moyenne du tenseur de localisation sur le domaine occupé par la phase i .

f_i désigne la fraction volumique du domaine occupé par la phase i .

Le tenseur de localisation \mathbf{A} et le tenseur de déformation microscopique $\boldsymbol{\varepsilon}$ ont respectivement les propriétés suivantes:

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \sum_{i=1}^N f_i \mathbf{A}_i = \mathbf{I} \quad (1.26)$$

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle = \sum_{i=1}^N f_i \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_i = \mathbf{E} \quad (1.27)$$

La détermination des caractéristiques élastiques à l'échelle macroscopique se ramène donc aux calculs des A_i . Dans le cas particulier du matériau biphasique dont les deux phases élastiques linéaires homogènes occupent des domaines géométriquement distincts, il suffit de connaître la valeur du tenseur de localisation pour une seule des phases puis d'utiliser la relation (1.26) pour calculer la même valeur pour la seconde phase. En général, la connaissance de $N-1$ valeurs des A_i permet le calcul de C_{hom} .

Le problème de l'inclusion d'Eshelby est un problème de base en mécanique des milieux hétérogènes parce qu'il est relatif à la situation élémentaire d'hétérogénéité entre une inclusion et son environnement. En fait, Eshelby (1957) a cherché l'effet de l'apparition d'une déformation libre homogène à l'intérieur d'un domaine borné (I) de forme ellipsoïdale, qui est noyé dans un milieu infini élastique linéaire homogène en supposant que les modules élastiques de l'inclusion coïncident ceux de la matrice (problème de l'inclusion d'Eshelby). Et puis, on élargit ce résultat pour le cas où le tenseur d'élasticité du domaine (I) est différent de celui de la matrice (problème de l'inhomogénéité d'Eshelby). La solution du deuxième problème est permis d'estimer les tenseurs de localisation A_i de chaque phase.

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe consacré à l'étape de représentation, il est rare de disposer de toutes les informations nécessaires pour obtenir précisément le comportement homogène équivalent à partir des résultats qui viennent être exposés. On a cependant cherché à obtenir des estimations des caractéristiques effectives en formulant des hypothèses supplémentaires visant à remplacer les informations manquantes (Hill 1965, Mori et Tanaka 1973). C'est l'objet des méthodes d'estimation classiques présentées dans la suite. Ces méthodes faisant un large usage de la solution du problème d'Eshelby, nous présentons tout d'abord les principaux résultats de ce problème qui donnent la clé de la résolution des problèmes de matériaux hétérogènes et composites.

1.4.1. Problème de l'inclusion d'Eshelby

La situation initialement considérée par Eshelby est celle d'un milieu infini élastique linéaire homogène (Ω) de module élastique C_I , dont un domaine borné (I), l'inclusion subit d'une déformation libre homogène ε_L en supposant que les modules élastiques coïncident ceux de la matrice ($C_I=C_I$). On impose des déplacements nuls à l'infini. La solution du problème de l'inclusion satisfait le système d'équations :

$$\begin{cases} \sigma(\vec{r}) = C_1 : \varepsilon(\vec{r}) & (\Omega) - (I) \\ \sigma(\vec{r}) = C_1 : (\varepsilon(\vec{r}) - \varepsilon_L(\vec{r})) & (I) \\ u(\vec{r}) \rightarrow 0 & (\vec{r} \rightarrow \infty) \\ \text{div } \sigma(\vec{r}) = 0 & (\Omega) \\ \|\sigma\| = 0 \text{ et } \|u\| = 0 & (\partial I) \end{cases} \quad (1.28)$$

où $\|f\|$ désigne le saut de la grandeur f sur l'interface de l'inclusion (I).

Eshelby (1957) a montré que, si l'inclusion est de forme ellipsoïdale, la déformation à l'intérieur de l'inclusion est homogène et vaut :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_I = \boldsymbol{S}_E : \boldsymbol{\varepsilon}_L \quad (1.29)$$

où \boldsymbol{S}_E est un tenseur d'ordre quatre, appelé le tenseur d'Eshelby qui dépend du tenseur des modules d'élasticité \boldsymbol{C}_I ainsi que de la forme et de l'orientation de l'ellipsoïde (I).

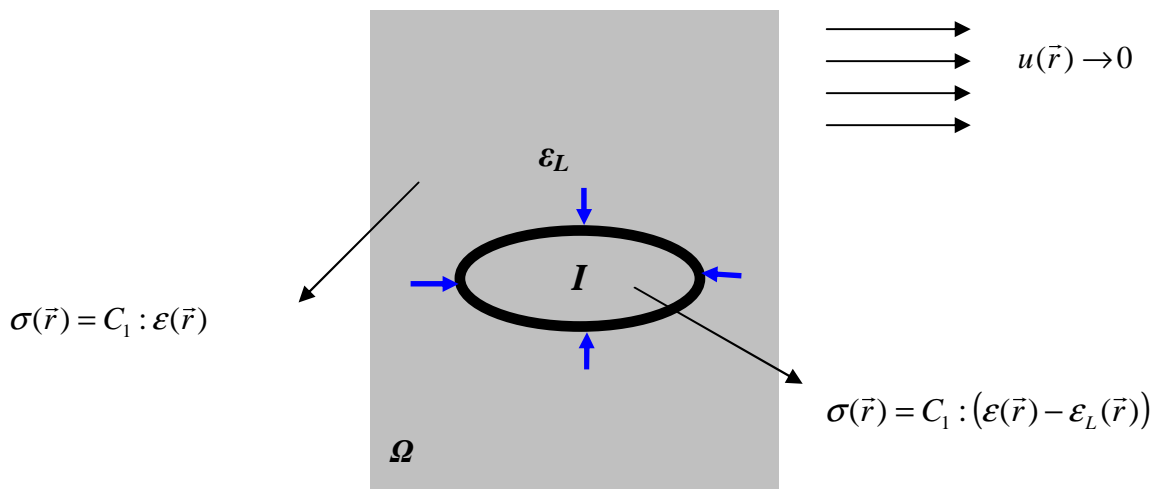


Figure 1.1 : Problème de l'inclusion d'Eshelby

L'équation de comportement dans l'inclusion $\boldsymbol{\sigma}(\vec{r}) = \boldsymbol{C}_1 : (\boldsymbol{\varepsilon}(\vec{r}) - \boldsymbol{\varepsilon}_L(\vec{r}))$ peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}(\vec{r}) = \boldsymbol{C}_1 : \boldsymbol{\varepsilon}(\vec{r}) + \boldsymbol{\tau} \\ \boldsymbol{\tau} = -\boldsymbol{C}_1 : \boldsymbol{\varepsilon}_L \end{cases} \quad (1.30)$$

où $\boldsymbol{\tau}$ est le tenseur de polarisation, dû à la précontrainte dans l'inclusion. Grâce à cette transformation, on peut récrire la solution d'Eshelby (1.29) sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\varepsilon}_I = -\mathbf{H} : \boldsymbol{\tau} \\ \mathbf{H} = \mathbf{S}_E : \mathbf{C}_1^{-1} = \mathbf{S}_E : \mathbf{S}_1 \end{cases} \quad (1.31)$$

avec \mathbf{S}_1 et \mathbf{H} désignent respectivement le tenseur de souplesse du milieu et le tenseur de Hill.

Le tenseur de Hill \mathbf{H} est un tenseur d'ordre quatre qui dépend du tenseur des modules d'élasticité \mathbf{C}_1 ainsi que de la forme et de l'orientation de l'inclusion (I) mais il ne dépend pas sa taille.

1.4.2. Problème de l'inhomogénéité d'Eshelby

Les résultats du problème d'Eshelby ci-dessus permettent d'aborder le problème de l'inhomogénéité d'Eshelby où les modules élastiques de l'inclusion diffèrent ceux de la matrice ($\mathbf{C}_I \neq \mathbf{C}_1$). On considère ici une structure hétérogène occupant un domaine infini constituée d'un matériau élastique linéaire homogène de caractéristique \mathbf{C}_I à l'intérieur d'un domaine ellipsoïdal (I) et de caractéristique \mathbf{C}_1 à l'extérieur du domaine (I). Les autres conditions sont les mêmes pour le problème d'Eshelby.

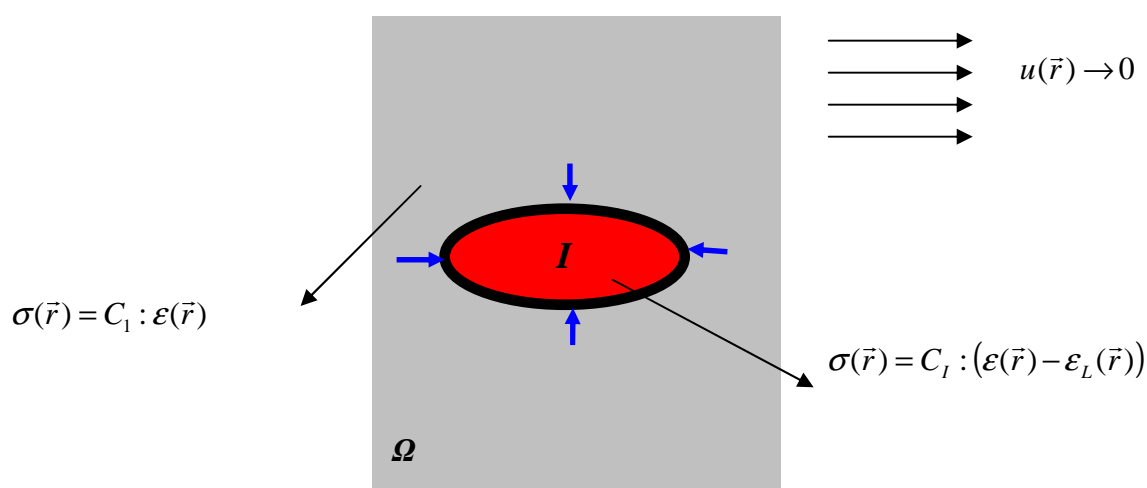


Figure 1.2 : Problème de l'inhomogénéité d'Eshelby

Donc, les équations de ce problème s'écrivent :

$$\begin{cases} \sigma(\vec{r}) = C_1 : \varepsilon(\vec{r}) & (\Omega) - (I) \\ \sigma(\vec{r}) = C_I : \varepsilon(\vec{r}) + \tau & (I) \end{cases} \quad (1.32)$$

Le comportement dans l'inclusion peut écrire :

$$\begin{cases} \sigma(\vec{r}) = C_1 : \varepsilon(\vec{r}) + \tau' \\ \tau' = \tau + (C_I - C_1) : \varepsilon \end{cases} \quad (1.33)$$

À condition que la polarisation τ' soit homogène dans l'inclusion, la solution (1.31) associée à τ' est la solution du problème (1.32), la déformation dans l'inclusion s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon_I = [I + H : (C_I - C_1)]^{-1} : (-H : \tau) \quad (1.34)$$

On impose maintenant une déformation macroscopique homogène E à l'infini, les autres conditions sont les mêmes pour le problème (1.32). Le problème s'écrit dans ce cas :

$$\begin{cases} \sigma(\vec{r}) = C_1 : \varepsilon(\vec{r}) & (\Omega) - (I) \\ \sigma(\vec{r}) = C_I : \varepsilon(\vec{r}) + \tau & (I) \\ u(\vec{r}) \rightarrow E \cdot \vec{r} & (\vec{r} \rightarrow \infty) \end{cases} \quad (1.35)$$

La solution de problème (1.35) est la superposition de la solution du problème (1.32) et d'un champ de déformation homogène en tout point. On montre que dans ce cas la déformation dans l'inclusion est encore homogène et vaut :

$$\varepsilon_I = [I + H : (C_I - C_1)]^{-1} : (E - H : \tau) \quad (1.36)$$

Dans le cas où la déformation initiale ou la précontrainte sont nulles, on obtient la déformation homogène dans l'inclusion en faisant $\tau = 0$ dans (1.36) :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_I = [I + H : (C_I - C_1)]^{-1} : E \quad (1.37)$$

Dans le cas d'un matériau constitué d'une matrice élastique linéaire isotrope (de caractéristiques $\boldsymbol{\mu}_I$ et k_I) et d'une inhomogénéité sphérique dont le comportement est élastique linéaire isotrope (de caractéristiques $\boldsymbol{\mu}_I$ et k_I), la formule (1.37) devient (Xu 2004) :

$$e_I = \frac{1}{1 + \frac{\beta (\mu_I - \mu_0)}{\mu_0}} E_d, \quad \theta_I = \frac{1}{1 + \frac{\alpha (k_I - k_0)}{k_0}} \Theta \quad (1.38)$$

avec :

$$\alpha = \frac{3k_1}{3k_1 + 4\mu_1}, \quad \beta = \frac{6(k_1 + 2\mu_1)}{5(3k_1 + 4\mu_1)} \quad (1.39)$$

où e_I et θ_I désignent respectivement les parties déviatorique et sphérique du champ de déformation dans l'inclusion. E_d et Θ désignent respectivement les parties déviatorique et sphérique du champ de déformation homogène E appliqué à l'infini.

La solution du problème de l'inclusion d'Eshelby nous fournit un outil efficace pour estimer les tenseurs de localisation A_i de chaque phase. On va présenter maintenant les schémas classiques.

1.4.3. Schéma dilué

On considère un matériau constitué d'une matrice (phase 1, caractérisée par C_1) et des inhomogénéités (phase 2, caractérisée par C_2) occupées des domaines de même forme et de même orientation (toutes les phases ont un comportement élastique linéaire homogène). On suppose que la concentration en inclusions est suffisamment faible pour négliger les interactions entre les inclusions. Pour simplifier ce problème, on estime la moyenne de la déformation dans chaque inclusion par celle qui s'établit dans une inclusion (phase 2) noyée dans une

matrice (phase I) soumise à l'infini à une déformation macroscopique homogène E . Cette définition correspond exactement au problème de l'inhomogénéité d'Eshelby, à partir de (1.35) et de $\varepsilon(\vec{r}) = A(\vec{r}) : E$, la moyenne du tenseur de localisation dans la phase 2 est donnée par :

$$A_2 = [I + H : (C_2 - C_1)]^{-1} \quad (1.45)$$

La moyenne du tenseur de localisation dans la phase I est déterminée à partir de (1.45) et de (1.26) :

$$f_1 \langle A \rangle_1 + f_2 \langle A \rangle_2 = I \quad (1.46)$$

$$A_1 = \frac{1}{f_1} (I - f_2 [I + H : (C_2 - C_1)])^{-1} \quad (1.47)$$

On obtient l'estimation du tenseur élastique macroscopique en reportant (1.45) et (1.47) dans la relation (1.24) :

$$\begin{aligned} C_{dil} &= C_1 + f_2 (C_2 - C_1) : [I + H : (C_2 - C_1)]^{-1} \\ &= C_1 + f_2 [H + (C_2 - C_1)^{-1}]^{-1} \end{aligned} \quad (1.48)$$

Dans le cas d'un milieu hétérogène à N phases où toutes les inclusions de chaque phase sont de même forme et de même orientation. L'estimation du tenseur élastique macroscopique s'écrit :

$$\begin{aligned} C_{dil} &= C_1 + \sum_{i=2}^N f_i (C_i - C_1) : [I + H_i : (C_i - C_1)]^{-1} \\ &= C_1 + \sum_{i=2}^N f_i [H_i + (C_i - C_1)^{-1}]^{-1} = C_1 + \langle T \rangle \end{aligned} \quad (1.49)$$

avec :

$$\langle T \rangle = \sum_{i=1}^N f_i T_i \quad (1.50)$$

$$T_i = \left[H_i + (C_i - C_1)^{-1} \right]^{-1} \quad (1.51)$$

f_i désigne la fraction volumique de la phase i .

Dans le cas particulier du matériau biphasique où les matériaux de la matrice et des inclusions sont isotropes et où la forme des inclusions est sphérique, on obtient une estimation des caractéristiques macroscopiques également isotrope :

$$k_{dil} = k_1 \left(1 + f_2 \frac{k_2 - k_1}{k_1 + \alpha (k_2 - k_1)} \right) \quad (1.52)$$

$$\mu_{dil} = \mu_1 \left(1 + f_2 \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1 + \beta (\mu_2 - \mu_1)} \right) \quad (1.53)$$

avec :

$$\alpha = \frac{3k_1}{3k_1 + 4\mu_1} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{6(k_1 + 2\mu_1)}{5(3k_1 + 4\mu_1)} \quad (1.54)$$

où k_{dil} et μ_{dil} désignent respectivement les modules de compression et de cisaillement à l'échelle macroscopique.

Dans le cas d'un matériau poreux élastique, en annulant les caractéristiques de l'inclusion $k_2 = 0$ et $\mu_2 = 0$ dans les équations (1.52) et (1.53), le schéma dilué fournit une estimation des coefficients élastiques homogénéisés sous la forme :

$$k_{dil} = k_1 \left(1 - f_2 \frac{3k_1 + 4\mu_1}{4\mu_1} \right) \quad (1.55)$$

$$\mu_{dil} = \mu_1 \left(1 - f_2 \frac{15k_1 + 20\mu_1}{9k_1 + 8\mu_1} \right) \quad (1.56)$$

En résumé, ce schéma est très simple car on a négligé l'interaction entre les inclusions. C'est la raison pour laquelle, les estimations (1.48), (1.49), (1.52), (1.53), (1.55) et (1.56) ne sont valables que pour les faibles concentrations en inclusions. Selon Xu (2004), ce schéma est efficace si la concentration ne dépasse pas la dizaine de pour cent. En outre, le tenseur des modules d'élasticité macroscopique est satisfait les propriétés d'un module d'élasticité dans toutes les situations (Benveniste et al. 1991).

1.4.4. Schéma de Mori-Tanaka

Le schéma Mori-Tanaka va tenir compte de l'interaction entre les inclusions dans le processus d'estimation des modules d'élasticité macroscopique. Pour cela, on estime la moyenne de déformation dans les inclusions par celle qui s'établit dans une inclusion de même forme et de même caractéristiques élastiques inclure dans une matrice de matériau I soumise à l'infini à une déformation moyenne dans la matrice E_I . La déformation moyenne dans la phase 2 est calculée à partir du résultat du problème d'Eshelby en remplaçant E par E_I :

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_2 = [I + H : (C_2 - C_1)]^{-1} : E_I \quad (1.57)$$

Celle de la matrice s'écrit :

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_1 = E_I \quad (1.58)$$

En utilisant la relation (1.27) pour calculer la valeur du tenseur E_I :

$$f_1 \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_1 + f_2 \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_2 = E \quad (1.59)$$

$$E_1 = \left[f_1 I + f_2 \left[I + H : (C_2 - C_1) \right]^{-1} \right]^{-1} : E \quad (1.60)$$

Les moyennes du tenseur de localisation de la phase (1) et de la phase (2) s'écrivent respectivement :

$$A_1 = \left[f_1 I + f_2 \left[I + H : (C_2 - C_1) \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (1.61)$$

$$A_2 = \left[I + H : (C_2 - C_1) \right]^{-1} : A_1 \quad (1.62)$$

En reportant (1.61) et (1.62) dans la relation (1.24), on obtient l'estimation de Mori-Tanaka du tenseur élastique macroscopique :

$$\begin{aligned} C_{MT} &= C_1 + f_2 (C_2 - C_1) : A_2 \\ &= C_1 + f_2 \left[f_1 H + (C_2 - C_1)^{-1} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (1.63)$$

En développant la relation (1.63) en f_2 (au premier ordre en f_2) quand f_2 tend vers zéro, on retrouve la relation (1.48) du schéma dilué.

Dans le cas d'un milieu hétérogène à N phases où toutes les inclusions de chaque phase sont de même forme et de même orientation mais la forme et l'orientation des inclusions de deux phases différentes peuvent être différentes. Les tenseurs de localisation de chaque phase et l'estimation du tenseur élastique macroscopique sont respectivement :

$$A_1 = \left[f_1 I + \sum_{i=2}^N f_i \left[I + H_i : (C_i - C_1) \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (1.64)$$

$$A_i = \left[I + H_i : (C_i - C_1) \right]^{-1} : A_1 \quad (1.65)$$

$$\begin{aligned}
 C_{MT} &= C_1 + \sum_{i=2}^N f_i (C_i - C_1) : [I + H_i : (C_i - C_1)]^{-1} : A_i \\
 &= C_1 + \langle T \rangle : \left[f_1 I + \sum_{i=1}^N f_i (C_i - C_1)^{-1} : T_i \right]^{-1}
 \end{aligned} \tag{1.66}$$

Dans le cas de toutes les inclusions ont le même tenseur d'élasticité C_I , les formules des tenseurs de localisation de chaque phase et l'estimation du tenseur élastique macroscopique sont respectivement :

$$A_1 = \left[f_1 I + (C_I - C_1)^{-1} : \langle T \rangle \right]^{-1} \tag{1.67}$$

$$A_i = [I + H_i : (C_I - C_1)]^{-1} : A_1 \tag{1.68}$$

$$\begin{aligned}
 C_{MT} &= C_1 + \langle T \rangle : \left[f_1 I + (C_I - C_1)^{-1} : \langle T \rangle \right]^{-1} \\
 &= C_1 + \left[f_1 \langle T \rangle^{-1} + (C_I - C_1)^{-1} \right]^{-1}
 \end{aligned} \tag{1.69}$$

Dans le cas particulier d'un milieu constitué d'une matrice isotrope et des inclusions sphériques, le comportement du matériau à l'échelle macroscopique est encore isotrope :

$$k_{MT} = k_1 \left(1 + f_2 \frac{k_2 - k_1}{k_1 + (1 - f_2) \alpha (k_2 - k_1)} \right) \tag{1.70}$$

$$\mu_{MT} = \mu_1 \left(1 + f_2 \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1 + (1 - f_2) \beta (\mu_2 - \mu_1)} \right) \tag{1.71}$$

En mettant $k_2=0$ et $\mu_2=0$, on obtient les modules de compression macroscopique et de cisaillement macroscopique dans le cas du milieu poreux sec :

$$k_{MT} = k_1 \left(1 - f_2 \frac{3k_1 + 4\mu_1}{3f_2 k_1 + 4\mu_1} \right) \quad (1.72)$$

$$\mu_{MT} = \mu_1 \left(1 - f_2 \frac{15k_1 + 20\mu_1}{(9 + 6f_2)k_1 + (8 + 12f_2)\mu_1} \right) \quad (1.73)$$

Le coefficient de Biot correspondant ne dépend que du coefficient de Poisson du matériau 1 (Dormieux et al. 2006) :

$$b_{MT} = \frac{3f_2 (1 - \nu_1)}{f_2 (1 + \nu_1) + 2 (1 - 2\nu_1)} \quad (1.74)$$

Le schéma Mori-Tanaka permet de tenir compte l'interaction entre les inclusions, il améliore ainsi les résultats du schéma dilué qui a négligé cette interaction. Le risque de schéma de Mori-Tanaka, est que ce schéma n'assure pas la propriété de symétrie, mineure et majeure, du tenseur d'élasticité macroscopique (Schmitt 1992).

1.4.5. Schéma autocohérent

Les deux schémas précédents sont bien adaptés à une structure constituée d'une matrice continue et d'hétérogénéités. Le schéma autocohérent permet d'estimer les situations où aucune phase continue ne peut être identifiée. Ce schéma a été introduit par Hershey (1954) pour le matériau polycristal et reformulé par Hill (1965) pour le matériau comportant des inclusions ellipsoïdales. Le principe du schéma autocohérent consiste à supposer que chaque inclusion soit entourée par toutes les autres phases et donc par le milieu moyen homogénéisé. La déformation dans le milieu moyen loin de l'inclusion est notée E_0 . Dans le cas d'un matériau biphasique, la déformation moyenne dans l'inclusion i , ($i = 1, 2$) prend la forme suivante :

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle_i = [I + H_{\text{hom}} : (C_i - C_1)]^{-1} : E_0 \quad (1.75)$$

La valeur de E_0 est déterminée à partir de la relation (1.27).

Dans le cas d'inhomogénéités de la même forme et de la même orientation, on montre que $E = E_0$ (Eshelby 1957). On en déduit l'estimation des tenseurs de localisation par phase :

$$A_i = [I + H_{\text{hom}} : (C_i - C_1)]^{-1} \quad (1.76)$$

En reportant (1.76) dans la relation (1.24), l'estimation autocohérente du tenseur d'élasticité macroscopique s'obtient en résolvant l'équation suivante :

$$C_{AC} = f_1 C_1 : [I + H_{\text{hom}} : (C_1 - C_{AC})]^{-1} + f_2 C_2 : [I + H_{\text{hom}} : (C_2 - C_{AC})]^{-1} \quad (1.77)$$

Pour un matériau constitué des inclusions sphériques dont chaque matériau est homogène isotrope, l'équation tensorielle (1.77) est équivalente deux équations scalaires suivantes (Huynh 2006) :

$$f_1 \frac{k_1 - k^{\text{hom}}}{1 + \alpha_{\text{hom}} \frac{(k_1 - k^{\text{hom}})}{k^{\text{hom}}}} + f_2 \frac{k_2 - k^{\text{hom}}}{1 + \alpha_{\text{hom}} \frac{(k_2 - k^{\text{hom}})}{k^{\text{hom}}}} = 0 \quad (1.78)$$

$$f_1 \frac{\mu_1 - \mu^{\text{hom}}}{1 + \beta_{\text{hom}} \frac{(\mu_1 - \mu^{\text{hom}})}{\mu^{\text{hom}}}} + f_2 \frac{\mu_2 - \mu^{\text{hom}}}{1 + \beta_{\text{hom}} \frac{(\mu_2 - \mu^{\text{hom}})}{\mu^{\text{hom}}}} = 0 \quad (1.79)$$

avec :

$$\alpha_{\text{hom}} = \frac{3k^{\text{hom}}}{3k^{\text{hom}} + 4\mu^{\text{hom}}} \quad (1.80)$$

$$\beta_{\text{hom}} = \frac{6(k^{\text{hom}} + 2\mu^{\text{hom}})}{5(3k^{\text{hom}} + 4\mu^{\text{hom}})} \quad (1.81)$$

En mettant $k_2=0$ et $\mu_2=0$, on obtient l'estimation autocohérente des modules de compression macroscopique et de cisaillement macroscopique dans le cas du milieu poreux sec :

$$k_{\text{hom}} = \frac{4(1-f_2)k_1\mu_{\text{hom}}}{3f_2k_1 + 4\mu_{\text{hom}}} \quad (1.82)$$

avec μ_{hom} est la solution positive unique de l'équation du second degré suivante:

$$8\mu_{\text{hom}}^2 - [(8-20f_2)\mu_1 - (9-3f_2)k_1]\mu_{\text{hom}} - (9-18f_2)k_1\mu_1 = 0 \quad (1.83)$$

La solution positive de l'équation (1.83) est :

$$\mu_{\text{hom}} = \frac{[(8-20f_2)\mu_1 - (9-3f_2)k_1]/16 + \sqrt{[(8-20f_2)\mu_1 - (9-3f_2)k_1]^2 + 32k_1\mu_1(9-18f_2)}/16}{1}$$

Comme le schéma de Mori-Tanaka, ce schéma n'assure pas la propriété de symétrie, mineure et majeure, du tenseur d'élasticité macroscopique (Xu 2004).

1.4.6. Bornes de Voigt et Reuss

La borne de Voigt résulte d'une approche en déformation, qui suppose que la déformation est constante dans toutes les phases et égale à la déformation macroscopique imposée E . Soit dans chaque phase i : $\epsilon_i = E$. Le tenseur de localisation de la déformation est réduit partout au tenseur unité $A_i = I$.

Le tenseur élastique correspond à la borne de Voigt s'écrit :

$$C^{Voigt} = \sum_{i=1}^N f_i C_i \quad (1.84)$$

La borne de Reuss est l'approche duale, approche en contrainte qui considère que la contrainte est constante dans toutes les phases et égale à la contrainte macroscopique imposée Σ . Soit dans chaque phase i : $\sigma_i = \Sigma$ et le tenseur de localisation de contrainte est réduit partout au tenseur unité $B_i = I$.

Le tenseur élastique correspondant à la borne de Reuss s'écrit :

$$S^{Reuss} = \sum_{i=1}^N f_i C_i^{-1} \quad (1.85)$$

Voigt et Reuss donnent deux bornes supérieure et inférieure du comportement équivalent.

1.4.7. Bornes de Hashin - Shtrikman

Le schéma de Hashin- Shtrikman est le même que pour la méthode autocohérente mais le matériau homogène équivalent entourant les différents constituants est remplacé par un matériau de comparaison. Si le matériau de comparaison est plus 'raide', on trouve la borne supérieure de la rigidité du composite, par contre, si le matériau de comparaison est plus 'souple', on aboutit à la borne inférieure de la rigidité du composite. Ces bornes conduisent à des prédictions plus resserrées que celles fournies par les bornes de Voigt et Reuss. Les solutions pour un composite de deux phases avec une inclusion sphérique sont (Hashin et Shtrikman 1963) :

$$k_{\min}^{HS} = k_1 + f_2 \frac{k_1 (k_2 - k_1)}{k_1 + \alpha_1 (1 - f_2) (k_2 - k_1)} \quad (1.86)$$

$$k_{\max}^{HS} = k_2 + (1 - f_2) \frac{k_2 (k_1 - k_2)}{k_2 + \alpha_2 f_2 (k_1 - k_2)} \quad (1.87)$$

Le module de compression équivalente du composite vérifie :

$$k_{\min}^{HS} \leq k_{\text{composite}} \leq k_{\max}^{HS} \quad \text{avec} \quad \alpha_r = \frac{3k_r}{3k_r + 4\mu_r}$$

$$\mu_{\min}^{HS} = \mu_1 + f_2 \frac{\mu_1 (\mu_2 - \mu_1)}{\mu_1 + \beta_1 (1 - f_2) (\mu_2 - \mu_1)} \quad (1.88)$$

$$\mu_{\max}^{HS} = \mu_2 + (1 - f_2) \frac{\mu_2 (\mu_1 - \mu_2)}{\mu_2 + \beta_2 f_2 (\mu_1 - \mu_2)} \quad (1.89)$$

et le module de cisaillement équivalent du composite se situe entre ces deux bornes :

$$\mu_{\min}^{HS} \leq \mu_{\text{composite}} \leq \mu_{\max}^{HS} \quad \text{avec} \quad \beta_r = \frac{6(k_r + 2\mu_r)}{5(3k_r + 4\mu_r)}$$

Si on suppose que la matrice est la phase la plus souple, d'après l'interprétation de Benveniste (1987) sur le modèle de Mori-Tanaka, on peut montrer que le modèle de Mori-Tanaka correspond à la borne inférieure de Hashin- Shtrikman.

1.4.8. Schéma Ponte Castaneda et Willis (PCW)

Ponte Castaneda et Willis (1995) proposent une méthode d'estimation des propriétés effectives du matériau composite dans laquelle on a pris en compte les effets de distribution spatiale et les interactions entre les inclusions. L'idée principale de cette méthode consiste à introduire deux fonctions indépendantes, l'une associée à la forme de l'inclusion, l'autre à la forme de la fonction de répartition spatiale. Le développement de cette méthode se pose sur la

formulation variationnelle de Hashin et Shtrickman (1963) dans laquelle le tenseur d'élasticité du matériau de référence est choisi égal à celui de la matrice. On considère un matériau constitué des inclusions ellipsoïdales élastiques linéaires homogènes (la famille de l'inclusion i), immergées dans une matrice élastique linéaire homogène (phase 1). On suppose que toutes les inclusions ont la même distribution spatiale (ellipsoïdale), le tenseur de localisation des déformations dans ce cas peut prendre la forme suivante (Ponte Castaneda et Willis 1995, Zhu 2006) :

$$A_i^{PCW} = [I + H_i : (C_i - C_1)]^{-1} : A_1 \quad (1.90)$$

$$A_i^{PCW} = (C_i - C_1)^{-1} : [H_i + (C_i - C_1)]^{-1} : A_1 \quad (1.91)$$

$$\begin{aligned} A_1 &= \left[f_1 I + \sum_{i=2}^N f_i [I + (H_i - H_d) : (C_i - C_1)] : [I + H_i : (C_i - C_1)]^{-1} \right]^{-1} \\ &= [I - H_d : \langle T \rangle]^{-1} \end{aligned} \quad (1.92)$$

H_i désigne le tenseur de Hill relatif à la forme de la famille de l'inclusion i .

H_d est le tenseur de Hill associé à la fonction de distribution spatiale (ϵ_d).

Le choix de la forme des ellipsoïdes entourant les inclusions doit être satisfait la condition limite de volume, c'est-à-dire la fraction volumique des ellipsoïdes ne dépasse pas à 1.

L'introduction de (1.91) dans l'expression (1.24) conduit à (Gilormini 2001) :

$$C_{PCW} = C_1 + [\langle T \rangle^{-1} - H_d]^{-1} \quad (1.93)$$

Dans le cas biphasique avec toutes les inclusions de la même forme et de la même orientation, l'équation (1.93) peut s'écrire :

$$C_{PCW} = C_1 + \left[\frac{1}{f_2} \left[H + (C_2 - C_1)^{-1} \right] - H_d \right]^{-1} \quad (1.94)$$

À partir de (1.94), on peut démontrer que dans le cas de toutes les inclusions de la même forme et de la même orientation, le choix de $H_d = H$ fait des résultats du schéma de PCW correspondants au celui de Mori-Tanaka (Ponte Castaneda et Willis 1995, Zhu 2006). Contrairement au schéma autocohérent et schéma de Mori-Tanaka, la propriété de symétrie, mineure et majeure, du tenseur homogénéisé C_{PCW} est assurée.

Cependant, un point faible de ce schéma est le risque de non déterminer du tenseur C_{PCW} , c'est-à-dire $\left(\langle T \rangle^{-1} - H_d \right)$ est non inversible (Huynh 2006).

1.5. Comparaison numérique des modèles d'homogénéisation

Nous allons comparer dans cette partie les résultats issus des différentes méthodes d'homogénéisations présentées dans le cas de matériaux poreux constitués de deux phases. Chaque composant est considéré isotrope. Les inclusions sont de formes sphériques ayant un composant élastique linéaire. L'évolution des modules équivalents en fonction de la porosité est tracée pour un matériau à pores sphériques et à matrice solide homogène isotrope. Les résultats sont représentés sur les figures 1.3-1.5.

On a représenté sur la figure 1.3 l'évolution du module de compression k en fonction de la porosité, sur la figure 1.4 l'évolution du module de cisaillement μ et sur la figure 1.5 l'évolution du module de Young E en fonction de la porosité.

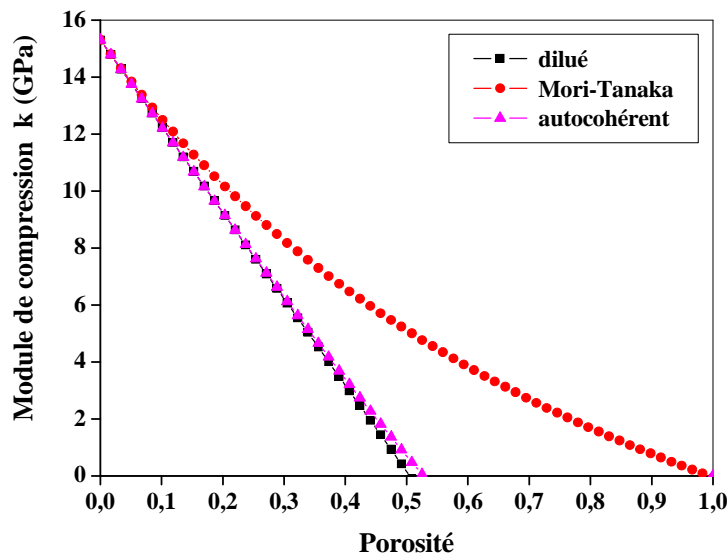


Figure 1.3 : Module de compression k en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).

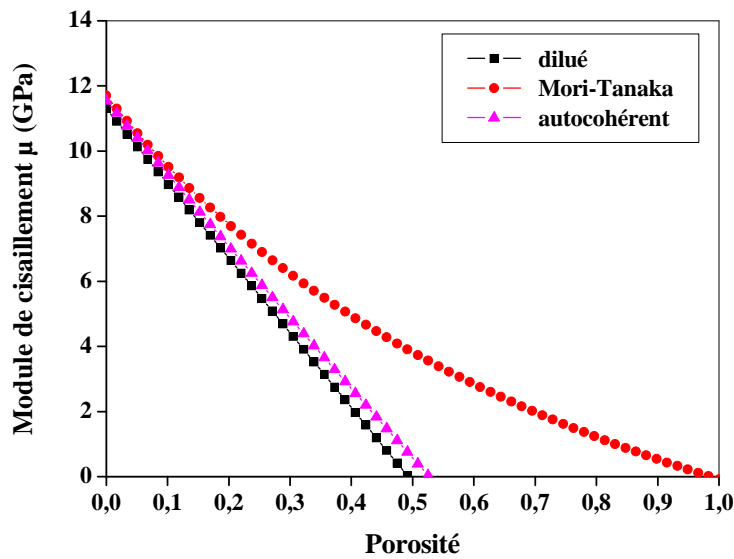


Figure 1.4 : Module de cisaillement μ en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).

Dans le cas de faibles porosités, les valeurs obtenues en utilisant la solution diluée, autocohérente et le modèle de Mori-Tanaka sont très proches.

La solution diluée n'est plus valable quand la porosité augmente, car elle ne restitue pas les interactions entre les inclusions. Pour le schéma autocohérent, l'estimation des modules macroscopiques k , μ et E s'annule pour une porosité

égale à 50 %. Cet état correspond au seuil de percolation. Dans ce cas, le milieu poreux n'a aucune résistance lorsque l'on le déforme (Xu 2004).

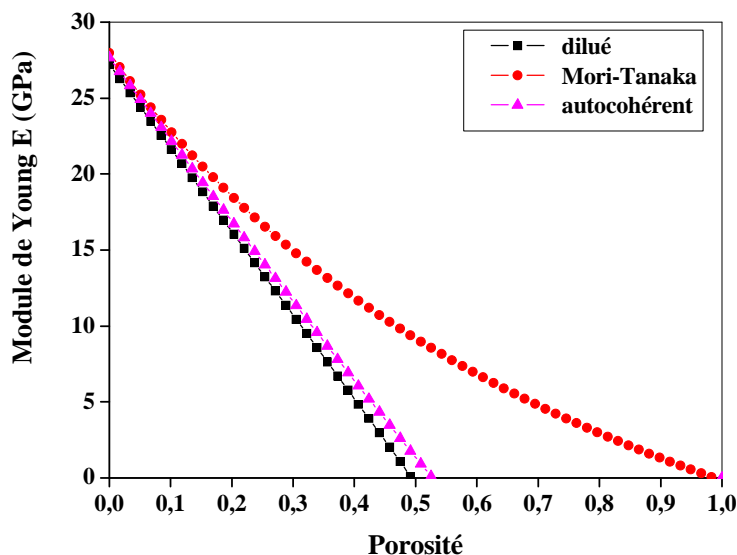


Figure 1.5 : Module de Young E en fonction de la porosité pour les différents modèles ($k_1=15,3$ GPa, $\mu_1=11,7$ GPa).

Le modèle de Mori-Tanaka permet l'estimation des modules effectifs macroscopiques jusqu'à des valeurs élevées de la porosité. Il offre l'avantage de prendre en compte les effets d'interaction entre les pores.

1.6. Conclusion

Ce chapitre a rappelé les étapes de procédure d'homogénéisation et a ensuite rappelé quelques méthodes d'homogénéisation comme : le schéma diluée, le schéma autocohérent, le modèle de Mori-Tanaka ainsi que les bornes de Voigt, Reuss, Hashin- Shtrikman et le schéma Ponte Castaneda et Willis (PCW).

Les modèles d'homogénéisation ont été numériquement comparés pour prédire le comportement équivalent d'un matériau constitué d'une matrice solide homogène et des pores sphériques.

Nous avons opté le modèle de Mori-Tanaka pour prédire le comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites. Les détails de ce modèle sont présentés dans le chapitre 4.

Chapitre 2 . Techniques de caractérisations des propriétés physiques des roches calcarénites

2.1. Introduction

L'étude des propriétés physiques et de la circulation de fluides dans les roches nécessitent de connaître et de comprendre la nature de la microstructure et de la microgéométrie des ces dernières. Cette étude est fondamentale dans des domaines aussi variés que la physique des roches, l'exploitation pétrolière, l'hydrologie, la géologie, la construction, la conservation et la restauration des monuments historiques.

Ce chapitre présente les différentes techniques de mesures physiques des roches calcarénites : porosité, densité volumique, cinétique d'imbibition capillaire, conductivité thermique, perméabilité et vitesses acoustiques.

2.2. Matériaux étudiées

2.2.1. Rabat et les monuments historiques

Comme d'autres villes impériales du Maroc, la ville de Rabat a des monuments romains et islamiques (patrimoine culturel mondial proclamé) qui témoignent de civilisations qui ont marqué l'histoire de l'Afrique du Nord.

Rabat, la capitale du Royaume depuis 1912, est située sur la rive estuarienne gauche du Bou Regreg, sur la côte atlantique marocaine entre la latitude nord $34^{\circ}1'$ et la longitude $6^{\circ}50'$ ouest de Greenwich. Située sur la rive gauche de l'embouchure de Bou Regreg, face à la ville de Salé (figure 2.1); Cernée de remparts, la capitale du Royaume possède un important patrimoine architectural qui compte de nombreux monuments comme les portes de l'enceinte de la Kasbah des Oudayas, Bab El-Had, le minaret de la mosquée Hassan (XIII^e siècle) (figure 2.2 (a)), qui s'élève à 55 m, un des rares vestiges de cet édifice inachevé et, à proximité de la ville, la Nécropole de Chellah (figure 2.2 (b)).



Figure 2.1 : Situation géographique de Rabat



(a)



(b)

Figure 2.2 : Sites des monuments Almohades : (a) Tour Hassan, (b) Nécropole de Chellah.

2.2.2. Matériaux étudiés

Les matériaux utilisés dans cette étude sont des roches sédimentaires calcarénitiques prélevées dans une carrière à proximité de la ville de Rabat. La calcarénite des monuments de Rabat est une roche d'âge plioquaternaire, elle est caractérisée par une porosité élevée et variable (18 à 47 %) (Zaouia et al. 2005, Samaouali et al. 2010, Boulanouar et al. 2012, Rahmouni et al. 2013). Des analyses chimiques réalisées sur plusieurs échantillons des calcarénites montrent que le composant principal de ces échantillons est le carbonate de calcium (CaCO_3) (Samaouali et al. 2010). Sa teneur varie entre 50 et 57 %. En revanche, la teneur de la silice (SiO_2) qui se présente sous forme de grains de quartz est très faible (Azouaoui et al. 2000, Samaouali 2011). Sa surface rugueuse permet une réceptivité élevée aux polluants atmosphériques et aux pulvérisations de marins hydratés chargés de divers sels. Ce matériau est caractérisé par de bonnes charges mécaniques (contraintes et chocs) (Ben Boughaba 2001).

Les essais géotechniques effectués sur les calcarénites ont montré qu'elles ont des valeurs de résistance à la fragmentation qui sont très élevées, des valeurs de résistance à l'usure qui sont également très élevées, l'essai de la résistance à la rupture testé par l'indice de résistance (IR) montre que les calcarénites résistent peu à la rupture avec des valeurs comprises entre 0,01 et 0,84 kN/cm^2 (Zaouia et al. 2014).

Six échantillons de roches calcarénites sont carottés en taille $7 \times 7 \times 7 \text{ cm}^3$ (figure 2.3). Ces échantillons ont été séchés à 105°C pendant 24 h pour éliminer l'humidité. La porosité et la densité volumique sont déterminées, en utilisant la norme recommandée par l'AFPC- AFREM (1997). La norme ISRM (1978, 1981) est utilisée pour déterminer la vitesse de l'onde P (V_P) de ces échantillons.



Figure 2.3: (a) Roches calcarénites, (b) Image numérique d'un échantillon calcarénite.

2.3. Porosité

L'étude de la porosité et la recherche d'informations sur sa géométrie, constituent une première étape incontournable pour la compréhension et la modélisation des transferts de fluides. Suivant son volume, son architecture et sa complexité géométrique, ses capacités de stockage et de transfert varient, influant d'autant sur les échanges de matière et de chaleur entre roche et fluide. À l'aide de différentes techniques de mesures complémentaires, il est possible d'obtenir des informations sur cette géométrie, et de les confronter par la suite aux autres propriétés étudiées.

2.3.1. Définition de la porosité

La porosité est la fraction de vide contenu dans un matériau. Elle est définie comme le rapport du volume de vide sur le volume total du matériau. Elle est exprimée en pourcent (%).

$$\phi = \frac{V_{vide}}{V_{total}} \times 100 \quad (2.1)$$

Dans le cas des roches, elle peut se trouver sous forme de pores connectés (et donc mesurables) ou isolés (Norton et Knapp 1977).

Aharonov et al. (1997) décrivent deux types de porosité:

- ✓ la porosité euclidienne permettant la circulation des fluides.
- ✓ la porosité fractale servant plutôt de réservoir et constituant le siège des transferts entre roche et fluide.

De plus, selon les diamètres des pores, la porosité étudiée peut être classée en micro, méso ou macroporosité (Zdravkov et al. 2007, Nabawy et al. 2009).

Les tailles et les formes de pores sont variables (sphériques, cylindriques, planaires, ou plus complexes...) et leur proportion volumique dépend de ces caractéristiques géométriques (Géraud 1991), en général, de par leur forme allongée et aplatie, les fissures ne représentent qu'une faible proportion de la porosité totale d'une roche, alors que les pores sphériques développent un volume de vide plus important (surtout en cas de forte altération). L'agencement des différents éléments du réseau poreux les uns par rapport aux autres a également une influence sur les propriétés de transfert du matériau (Brakel 1975, Wardlaw et McKellar 1981), notamment à travers les variations de connectivité et de tortuosité.

De nombreuses techniques permettent d'estimer la porosité (Géraud 1991, Surma 2003, Rosener 2007), et de mettre en évidence certaines propriétés géométriques du réseau poreux. Les techniques retenues pour ce travail sont la saturation totale à l'eau et la porosimétrie au mercure.

2.3.2. Porosité à l'eau

2.3.2.1. Définition

Dans une roche, la matière minérale forme un squelette solide qui ne remplit pas tout l'espace, et dont le complément, les vides, forme le réseau poreux (qu'il soit connecté ou non). La forme des vides, leur taille, leur répartition, leurs connectivités ou au contraire l'isolement de certains, influent sur le

comportement mécanique du matériau. La densité volumique et la porosité renseignent sur les vides existant dans le matériau.

De nombreuses études (Fitzner et al. 2000, Benavente et al. 2004, Ezzdine 2009) ont montré que la porosité constitue un facteur essentiel pour estimer la résistance d'un calcaire à la dégradation. La taille des pores et la morphologie du réseau poreux ont aussi une influence sur la cinétique de dégradation. Un fin réseau de micropores interconnectés facilite les transferts de fluides par capillarité et rend la roche plus sensible aux cristallisations des sels. La valeur de la porosité peut être extrêmement variable d'une roche à l'autre.

Nous distinguons plusieurs types de porosité selon la nature des pores (pores canaux, pores circuits, poches, poches fermées, micropores):

- **La porosité occluse** qui représente l'espace poreux totalement déconnecté du réseau poreux et non accessible aux fluides mouillants même sous pression. Dans le cas des calcaires, la porosité occluse est très faible et ne joue presque pas dans la dégradation de la roche. En revanche, elle peut influencer sur la résistance de la roche et dans l'évolution de la dégradation si elle devient connectée.
- **La porosité piégée** qui représente les pores dont les tailles d'accès sont réduites par rapport à la dimension totale du pore. La circulation des fluides mouillants y est difficile. Ainsi elle ne sature pas en fluide lors de l'imbibition du milieu ou ne restitue pas les fluides lors du drainage.
- **La porosité interconnectée:** les macropores peuvent être connectés par de petits pores capillaires de forme globalement cylindriques augmentant ainsi le volume des fluides absorbés par capillarité, ou alors ils se connectent directement les uns avec les autres (macropore avec un fort degré de connexion, et qui induit une réduction du volume du fluide absorbé par capillarité).

- **La porosité libre:** qui représente la fraction de la porosité qui se sature en fluide mouillant, et lors de la désaturation du milieu, la quantité du fluide absorbé est totalement restituée.

Notons que les définitions des différents types de porosité dépendent non pas des caractéristiques intrinsèques mais des moyens d'étude mis en œuvre. Pour notre part, les éprouvettes sont immergées graduellement dans l'eau jusqu'à stabilisation de la masse. Avec cette méthode de saturation, seules les porosités interconnectée et libre sont saturées en eau, ce qui nous permet de mesurer une porosité accessible à l'eau.

La mesure de la porosité totale et la densité volumique, nous permettra de quantifier le milieu poreux, lieu de stockage et de transfert des fluides, et de fournir des éléments prédictifs du comportement du matériau en présence de l'eau.

L'évaluation de la porosité d'un matériau ne peut pas se faire de manière directe. En effet, l'estimation du volume de vide connecté contenu dans le matériau nécessite l'injection d'un fluide dont les propriétés sont connues. La saturation totale par un fluide mouillant (en général, de l'eau) constitue la méthode la plus simple pour accéder à la valeur de porosité (Dullien 1979). Suivant un protocole approprié, après dégazage, l'échantillon est totalement saturé à l'eau, et après différentes pesées, une valeur de la porosité totale est calculée.

2.3.2.2. Protocole de mesure

La méthode de mesure de la porosité totale à l'eau est celle définie par la norme recommandée par l'AFPC-AFREM (1997), qui prévoit que les échantillons soient imbibés en l'absence d'air, c'est-à-dire en régime monophasique.

Dans un premier temps, les échantillons sont séchés dans une étuve à 105°C jusqu'à masse constante. Ensuite, ils sont pesés une première fois à sec (W_s), puis placés dans une cloche à vide, où ils sont soumis à un vide primaire de

2×10^{-2} mm de mercure (2,6 Pa) pendant 24 heures. Parallèlement, dans un autre cristalliseur, de l'eau distillée et dégazée sous vide secondaire (figure 2.4).

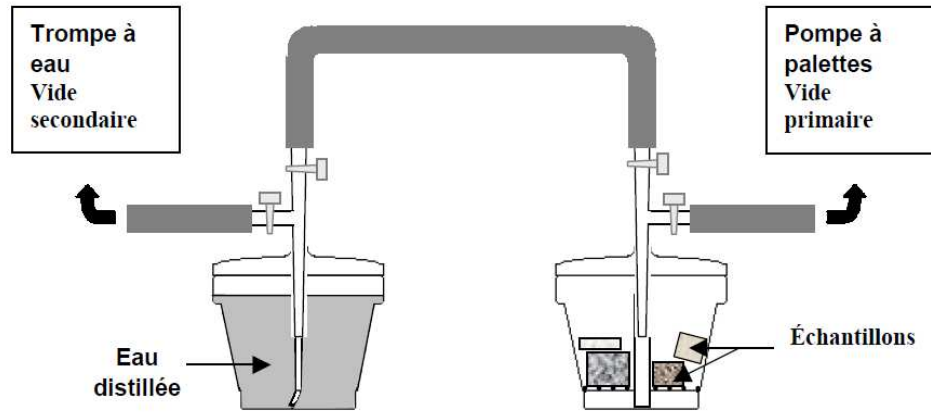


Figure 2.4 : Schéma du dispositif expérimental de mesure de porosité totale à l'eau sous vide (Thomachot 2002).

Après 24 heures de dégazage, les échantillons sont imbibés sous vide par capillarité : le niveau d'eau est régulièrement réajusté au fur et à mesure de la progression de la frange capillaire dans le matériau (Bousquie 1979). Lorsque les échantillons sont totalement immergés, le vide est cassé, et ils sont maintenus ainsi pendant 24 heures. Enfin, une pesée des échantillons saturés (W_1) ainsi qu'une pesée hydrostatique ($W_2 =$ poids des échantillons saturés soumis à la poussée d'Archimède) viennent compléter les mesures, la valeur de la porosité est donnée par :

$$\phi (\%) = \frac{W_1 - W_s}{W_1 - W_2} \times 100 \quad (2.2)$$

avec W_1 le poids de l'échantillon saturé d'eau, W_2 le poids saturé obtenu par pesée hydrostatique, W_s est le poids de l'échantillon sec.

2.3.2.3. Résultats et commentaires

Les résultats des mesures de la porosité totale des roches calcarénites sont présentés dans le tableau 2.1. D'après les mesures de différents poids des échantillons qui sont extrait du même bloc (même minéralogie et pétrographie), on constate que ces échantillons ont une différence de porosité (tableau 2.1). La porosité totale de ces échantillons varie entre 25,69 % et 35,83 %. La porosité moyenne est 31,83 %.

Tableau 2.1 : Résultats de la porosité totale à l'eau exprimés en % pour les échantillons calcarénites.

Echantillon	Porosité (%)
Ech1	25,69
Ech2	29,82
Ech3	31,07
Ech4	33,50
Ech5	35,07
Ech6	35,83

2.3.3. Porosimétrie par injection de mercure

La porosité à l'eau ne donne accès qu'à la valeur de porosité totale, sans information complémentaire concernant les différentes classes de pores ou de seuils d'accès. L'utilisation d'un liquide non mouillant nécessitant des conditions physiques particulières, liées à la géométrie des vides, est une source d'information bien plus complète en ce qui concerne l'architecture du réseau poreux (Washburn 1921, Wardlaw 1976, Kloubek 1981b). C'est pourquoi des mesures de porosimétrie par injection de mercure ont été pratiquées sur les roches étudiées au cours de ce travail.

2.3.3.1. Principe et appareillage

La méthode de porosimétrie à haute pression est basée sur le phénomène de dépression capillaire du mercure, où l'angle de mouillabilité est $> 90^\circ$ et les fuites de mercure dans les pores par l'effet de la pression. Le volume de mercure infiltré dans un système est généralement interprété comme le volume total des pores dans les échantillons mesurés. La relation entre la pression P réelle et le cylindre de rayon R des pores est exprimée par l'équation de Washburn (Washburn 1921) :

$$P_c = \frac{2\sigma \cos\theta}{R_c} \quad (2.3)$$

avec P_c la pression capillaire, θ l'angle entre le mercure liquide et la vapeur ($= 140^\circ$), σ la tension superficielle du mercure (0,486 N/m), R_c le rayon du capillaire.

La pression capillaire est définie comme la différence de pression entre le fluide mouillant et le fluide non mouillant. Dans le cas de la porosimétrie au mercure, le fluide non mouillant est la vapeur de mercure, et sa pression ne peut pas dépasser la pression de vapeur saturante du mercure à 25°C , c'est-à-dire environ 2,6 Pa. La pression capillaire est assimilée à la pression de mercure injectée.

L'invasion d'un pore, même de grande taille, est donc contrôlée par la pression nécessaire pour franchir le rétrécissement qui y donne accès (Pellerin 1980, Géraud 1991, Samaouali 2011). La saturation en mercure liquide du milieu poreux est d'autant plus grande que la pression est forte. Cette méthode permet d'estimer la porosité connectée et la répartition des volumes en fonction des différents seuils d'accès (Beck et al. 2003, Nabawy et al. 2009, Samaouali et al. 2010).

Les mesures sont réalisées au laboratoire de pétrophysique, à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (France), sur un porosimètre Micromeritics Pore Sizer 9320 pouvant couvrir approximativement des accès aux pores compris entre 400 et 0,0042 μm soit des pressions allant de 0,001 à 300 MPa.

2.3.3.2. Protocole de mesure

Dans la pratique, La mesure s'opère sur des échantillons de 18 mm de diamètre et 15 mm de long, en deux temps : la mesure basse pression (0,001-0,150 MPa) puis la mesure haute pression (0,150-207 MPa); elles sont réalisées automatiquement.

Le protocole de mesure est le suivant: l'échantillon est séché dans un cristalliseur contenant du 'silicagel' jusqu'à ce que sa masse soit stable (1). Ensuite il est pesé (2) et mis dans la cellule du porosimètre (3) (figure 2.5). L'ensemble est également pesé et placé dans la partie basse pression de l'appareil (4). Le vide est fait dans tout le système afin de dégazer complètement l'échantillon avant de faire pénétrer le mercure, de façon à remplir complètement le porosimètre (5). Le volume de mercure remplissant la cellule est alors fixe et ne variera plus au cours de la mesure. Au fur et à mesure de la remontée en pression, le mercure pénètre dans l'échantillon, faisant varier d'autant le volume restant dans la canule.

Comme cette dernière est recouverte d'un film métallique, la mesure de la capacité électrique entre ce film et le mercure permet d'estimer le volume injecté dans l'échantillon, les caractéristiques géométriques de la canule étant parfaitement connues. À chaque montée en pression la variation de capacité est mesurée, et le volume de mercure injecté dans l'échantillon, calculé. De cette manière, il est possible de représenter le volume de mercure injecté dans le réseau poreux en fonction de la pression, qui peut être convertie en diamètre d'accès grâce à l'équation de Young-Laplace.

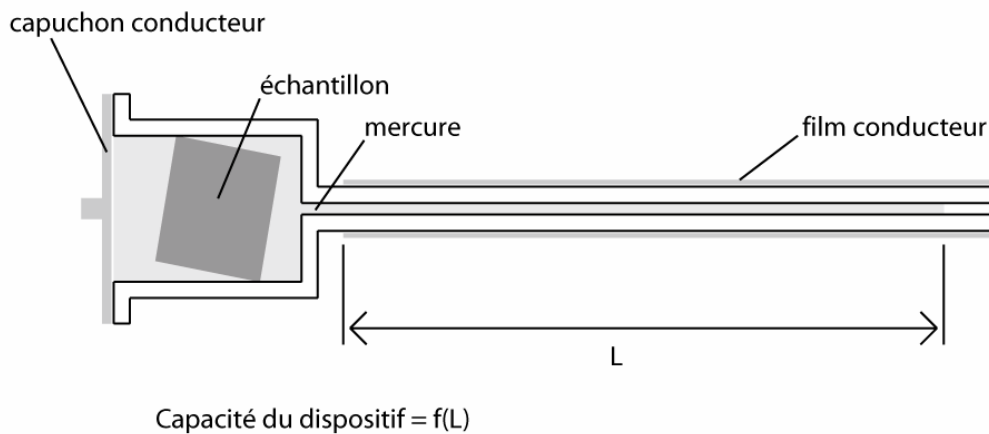


Figure 2.5 : Schéma de la cellule utilisée pour la porosimétrie par injection de mercure (Rosener 2007).

La première partie de la mesure, réalisée en basse pression, jusqu'à 0,15 MPa, vise les pores dont les seuils d'accès sont compris entre 400 et 10 μm . Une fois cette pression atteinte, l'ensemble pénétromètre – échantillon - mercure est pesé, et positionné dans la partie haute pression, dans un bain d'huile qui permet d'appliquer la pression de manière isotrope. Ainsi, elle sera transmise au mercure qui pourra pénétrer dans l'échantillon. Le principe de la mesure par capacité est le même qu'en basse pression, la mesure est effectuée après chaque incrément de pression, une fois l'équilibre atteint. Ce temps d'équilibre est défini par l'opérateur et représente le temps minimum pendant lequel la pression doit rester stable avant de passer à l'incrément suivant.

Dans la seconde partie de la mesure, la pression est générée mécaniquement, via un système de vérin hydraulique. Il est donc également possible de réduire cette pression en cours de mesure pour observer le retrait du mercure.

Les résultats de la porosimétrie au mercure pour les roches calcarénites sont présentés dans le chapitre 3.

2.4. Densité volumique

2.4.1. Protocole de mesure

La densité volumique est déterminée soit en mesurant avec précision les dimensions et le poids de l'échantillon après séchage à l'étuve à 105 °C pendant 24 h, soit par la méthode de la pesée hydrostatique qui est fondée sur le principe de la poussée d'Archimède sur un échantillon poreux saturé sous vide et immergé dans l'eau.

Dans cet essai, les échantillons sont mis à sécher à l'étuve à 105 °C pendant 24 heures jusqu'à un poids constant, puis pesées (W_s). Une fois refroidies, elles sont placées dans une enceinte reliée à une pompe à palette qui permet d'obtenir un vide primaire (environ 0,1 hPa) entrepris pendant 24 heures. Parallèlement, dans une seconde enceinte reliée à la première, de l'eau distillée est désaérée pendant 6 heures. Ensuite, l'eau est admise dans la première enceinte où l'imbibition sous vide des échantillons a lieu. Le niveau d'eau est ajusté de sorte qu'il ne dépasse jamais la frange capillaire. Les échantillons restent alors immergés pendant une journée supplémentaire. Ensuite, une pesée hydrostatique des échantillons saturés immergés dans l'eau (W_2) est effectuée ainsi qu'une pesée à l'air des échantillons saturés essuyés avec un chiffon humide (W_1). Les densités volumiques sèches (ρ_{sec}) et saturées (ρ_{sat}) sont calculées de la façon suivante :

$$\rho_{sec} = \frac{W_s}{W_1 - W_2} \quad (2.4)$$

$$\rho_{sat} = \frac{W_1}{W_1 - W_2} \quad (2.5)$$

avec W_1 le poids de l'échantillon saturé d'eau, W_2 le poids saturé obtenu par pesée hydrostatique, W_s est le poids de l'échantillon sec.

2.4.2. Résultats et commentaires

Les résultats des mesures de la densité volumique des roches calcarénites sont présentés dans le tableau 2.2. Les densités volumiques des échantillons secs sont relativement proches, elles varient de 1,6 à 1,75 g/cm³ et celles des échantillons saturés en eau varient entre 1,92 et 2 g/cm³.

Tableau 2.2 : Résultats de la densité volumique exprimés en g/cm³ pour les échantillons calcarénites.

Echantillon	Densité volumique ρ (g/cm ³)	
	Etat sec	Etat saturé
Ech1	1,75	2
Ech2	1,68	1,97
Ech3	1,64	1,95
Ech4	1,59	1,92
Ech5	1,6	1,95
Ech6	1,6	1,94

2.5. Cinétique d'imbibition capillaire

La préférence du solide pour un fluide, ou mouillabilité préférentielle, a pour conséquence le déplacement du fluide le moins mouillant par le fluide le plus mouillant, sans qu'une pression extérieure ne soit nécessaire : c'est l'imbibition capillaire.

Dans des conditions d'humidité atmosphérique (précipitation de pluie, alimentation à partir d'une nappe), la cinétique d'imbibition capillaire détermine d'une part, la quantité d'eau absorbée par une roche, et d'autre part l'étendue de la zone imbibée, ou position de la frange. Ces mesures sont

effectuées par expérimentation mais il est important de rappeler, auparavant, des notions sur l'interaction eau - roche (mouillabilité et tension superficielle : loi de Young, pression capillaire : loi de Laplace, équation de Jurin) et de connaître la dynamique de l'imbibition capillaire (cas d'un capillaire de rayon r : équation de Washburn).

2.5.1. Rappels théoriques sur l'interaction eau/roche

2.5.1.1. Mouillabilité et tension superficielle

Lorsqu'un liquide est en contact avec une surface solide en présence d'air, il se forme une goutte dont la configuration finale traduit l'équilibre des forces ayant pour origine les tensions interfaciales γ_{sg} (solide- gaz ou solide- vapeur), γ_{sl} (solide- liquide), γ_{lg} (liquide- gaz) existant aux différentes interfaces (figure 2.6). (Habituellement, le terme de tension superficielle s'applique à γ_{lg}).

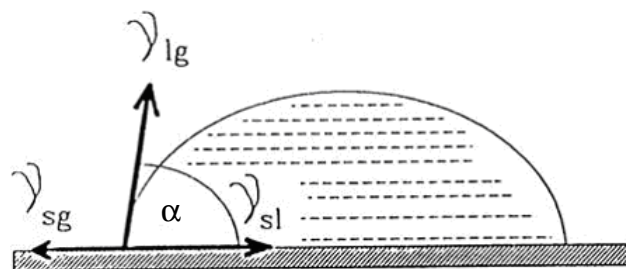


Figure 2.6 : Représentation schématique de l'équilibre des forces de tensions interfaciales existant aux différentes interfaces solide- liquide, liquide- gaz et solide- gaz (Thomachot 2002).

L'équilibre de ces forces sur la ligne de contact est traduit par la loi de Young :

$$\gamma_{sg} - \gamma_{sl} = \gamma_{lg} \cos \alpha \quad (2.6)$$

où α est l'angle de contact caractérisant la mouillabilité du solide par rapport au couple liquide/gaz considéré (figure 2.6) :

- pour $\alpha > 90^\circ$, le liquide est dit non mouillant.

- pour $\alpha \leq 90^\circ$, le liquide est dit mouillant.
- pour $\alpha=0^\circ$, le mouillage est considéré comme parfait, ce qui correspond à un étalement complet de la goutte sur la surface du solide.

La résultante des tensions au contact du solide peut donc être exprimée par $\gamma_{lg} \cos \alpha$.

Ces tensions interfaciales sont caractéristiques du couple de fluide considéré. Elles ont la dimension d'une force par unité de longueur et s'expriment en dyne/cm ou en N/m. Le tableau 2.3 donne la valeur de tension superficielle γ à 20 °C pour quelques couples de fluide.

Tableau 2.3 : Valeurs des tensions interfaciales pour différentes interfaces (Thomachot 2002).

Interface	α (°)	$\cos\alpha$	γ (dyne/cm)	en SI : γ (N/m)
air- eau	0	1	72	0,072
huile- eau	30	0,866	48	0,048
air- huile	0	1	24	0,024
air- mercure	140	-0,745	480	0,480

2.5.1.2. Pression capillaire

Dans un tube cylindrique de rayon r dont la base trempe dans l'eau, la surface de contact entre l'eau et l'air forme un ménisque dont la courbure résulte des différences de pression de part et d'autre de l'interface. C'est dans la concavité du ménisque tournée vers l'air que se situe la pression maximum. La pression capillaire correspond à la différence de pression entre les deux fluides de part et d'autre du ménisque.

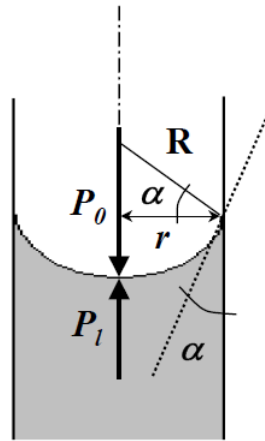


Figure 2.7 : Représentation schématique des forces appliquées de part et d'autre d'un ménisque dans un capillaire (Rousset-Tournier, 2001).

Au point de vue mécanique, cette pression capillaire dans un tube est reliée à la géométrie du tube par la loi de Laplace :

$$P_c = \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right) \gamma_{lg} \cos \alpha \quad (2.7)$$

R et r sont les deux rayons permettant de définir la forme du ménisque. Dans un tube cylindrique, on considère en première approximation que le ménisque a une forme hémisphérique: $R = r$.

La combinaison des lois de Laplace et de Young permet de définir la pression capillaire comme étant égale à :

$$P_c = \frac{2\gamma_{lg} \cos \alpha}{r} \quad (2.8)$$

Dans un tube vertical, ouvert à deux extrémités et dont la base trempe dans l'eau, le liquide atteindra à l'équilibre une hauteur h_c pour laquelle la pression capillaire $P_c = \rho \times h \times g$ (loi fondamentale de statique des fluides) sera équilibrée par le poids de la colonne de liquide d'où l'équation de Jurin :

$$h_c = \frac{2\gamma_{lg} \cos \alpha}{\rho \cdot g \cdot r} \quad (2.9)$$

avec h_c : hauteur d'ascension maximum (m).

γ_{lg} : tension superficielle eau- air (0,072 N/m à 20°C)

α : angle de contact entre la paroi du capillaire et la tangente au ménisque du liquide. Le mouillage étant parfait $\alpha_{\text{eau}} = 0^\circ$

ρ : masse volumique du liquide ($\rho_{\text{eau}}=10^3 \text{ kg/m}^3$)

g : accélération de la pesanteur (9,81 m/s²)

r : rayon du capillaire (m)

2.5.1.3. Équation de Washburn

L'imbibition par capillarité d'un tube cylindrique vertical est régie par l'équation de Washburn :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{r^2 \left(\frac{2\gamma_{lg} \cos \alpha}{r} - \rho \cdot g \cdot x \right)}{8 \cdot \eta \cdot x} \quad (2.10)$$

avec r : rayon du capillaire (m)

t : temps de remplissage (s)

x : hauteur d'eau dans le tube (m)

η : viscosité dynamique du fluide ($\eta_{\text{eau}}=1,019 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$ soit 10^{-3} Pa.s)

α : angle de contact solide- liquide (considéré comme égal à 0° pour l'eau)

g : accélération de la pesanteur (9,81 m/s²)

γ_{lg} : tension interfaciale liquide- gaz (N/m)

ρ : masse volumique du liquide ($\rho_{\text{eau}}=10^3 \text{ kg/m}^3$)

Si l'on considère un tube horizontal ou de faible hauteur, l'influence de la gravité devient négligeable et l'équation de Washburn s'écrit :

$$x \frac{dx}{dt} = \frac{r \gamma_{lg} \cos \alpha}{4\eta} \quad (2.11)$$

Les deux solutions (2.12) et (2.13) de cette équation différentielle (2.11) établissant les relations de Washburn sont :

- la distance x parcourue par le ménisque pendant un temps t :

$$x = B \sqrt{t} \quad (2.12)$$

avec $B = \sqrt{\frac{r \gamma_{lg} \cos \alpha}{2\eta}}$

- le volume d'eau imbibant à tout instant dans le capillaire est égale à $\pi r^2 x$:

$$V = A \sqrt{t} \quad (2.13)$$

avec $A = \pi r^2 \sqrt{\frac{r \gamma_{lg} \cos \alpha}{2\eta}}$

Lors de l'établissement d'une cinétique d'imbibition capillaire, les progressions de x et de V seront suivies en fonction de la racine carrée du temps.

Appliquée à des roches aux réseaux poreux complexes, ces équations permettent de décrire les formes des courbes d'imbibition capillaire obtenues expérimentalement et mettent en évidence l'importance du rayon des pores sur la cinétique d'imbibition. Cependant, à partir de ces relations, il n'est pas possible d'obtenir pour les roches des valeurs réalistes des rayons de pores moyens (Mertz, 1991).

2.5.2. Principe et mode opératoire

Des éprouvettes cubiques de $7 \times 7 \times 7 \text{ cm}^3$ sont séchées dans une étuve à 60°C jusqu'à poids sec constant. Elles sont ensuite placées verticalement sur une grille, dans un bac au fond duquel un niveau d'eau distillée de 5 mm est maintenu constant pendant toute la durée de l'expérience (figure 2.8).

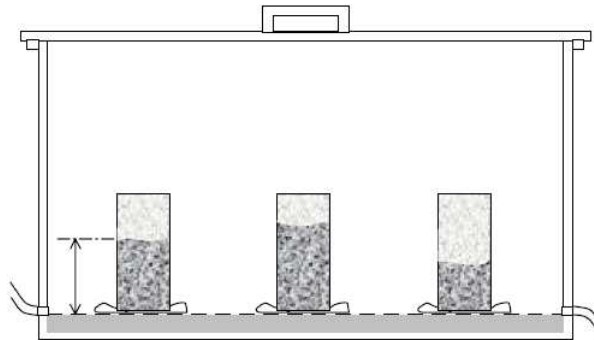


Figure 2.8 : Dispositif expérimental pour mesurer la cinétique d'imbibition capillaire.

Afin d'éviter la superposition de phénomènes d'évaporation à ceux d'imbibition capillaire, le bac est fermé hermétiquement pour maintenir une hygrométrie proche de la saturation. Les variations de température modifiant la tension superficielle air/eau, la viscosité de l'eau et par conséquent la cinétique d'imbibition capillaire, ont été évitées en réalisant les mesures dans une pièce climatisée à 25°C (Mertz 1991). Les mesures de la cinétique d'imbibition capillaire des roches calcarénites sont réalisées au laboratoire de pétrophysique, à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (France).

L'éprouvette de roche en contact par sa base avec le film d'eau va donc subir une imbibition progressive se traduisant par :

- une extension vers le haut de la zone mouillée : c'est la frange capillaire.
- une augmentation de son poids.

Les mesures de la hauteur de la frange humide observable sur la surface externe des échantillons (L en cm)) et de la prise de poids rapportée à la surface de base

de l'éprouvette ($\partial W/S$ en g/cm^2) sont donc effectuées à des intervalles de temps croissants. Les deux courbes (L et $\partial W/S$) sont alors tracées en fonction de la racine carrée du temps, conformément à la loi de Washburn. Les pentes de ces deux courbes définissent les coefficients caractéristiques de la cinétique d'imbibition capillaire :

- Le coefficient $B = \frac{x}{\sqrt{t}}$ en $(\text{cm.h}^{-1/2})$ correspondant à la pente de la courbe des variations de longueur.

avec x : hauteur de la frange (cm)

t : temps (heure)

- Le coefficient $A = \frac{\partial W/S}{\sqrt{t}}$ en $(\text{g.cm}^{-2}.\text{h}^{-1/2})$ correspondant à la pente de la première partie de la courbe des prises de poids.

avec $\partial W/S$: prise de poids en eau ramenée à la surface de base (g/cm^2)

t : temps (heure)

2.5.3. Évolution de la prise de poids en eau et de la migration de la frange capillaire

Les courbes représentatives de la prise de poids cumulée en eau et de la migration de la frange capillaire en fonction de la racine carrée du temps peuvent suivre différentes évolutions :

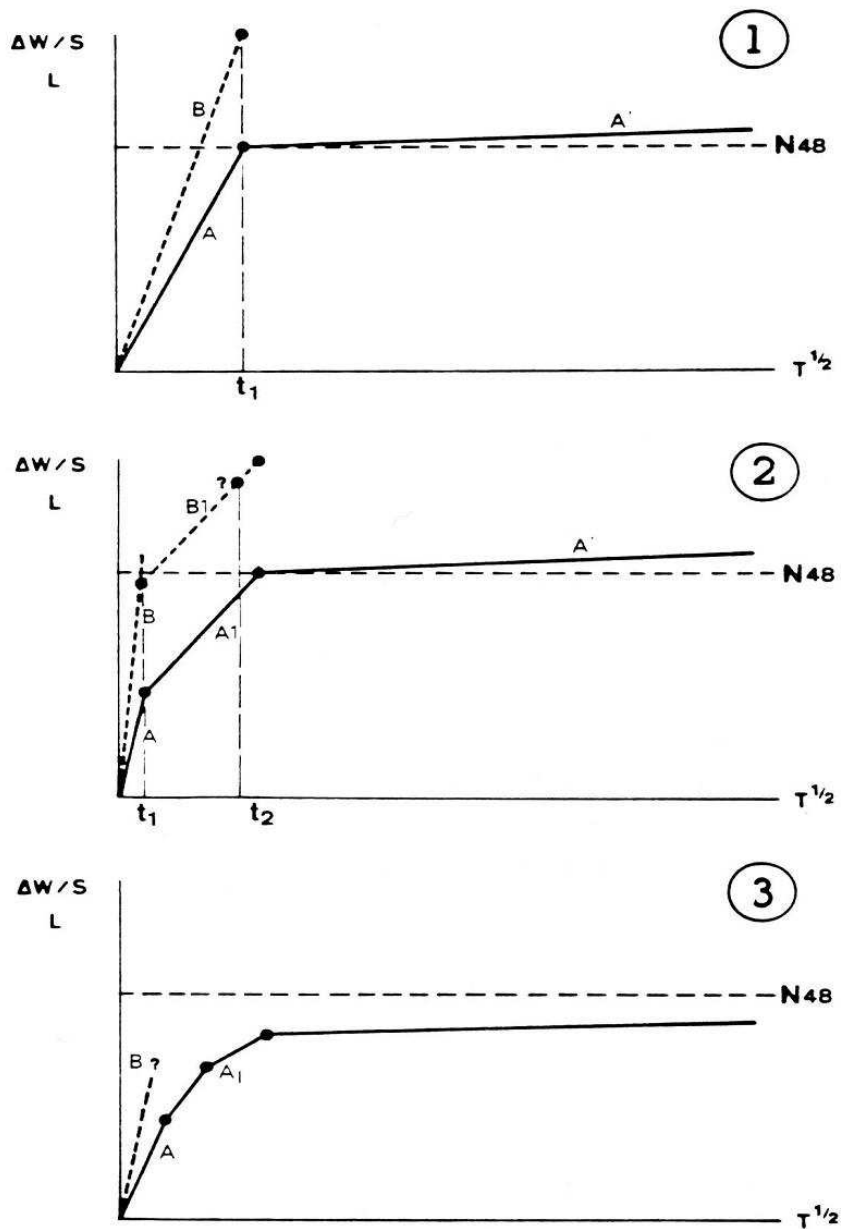


Figure 2.9 : Différents types de réseaux poreux en fonction de l'allure des courbes d'imbibition capillaire : 1) réseau unimodal, 2) réseau bimodal, 3) réseau polymodal (Mertz 1991). (En pointillé : évolution de la fringe capillaire ; en trait plein : évolution de la prise de poids).

2.5.3.1. Cas d'un réseau unimodal

Première phase de remplissage :

Dans le cas le plus simple, la prise de poids en eau suit une évolution linéaire en fonction de la racine carrée du temps, conformément à la loi de Washburn. Elle est de la forme :

$$\partial W / S = A \cdot \sqrt{t} \quad (2.14)$$

avec : $\partial W / S$: prise de poids en eau rapportée à la surface de base de l'éprouvette (g/cm^2)

A : coefficient représentatif de la prise de poids en eau en $\text{g} / \text{cm}^2 / \sqrt{h}$

Le coefficient A correspond à la première partie linéaire de la courbe. Cette prise de poids correspond au remplissage de la porosité libre donc accessible par capillarité (Mertz 1991).

La courbe de migration de la frange capillaire suit, elle aussi, une évolution linéaire en fonction de la racine carrée du temps conformément à la loi de Washburn. Elle est de la forme :

$$x = B \cdot \sqrt{t} \quad (2.15)$$

avec x : hauteur de la frange (cm)

t : temps (heure)

B : coefficient représentatif de la migration de la frange capillaire : c'est la pente de la courbe des variations de longueurs (cm / \sqrt{h}).

Deuxième phase de remplissage :

Dans un second temps, la courbe de prise de poids subit une rupture de pente plus ou moins brutale; elle se prolonge ensuite par une courbe subrectiligne de pente A_1 faible qui correspond au remplissage de la macroporosité restée occupée par le fluide non mouillant (ici l'air) lors de la première phase de remplissage du réseau poreux par l'eau. L'envahissement progressif des macropores se fait au fur et à mesure de la diffusion de l'air à travers l'eau occupant la microporosité. Cette diffusion de l'air dans l'eau est contrôlée par la loi de Fick et se caractérise par une cinétique très lente (Mertz 1991, Thomachot 2002).

Entre les deux parties linéaires, il peut exister une zone intermédiaire où se produisent simultanément l'imbibition et la diffusion. Cette zone intermédiaire se traduit par une partie courbe entre les droites A et A_1 .

- la linéarité des courbes A et B.
- la coïncidence entre le temps d'arrivée de la frange au sommet de l'éprouvette et le temps d'imbibition de toute la porosité libre.
- la zone de transition, c'est-à-dire de passage entre les deux régimes capillarité et diffusion, réduite entre ces deux droites A et A_1 , témoignent d'un réseau unimodale dans lequel la répartition des pores est homogène dans toute l'éprouvette.

2.5.3.2. Cas d'un réseau bimodal

Un réseau bimodal peut être considéré comme constitué par la juxtaposition de deux réseaux poreux ayant des pores différents assurant des connectivités séparées à travers toute l'éprouvette. Des réseaux poreux bimodaux seront caractérisés par un décalage dans le temps entre l'arrivée de la frange au sommet de l'éprouvette et l'imbibition de toute la porosité libre. De plus, la courbe de prise de poids se décompose en 2 (ou plus) segments de droite dont les pentes sont de plus en plus faibles lorsqu'on s'éloigne de la base.

2.5.3.3. Cas d'un réseau polymodal

Pour des réseaux peu organisés ou polymodaux, la prise de poids n'est pas linéaire en fonction de la racine carrée du temps et les valeurs s'organisent en une courbe assimilable à une grande zone de transition. Pour les réseaux à très faible conductivité capillaire et à imbibition très lente, le remplissage simultané des porosités libre et piégée détermine une prise de poids non linéaire et les valeurs s'organisent ainsi en une vaste courbe.

2.5.4. Notion de rayon théorique équivalent $r_{\text{éq}}$

À partir de la valeur de B déterminée expérimentalement, on peut calculer un rayon théorique équivalent $r_{\text{éq}}$:

$$B = \sqrt{\frac{r \gamma_{\text{lg}} \cos \alpha}{2\eta}} \quad \text{soit} \quad r_{\text{éq}} = \frac{2 \eta B^2}{\gamma_{\text{lg}} \cos \alpha} \quad (2.16)$$

avec B : coefficient de hauteur d'imbibition (cm/\sqrt{h})

$r_{\text{éq}}$: rayon équivalent (m)

η : viscosité dynamique de l'eau ($\eta_{\text{eau}} = 1,019 \cdot 10^{-3}$ Pa. s soit 10^{-3} Pa.s)

γ_{lg} : tension superficielle de l'interface eau/air ($7,2 \cdot 10^{-2}$ N/m)

α : angle de contact air/eau (ici égal à 0°)

Ce rayon équivalent serait donc le rayon d'un tube droit et lisse dans lequel l'eau se déplacerait par imbibition avec la même cinétique que dans la roche analysée. Ce rayon équivalent ne correspond à aucune réalité physique, il permet cependant de comparer entre eux des échantillons de même nature.

2.5.5. Calcul de la saturation

Il est possible de calculer, à un instant donné, la saturation du réseau poreux qui s'exprime par :

$$S_i = \frac{V_{\text{eau}}}{V_{\text{poreux}}} = \frac{W_{2i} - W_{\text{se}}}{W_2 - W_s} \quad (2.17)$$

avec S_i : saturation à un instant i (%)

W_{2i} : prise de poids à un instant i (g)

W_{se} : poids sec au début de l'expérience de capillarité (g)

W_2 : poids imbibé et pesé à l'air libre (g)

W_s : poids sec avant la mesure de porosité totale (g)

2.5.6. Résultats et commentaires

Les courbes d'imbibition (hauteur du front capillaire et prise de masse selon la racine carrée du temps) de deux échantillons calcarénites sont présentées dans les figures 2.10-2.13. Pour les deux calcarénites, les courbes d'imbibition ne sont pas linéaires, ce qui témoigne de l'hétérogénéité de leurs réseaux poreux.

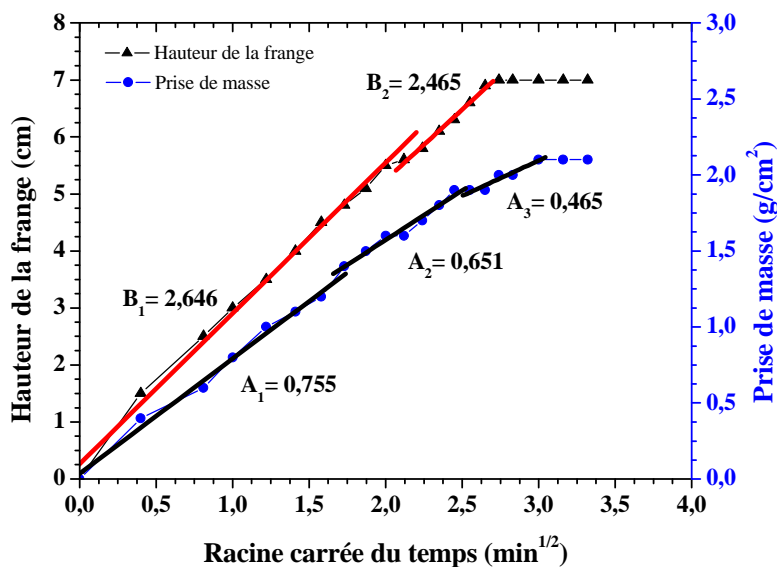


Figure 2.10 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 33,5 % perpendiculaire à la stratification.

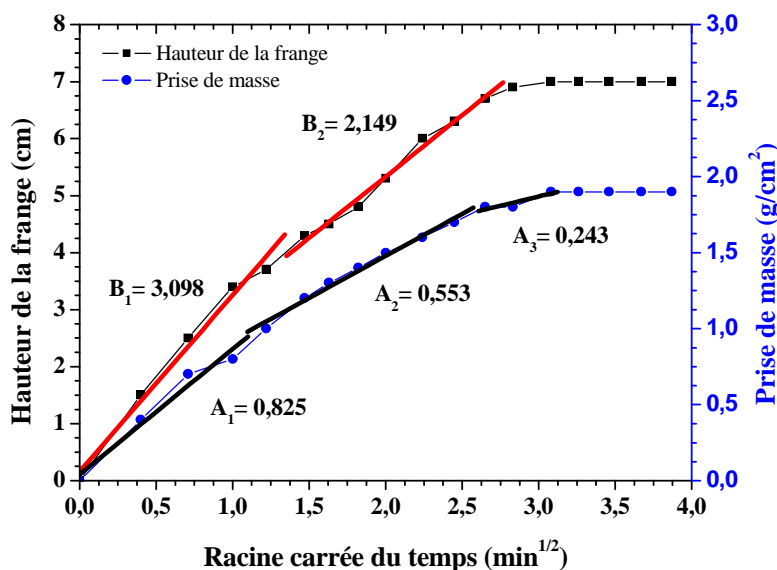


Figure 2.11 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 33,5 % parallèle à la stratification.

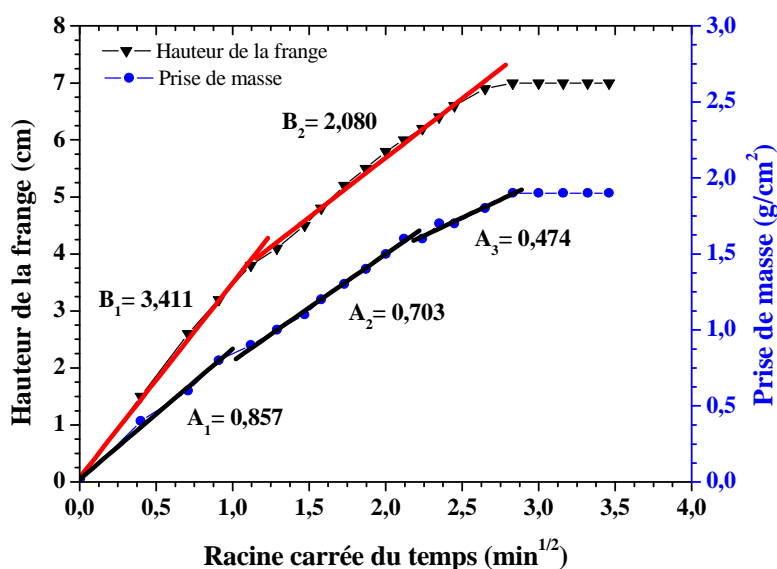


Figure 2.12 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 29,82 % perpendiculaire à la stratification.

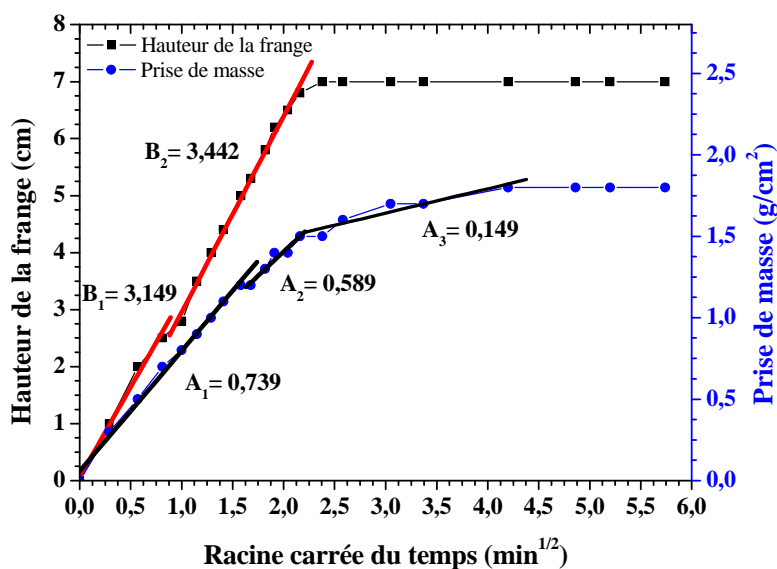


Figure 2.13 : Courbes de cinétiques d'imbibition capillaire d'une roche calcarénite de porosité 29,82 % parallèle à la stratification.

Les pentes de ces courbes définissent les coefficients d'imbibition dont les mesures sont indiquées au tableau 2.4.

Tableau 2.4 : Valeurs des coefficients capillaires A ($\text{g.cm}^{-2}.\text{min}^{-1/2}$) et B ($\text{cm.min}^{-1/2}$) de deux échantillons orientés en calcarénites.

Echantillon	Sens	Coefficient A ($\text{g.cm}^{-2}.\text{min}^{-1/2}$)			Coefficient B ($\text{cm.min}^{-1/2}$)		Porosité ϕ (%)
		A ₁	A ₂	A ₃	B ₁	B ₂	
Ech2	⊥	0,857	0,703	0,474	3,411	2,080	29,82
	//	0,739	0,589	0,149	3,149	3,442	
Ech4	⊥	0,755	0,651	0,465	2,646	2,465	33,50
	//	0,825	0,553	0,243	3,098	2,149	

Les roches calcarénites possèdent des cinétiques d'imbibition capillaire relativement élevées comparées à d'autres roches (Chabas 1997, Thomachot 2002, Beck 2006). Le front capillaire atteint le sommet de l'échantillon de porosité 33,5% en 8 minutes environ alors qu'il ne met que 5,66 minutes dans le cas de l'échantillon de porosité 29,82 %. Ceci confirme l'influence de la taille des pores capillaires sur la cinétique d'imbibition comme l'indique l'équation de Washburn.

Ce test d'imbibition a aussi été fait selon les sens perpendiculaire et parallèle à la stratification. Les résultats sont présentés au tableau 2.4. Pour les tests d'imbibition qui ont été effectués, la vitesse de pénétration de l'eau n'est pas la même selon le sens d'imbibition. En effet, les coefficients d'imbibition par le sens parallèle sont plus faibles que ceux obtenus pour le sens perpendiculaire. Cette anisotropie de la morphologie capillaire, est due au sens de stratification. La connaissance du sens du lit de la roche est essentielle lors du positionnement des pierres de construction car les règles de l'art stipulent qu'il faut monter les pierres de manière que la charge mécanique s'applique dans le sens du lit (Beck 2006).

2.6. Conductivité thermique

2.6.1. Définition

La conductivité thermique λ désigne la capacité d'un milieu à diffuser la chaleur sans mouvement macroscopique de matière. Ces transferts de chaleur correspondent à la conduction thermique, et sont assurés par les vibrations du réseau cristallin.

Considérons une plaque d'un solide, d'épaisseur l très petite devant sa longueur. Elle est délimitée par deux plans parallèles maintenus chacun à des températures différentes (T_1 et T_2 avec $T_1 > T_2$). Après un certain temps, nécessaire à la mise à l'équilibre du gradient thermique, le système arrive à l'état stationnaire (la température en chaque point du système n'évolue plus).

Considérons maintenant une partie de ce solide délimitée par un cylindre imaginaire, de surface de base S et dont l'axe est perpendiculaire aux surfaces de la plaque. Ce cylindre est supposé centré sur le système, de telle sorte que le flux de chaleur à travers ses génératrices puisse être considéré comme nul. Les résultats d'expériences réalisées avec des solides de nature différente suggèrent que, lorsque l'état stationnaire est atteint, la quantité de chaleur Q traversant le cylindre pendant une durée de t secondes peut être établie de la manière qui suit :

$$Q = \frac{\lambda (T_1 - T_2) S t}{l} \quad (2.18)$$

où λ est une constante appelée conductivité thermique du matériau. En d'autres termes, le flux de chaleur est proportionnel à la différence de température entre ces deux surfaces (Carslaw et Jaeger 1986).

La conductivité thermique n'est pas constante pour un matériau donné, mais dépend de la température. Néanmoins, lorsque la gamme de température considérée est réduite, ces variations de conductivité peuvent être négligées.

Une autre possibilité est de considérer λ , en première approximation, comme une fonction linéaire de la température (Rosener 2007) :

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \beta T) \quad (2.19)$$

où β est petit, et, en fait, négatif pour un grand nombre de matériaux.

La conductivité thermique est donnée par :

$$\lambda = \frac{Q l}{(T_1 - T_2) S t} \quad (2.20)$$

Dans le système international, la conductivité thermique est exprimée en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (température en Kelvin, distances en mètres, temps en secondes, et quantité de chaleur en Joules).

On déduit également la résistance thermique du système :

$$\frac{Q}{t} = \frac{\lambda S}{l} (T_1 - T_2) = \frac{1}{R} (T_1 - T_2) \quad (2.21)$$

$$R = \frac{1}{\lambda S} \quad (2.22)$$

où Q/t est le débit de chaleur (W), et R la résistance thermique du système (K.W^{-1}).

De manière générale, les composantes du flux conductif (= quantité de chaleur par unité de temps et par unité de surface) sont données par la loi de Fourier (Filali 2006) :

$$J_i = -\lambda_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

où λ_{ij} est le tenseur de conductivité thermique.

La loi de Fourier est une loi de transport analogue à la loi d'Ohm et à la loi de Darcy. Elle exprime que le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température. Le gradient de température est la 'force' (au sens thermodynamique des phénomènes irréversibles) responsable du flux (Guéguen et Palciauscas 1992).

2.6.2. Techniques de mesure

Il existe dans la littérature des travaux qui recensent plusieurs méthodes permettant la mesure des propriétés thermiques des matériaux (Beck 1957, Popov et al.1999, Hartmann et al. 2005, Filali 2006, Rosener 2007). Ces techniques de mesure dites conventionnelles permettent la connaissance d'un seul paramètre à la fois. La conductivité thermique est déterminée à partir de la mesure d'une différence de la température et du flux thermique en régime stationnaire (Sun et al. 2001, Boudenne 2003). En revanche, la diffusivité thermique est obtenue en régime transitoire par la mesure d'une seule température rapidement variable au cours du temps. La connaissance de la densité volumique, de la conductivité et de la diffusivité thermique de l'échantillon permet de retrouver sa capacité thermique.

La méthode la plus connue est la méthode des barres divisées. En général, elle est appliquée sur des échantillons cylindriques de 30 à 50 mm de diamètre et nécessite l'utilisation de standards de conductivité thermique connue. Un gradient de température est appliqué à l'ensemble de la colonne, et lorsque l'état stationnaire est atteint la température est mesurée à chaque extrémité des éléments. La mesure peut être assez rapide (10 à 15 min) et l'erreur de mesure est faible 2% (Blackwell et Spafford 1987), mais l'état de surface de l'échantillon devant être irréprochable pour assurer le meilleur contact thermique possible, sa préparation reste fastidieuse (Beck 1957, Pribnow et Sass 1995, Popov et al. 1999).

Une autre méthode est celle de l'aiguille chauffante. Elle est basée sur l'hypothèse d'une source de chaleur ponctuelle dans un support infini (Rosener 2007), et se présente sous la forme d'une sonde incluse dans une aiguille. L'aiguille est soit posée sur une surface plane de l'échantillon et est recouverte d'un matériau de très faible conductivité thermique comme le Plexiglass (Huenges et al. 1990), soit insérée dans l'échantillon. Cette dernière possibilité a été développée à l'Institut de Physique du Globe de Paris par Jorand (2006), et permet une mesure de la conductivité thermique en fonction de la température et de la saturation de l'échantillon, avec une incertitude inférieure à 12 %.

Ces deux méthodes nécessitent un contact physique entre la ou les sondes de mesure et l'échantillon. Or, les résistances de contact sont difficiles à déterminer car elles dépendent aussi bien de la qualité du contact (état de surface de chaque élément), que des conditions physiques appliquées. Limiter les résistances de contact revient donc à limiter les erreurs sur la mesure (Popov et al. 1999). Dans cette étude, notre intérêt s'est donc porté sur une troisième méthode de mesure de conductivité thermique : la mesure par le scanner de la conductivité thermique TCS (Thermal Conductivity Scanning). Les mesures de la conductivité thermique des roches calcarénites sont réalisées au laboratoire de pétrophysique, à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (France).

2.6.2.1. Principe de la mesure par TCS

Les mesures classiques de conductivité thermique se font par contact avec l'échantillon, ce qui peut influencer sur les résultats, du fait de la présence de résistances thermiques de contact. La technique présentée ci-dessous permet d'éliminer l'effet de ces résistances thermiques de contact. Elle est basée sur la variation de température de surface de l'échantillon suite à un apport de chaleur connu et contrôlé (Popov et al. 1999). Le dispositif expérimental est identique à celui utilisé par Rosener (2007) (figure 2.14). L'appareil de mesure se présente

sous la forme d'un bloc mobile, composé de deux capteurs de température sensibles aux radiations électromagnétiques et d'une source de chaleur, aligné parallèlement à l'axe de déplacement, de telle sorte qu'il soit possible de mesurer la température de l'échantillon avant et après échauffement. Ce bloc se déplace à vitesse constante ($v=4,99$ mm/s) près de la surface de l'échantillon, le long d'une ligne de mesure, et permet ainsi d'obtenir un profil de conductivité thermique.

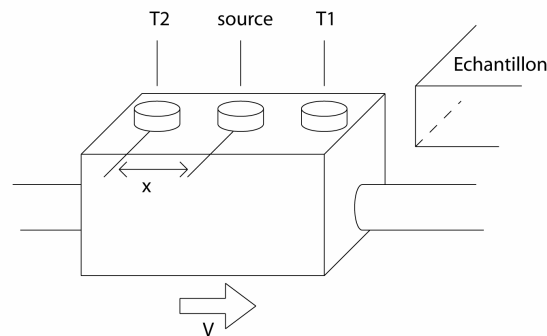


Figure 2.14 : Principe de mesure TCS.

Les deux capteurs de température (T1 et T2) permettent de mesurer la différence de température due à l'apport d'énergie. La distance entre la source et le capteur thermique mesurant la température de l'échantillon après échauffement, ainsi que la vitesse de déplacement sont constantes, il est donc possible de lier l'augmentation de température au point y , $\theta(y)$ et la conductivité thermique par une relation de la forme suivante :

$$\theta(y) = \frac{q}{2\pi x \lambda} \quad (2.24)$$

avec q la puissance de la source, x la distance entre la source et le capteur thermique et λ la conductivité thermique au point de mesure (Popov et al.1999). Pour obtenir une valeur absolue de la conductivité thermique du matériau analysé, il suffit d'aligner l'échantillon et un standard de conductivité thermique connue λ_{std} (dans ce cas $\lambda_{std}=1,35$ W/m.K) (figure 2.15). La

conductivité thermique du matériau sera déterminée à partir de λ_{std} et du rapport des différences de température :

$$\lambda(y) = \lambda_{std} \frac{\theta_{std}}{\theta(y)} \quad (2.25)$$

La préparation des échantillons est simple. Afin d'éviter une variation d'absorption de chaleur due aux variations de couleur à la surface de l'échantillon, une couche de peinture noire est appliquée. De cette façon, le coefficient d'absorption de chaleur est maximum et homogène. La gamme des conductivités mesurables est comprise entre 0,2 et 70 W/m.K, et l'erreur de mesure est inférieure à 3%. Pour réaliser une mesure, il suffit de positionner l'échantillon ainsi que les deux standards sur l'appareil, la mesure (conductivité thermique et température) proprement dite étant intégralement pilotée par ordinateur (figure 2.16).

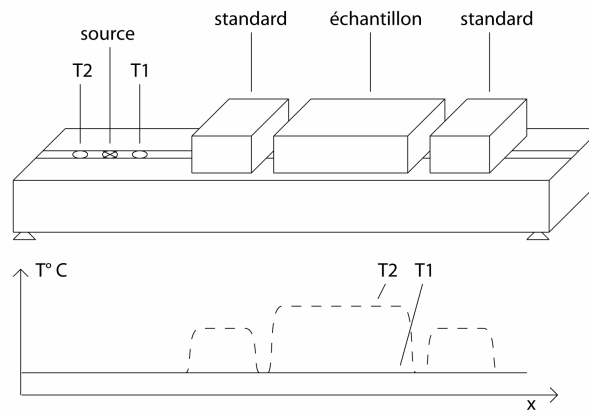


Figure 2.15 : Disposition des standards et de l'échantillon lors de la mesure de conductivité thermique, schéma des profils de température.



Figure 2.16 : Photographie du montage de mesure de la conductivité thermique par TCS.

2.6.3. Résultats et commentaires

Les résultats des mesures de la conductivité thermique sont présentés dans le tableau 2.5. Les résultats expérimentaux montrent que la conductivité thermique des roches calcarénites change sur une gamme significative et la saturation en eau produit une conductivité plus élevée.

Tableau 2.5 : Résultats de la conductivité thermique exprimés en W/m.K pour les échantillons calcarénites.

Echantillon	Conductivité thermique λ (W/m.K)	
	Etat sec	Etat saturé
Ech1	1,102	1,794
Ech2	1,005	1,731
Ech3	0,884	1,69
Ech4	0,876	1,681
Ech5	0,912	1,675
Ech6	0,873	1,673

Les conductivités thermiques des échantillons secs sont relativement proches, elles varient de 0,873 à 1,102 W/m.K et celles des échantillons saturés en eau varient entre 1,673 et 1,794 W/m.K.

2.7. Perméabilité

La perméabilité est l'un des principales propriétés physiques pour la gestion des hydrocarbures et des réservoirs géothermiques, ainsi que pour les nappes aquifères. Toutefois, sa magnitude peut varier de plusieurs ordres de grandeur, même pour un seul type de roche. Par ailleurs, la perméabilité est très sensible aux changements de pression ou d'altérations diagénétiques. Par exemple, des réductions drastiques de perméabilité résultant de la croissance des quantités infimes de minéraux argileux secondaires sur des grains de quartz, car cela change la géométrie de l'hydraulique de capillaires (Paulini et Fachri 2007, Savidge 2011).

La perméabilité et la porosité sont des propriétés primaires qui contrôlent le mouvement et le stockage des fluides dans les roches. Ils représentent une caractéristique importante de matériaux. Sur la base de la perméabilité et de la porosité connues, des influences de l'eau possible sur une construction sont considérées. De plus, la connaissance de la perméabilité et de la porosité est nécessaire aux fuites de l'eau, à la base structurale afin d'évaluer l'affluent à un puits de fondation, et en termes de conception de l'imperméabilisation des bâtiments. La perméabilité et la porosité sont également des indicateurs très importants de l'utilisation de divers types de roches (Christensen et al. 1996, Sruoga et al. 2004, Yang and Aplin 2010, Gamage et al. 2011).

La perméabilité est l'une des propriétés de roche qui sont nécessaires pour étudier la solution des problèmes hydrologiques et hydrogéologiques par des méthodes de modélisation numérique et physique (Huenges et Zimmermann 1999, Sudo et al. 2004).

Nous avons utilisé un nouveau perméamètre de gaz relativement à la surface pour effectuer des mesures de perméabilité sur la surface des échantillons calcarénites. Le perméamètre TinyPerm- II, fabriqué par New England Research, Inc.,. Il s'agit d'un appareil portatif qui peut caractériser la perméabilité des roches et des sols ou de l'ouverture hydraulique efficace des fractures in situ sur des affleurements ainsi que sur des échantillons de laboratoire (New England Research 2010). L'appareil est capable de réaliser des mesures de perméabilité variant de 0,01 à 10 darcies pour les matrices et 10 μm à 2 mm pour les ouvertures de la fracture (New England Research 2010). Les mesures de la perméabilité des échantillons calcarénites sont réalisées au laboratoire de pétrophysique, à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (France).

Cet appareil utilise la loi de Darcy pour calculer la perméabilité. Brown et Smith (2005) ont montré que la perméabilité peut être déterminée par la relation suivante :

$$\frac{Q}{P_0} = -\frac{\chi A}{\mu L} \quad (2.26)$$

où Q est le débit d'air dans la seringue à piston, P_0 est la pression appliquée, qui reste constante, A est la surface d'entrée pour l'écoulement de l'air, μ est la viscosité du gaz (air), et L est la longueur. Étant donné que les valeurs de A, L et μ sont connus, et Q, P_0 sont mesurés, l'équation (2.26) peut être résolue pour déterminer la perméabilité χ .

2.7.1. Principe de mesure

Le principe de mesure est simple, l'opérateur appuie sur une buse du caoutchouc sur la surface de l'échantillon et retire l'air avec un coup seul d'une seringue (figure 2.17 (b)). Comme l'air est aspiré à partir de l'échantillon, une

unité de micro - contrôleur surveille simultanément le volume de la seringue, et l'impulsion de vide transitoire est créée à la surface de l'échantillon. En utilisant des algorithmes de traitement de signal, le micro- contrôleur calcule la fonction de réponse du système échantillon/instrument. Les principales caractéristiques de cette réponse sont affichées sur l'écran (LCD) (figure 2.17 (a)).

La théorie montre une relation entre la fonction de réponse et la perméabilité, et la perméabilité de la matrice ou de l'ouverture de fracture efficace peut être déterminée à partir des courbes d'étalonnages et les tableaux présentés (Brown et Smith 2005, New England Research 2010).

La fonction de réponse T est liée à la perméabilité χ par la relation suivante (New England Research 2010):

$$T = -0,8206 \log_{10}(\chi) + 12,8737 \quad (2.27)$$

où T est la valeur de la fonction de réponse enregistrée par le perméamètre. Pour chaque échantillon, 3–6 mesures ont été effectuées pour assurer la qualité des données. Une moyenne de mesures a été calculée et utilisée comme la valeur représentative pour cet échantillon.

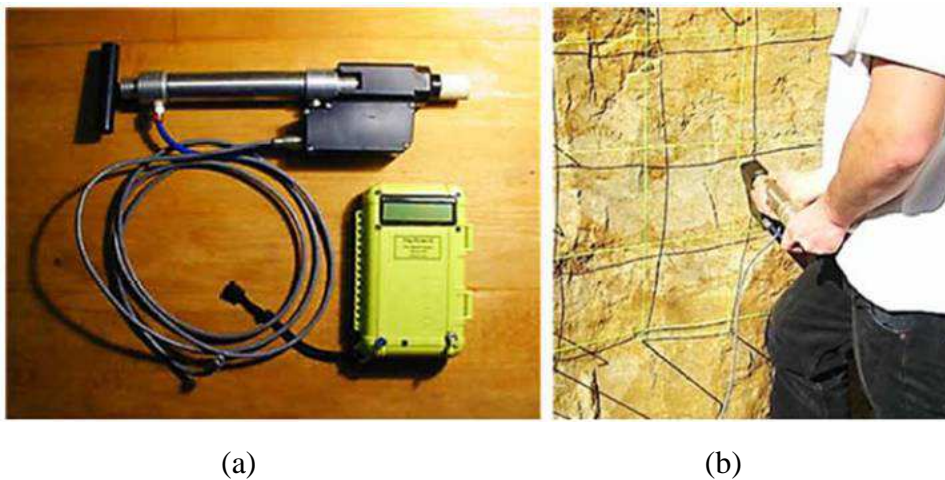


Figure 2.17 : (a) Perméamètre TinyPerm II, (b) exemple du dispositif utilisé dans le domaine.

2.7.2. Résultats et commentaires

La mesure de la perméabilité est donc réalisée sur chaque échantillon, à l'aide d'un perméamètre à gaz. Les valeurs de perméabilité mesurées pour les six échantillons sont représentées au tableau 2.6. Tous les échantillons présentent des perméabilités de l'ordre de 10^{-11} m^2 .

Tableau 2.6 : Résultats de la perméabilité exprimés en m^2 pour les échantillons calcarénites.

Echantillon	Perméabilité χ (m^2)	Porosité ϕ (%)
Ech1	$1,40 \times 10^{-11}$	25,69
Ech2	$1,74 \times 10^{-11}$	29,82
Ech3	$2,28 \times 10^{-11}$	31,07
Ech4	$3,34 \times 10^{-11}$	33,50
Ech5	$4,37 \times 10^{-11}$	35,07
Ech6	$5,04 \times 10^{-11}$	35,83

2.8. Vitesses des ondes P

La caractérisation des matériaux poreux par des méthodes ultrasoniques est couramment utilisée. Depuis 1972, la vitesse de propagation des ondes ultrasonores est devenue une des principales mesures appliquées pour qualifier l'état des pierres naturelles du point de vue homogénéité et degré d'altération (Mamillan 1972). Mamillan (1975) a appliqué cette mesure sur des sculptures en marbre, introduisant ainsi une nouvelle méthode non destructive dans le domaine du diagnostic et de la conservation des pierres naturelles.

L'étude de la propagation des ondes de compression et de cisaillement dans un matériau à l'état sec et saturé permet d'évaluer les propriétés physiques du

matériau telles que sa porosité, son état de fissuration et ses propriétés élastiques (module de Young E , module de compression k , coefficient de Poisson ν) dans le cadre de modélisation de la propagation des ondes. Pour les roches, on s'intéresse souvent à la propagation des ondes de compression (ondes P) et des ondes de cisaillement (ondes S). Pour une onde P, le mouvement vibratoire a lieu suivant la direction de propagation et affecte le volume de la roche. Pour une onde S, le mouvement vibratoire se propage dans un plan normal à la direction de propagation, elle est plus lente que l'onde P et ne se propage pas dans l'eau. L'onde P et l'onde S sont caractérisées par leurs vitesses V_P et V_S respectivement (vitesse primaire et vitesse secondaire d'après l'ordre de leur réception) et leur atténuation. Pour les roches calcarénites étudiées, V_P seule est mesurée.

2.8.1. Base théorique

Les roches sont considérées comme des solides élastiques par rapport à la propagation des ondes sismiques. La théorie de l'élasticité est la base de la description de la propagation des ondes sismiques. Les vitesses des ondes P et S (V_P et V_S) peuvent être exprimées en termes des constantes élastiques des roches, qui sont écrit à partir de la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (2.28)$$

où σ_{ij} et ε_{kl} sont la contrainte et la déformation respectivement d'un tenseur de rang 2. C_{ijkl} est le tenseur de rigidité de rang 4. Pour des raisons pratiques, il est représenté par un équivalent matrice symétrique 6×6 avec 21 composantes indépendantes.

En supposant que les axes cristallins sont distribués au hasard et la roche peut être traitée à un certain degré comme un milieu élastique isotrope, il y a seulement deux constantes élastiques indépendantes.

Par exemple en utilisant les constantes de Lamé λ et μ , les vitesses V_P et V_S sont déterminées par (Guéguen et Palciauskas 1992) :

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (2.29)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.30)$$

où ρ est la densité volumique de la roche.

La vitesse des ondes sismiques dépend des propriétés élastiques et la densité volumique de la roche, son étude en laboratoire a une place très importante dans le domaine de géosciences. En particulier, la mesure en laboratoire a l'avantage d'être étudier les roches typiques d'une région donnée. On peut aussi effectuer ces mesures dans différentes conditions telles que la pression, la température, à l'état sec ou en présence d'un fluide. Cependant, d'autres expériences sont nécessaires dans différents champs de contraintes qui sont proches des conditions géologiques réels. Par exemple, dans des conditions de stress triaxiales, la vitesse sismique a été mesurée en laboratoire (Kern et al. 1998, Gong 2005, Nishimoto, 2005).

2.8.2. Propriétés élastiques et vitesses V_P et V_S

Dans un matériau isotrope et homogène, les propriétés élastiques peuvent être déterminées à partir des vitesses V_P et V_S . Les propriétés élastiques comprennent les modules d'élasticité (module de Young E , module de cisaillement μ , module de compression k), la constante de Lamé λ et le coefficient de Poisson ν . Les relations entre les propriétés élastiques et les

vitesse sont données par les équations suivantes (Guéguen et Palciauskas 1992) :

$$E = \frac{\rho V_S^2 (3 V_P^2 - 4 V_S^2)}{2 (V_P^2 - V_S^2)} \quad (2.31)$$

$$\mu = \rho V_S^2 \quad (2.32)$$

$$k = \rho \left(V_P^2 - \frac{4}{3} V_S^2 \right) \quad (2.33)$$

$$\lambda = \rho (V_P^2 - 2 V_S^2) \quad (2.34)$$

$$\nu = \frac{V_P^2 - 2 V_S^2}{2 (V_P^2 - V_S^2)} \quad (2.35)$$

Quelques valeurs expérimentales des propriétés élastiques à la pression atmosphérique sont données au tableau 2.7.

Tableau 2.7 : Modules élastiques de certaines roches (Gong 2005).

Type de roche	k (GPa)	μ (GPa)	E (GPa)	ν
Granite	19,8	18,8	43	0,14
Basalt	59,6	31,9	81,2	0,27
Limostone	53,2	25,4	65,8	0,29
Sandstone	0,52	0,54	12	0,11

V_P est toujours supérieure à V_S , et pour un milieu de coefficient de Poisson ($\lambda = \mu$), $\nu = 0,25$, les vitesses V_P et V_S ont la relation suivante : $V_P = \sqrt{3} V_S$.

2.8.3. Principe de mesure

L'équipement de la vitesse d'impulsion est constitué d'un émetteur (transducteur) à partir duquel des impulsions ultrasonores sont émises, un récepteur (ou transducteur) dont les impulsions sont reçues, et un dispositif destiné à indiquer le temps de parcours entre l'émetteur et le récepteur (figure 2.18). Les types de transducteurs piézo-électriques peuvent être utilisés, ces

dernières étant plus appropriés pour la partie inférieure de la gamme de fréquences.

L'impulsion ultrasonore est créée par l'application d'un changement rapide de potentiel à partir d'un émetteur - conducteur à un élément de transformation piézo-électrique qui fait vibrer à sa fréquence fondamentale. Le transducteur est placé en contact avec le matériau de sorte que les vibrations sont transmises à la matière. Les vibrations se propagent à travers le matériau et sont captés par le récepteur. La vitesse de l'onde est obtenue en utilisant le temps mis par l'impulsion de parcourir la distance mesurée entre l'émetteur et le récepteur. Les transducteurs sont tenus serrés sur les surfaces des échantillons, et l'afficheur indique le temps de parcours de l'onde ultrasonore. Dès que la valeur mesurée reste stable pendant 3 secondes, un bip retentit et la vitesse du son s'affiche. La vitesse de l'impulsion est donnée par la formule :

$$V = \frac{L}{t} \quad (2.36)$$

où V est la vitesse d'impulsions (km/s), L est la longueur de trajet (cm) et t est le temps de transit (s).

Pour qu'il y ait un contact parfait entre la roches et les transducteurs, il est nécessaire de poncer et d'égaliser la partie de la surface où le transducteur sera fixé, et il est recommandé d'employer une pâte d'accouplement constituée de Kaolin et de glycérol entre les deux extrémités de la roche et en prenant soin de vérifier que les transducteurs sont bien appliqués contre la surface à tester. Les transducteurs standards à 54 kHz sont étalonnés sur l'unité d'affichage qui doit être contrôlée par un essai d'étalonnage. Le coefficient de calibrage est marqué sur la barre étalon (20,6 μm). Les mesures de la vitesse des ondes P des roches calcarénites sont réalisées au laboratoire de recherche sur les géomatériaux, à l'institut scientifique de Rabat.



Figure 2.18 : Dispositif utilisé pour la mesure de vitesse de l'onde P : un générateur d'ultrasons avec une fréquence de 54 kHz et transducteurs piézométriques.

2.8.4. Résultats et commentaires

La mesure de la vitesse de l'onde P a été réalisée suivant le sens perpendiculaire de la pierre. De plus, l'essai a été réalisé à l'état sec et à l'état saturé. Les résultats sont présentés au tableau 2.8.

Tableau 2.8 : Résultats de la vitesse de l'onde P exprimés en km/s pour les échantillons calcarénites.

Echantillon	Vitesse de l'onde P V_P (km/s)	
	Etat sec	Etat saturé
Ech1	3,8	3,83
Ech2	3,7	3,74
Ech3	3,62	3,7
Ech4	3,64	3,62
Ech5	3,61	3,65
Ech6	3,56	3,59

Les résultats obtenus pour la mesure des vitesses des ondes P des échantillons secs varient de 3,56 à 3,8 km/s et celles des échantillons saturés en eau varient entre 3,59 et 3,83 km/s. Il existe une différence sensible des vitesses des ondes P entre l'état sec et l'état saturé, la vitesse des ondes P étant généralement plus grande en milieu saturé (Guéguen et Palciauskas 1992, Beck 2006, Kahraman 2007, Oghenero 2012, Boulanouar et al. 2013), ce résultat est interprété par le fait que le module de compression est plus grand en milieu saturé, et la vitesse de l'onde P est plus grande dans l'eau que dans l'air.

2.9. Conclusion

Dans ce chapitre, des propriétés physiques de six échantillons des roches calcarénites ont été mesurées. Les mesures en laboratoire ont été effectuées sur les propriétés physiques suivantes: porosité, conductivité thermique, densité volumique, cinétique d'imbibition capillaire, perméabilité et vitesse de l'onde P.

La connaissance de ces propriétés physiques des roches calcarénites est essentielle pour la compréhension des propriétés de transport de l'eau dans ces roches, et pour comprendre et caractériser le comportement mécanique, thermique et acoustique au sein de ces roches calcarénites.

Chapitre 3 . Relations de corrélation entre les propriétés physiques: porosité, densité volumique, conductivité thermique, perméabilité et vitesse des ondes P

3.1. Introduction

La détermination de différentes propriétés physiques (porosité, densité volumique, conductivité thermique, perméabilité, vitesse des ondes P) sur le même échantillon de roche calcarénite permet une approche paramétrique intégrale.

Ce chapitre montre l'intérêt de mesure des propriétés physiques en laboratoire. L'analyse des données de laboratoire permet de fournir une vue d'ensemble étendue des propriétés physiques sur les roches calcarénites. Les relations entre les différentes propriétés mesurées ont été étudiées statistiquement au travers des coefficients de corrélation et de l'analyse de test t.

3.2. Profil de la conductivité thermique et de la porosité

L'anisotropie des minéraux et des structures des roches influence sur la conductivité thermique. Sur les figures 3.1 et 3.2, on a représenté un profil de la conductivité thermique en fonction de la position selon les directions (ox, oy et oz) pour l'échantillon 4 de porosité 33,5 % à l'état sec et l'état saturé.

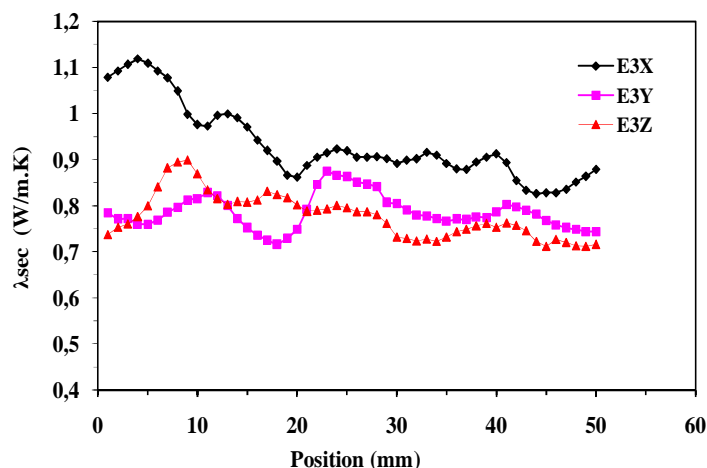


Figure 3.1: Profil de la conductivité thermique de l'échantillon 4 à l'état sec selon les directions (ox, oy et oz).

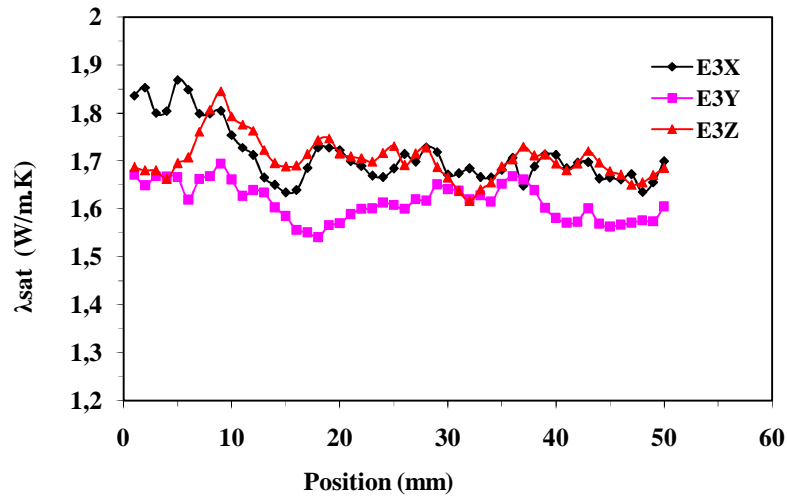


Figure 3.2: Profil de la conductivité thermique de l'échantillon 4 à l'état saturée selon les directions (ox, oy et oz).

À l'état sec, la conductivité thermique est forte suivant les plans d'anisotropie (directions E3X et E3Y), elle est faible selon la direction perpendiculaire (direction E3Z). À l'état saturé, la conductivité thermique est plus importante suivant la direction perpendiculaire.

Les mesures de la conductivité thermique réalisées sur des matériaux poreux dépendent des propriétés physiques du solide (propriétés thermiques et propriétés minéralogiques, s'il y a lieu, notamment en cas d'anisotropie), de celles de la matière présente dans la porosité (air, vide, fluide...), et de la proportion de chacun d'eux. Sur la base de deux mesures de conductivité thermique, l'une du matériau sec, l'autre du matériau saturé, Scharli et Ribach (1984) ont proposé une estimation de la porosité à l'aide de la formule suivante:

$$\phi = \frac{\ln(\lambda_{sat}) - \ln(\lambda_{sec})}{\ln(\lambda_{eau}) - \ln(\lambda_{air})} \quad (3.1)$$

avec ϕ la porosité calculée, λ_{sec} et λ_{sat} les valeurs de conductivité thermique mesurées respectivement pour l'échantillon sec, et l'échantillon saturé, λ_{eau} et

λ_{air} sont respectivement les valeurs de conductivité thermique pour l'eau et l'air.

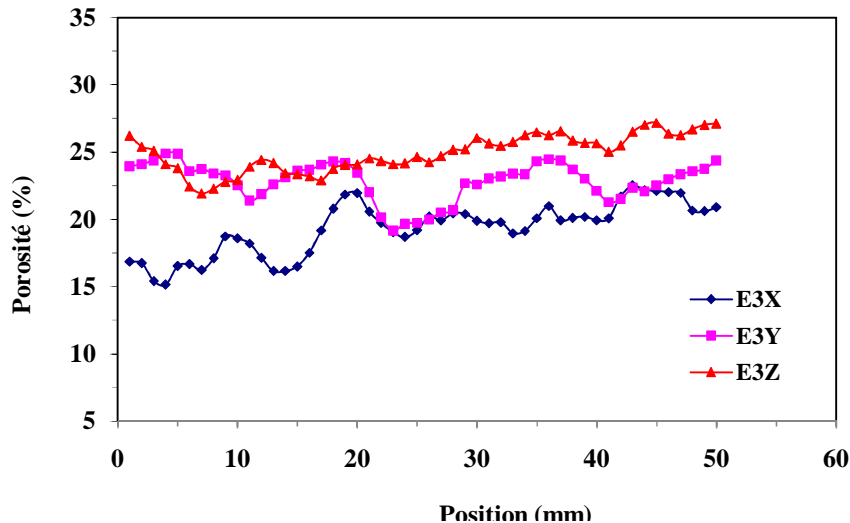


Figure 3.3 : Variation de la porosité de l'échantillon 4 en fonction de la position selon les directions (ox, oy et oz).

Sur la figure 3.3, on a représenté la variation de la porosité calculée à partir de l'équation (3.1) pour l'échantillon 4 et selon les directions (ox), (oy) et (oz). La porosité de l'échantillon 4 est plus importante selon la direction perpendiculaire (direction E3Z) ce qui montre une faible conductivité thermique à l'état sec et une conductivité importante à l'état saturé.

Les mesures de conductivité thermique permettent donc d'accéder à la porosité sur une face de l'échantillon, c'est-à-dire sur un plan. Il existe d'autres moyens, complémentaires, de déterminer la porosité d'un échantillon, mais ces techniques se situent à des échelles différentes.

3.3. Conductivité thermique et propriétés physiques des roches

3.3.1. Conductivité thermique et porosité

La conductivité thermique d'une roche poreuse dépend essentiellement de la composition minéralogique, la porosité de la roche, la présence des fluides

remplissant les pores; et de la température et la pression ambiantes (Clauser et Huenges 1995). La porosité et la conductivité thermique jouent un rôle important dans les propriétés de transfert des interactions fluide- roche et pour caractériser les matériaux de construction. La compréhension de la relation entre ces deux propriétés pourrait être un bon moyen pour comprendre les interactions fluides- roches entre la microstructure et le réseau poreux et de caractériser la porosité d'un milieu poreux.

Sur la figure 3.4, on a représenté la relation de la conductivité des échantillons saturés et celle des échantillons secs. Cette relation apparaît quasi-linéaire de coefficient de régression $R^2 = 0,94$.

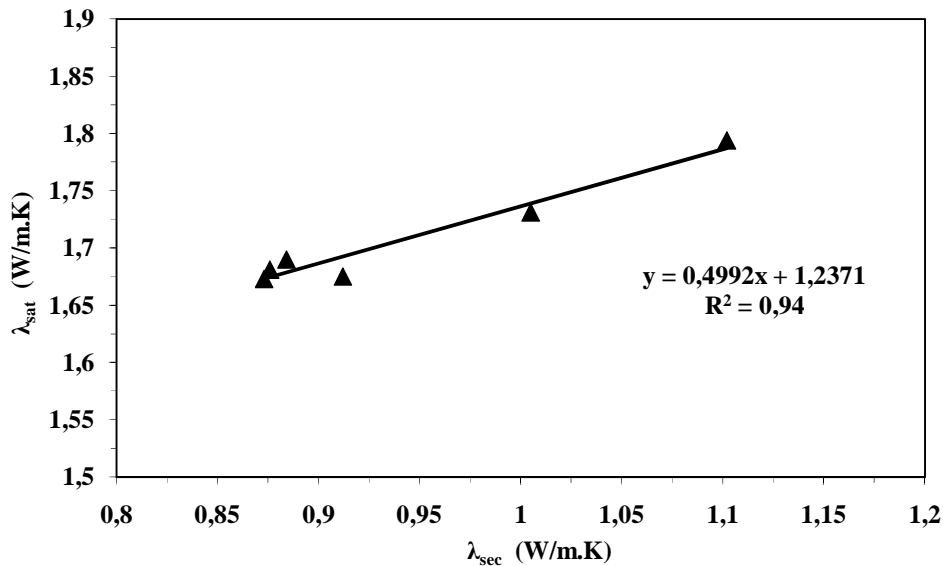


Figure 3.4 : Relation entre la conductivité thermique à l'état saturé et la conductivité thermique à l'état sec des roches calcarénites.

Les résultats obtenus (figures 3.5 et 3.6), montrent que la conductivité thermique diminue avec l'augmentation de la porosité. Des relations linéaires entre la conductivité et la porosité apparaissent sur les figures 3.5 et 3.6. Cette corrélation entre les deux propriétés permet d'estimer la porosité d'un milieu poreux. Les équations de cette corrélation sont données ci-dessous :

$$\lambda_{sat} = 0,4992 \times \lambda_{sec} + 1,2371 \quad (3.2)$$

$$\lambda_{\text{sec}} = - 0,0216 \times \phi + 1,6303 \quad (3.3)$$

$$\lambda_{\text{sat}} = - 0,0119 \times \phi + 2,0863 \quad (3.4)$$

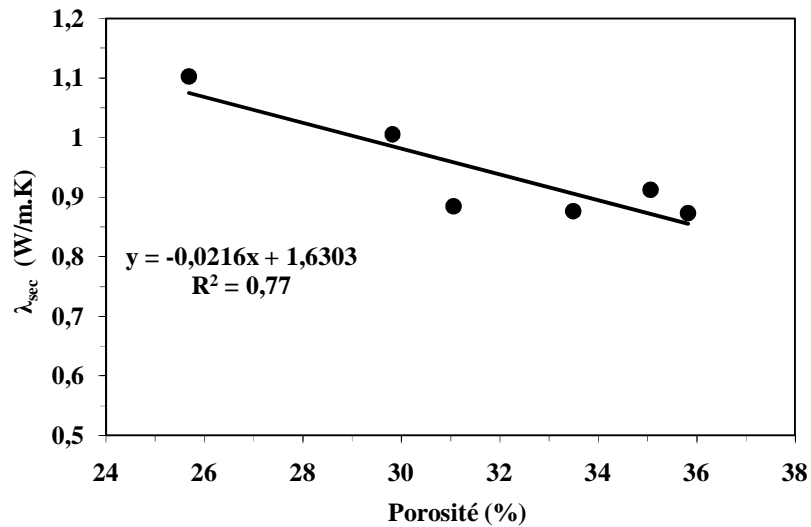


Figure 3.5 : Variation de la conductivité thermique des échantillons secs avec la porosité.

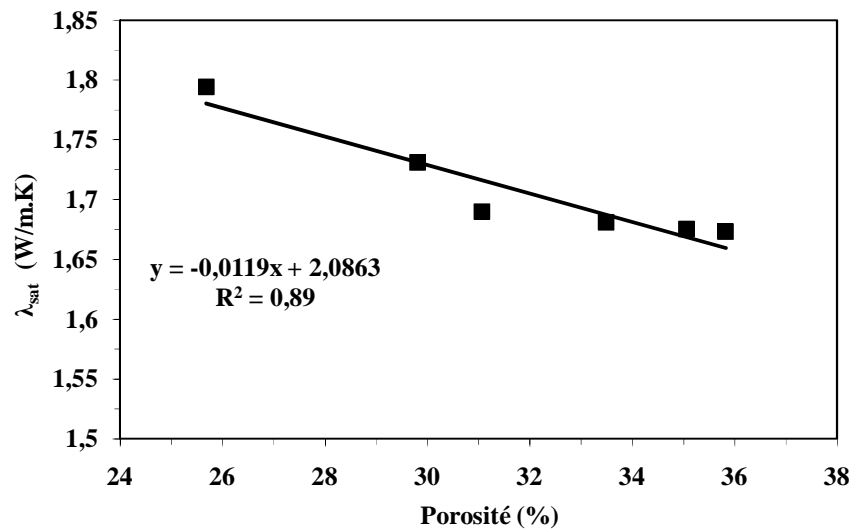


Figure 3.6 : Variation de la conductivité thermique des échantillons saturés avec la porosité.

3.3.2. Conductivité thermique et densité volumique

Pour la plupart des roches et des minéraux, pour une composition chimique et une structure données, la conductivité thermique augmente quand la densité volumique augmente (Besnard 2000, Hartmann et al. 2005). Sur les figures 3.7 et 3.8, on a représenté la relation entre de la conductivité thermique et la densité volumique des roches sédimentaires sèches et saturées. Les graphes des figures

3.7 et 3.8, montrent qu'il y a bien une relation entre la densité volumique et la conductivité thermique des six échantillons. Cette relation apparaît quasi-linéaire (coefficient de régression $R^2 = 0,90$ (état sec), $R^2 = 0,83$ (état saturé)), ce qui est également conforme avec les résultats bibliographiques (Hartmann et al. 2005).

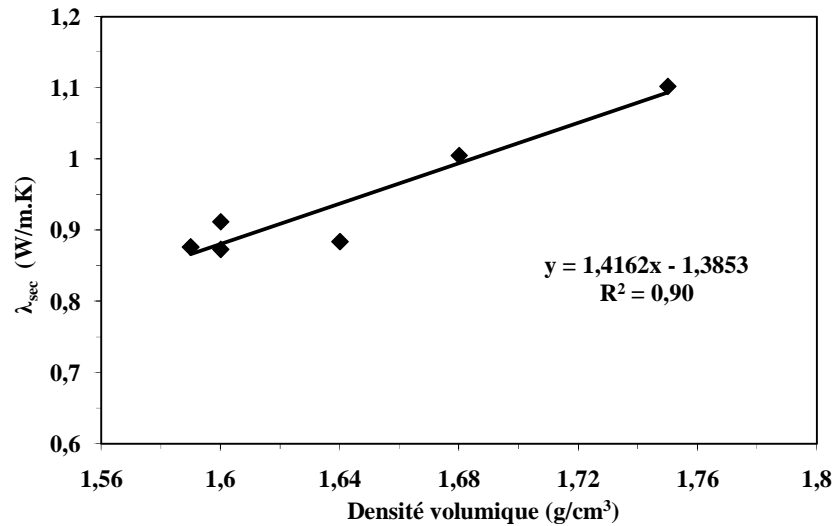


Figure 3.7 : Relation entre la conductivité thermique et la densité volumique des échantillons secs.

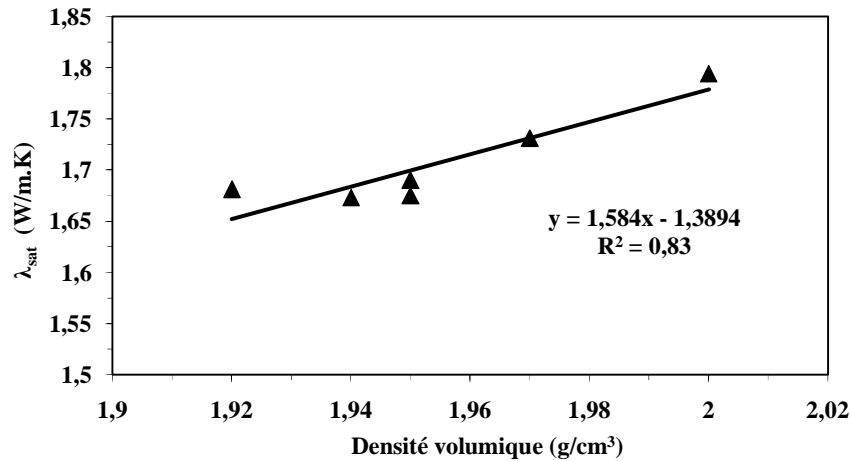


Figure 3.8 : Relation entre la conductivité thermique et la densité volumique des échantillons saturés.

Les équations de cette corrélation sont données ci-dessous :

$$\lambda_{sec} = 1,4162 \times \rho_{sec} - 1,3853 \quad (3.5)$$

$$\lambda_{sat} = 1,584 \times \rho_{sat} - 1,3894 \quad (3.6)$$

Comme résultat, la relation entre les valeurs estimées et les valeurs mesurées de la porosité et de la densité volumique pour chaque échantillon est examinée graphiquement sur les figures 3.9-3.12. L'erreur de la valeur estimée est représentée par la distance de chaque point de données des courbes de la ligne diagonale 1:1. Un point situé sur la ligne indique une estimation précise, comme le montre sur les figures 3.9-3.12.

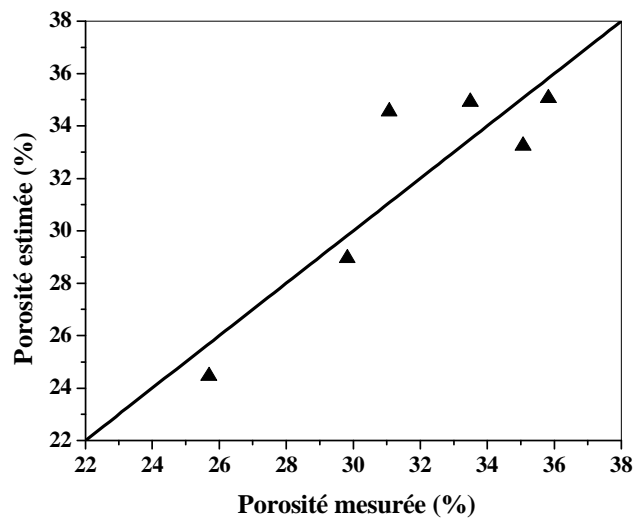


Figure 3.9 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons secs.

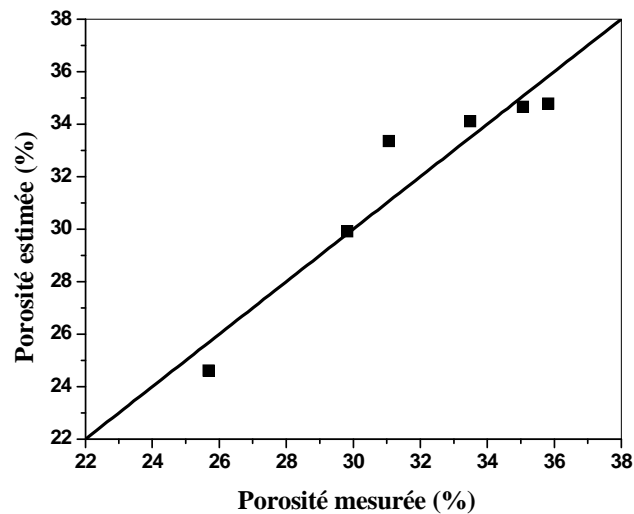


Figure 3.10 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons saturés en eau.

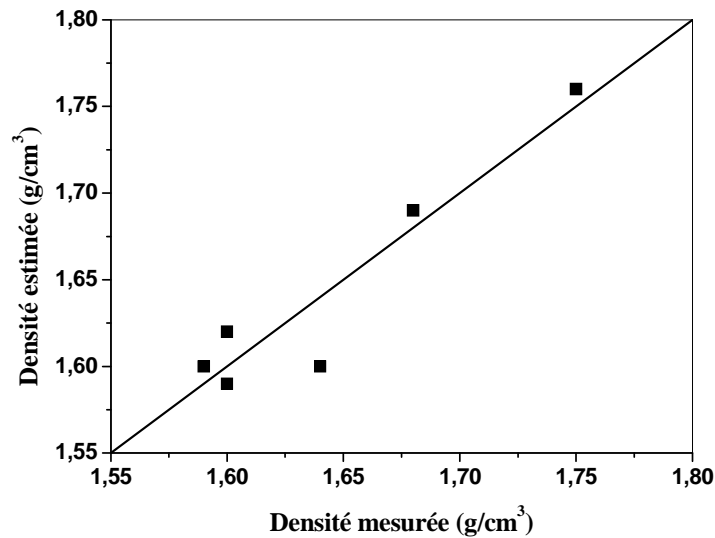


Figure 3.11 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons secs.

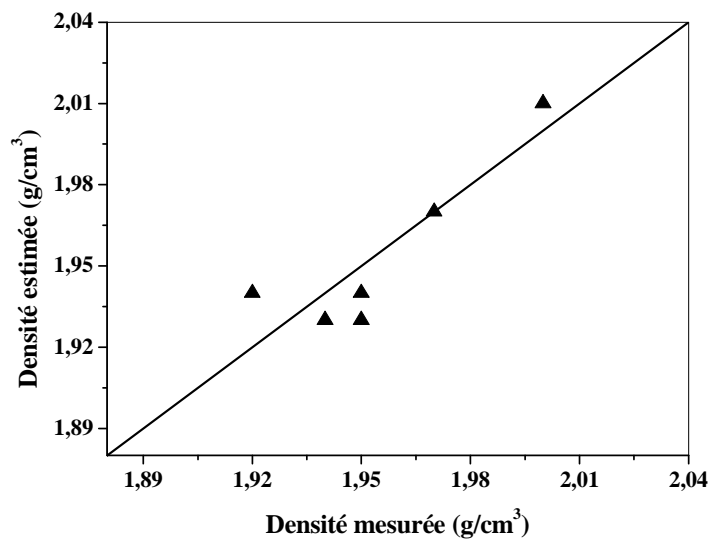


Figure 3.12 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la conductivité thermique des échantillons saturés.

3.3.3. Influence de la saturation en eau sur la conductivité thermique

L'effet de la saturation partielle en eau varie selon que la roche est poreuse ou fracturée. La figure 3.13 montre comment la conductivité thermique varie dans une roche calcarénite (Ech4) de porosité 33,5 % avec le degré de saturation en eau. On constate que la conductivité thermique augmente en fonction de la saturation en eau, et que la conductivité thermique ne varie pas linéairement

avec le changement de saturation en eau. Ce résultat a été observé sur d'autres matériaux tels que le grès et le granite (Clauser et Huenges 1995). Pour des saturations faibles en eau, le transfert de chaleur se fait essentiellement au niveau des points de contact entre les grains formant le matériau, d'où la faible augmentation de la valeur de la conductivité thermique. L'augmentation de la saturation en eau, entraîne la formation des ponts thermiques de la chaleur au sein du matériau; d'où l'augmentation de la conductivité du matériau.

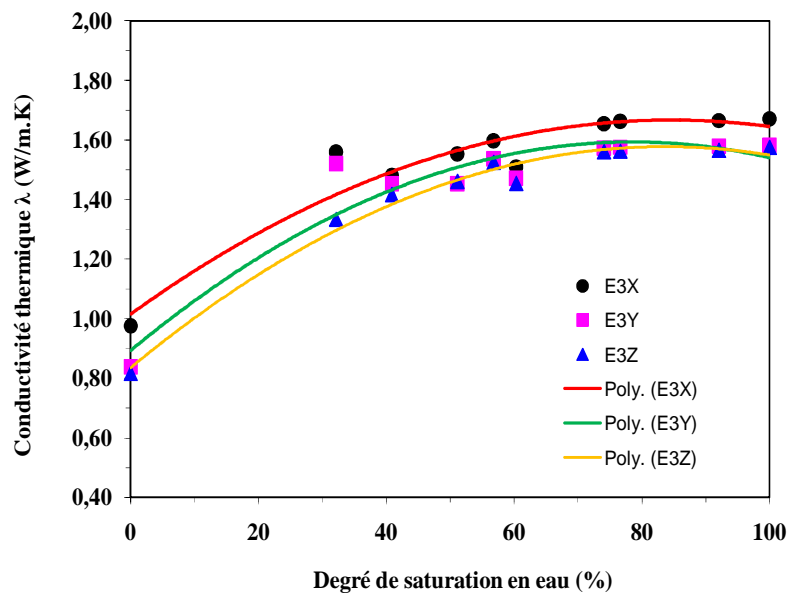


Figure 3.13 : Influence de la saturation en eau sur la conductivité thermique d'une roche calcarénite de porosité 33,5 %, selon les directions (ox, oy et oz).

La conductivité thermique de la roche saturée est plus élevée que celle du matériau sec. Des études expérimentales (Clauser et Huenges, 1995, Popov et al. 2003, Gruescu et al. 2007) montrent que l'effet de la saturation- désaturation sur la conductivité thermique dépend de la forme des vides. Clauser et Huenges (1995) et Gruescu et al. (2007) trouvent que pour les argiles, plus la forme des vides est proche de la forme sphérique (pores sphériques), moins la conductivité est influencée par la saturation et plus la forme des vides est aplatie (vides de type fissure), plus l'effet de la saturation- désaturation est important. Les résultats des mesures décrites dans le travail de Popov et al.

(2003) montrent que pour les calcaires, les valeurs de la conductivité à l'état sec et à l'état saturé sont très proches pour les roches fissurées (l'effet de la saturation est faible lorsque la porosité est faible), alors que pour les roches poreuses, les valeurs de la conductivité varient plus avec la saturation (effet de la saturation plus important lorsque la porosité est plus importante).

3.4. Vitesse et propriétés physiques des roches

3.4.1. Vitesse et porosité

La vitesse des ondes P dépend de plusieurs propriétés : la composition minérale, la porosité, la présence de fissures et de teneur en eau. La vitesse mesurée dans un échantillon macroscopique est une moyenne équilibrée de la vitesse dans les minéraux (par exemple, 6,06 km/s en quartz, 6,65 km/s en calcite) et dans le fluide présent dans le réseau poreux (1,5 km/s dans l'eau, 0,34 km/s dans l'air), modifié par le passage d'interfaces solide- solide, liquide-liquide ou solide- liquide. Les mesures ont été effectuées sur des échantillons calcarénites secs et saturés.

En général, nous observons que la valeur élevée de la vitesse de l'onde P est obtenue pour les échantillons saturés et la faible valeur est obtenue pour les échantillons secs. Les auteurs Guéguen et Palciauskas (1992), Kahraman (2007), Oghenero (2012) et Boulanouar et al. (2013) ont comparé les vitesses des ondes P dans les états secs et saturés. Ils ont observé généralement que V_P (sec) $< V_P$ (saturé). Ezzdine (2009) a observé que la vitesse de l'onde P est plus élevée dans l'état saturé pour le calcaire.

En outre, la vitesse de l'onde P des roches calcarénites sèches et saturées en eau diminue avec augmentation de la porosité (figures 3.14 et 3.15). Cette observation est en accord avec les conclusions de Han et al. (1986) et Klimentos (1991) pour le grès et de Oghenero (2012) et Assefa et al. (2003) pour le calcaire.

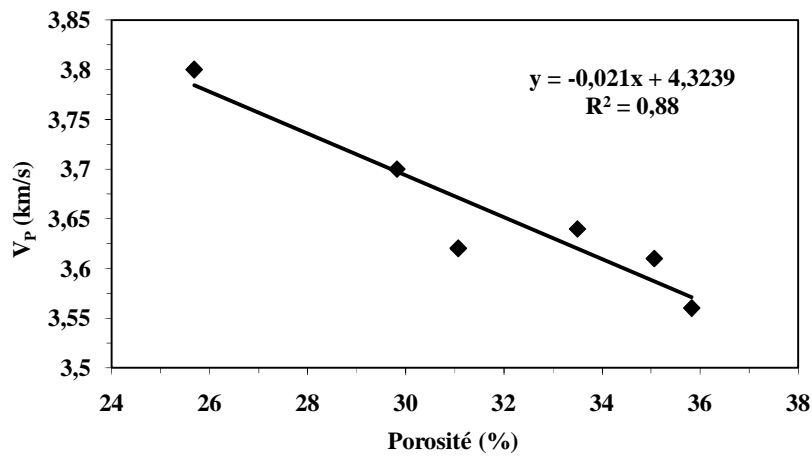


Figure 3.14 : Variation de la vitesse V_P des échantillons secs avec la porosité.

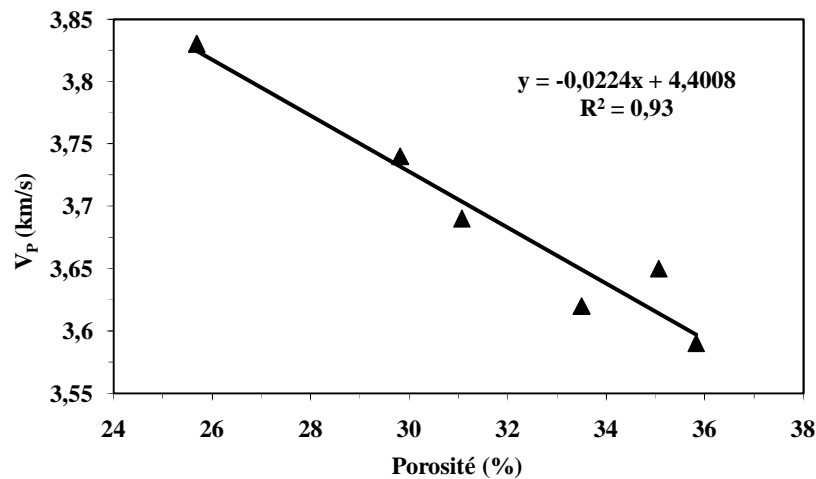


Figure 3.15 : Variation de la vitesse V_P des échantillons saturés avec la porosité.

Afin de décrire les relations entre la vitesse d'onde P et la porosité des échantillons de roches testées, une analyse de régression a été réalisée. L'équation de la droite de meilleur ajustement et le coefficient de détermination (R^2) ont été déterminés pour chaque résultat de test.

Le meilleur ajustement et son analyse de régression pour chaque ensemble de données sont illustrés dans les figures 3.14 et 3.15. D'après ces figures, on peut voir que les meilleures relations d'ajustement sont révélées être mieux représenté par les courbes de régression linéaire. Toutefois, cela est uniquement

applicable selon la gamme de V_P 3,56 km/s - 3,8 km /s (état sec) et 3,59 km/s - 3,83 km/s (état saturé). Pour les valeurs de vitesse V_P inférieure et supérieure, ces équations peuvent donner des résultats erronés. L'extrapolation ne doit pas être utilisée pour valider les résultats des équations empiriques.

Il y a une relation linéaire entre la vitesse des ondes P (V_P) et la porosité (ϕ) pour les roches calcarénites. Une forte corrélation ($R^2 = 0,88$ (état sec), $R^2 = 0,93$ (état saturé)) a été trouvée entre la vitesse de l'onde P et de la porosité des roches (figures 3.14 et 3.15). Les équations de cette corrélation sont données ci-dessous :

$$V_P^{sec} = - 0,021 \times \phi + 4,3239 \quad (3.7)$$

$$V_P^{sat} = - 0,0224 \times \phi + 4,4008 \quad (3.8)$$

3.4.2. Vitesse et densité volumique

La lithologie est un facteur déterminant pour la vitesse de l'onde P. Les roches sédimentaires à vitesse élevée sont souvent des carbonates et à vitesse faible sont des grès ou des marnes (figure 3.16). D'autre part, les vitesses dans les roches sont contrôlées par celles des minéraux. Dans le cas présent, le matériau contient principalement de la calcite dont la vitesse de l'onde P est de 6,65 km/s (Guéguen et Palciauskas 1992) et des minéraux secondaires (SiO_2 , Fe, Mg, Ca) (tableau 3.1). Les variations proviennent alors de la variabilité de la porosité et de la présence de minéraux secondaires dont la vitesse et la densité volumique peuvent être élevées, dans ce cas la vitesse et la densité augmentent ensemble (figure 3.17). Mais d'une manière plus générale, la corrélation vitesse- densité volumique a des fondements plus compliqués et qui sont situés à l'échelle microscopique.

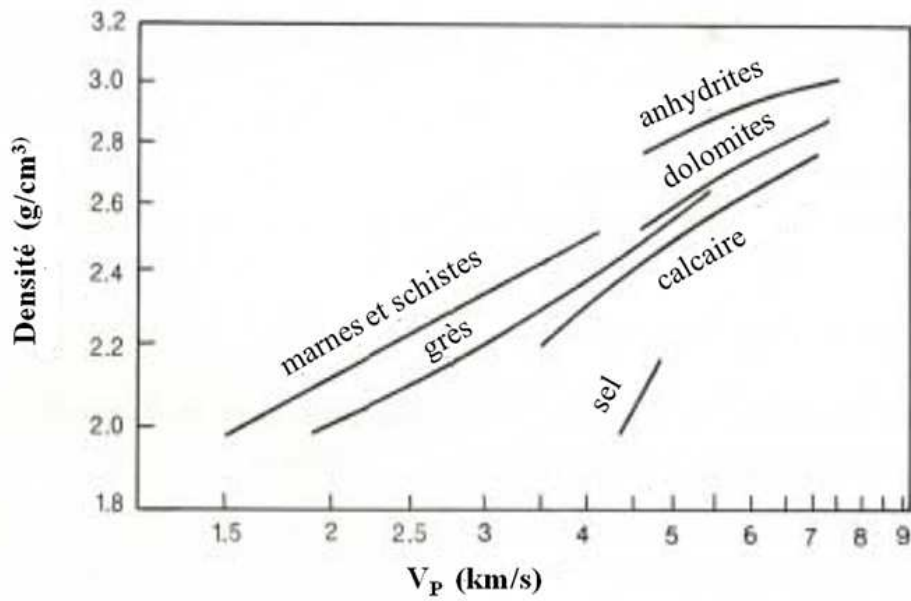


Figure 3.16 : Vitesses V_P dans des roches sédimentaires en fonction de la densité volumique (Guéguen et Palciauskas 1992).

Tableau 3.1 : Valeurs des vitesses V_P , V_S et de densité volumique des principaux minéraux (Guéguen et Palciauskas 1992).

Minéral	Vitesse V_P (km/s)	Vitesse V_S (km/s)	Densité volumique ρ (g/cm ³)
Quartz	6,06	4,11	2,65
Anhydrite	5,63	3,11	3,00
Magnétite	7,410	-	4,4
Calcite	6,65	3,45	2,7
Dolomite	7,37	3,99	2,87
Siderite	6,96	3,58	3,96
Pyrite	8,42	5,44	5,02

La courbe de la vitesse de l'onde P (V_P) en fonction de la densité volumique (ρ) est représentée dans les figures 3.17 et 3.18. Il existe une relation linéaire entre

la vitesse des ondes P et la densité volumique des roches calcarénites. Une forte corrélation ($R^2 = 0,84$ (état sec), $R^2 = 0.86$ (état saturé)) a également été trouvée entre la vitesse de l'onde P et la densité volumique pour les roches calcarénites.

Tableau 3.2 : Valeurs des vitesses V_P dans des principales roches sédimentaires (Guéguen et Palciauskas 1992).

Roche	Vitesse V_P (km/s)
Calcaires	4-7
Grès	2-5,5
Dolomites	5 – 7,5
Anhydrites	5 – 6,5
Shales	1,8 – 4
Argiles	1,8 – 2,4
sel	4,5

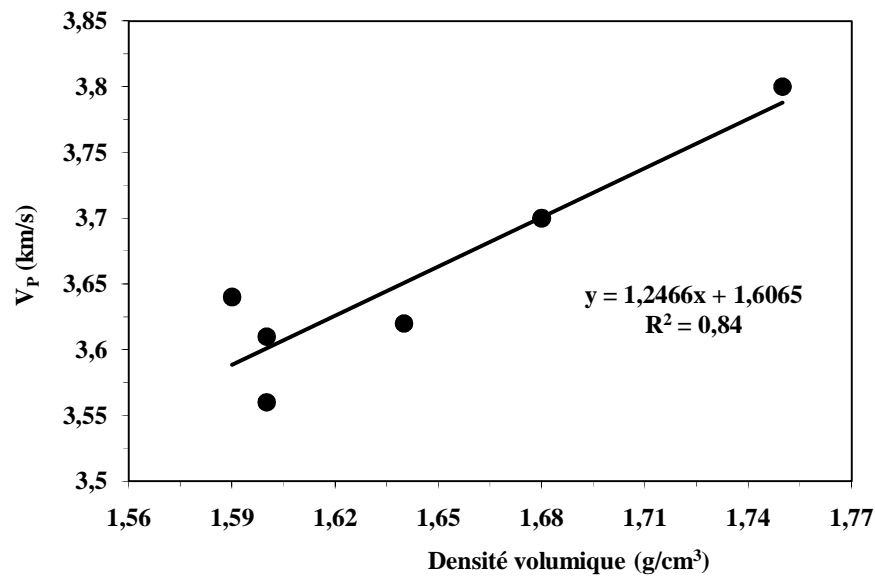


Figure 3.17 : Variation de la vitesse V_P avec la densité volumique des échantillons secs.

Gaviglio (1989), Yasar et Erdogan (2004), Kahraman et Yeken (2008) ont rapporté une relation entre la vitesse d'onde P et la densité volumique dans les roches carbonatées avec un coefficient de régression respectivement 0,78, 0,81 et 0,82.

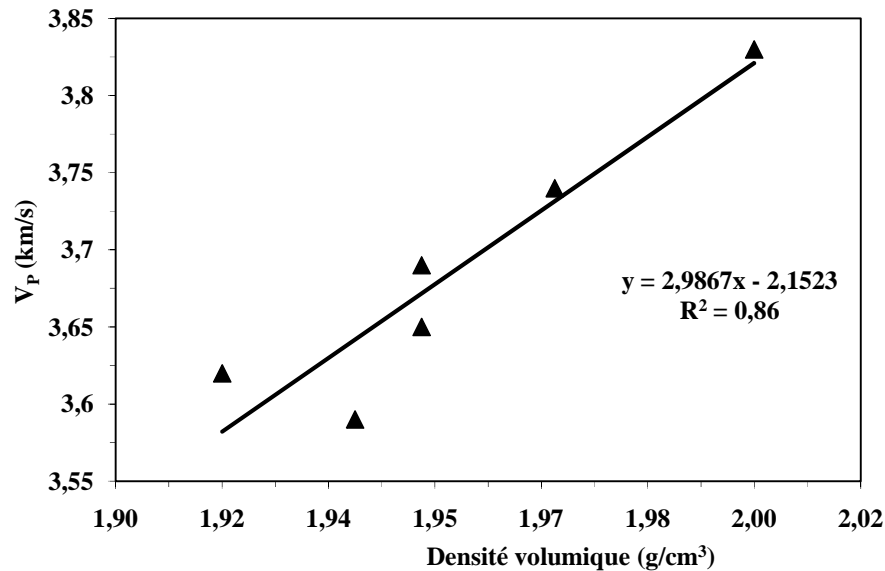


Figure 3.18 : Variation de la vitesse V_P avec la densité volumique des échantillons saturés.

Les équations de corrélation sont données ci-dessous :

$$V_P^{sec} = 1,2466 \times \rho_{sec} + 1,6065 \quad (3.9)$$

$$V_P^{sat} = 2,9867 \times \rho_{sat} - 2,1523 \quad (3.10)$$

Les valeurs prédites de la porosité et de la densité volumique ont été tracées en fonction des valeurs mesurées pour toutes les roches testées, respectivement, sur la ligne 1: 1 (figures 3.19-3.22). Un point situé sur la ligne, indique une estimation exacte. Il est clair à partir des figures 3.19-3.22 que la vitesse de l'onde P est l'une des méthodes fiables et non destructive pour estimer la porosité et la densité volumique, et d'éviter les méthodes d'essai de laboratoire lourdes et fastidieuses.

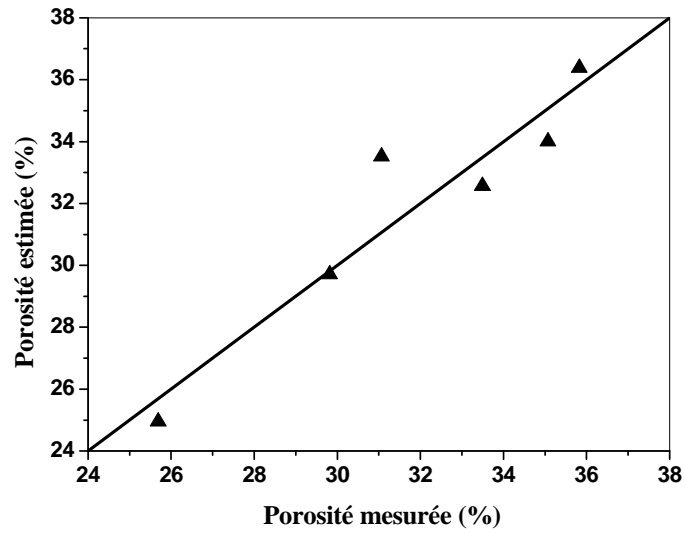


Figure 3.19 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons secs.

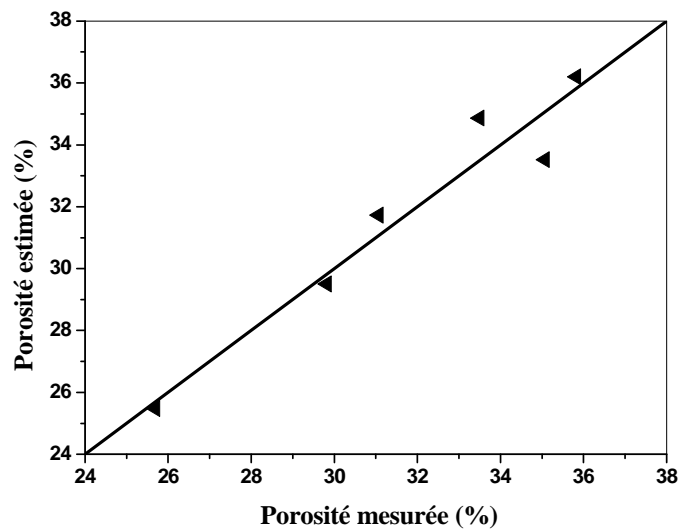


Figure 3.20 : Porosité estimée et porosité mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons saturés.

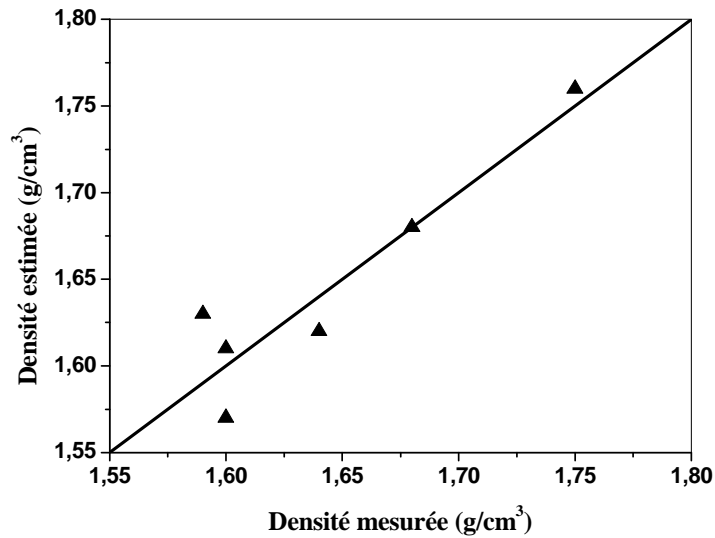


Figure 3.21 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons secs.

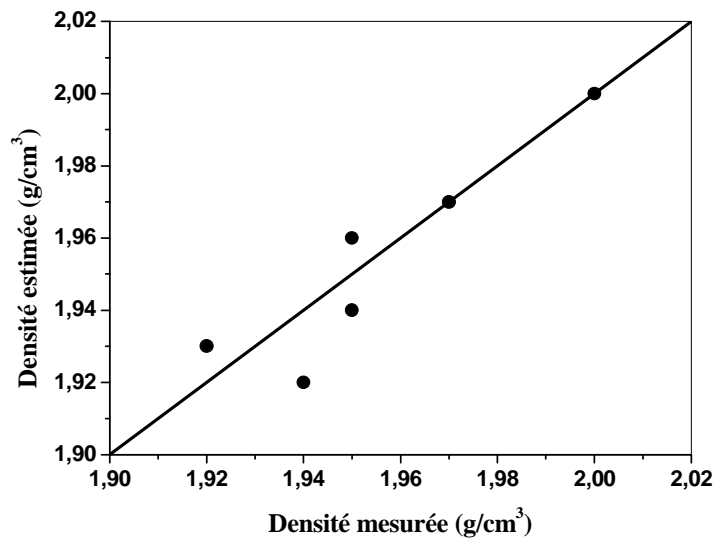


Figure 3.22 : Densité volumique estimée et densité volumique mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons saturés.

3.4.3. Test de student ou test t

Pour étudier la relation entre les valeurs de vitesse des ondes P avec la porosité et la densité volumique des roches calcarénites, le test t a été effectué.

La formule pour le test t est un rapport dans lequel le numérateur est la différence entre les deux moyennes et le dénominateur est une mesure de la variabilité ou dispersion des scores. Le numérateur de la formule est facile à

calculer en trouvant la différence entre les moyennes. Le dénominateur est appelée l'erreur- type de la différence qui est calculée par le calcul de la variance pour chaque groupe et en le divisant par le nombre de personnes dans ce groupe. Ces deux valeurs sont ensuite ajoutées ainsi que leur racine carrée est prise. La formule de test t est (Khandelwal 2013) :

$$t = \frac{x_T - x_C}{\sqrt{\left(\frac{Var_T}{n_T} + \frac{Var_C}{n_C}\right)}} \quad (3.11)$$

avec x_T et x_C sont respectivement la moyenne tabulée et la moyenne calculée, Var_T et Var_C sont respectivement la variance tabulée et la variance calculée, et n est le nombre d'échantillons.

La valeur de t est positif si le premier moyen est plus grand que le deuxième et négative si elle est inférieure. Une fois que la valeur de t est calculée, elle est alors comparée à la valeur tabulée. Si la valeur calculée est plus grande que celle de tabulée, il indique une corrélation forte et significative. Pour tester la signification, il faut définir un niveau de risque (appelé le niveau alpha). Dans la plupart des cas, la 'règle d'or' est de définir le niveau d'alpha de 0,05, soit un intervalle de confiance de 95 %.

Dans la présente étude, la valeur de t est calculée et comparée à la valeur de t tabulée. Étant donné un niveau de confiance de 95% a été choisie dans cet essai, une valeur critique de $t = 2,92$ correspondant est obtenue. Le tableau 3.3 montre les valeurs calculées et tabulées de test t .

Dans tous les cas ci-dessus pour les roches, la valeur calculée de test t est beaucoup plus élevée que la valeur tabulée et donc, ils ont tous considérablement forte corrélation entre eux, ce qui peut être utilisée pour la prédiction de la porosité et de la densité volumique en utilisant la vitesse de l'onde P.

Tableau 3.3 : Résultats des valeurs tabulées et calculées de test t.

Roches testées	R ²	test t	
		Valeur calculée	Valeur tabulée
Vitesse de l'onde P et porosité des échantillons secs	0,88	5,68	2,92
Vitesse de l'onde P et porosité des échantillons saturés	0,93	7,61	2,92
Vitesse de l'onde P et densité volumique des échantillons secs	0,84	4,67	2,92
Vitesse de l'onde P et densité volumique des échantillons saturés	0,86	5,13	2,92

3.4.3. Vitesse et conductivité thermique

L'un des principaux facteurs qui déterminent la conductivité thermique des roches, est la vitesse d'onde P. L'onde P induit des mouvements oscillatoires longitudinaux semblables à un mouvement harmonique simple. Elle se déplace dans une direction quelconque dans un matériau qui résiste à la compression. Elle est directement proportionnelle à la conductivité thermique des roches (Ozkahraman et al. 2004, Angeli 2007, Rahmouni et al. 2013).

Les résultats obtenus (figures 3.23 et 3.24) montrent que la conductivité thermique augmente avec la vitesse d'onde P.

Afin de décrire les relations entre la vitesse d'onde P et la conductivité thermique des échantillons de roches calcarénites, une analyse de régression est effectuée. L'équation de la droite de meilleur ajustement et le coefficient de détermination (R²) sont déterminés pour chaque résultat de test.

Le meilleur ajustement et son analyse de régression pour chaque ensemble de données sont illustrés dans les figures 3.23 et 3.24. Les meilleures relations se trouvent être le mieux représenté par des courbes de régression linéaire.

Les valeurs de la vitesse de l'onde P de roches sont corrélées avec la conductivité thermique des roches.

Il existe une relation linéaire entre la vitesse des ondes P et la conductivité thermique (λ) pour les roches calcarénites. Une relation forte correspondant ($R^2 = 0,85$ (état sec), $R^2 = 0,84$ (état saturé)) se trouve entre la vitesse de l'onde P et la conductivité thermique pour les roches étudiées (figures 3.23 et 3.24).

Les équations de cette relation sont données ci-dessous :

$$\lambda_{sec} = 1,0397 \times V_p^{sec} - 2,858 \quad (3.12)$$

$$\lambda_{sat} = 0,5161 \times V_p^{sat} - 0,1953 \quad (3.13)$$

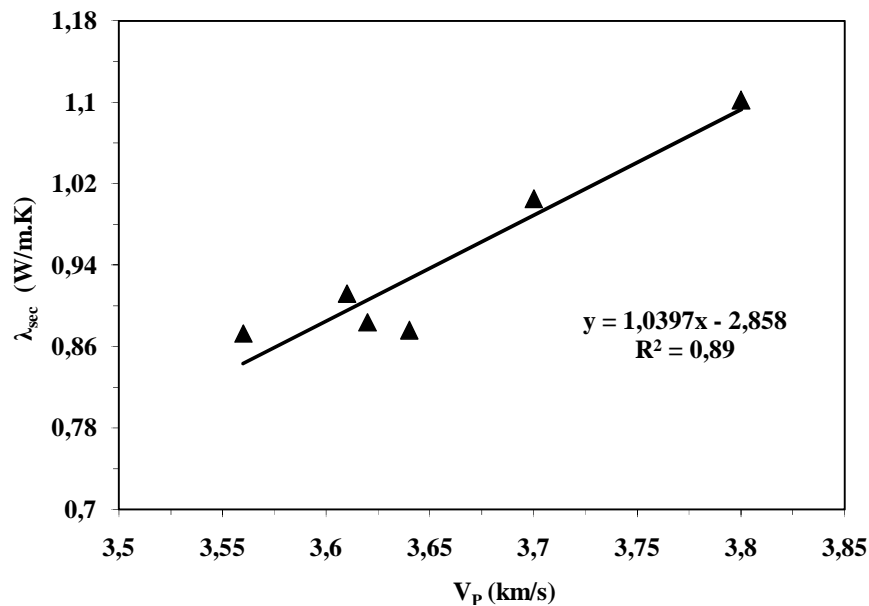


Figure 3.23 : Variation de la conductivité thermique avec la vitesse V_p des échantillons secs.

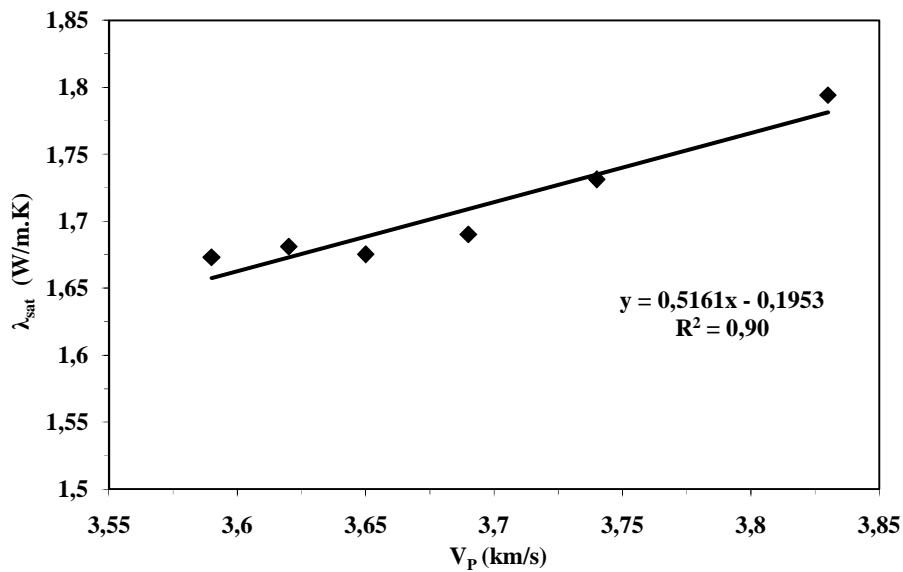


Figure 3.24 : Variation de la conductivité thermique avec la vitesse V_P des échantillons saturés.

La relation entre les valeurs estimées et les valeurs mesurées de la conductivité thermique pour chaque échantillon est examinée graphiquement sur les figures 3.25 et 3.26. L'erreur de la valeur estimée est représentée par la distance de chaque point de données des courbes de la ligne diagonale 1:1. Un point situé sur la ligne indique une estimation précise, comme le montre sur les figures 3.25 et 3.26.

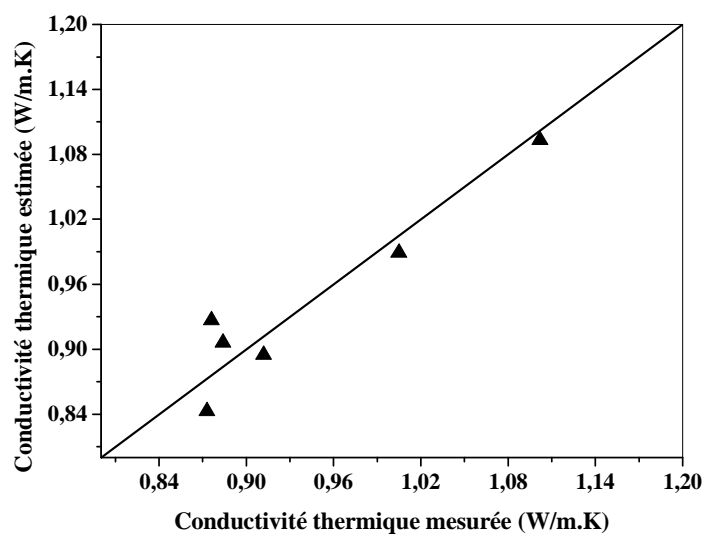


Figure 3.25 : Conductivité thermique estimée et conductivité thermique mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons secs.

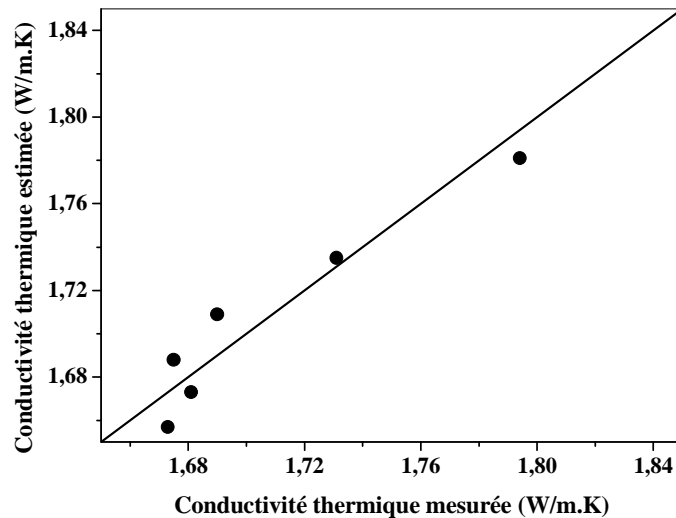


Figure 3.26 : Conductivité thermique estimée et conductivité thermique mesurée à partir de la vitesse V_P des échantillons saturés.

3.5. Perméabilité et porosité

La relation entre les variations de porosité et de perméabilité n'est pas simple à établir, et l'augmentation de porosité ne correspond pas systématiquement à une augmentation de perméabilité (Rosener 2007, Nabawy et al. 2009).

Les résultats de la perméabilité et de la porosité des roches calcarénites ont été analysés en utilisant la méthode des moindres carrés de régression. L'équation de la droite de meilleur ajustement et le coefficient de détermination (R^2) ont été déterminés pour chaque régression. Les valeurs de perméabilité des roches calcarénites ont été corrélées avec la porosité de ces roches.

Une très forte corrélation entre la perméabilité et la porosité des roches a été trouvée. On peut observer qu'il y a une relation linéaire entre la perméabilité et la porosité des roches calcarénites. Les résultats des équations de régression et le coefficient de détermination sont présentés sur la figure 3.27.

La perméabilité et la porosité sont en relation étroite qui dépend de la quantité d'espace de vide dans le matériau testé (figure 3.27). Il est largement admis que la perméabilité est déterminée par la microstructure, qui est dans ce contexte,

défini en termes de structures des pores et des fissures. Donc on pourrait supposer que, avec une porosité croissante, la perméabilité devrait augmenter aussi. Par conséquent, la perméabilité du matériau poreux est influencée non seulement par la porosité, mais aussi par la forme et la distribution des pores, ou par la quantité des argiles (Rosener 2007, Sperl et Trckova 2008).

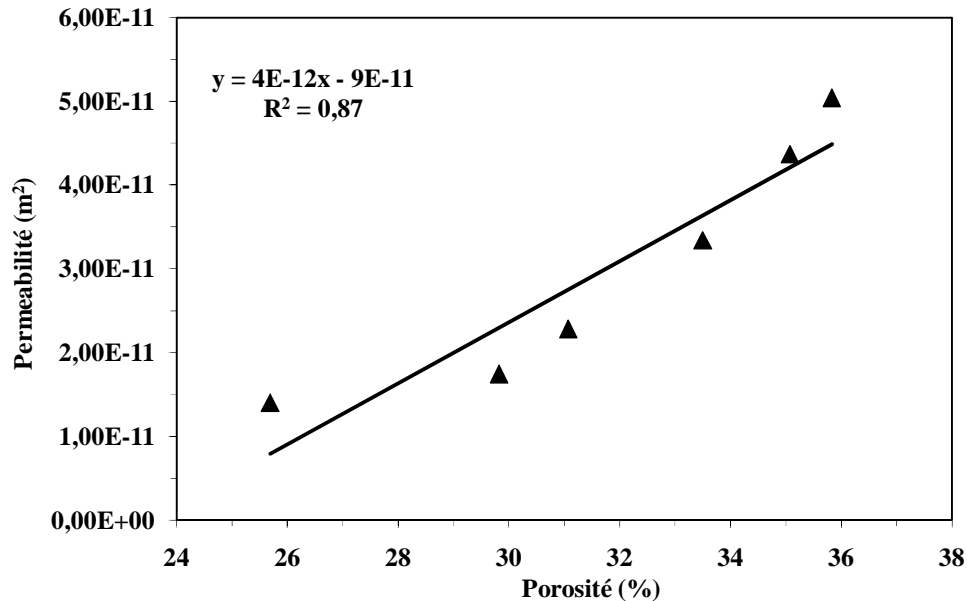


Figure 3.27 : Variation de la perméabilité des échantillons calcarénites avec la porosité.

Il est nécessaire de distinguer entre la porosité totale et effective. Nous ne sommes pas en mesure de faire des hypothèses sur la perméabilité du matériau testé à partir des valeurs de la porosité totale, due au fait que c'est l'espace de vide total dans la roche. Une roche peut être très poreuse, mais si les vides ne sont pas interconnectés, les fluides dans les pores fermés ne peuvent pas s'écouler. Par exemple, le schiste et la pierre ponce, les deux sont très poreux mais imperméables.

La distribution de taille de pores est une propriété physique très importante, contrôlée l'écoulement de fluide. Afin de clarifier la relation entre la perméabilité et la porosité, la taille des pores et la distribution de taille des pores, ont été déterminées pour des échantillons de roches choisis. Les dimensions de pores couvrent une gamme très large. Dans notre recherche,

deux échantillons de calcarénites, qui ont approximativement le même ordre des valeurs de perméabilité, mais des porosités différentes, ont été testés par porosimétrie au mercure pour la distribution de taille des pores. Les résultats sont présentés dans les figures 3.28 et 3.29.

Les figures 3.28 et 3.29 montrent la nature polymodale de la distribution de taille de pores des pierres étudiées. Comme nous pouvons le voir dans les figures 3.28 et 3.29, l'échantillon 4 a une distribution plus uniforme dans la gamme de la taille des pores. Les mégapores de cet échantillon ne doivent pas dépasser 65,06 % au total. Il dispose d'un très large spectre de porosité à mésoporosité importante. La partie dominante de pores appartient aux mégapores, qui peuvent créer des principaux moyens de transport pour les fluides.

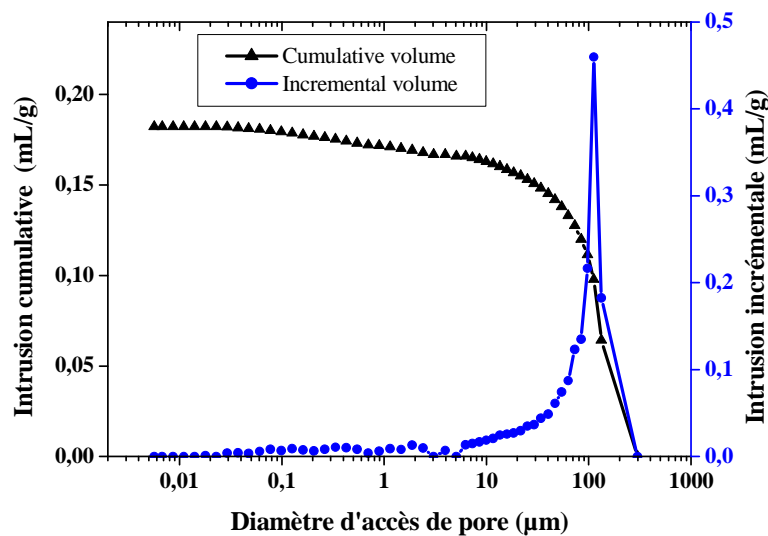


Figure 3.28 : Distribution porale obtenue par porosimétrie au mercure pour l'échantillon 4.

Dans le cas de l'échantillon 2, la distribution de taille des pores est différente. Les mégapores de cet échantillon sont d'environ 58 % au total. La partie dominante de pores appartient à la mésoporosité et la microporosité, qui est également très importante.

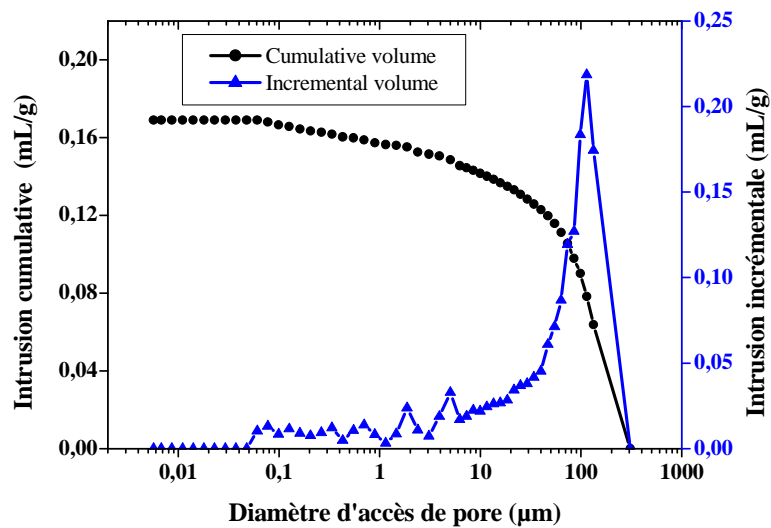


Figure 3.29 : Distribution porale obtenue par porosimétrie au mercure pour l'échantillon 2.

La distribution des volumes poreux de l'échantillon 4 est unimodale (une seule famille de pores dominante qui se traduit par un seul point d'inflexion sur la courbe d'injection), il est possible de déterminer un rayon d'accès R_a ou seuil de pore : celui-ci correspond au rayon d'accès de pore qui est pour un faible incrément de pression donne accès à un grand volume poreux. Il est déterminé graphiquement sur la première courbe d'injection comme le rayon correspondant au point d'inflexion de la courbe ou bien par la méthode des tangentes (Beck et al. 2003, Samaouali 2010). Le seuil de pore peut également être visualisé sur les courbes représentant l'incrément de mercure injecté pour chaque rayon d'accès. Les courbes d'injection présentant plusieurs points d'inflexion témoignent de réseaux poreux multimodaux où plusieurs familles de rayons d'accès aux pores coexistent.

Le diamètre moyen des pores est généralement utilisé comme une propriété représentative de la distribution de taille des pores. Dans le cas de l'échantillon 2, le diamètre moyen des pores est $1,95 \mu\text{m}$, pour l'échantillon 4, le diamètre moyen des pores est $2,26 \mu\text{m}$ (tableau 3.4).

Tableau 3.4 : Propriétés physiques de deux échantillons calcarénites.

Echantillon	Perméabilité χ (m^2)	Densité volumique ρ (g/cm^3)	Densité volumique du squelette ρ_s (g/cm^3)	Porosité ϕ (%)	Diamètre moyen (μm)
Ech2	$1,74 \times 10^{-11}$	1,68	2,39	29,82	1,95
Ech4	$3,34 \times 10^{-11}$	1,59	2,38	33,50	2,26

Il est bien connu que les additions minérales affectent la perméabilité. La base de cet effet peut être comprise en termes de formation d'une grande quantité de porosité dans la gamme de mésopores.

3.6. Porosité et densité volumique

Il y a d'autres caractéristiques des échantillons que nous avons observé, comme la relation entre la densité volumique et la porosité à partir des échantillons des roches calcarénites.

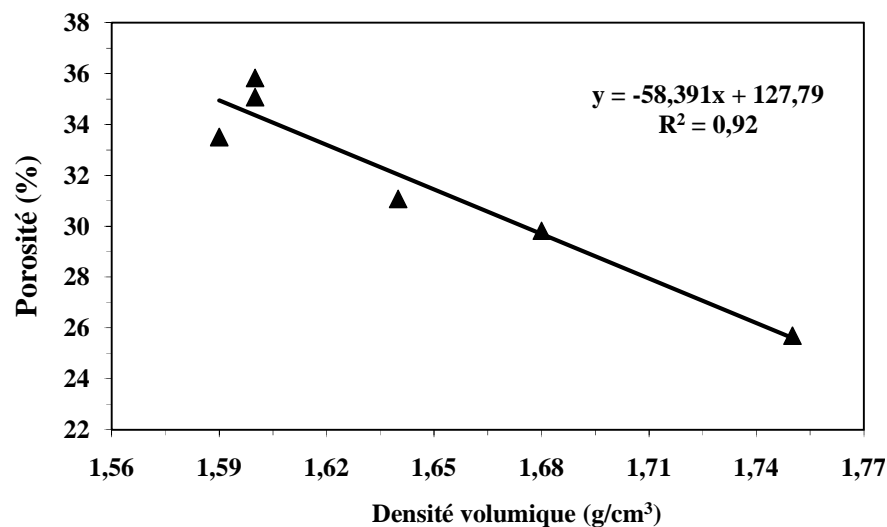


Figure 3.30 : Relation entre la porosité et la densité volumique des échantillons calcarénites.

La relation entre la densité volumique et la porosité de six échantillons testés peut être vu dans la figure 3.30. Nous pouvons clairement constater qu'avec la

diminution de la densité volumique, la porosité de l'échantillon augmente. Elle est due à de petites différences dans la densité volumique de squelette, qui ne sont pas dépendre de la porosité, mais seulement sur la composition modale.

3.7. Conclusion

Le fait de disposer des échantillons caractérisés par des propriétés physiques significativement variées nous a permis d'avoir des résultats suffisamment étalés pour pouvoir établir des relations entre ces propriétés. Ces relations peuvent servir pour estimer les propriétés non mesurés à partir d'une propriété mesurée de la roche calcarénite. Par exemple, si on connaît la porosité, on peut déduire la densité volumique, la conductivité thermique, la vitesse de l'onde P et la perméabilité.

Les corrélations expérimentales établies pour l'ensemble des échantillons testés prouvent la cohérence entre les résultats obtenus pour les différentes propriétés.

Les relations établies montrent que :

- les variations de porosité s'accompagnent d'une variation significative des conductivités thermiques.
- les perméabilités des roches sont directement proportionnelles à la porosité.
- La mesure des vitesses peut fournir un bon indicateur de la porosité, mais aussi de la conductivité thermique et de la densité volumique. Dans le domaine de la construction, la restauration et conservation des monuments historiques, ceci permet d'avoir une grandeur mesurable, peu coûteuse et non destructive, ce qui est très intéressant dans la mesure où la vitesse peut être directement liée à la porosité.

**Chapitre 4 . Prédiction des propriétés
élastiques et acoustiques des
matériaux poreux secs, saturés
et partiellement saturés**

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode d'homogénéisation basée sur le modèle de Mori-Tanaka, qui permet de calculer le tenseur élastique homogénéisé C^{hom} . À partir de ce tenseur, nous déduisons les modules élastiques effectifs (k , μ et E) et les propriétés acoustiques (V_P et V_S) pour un milieu constitué d'une matrice solide contenant des pores sphériques vides, saturés et partiellement saturés. Les propriétés élastiques et acoustiques sont exprimées en fonction de la porosité et le degré de saturation. Les propriétés élastiques sont déterminées à partir de mesure des vitesses de propagation des ondes de compression V_P .

4.2. Propriétés élastiques et acoustiques effectives d'un milieu poreux sec et saturé

4.2.1. Méthode d'homogénéisation

La méthode d'homogénéisation consiste généralement à remplacer un milieu réel hétérogène par un milieu fictif homogène équivalent (Xu 2004). Nous considérons donc un milieu biphasique élastique linéaire isotrope constitué d'une matrice contenant des inclusions (figure 4.1). Le tenseur d'élasticité, les modules de compression et de cisaillement de la phase i ($i =$ matrice, inclusion) sont respectivement C_i , k_i , μ_i . le comportement macroscopique est alors élastique linéaire et isotrope. Les tenseurs de contrainte (Σ) et de déformation (E) macroscopiques sont reliés par l'équation :

$$\Sigma = C^{\text{hom}} : E \quad (4.1)$$

avec :

$$C^{\text{hom}} = 3k^{\text{hom}} J + 2\mu^{\text{hom}} K \quad (4.2)$$

k^{hom} et μ^{hom} désignent les modules de compression et de cisaillement homogénéisés.

où $J_{ijkl} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta_{kl}$, $K_{ijkl} = I_{ijkl} - J_{ijkl}$, $I_{ijkl} = \frac{1}{2} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$, $J : J = J$,

$K : K = K$ et $J : K = K : J = 0$ (Giraud et al. 2008)

avec J et K sont respectivement la partie sphérique et la partie déviatoire du tenseur identité I d'ordre quatre.

δ_{ij} le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ si non)

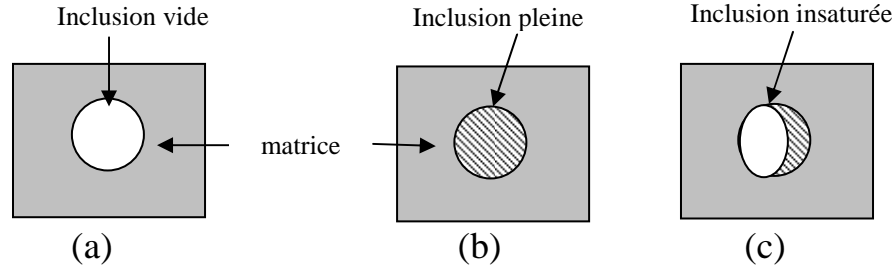


Figure 4.1 : Schéma d'homogénéisation d'un milieu poreux : (a) sec, (b) saturé et (c) partiellement saturé.

Les tenseurs d'élasticité de la matrice et de l'inclusion sont respectivement :

$$C_m = 3k_m J + 2\mu_m K \quad (4.3)$$

$$C_{inc} = 3k_{inc} J + 2\mu_{inc} K \quad (4.4)$$

Le tenseur des modules d'élasticité homogénéisés C^{hom} s'écrit sous la forme :

$$C^{hom} = \langle C(\vec{r}) : A(\vec{r}) \rangle \quad (4.5)$$

La résolution du problème d'homogénéisation consiste à déterminer le tenseur de localisation $A(\vec{r})$. Dans notre cas, on va utiliser l'expression de tenseur de localisation $A(\vec{r})$ du modèle de Mori-Tanaka calculée dans le chapitre 1.

4.2.2. Modèle de Mori-Tanaka

Le modèle de Mori-Tanaka est plus efficace pour les roches sédimentaires (Huynh 2006) et aux matériaux composites (Benveniste 1987, Reiter et al. 1997, Li et Wang 2005). Il est caractérisé par la prise en compte de la géométrie des phases constitutives du milieu, il permet de tenir compte de l'interaction entre les inclusions (Huynh, 2006). L'estimation du tenseur élastique macroscopique s'écrit :

$$C_{\text{sec}}^{MT} = C_m + f_{\text{inc}} \left[f_m S^E : C_m^{-1} + (C_{\text{inc}} - C_m)^{-1} \right]^{-1} \quad (4.6)$$

avec C_m le tenseur élastique de la matrice, C_{inc} le tenseur élastique des inclusions, S^E le tenseur d'Eshelby, f_m la fraction volumique de la matrice, f_{inc} la fraction volumique des inclusions.

Dans le cas particulier d'un milieu constitué d'une matrice isotrope et des inclusions sphériques, l'estimation de schéma de Mori-Tanaka des modules de compression et de cisaillement effectifs s'écrit :

$$k = k_m \left(1 + f_{\text{inc}} \frac{k_{\text{inc}} - k_m}{k_m + f_m \alpha (k_{\text{inc}} - k_m)} \right) \quad (4.7)$$

$$\mu = \mu_m \left(1 + f_{\text{inc}} \frac{\mu_{\text{inc}} - \mu_m}{\mu_m + f_m \beta (\mu_{\text{inc}} - \mu_m)} \right) \quad (4.8)$$

k_m et k_{inc} sont respectivement les coefficients de compression de la matrice et des inclusions, μ_m et μ_{inc} sont respectivement les coefficients de cisaillement de la matrice et des inclusions.

avec :

$$\alpha = \frac{3k_m}{3k_m + 4\mu_m} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{6(k_m + 2\mu_m)}{5(3k_m + 4\mu_m)} \quad (4.9)$$

Dans un milieu homogène isotrope et élastique, la vitesse des ondes de propagation plane de type compressif (onde P) ou de cisailant (onde S) est donnée par :

$$V_p = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad (4.10)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (4.11)$$

où V_p est la vitesse de l'onde P, V_s est la vitesse de l'onde S, k est le module de compression du milieu, μ son module de cisaillement et ρ sa densité volumique.

4.2.3. Propriétés effectives d'un milieu poreux sec

En mettant $k_{inc}=0$ et $\mu_{inc}=0$ dans les équations (4.7) et (4.8), on obtient les propriétés élastiques (k_{sec} , μ_{sec} , E_{sec}) dans le cas du milieu poreux contenant des pores vides.

$$k_{sec} = k_m (1 - \phi) (1 + a\phi)^{-1} \quad (4.12)$$

$$\mu_{sec} = \mu_m (1 - \phi) (1 + b\phi)^{-1} \quad (4.13)$$

$$E_{sec} = E_0 (1 - \phi) (1 + c\phi)^{-1} \quad (4.14)$$

avec :

$$a = \frac{3k_m}{4\mu_m}, \quad b = \frac{6k_m + 12\mu_m}{9k_m + 8\mu_m}, \quad c = \frac{(3k_m \times b) + (\mu_m \times a)}{3k_m + \mu_m}, \quad E_0 = \frac{9k_m \mu_m}{3k_m + \mu_m}$$

E_0 est le module de Young de la matrice, ϕ est la porosité.

En remplaçant les équations (4.12) et (4.13) dans (4.10) et (4.11), on obtient les propriétés acoustiques effectives (V_p , V_s) dans le cas du milieu poreux sec contenant des pores sphériques :

$$V_p^{\text{sec}} = V_p^m \sqrt{\frac{(1 + d \phi)}{(1 + a \phi) (1 + b \phi)}} \quad (4.15)$$

$$V_s^{\text{sec}} = V_s^m \sqrt{\frac{1}{(1 + b \phi)}} \quad (4.16)$$

V_p^m et V_s^m sont respectivement la vitesse de propagation des ondes de compression et de cisaillement de la matrice.

avec :

$$V_p^m = \sqrt{\frac{k_m + \frac{4}{3}\mu_m}{\rho_m}}, \quad V_s^m = \sqrt{\frac{\mu_m}{\rho_m}}, \quad a = \frac{3k_m}{4\mu_m}, \quad b = \frac{6k_m + 12\mu_m}{9k_m + 8\mu_m}$$

et
$$d = \frac{(3k_m \times b) + (4\mu_m \times a)}{(3k_m + 4\mu_m)}$$

4.2.4. Propriétés effectives d'un milieu poreux saturé

Dans le cas d'un milieu poreux saturé par un fluide, le tenseur élastique effectif correspondant au schéma de Mori-Tanaka s'écrit (Huynh 2006) :

$$\begin{aligned} C_{sat}^{MT} = C_f - (1 - f_p) (C_f - C_m) [(1 - f_p)I + \\ f_p [I + S^E : C_m^{-1} : (C_f - C_m)]^{-1}]^{-1} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Le tenseur élastique macroscopique dépend des propriétés mécaniques de la phase liquide ($C_f = 3 k_f J$, $\mu_f = 0$) dans les pores et de la matrice solide.

Les propriétés élastiques effectives ($k_{sat}, \mu_{sat}, E_{sat}$) dans le cas du milieu poreux saturé contenant des pores sphériques sont respectivement :

$$k_{sat} = k_m (1 - a\phi) (1 + e\phi)^{-1} \quad (4.18)$$

$$\mu_{sat} = \mu_{sec} = \mu_m (1 - \phi) (1 + d\phi)^{-1} \quad (4.19)$$

$$E_{sat} = E_0 \frac{(1 - \phi) (1 - a\phi)}{1 + b\phi - c\phi^2} \quad (4.20)$$

avec :

$$a = \frac{4\mu_m (k_m - k_f)}{k_m (3k_f + 4\mu_m)} \quad , \quad b = \frac{1}{3k_m + 4\mu_m} [3k_m (d - a) + \mu_m (e - 1)],$$

$$c = \frac{1}{3k_m + 4\mu_m} [3k_m (d \times a) + \mu_m e] \quad , \quad d = \frac{6k_m + 12\mu_m}{9k_m + 8\mu_m} \quad \text{et} \quad e = \frac{3(k_m - k_f)}{(3k_f + 4\mu_m)}$$

k_f : coefficient de compression du fluide.

Le module de cisaillement dans un milieu poreux saturé est le même dans un milieu poreux sec car le fluide ne reprend pas les cisaillements ($\mu_f = 0$).

En remplaçant les équations (4.18) et (4.19) dans (4.10) et (4.11), on obtient les propriétés acoustiques (V_P, V_S) dans le cas du milieu poreux saturé contenant des pores sphériques :

$$V_p^{sat} = V_p^m \sqrt{\frac{1 + f\phi - g\phi^2}{(1 + e\phi)(1 + d\phi)(1 - \phi)}} \quad (4.21)$$

$$V_s^{sat} = \sqrt{\frac{\mu_m}{\rho_m(1 - \phi) + \rho_f \phi}} \sqrt{\frac{(1 - \phi)}{(1 + c\phi)}} \quad (4.22)$$

ρ_f : la densité volumique du fluide.

avec :

$$a = \frac{4\mu_m(k_m - k_f)}{k_m(3k_f + 4\mu_m)} \quad , \quad d = \frac{6k_m + 12\mu_m}{9k_m + 8\mu_m} \quad , \quad e = \frac{3(k_m - k_f)}{(3k_f + 4\mu_m)}$$

$$f = \frac{1}{3k_m + 4\mu_m} [3k_m(d - a) + 4\mu_m(e - 1)] \quad , \quad g = \frac{1}{3k_m + 4\mu_m} [3k_m(d \times a) + 4\mu_m e]$$

et $c = \frac{6k_m + 12\mu_m}{9k_m + 8\mu_m}$

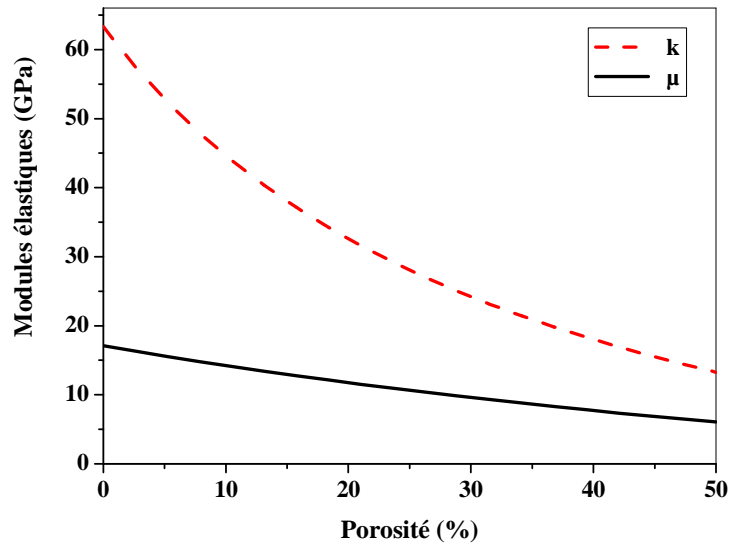
4.2.5. Résultats et discussions

Sur la figure 4.2, on a représenté les résultats obtenus en considérant une matrice solide (dont les propriétés élastiques sont $k_m = 63,3$ GPa et $\mu_m = 17,1$ GPa) contenant des pores sphériques vides ou saturés. Les courbes représentées montrent que les propriétés élastiques effectives diminuent avec l'augmentation de la porosité, ce qui va dans le même sens que les travaux de Gregory (1976), Le Ravalec (1995), Guéguen et al. (1997), Xu (2004) et Huynh (2006).

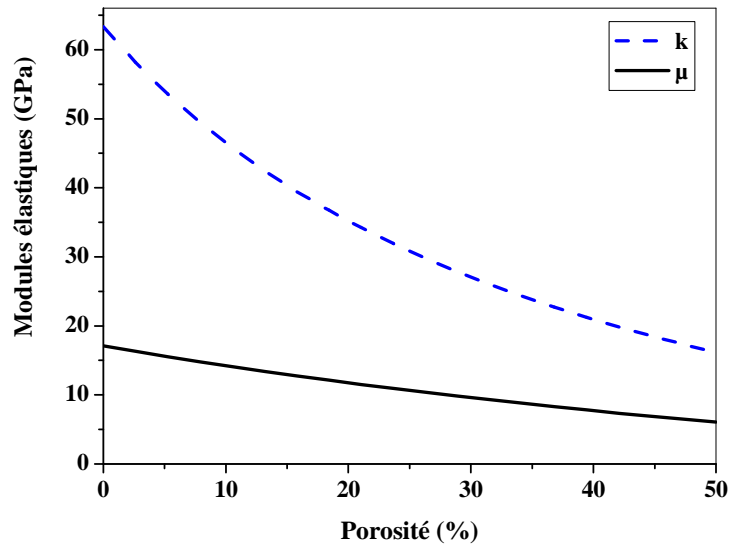
Avant de comparer les prédictions du modèle Mori-Tanaka avec les résultats expérimentaux, une brève description des données sur les constantes élastiques d'une roche calcarénite sont listées dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Propriétés d'une roche calcarénite dans les trois phases.

	Matrice solide (Lion 2004)	Eau	air
Module de compression k (GPa)	63,3	2,3	0,013
Module cisaillement μ (GPa)	17,1	-	-
Densité volumique ρ (g/cm ³)	2,7	1	0,0012



a) Pores sphériques vides



b) Pores sphériques saturés

Figure 4.2 : Modules effectifs (k et μ) en fonction de la porosité pour un milieu contenant des pores sphériques : (a) vides et (b) saturés.

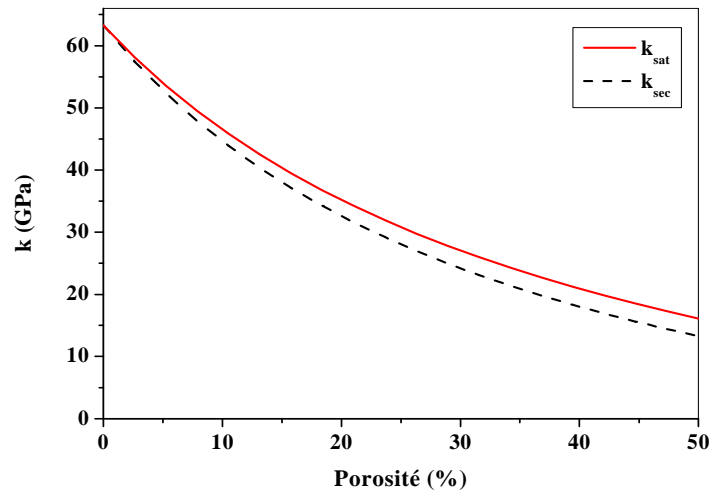


Figure 4.3 : Module de compression k à l'état sec et à l'état saturé en fonction de la porosité.

Les propriétés élastiques (k , E) dans le milieu saturé sont plus importantes que celles dans le milieu sec (figures 4.3- 4.5). Ce résultat est conforme avec les résultats expérimentales obtenus sur des roches calcarénites (figures 4.4 et 4.5) et les travaux de Beck (2006). Des mesures de modules de compression et de Young des roches sédimentaires sèches et saturées en fonction de la porosité, montrent que les valeurs les plus faibles sont enregistrées pour les roches à porosité élevée contenant de grandes quantités de gaz (Gregory 1976).

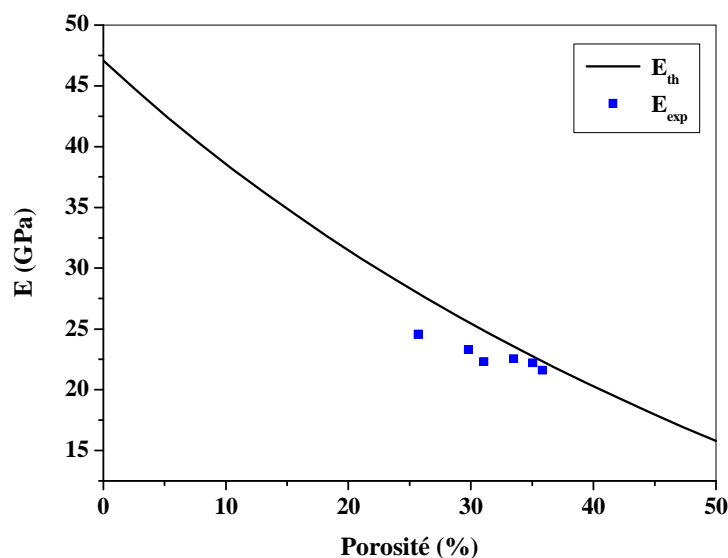


Figure 4.4 : Comparaison des mesures du module de Young E en fonction de la porosité pour des calcarénites secs avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.

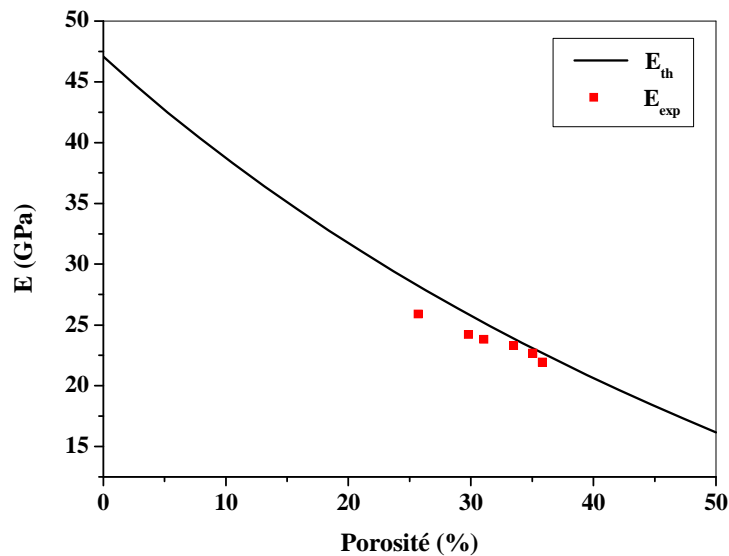


Figure 4.5 : Comparaison des mesures du module de Young E en fonction de la porosité pour des calcarénites saturées avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.

La comparaison entre les prédictions du modèle Mori-Tanaka avec les résultats expérimentaux de module de Young est illustrée sur les figures 4.4 et 4.5. À partir des figures 4.4 et 4.5, nous constatons que ce modèle donne un bon accord avec les résultats expérimentaux pour les roches calcarénites sèches et saturées.

Les résultats de la modélisation d'un milieu poreux sec et saturé constitué d'une matrice contenant des pores sphériques en utilisant le schéma de Mori-Tanaka montrent que les propriétés acoustiques effectives diminuent en fonction de la porosité. Des résultats obtenus par Bourbie et al. (1986) sur les grès de Fontaineblau totalement saturés et pour des échantillons de verre fritté et les résultats expérimentaux obtenus sur des roches calcarénites poreuses (figures 4.7 et 4.8) sont conformes avec les résultats théoriques.

À partir des équations (4.16) et (4.22), la vitesse de cisaillement V_S en milieu sec est plus grande que celle en milieu saturé ($V_S(\text{sat}) < V_S(\text{sec})$), l'explication de ce résultat, pour les ondes S, le fluide n'a pas d'effet sur la vitesse V_S , alors

le module de cisaillement μ reste constant ($\mu_{sec} = \mu_{sat}$) et que l'effet observé est uniquement un effet de densité volumique.

Le module de compression k est plus grand en milieu saturé, le module de cisaillement μ reste inchangé et la vitesse V_P est plus importante en milieu sec (confirmation de modèle théorique) (figure 4.6), ce dernier résultat est interprété par le fait que la densité volumique est plus grande en milieu saturé. Contrairement des auteurs (Bourbie et al. 1986, Guéguen et Palciauskas 1992, Ezzdine 2009, Oghenero 2012, Boulanouar et al. 2013) ont comparé les vitesses V_P en milieu sec ($S=0$) et saturé en eau ($S=1$), ils ont observé en général V_P (sec) < V_P (saturé) (confirmation de l'étude expérimentale). Beck (2006) a observé que la vitesse de compression V_P est plus importante dans l'état saturé pour le tuffeau blanc et la pierre de Sébastopol. Il est interprété ce résultat par le fait que le module de compression est plus grand en milieu saturé et que la vitesse du son est plus grande dans l'eau que dans l'air.

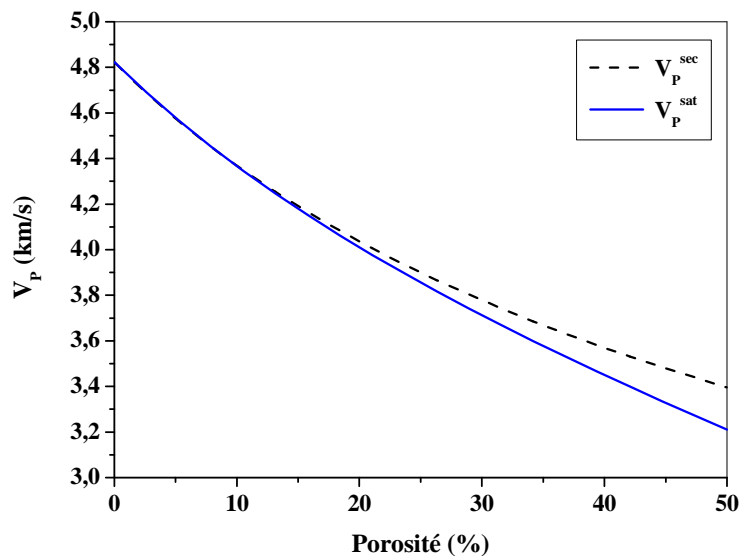


Figure 4.6 : Vitesses de propagation des ondes V_P à l'état sec et saturé en fonction de la porosité pour un milieu contenant des pores sphériques.

La comparaison entre l'équation (4.15), l'équation (4.21) et les résultats expérimentaux sont tracés sur les figures 4.7 et 4.8, un bon accord est représenté entre les résultats expérimentaux et le modèle théorique pour les

roches calcarénites sèches et saturées. Ce modèle peut être utilisé pour prédire le comportement acoustique des roches calcarénites.

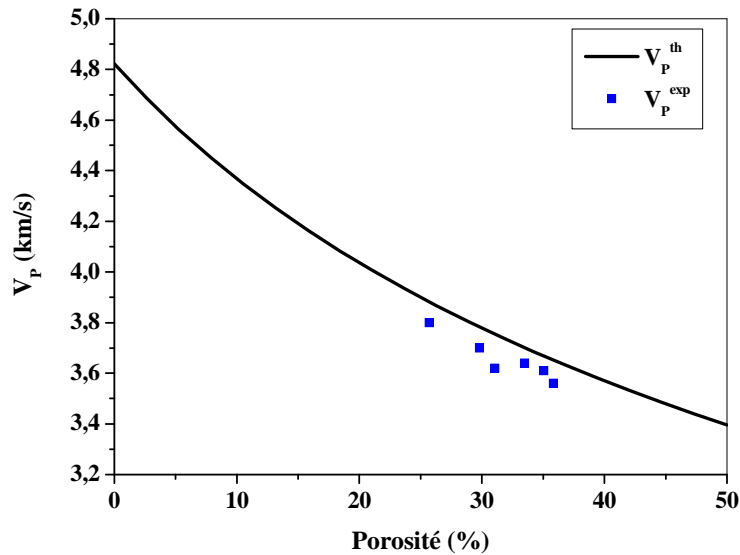


Figure 4.7 : Comparaison des données de vitesse d'ondes P en fonction de la porosité pour des roches calcarénites sèches avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.

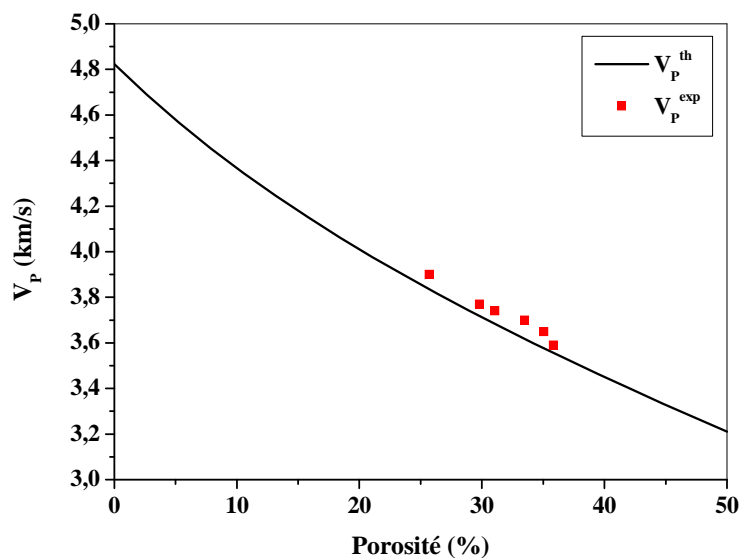


Figure 4.8 : Comparaison des données de vitesse d'ondes P en fonction de la porosité pour des roches calcarénites saturées avec les prédictions du modèle Mori-Tanaka.

Les vitesses des ondes P dans un milieu poreux dépendent de ses propriétés élastiques et de sa densité volumique qui sont générées par la matrice solide (composition minéralogiques, taille des grains) et l'espace poreux (porosité,

géométrie des pores) associé qui est saturé ou non saturé par un ou plusieurs fluides. L'étude des propriétés effectives des états partiellement saturés sont plus complexes, car ils représentent un milieu constitué de trois phases : la matrice solide et deux phases fluides (eau et air).

4.3. Propriétés élastiques et acoustiques effectives d'un milieu poreux partiellement saturé

De nombreuses études ont été consacrées à la modélisation des propriétés élastiques et acoustiques effectives des milieux poreux partiellement saturés (Gregory 1976, Mavko et Hoeksema 1994, Cadoret et al. 1995, Le Ravalec 1995; Dvorkin et al. 1999; Li et al. 2001, Toms et al. 2006, Wang et Li 2007). Les équations de Gassmann (Gassmann 1951) fournissent les modules élastiques effectifs pour la roche saturée à basse fréquence, à condition de connaître au préalable les modules élastiques effectifs de la roche sèche. Le modèle de Mori-Tanaka présente l'avantage de permettre la détermination des propriétés élastiques et acoustiques effectives même pour une roche dont l'espace poreux est vide. On peut alors obtenir les modules effectifs secs et saturés.

L'approche développée par Domenico (1976) permet de prendre en compte les phénomènes de saturation partielle. Cet auteur suggère de remplacer le module de compression du fluide k_f par un module équivalent, témoin du système de fluide diphasique. Deux approches peuvent être envisagées classiquement : le module équivalent est évalué soit à partir de la moyenne de Voigt (hypothèse de déformation uniforme), soit à partir de la moyenne de Reuss (hypothèse de contrainte uniforme). La seconde proposition s'impose ici puisque l'objectif est de calculer les modules élastiques effectifs et les propriétés acoustiques effectives pour une roche partiellement saturée à basse fréquence : la pression du fluide est uniforme. Le module équivalent s'écrit donc :

$$\frac{1}{k_f} = \frac{S}{k_e} + \frac{1-S}{k_a} \quad (4.23)$$

k_f , k_e et k_a sont respectivement les modules de compression du fluide, de l'eau, et de l'air. S est le degré de saturation.

Cette équation affiche un comportement très contrasté car $k_a \ll k_e$. Lorsque $S = 1$ (saturation en eau de 100 %) $k_f = k_e$. Au contraire, dès qu'une faible quantité de gaz est présentée dans l'espace poreux, k_f tend vers k_a .

En outre, la densité volumique ρ de la roche s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho = \rho_m (1 - \phi) + \rho_e \phi S + \rho_a \phi (1 - S) \quad (4.24)$$

avec ρ_m , ρ_e et ρ_a sont les densité volumiques de la matrice solide, de l'eau et de la phase gazeuse.

4.3.1. Degré de saturation

En général, le degré de saturation est le rapport de volume d'eau sur le volume de pores (équation (4.25)). Mais cette définition ne convient pas à l'enquête de la roche insaturée, qui peut être divisée en trois zones: zone saturée, zone non saturée et zone sèche.

La zone saturée se rapporte à la zone extérieure dans laquelle les pores sont entièrement saturés par l'eau. La zone sèche est la zone intérieure dans laquelle le milieu est sec. La zone non saturée se trouve entre ceux. Dans cette dernière, l'eau entre dans les pores par la tension superficielle de l'eau (Pichler et al. 2001), ainsi les pores sont remplis par l'eau et l'air (figure 4.9). Comme nous savons, la compressibilité d'air dans l'état d'origine est trop haute pour rendre les pores raides. Par conséquent, seuls les pores saturés ont des effets sur les propriétés de la roche en comparant avec l'échantillon sec. Ainsi les pores secs et les pores insaturés peuvent être considérés en tant que pores secs, et le

degré de saturation se rapporte au pourcentage des pores saturés dans tous les pores de la roche insaturée. L'eau dans les pores de la roche non saturée est montrée sur la figure 4.9. Le degré de saturation est défini par la relation suivante :

$$S(\%) = \frac{V_{eau}}{V_{pores}} \times 100 \quad (4.25)$$

avec V_{eau} le volume d'eau dans les pores et V_{pores} le volume des pores.

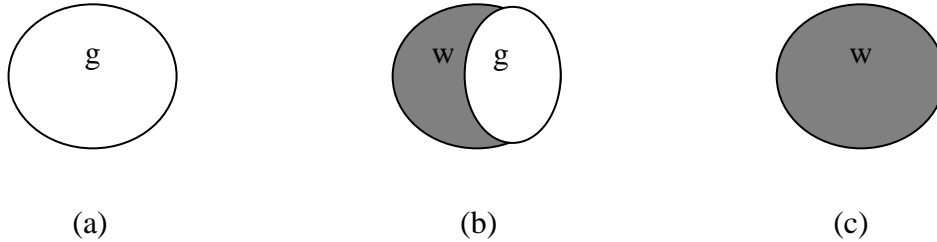


Figure 4.9 : (a) pore sec, (b) pore partiellement saturé et (c) pore saturé.

4.3.2. Propriétés élastiques et acoustiques en fonction du degré de saturation S

4.3.2.1. Module de compression k_{insat}

D'après l'équation (4.12) et l'équation (4.18) et en utilisant l'équation (4.23), on en déduit le module effectif de compression k_{insat} en fonction de degré de saturation S pour un milieu constitué par une matrice solide contenant des pores sphériques :

$$k_{insat} = k_{sec} \times \frac{1 + a k_f}{1 + b k_f} \quad (4.26)$$

avec $a = \frac{3k_m + 4\mu_m\phi}{4k_m\mu_m(1-\phi)}$ et $b = \frac{3(1-\phi)}{4\mu_m + 3k_m\phi}$

4.3.2.1. Module de Young E_{insat}

D'après l'équation (4.14) et l'équation (4.20) et en utilisant l'équation (4.23), le module effectif de Young E_{insat} en fonction de degré de saturation S pour un milieu constitué par une matrice solide contenant des pores sphériques s'écrit sous la forme suivante :

$$E_{insat} = \frac{E_{sec}}{1 - \alpha \frac{k_f}{1 + \beta k_f}} \quad (4.27)$$

avec :

$$\alpha = \left(\frac{3k_m + 4\mu_m}{4k_m\mu_m} \right)^2 \frac{E_0 \phi}{(1 - \phi)(1 + a\phi)}, \quad \beta = \frac{3k_m + 4\mu_m \phi}{4k_m\mu_m (1 - \phi)},$$

$$a = \frac{3k_m(33k_m + 56\mu_m)}{(12k_m + 4\mu_m)(9k_m + 8\mu_m)} \quad \text{et} \quad E_0 = \frac{9k_m\mu_m}{3k_m + \mu_m}$$

4.3.2.1. Vitesse des ondes P (V_{Pinsat})

La relation qui décrit comment les modules élastiques et la densité volumique de la roche insaturée se rapportent à la vitesse d'onde P correspondant et la densité volumique d'un milieu poreux est donnée par :

$$V_p^{insat} = \sqrt{\frac{k_{insat} + \frac{4}{3}\mu}{\rho_{insat}}} \quad (4.28)$$

4.3.3. Résultats et discussions

Les figures 4.10 et 4.11 représentent la variation des modules effectifs (k et E) en fonction du degré de saturation en eau.

Les résultats de la modélisation d'un milieu partiellement saturé contenant une matrice avec des pores sphériques utilisant le modèle Mori-Tanaka, montrent

que les modules de compression k et de Young E augmentent avec le degré de saturation en eau (figures 4.10 et 4.11).

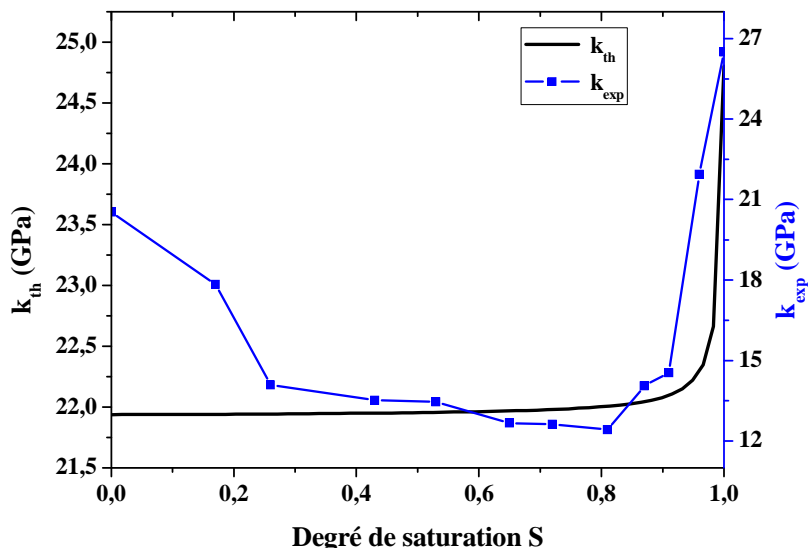


Figure 4.10 : Variation de module de compression k en fonction du degré de saturation S pour l'échantillon 4 de porosité 33,5%.

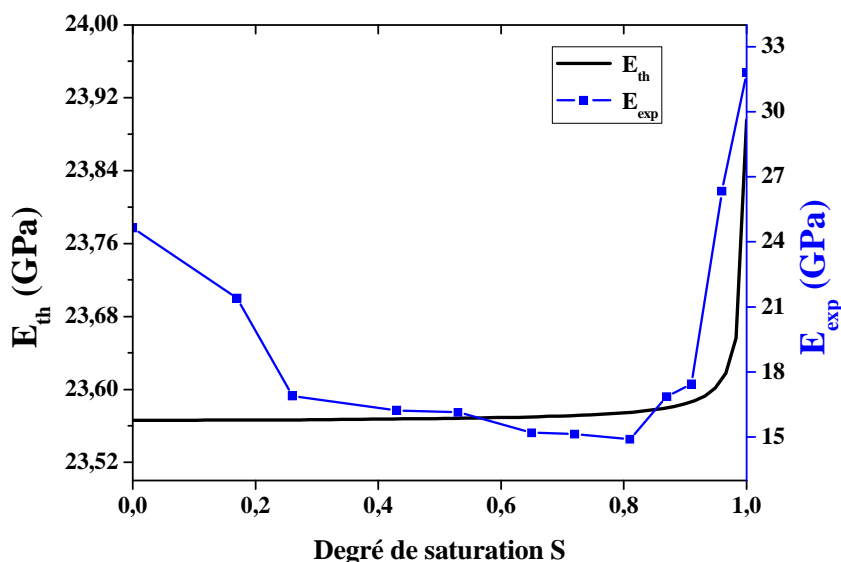


Figure 4.11 : Variation de module de Young E en fonction du degré de saturation S pour l'échantillon 4 de porosité 33,5%.

D'après les courbes, nous constatons une augmentation lente des modules élastiques jusqu'à une saturation 80 %, puis pour des fortes saturations, les modules de compression k et de Young E augmentent rapidement, ce qui va

dans le même sens que les travaux de Gregory (1976), Beck (2006), Makarynska et al. (2008) et Adam (2009).

Pour une roche partiellement saturée, la variation de vitesse d'onde P avec le degré de saturation est relativement complexe, car plusieurs effets se superposent, et elle dépend de la porosité de la roche (Gregory 1976, Bourbié et Zinsznet 1985, Damaj 2006, Ezddine 2009).

Théoriquement, en utilisant le modèle de Mori-Tanaka pour un milieu poreux partiellement saturé constitué d'une matrice solide contenant des pores sphériques, et lorsque la porosité est importante, ce qui est le cas, et pour des valeurs faibles ou moyennes de saturation, l'effet de densité volumique est dominant : la vitesse de l'onde P diminue alors que la densité volumique augmente. En s'approchant des fortes saturations, l'effet de module de compression redevient prépondérant : la vitesse de l'onde P augmente avec la densité volumique. Le résultat est que la courbe de variation de la vitesse de l'onde P avec le degré de saturation S présente un minimum (figures 4.14 et 4.15). Ce minimum, degré de saturation limite, correspond souvent à un degré de saturation assez élevée, plus grand que 80%.

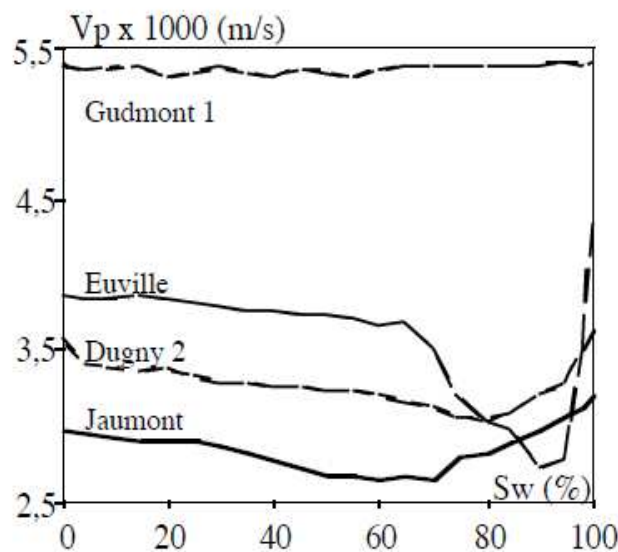


Figure 4.12 : Evolution de la vitesse des ondes P avec le degré de saturation dans différents calcaires (Comité français de mécanique des roches 2000).

Des études ont interprété la variation de la vitesse de l'onde P avec le degré de saturation à l'échelle des pores (Tallon 1976, Beck 2006). Beck (2006) a expliqué la présence de la valeur minimale de la courbe vitesse V_P - degré de saturation S (figure 4.13) par le fait que, en partant d'un état sec jusqu'à un état saturé, le système passe par deux étapes successives :

- Une première étape qui correspond au passage d'un état sec jusqu'à un degré de saturation d'environ 80 %, la vitesse des ondes P chute très fortement et arrive rapidement à sa plus basse valeur. Dans ce domaine de saturation, le système passe d'un milieu biphasique (solide + air) à un milieu triphasé (solide + air + eau) avec l'émergence de bulles d'air qui remplissent progressivement l'espace poral. On a donc une augmentation du nombre d'interfaces (eau/air et solide/eau). À l'état sec, l'onde se propage plus facilement qu'en présence des interfaces eau/air et solide/eau ce qui donne une valeur plus grande de la vitesse à l'état sec. En présence d'eau et jusqu'à la valeur critique de la teneur en eau, lorsqu'une onde de compression arrive, l'eau peut s'écouler vers l'intérieur de pore puisque celui-ci n'est pas rempli d'eau. La rigidité du matériau est donc quasi-identique à celle du matériau sec et c'est la densité volumique qui augmente ($\rho_{\text{milieu}} = \rho_{\text{solide}} + \rho_{\text{eau}}$). Cette augmentation de la densité volumique se traduit alors par une diminution de la vitesse jusqu'à une valeur minimale qui correspond au degré de saturation critique S_{cr} , puisque le module de compression ne varie quasiment pas (figure 4.13). En général, cette valeur du degré de saturation correspond à 80 %.

- Une deuxième étape qui correspond au passage du degré de saturation critique S_{cr} à un état de saturation complète. À $S = S_{cr}$, les parois des pores sont toutes saturées et au-delà de cette valeur, l'eau commence à remplir les pores. Le nombre d'interfaces (eau/air) est stable et c'est l'épaisseur des différentes couches d'eau tapissant les parois du squelette solide qui augmente à cause du volume croissant d'eau absorbée par capillarité. L'eau, confinée par les parois

des pores qui sont déjà saturés, ne peuvent plus s'écouler ce qui contribue à rigidifier le matériau. La rigidité du matériau augmente et l'effet du module de compression devient dominant et l'emporte sur l'effet de la densité volumique qui augmente aussi.

Ceci se traduit alors par une augmentation de la vitesse de l'onde P jusqu'à une valeur maximale qui correspond à un état de saturation complète (figure 4.13).

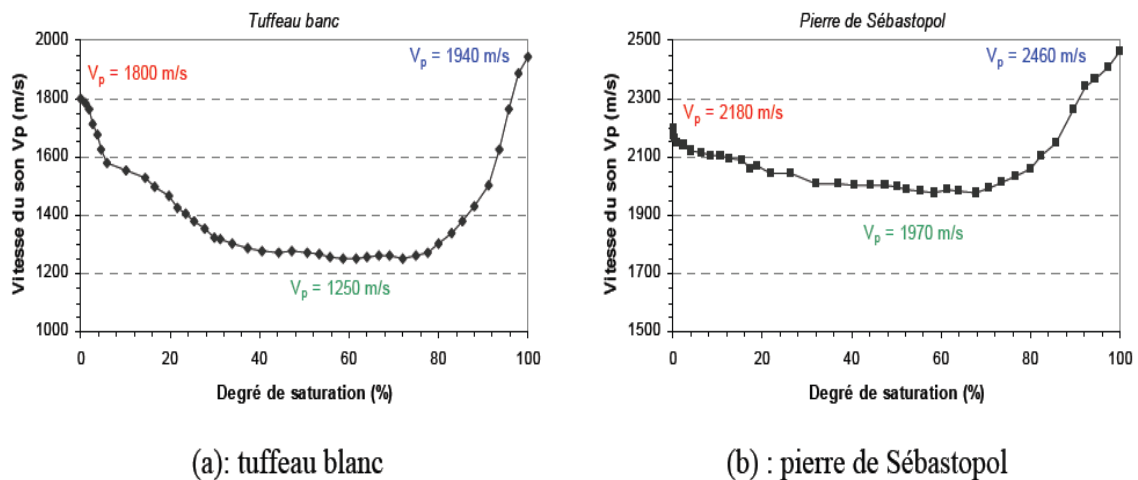


Figure 4.13 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour le tuffeau blanc et la pierre de Sébastopol (Beck 2006).

Nous avons réalisé des mesures de la vitesse de l'onde P à différents degrés de saturation sur deux échantillons de porosités différentes. Les courbes représentées par les figures 4.14 et 4.15 montrent la variation des vitesses des ondes P mesurées avec le degré de saturation pour deux échantillons calcarénites. On constate qu'on retrouve la forme générale de la courbe qu'on trouve dans la littérature (figures 4.12 et 4.13) avec des minima correspondant à des degrés de saturation situés entre 80 % et 90 %.

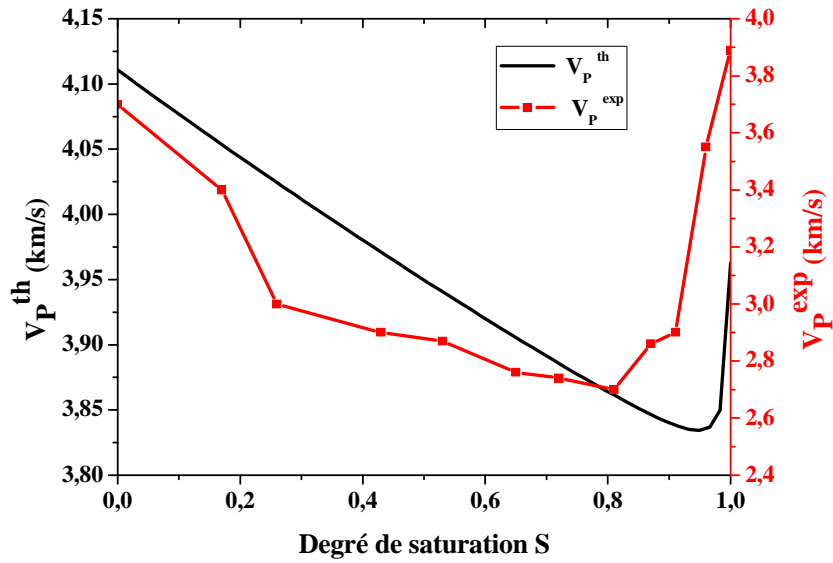


Figure 4.14 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour l'échantillon 4 de porosité 33,5 %.

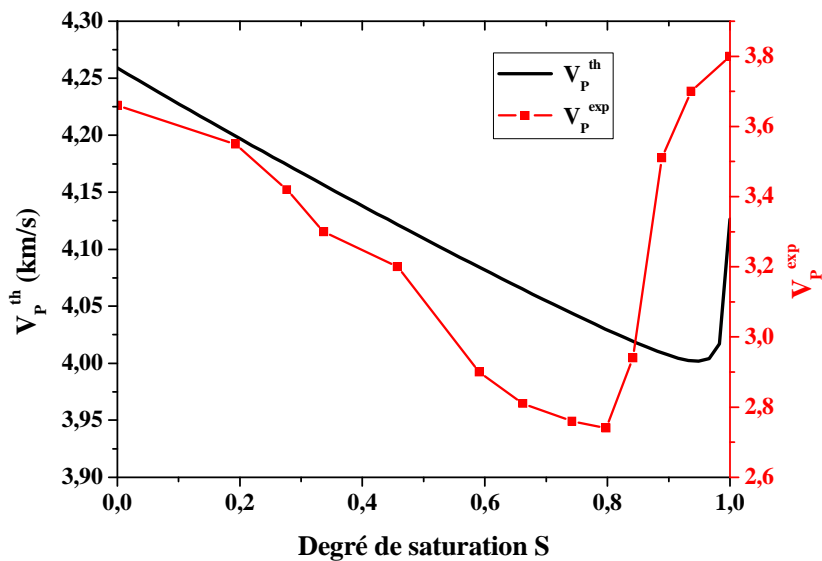


Figure 4.15 : Variation de la vitesse des ondes P en fonction du degré de saturation pour l'échantillon 2 de porosité 29,82 %.

À l'échelle du matériau et à partir de l'équation (4.28), on peut traduire le comportement acoustique des roches calcarénites de la façon suivante :

- Si $S < S_{Cr}$, le module de compression de la roche ne change quasiment pas (figure 4.10). On peut considérer alors que le module de compression de la roche (avec une saturation en eau S) est celui de la roche sèche. Le module de

cisaillement ne varie pas avec la saturation (équation 4.19), on peut exprimer la vitesse V_p dans la roche contenant de l'eau, en fonction de la vitesse dans la roche sèche (V_p^{sec}), de la densité volumique de la matrice solide (ρ_m) et de l'eau (ρ_{eau}) et de la porosité (ϕ):

$$V_p^2 = V_p^{2\ sec} \left(\frac{\rho_m (1 - \phi)}{\rho_m (1 - \phi) + \rho_{eau} \phi S} \right) \quad (4.29)$$

- Si $S = S_{Cr}$, la vitesse de la roche peut être exprimée:

$$V_p^2 = V_p^{2\ sec} \left(\frac{\rho_m (1 - \phi)}{\rho_m (1 - \phi) + \rho_{eau} \phi S_{Cr}} \right) \quad (4.30)$$

- Si $S > S_{Cr}$, la vitesse de la roche peut être alors exprimée:

$$V_p^2 = \frac{V_p^{2\ sec} \rho_m (1 - \phi) + V_{eau}^2 \rho_{eau} \phi (S - S_{Cr})}{\rho_m (1 - \phi) + \rho_{eau} \phi S} \quad (4.31)$$

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié un milieu constitué d'une matrice solide contenant des pores sphériques vides, saturés et partiellement saturés en utilisant le schéma de Mori-Tanaka. Les résultats obtenus montrent que les propriétés élastiques (μ , k , E) et acoustiques (V_p , V_s) diminuent avec l'augmentation de la porosité et que le fluide n'a pas un effet sur les vitesses V_s .

Les résultats théoriques et expérimentaux montrent que le module de compression k , le module de Young E et la vitesse des ondes P (V_p) d'une

roche sont très sensibles au degré de saturation en eau. Les modules élastiques (k , E) des échantillons calcarénites saturés augmentent en comparant avec ceux des échantillons secs.

L'effet de module l'emporte dans le cas des ondes P et V_P augmente. Pour les ondes S l'effet de densité volumique est le seul et V_S diminue. L'augmentation de la vitesse des ondes P dépend de la structure du réseau poreux et de la valeur de la porosité.

Les vitesses des ondes P décroissent globalement entre l'état sec et un degré de saturation intermédiaire (V_P minimale) puis augmentent jusqu'à une valeur maximale correspondant à la saturation totale. La saturation partielle de l'échantillon provoque d'abord une augmentation de la densité volumique donc une diminution de la vitesse. Par contre, quand les pores sont presque totalement saturés, ils sont plus difficiles à comprimer d'où une augmentation de la rigidité et de la vitesse. La compétition entre effet de module et de densité volumique est fortement dépendante du type de réseau poreux.

Conclusions générales et perspectives

Des essais en laboratoire des propriétés physiques de six roches calcarénites ont été réalisés et leurs relations ont été discutées. Il s'agit de la porosité, la densité volumique, l'imbibition capillaire, la conductivité thermique, la perméabilité et la vitesse des ondes P.

Dans un premier temps, les mesures réalisées par TCS ont permis d'estimer les conductivités thermiques moyennes des différents échantillons, ainsi que des différents faciès. Les résultats obtenus montrent que la conductivité thermique diminue avec l'augmentation de la porosité et que la saturation en eau a un effet sur la conductivité thermique des roches calcarénites. Ces résultats indiquent que la conductivité thermique dépend de la porosité, de la structure de réseaux poreux et de la circulation du fluide dans la roche.

Les mesures des vitesses ondes P montrent en général que les échantillons saturés ont des vitesses élevées que les échantillons secs. La vitesse d'onde P est l'un des principaux facteurs qui déterminent la conductivité thermique des roches. L'onde P induit des mouvements oscillatoires longitudinaux semblables à un mouvement harmonique simple. Elle se déplace dans une direction quelconque dans un matériau qui résiste à la compression. Elle est directement proportionnelle à la conductivité thermique des roches calcarénites.

Un fort coefficient de détermination a été trouvé entre la vitesse des ondes P avec la porosité, la densité volumique et la conductivité thermiques des roches calcarénites testées. Cela a également été vérifié par le test t, qui a montré que les valeurs calculées sont supérieures aux valeurs tabulées. Les relations de corrélation sont présentées ci-dessous :

$$\lambda_{sat} = 0,4992 \times \lambda_{sec} + 1,2371 \quad , \quad R^2=0,94$$

$$\lambda_{sec} = -0,0216 \times \phi + 1,6303 \quad , \quad R^2=0,77$$

$$\lambda_{sat} = -0,0119 \times \phi + 2,0863 \quad , \quad R^2=0,89$$

$$\lambda_{\text{sec}} = 1,4162 \times \rho_{\text{sec}} - 1,3853 \quad , \quad R^2=0,90$$

$$\lambda_{\text{sat}} = 1,584 \times \rho_{\text{sat}} - 1,3894 \quad , \quad R^2=0,83$$

$$V_P^{\text{sec}} = - 0,021 \times \phi + 4,3239 \quad , \quad R^2=0,88$$

$$V_P^{\text{sat}} = - 0,0224 \times \phi + 4,4008 \quad , \quad R^2=0,93$$

$$V_P^{\text{sec}} = 1,2466 \times \rho_{\text{sec}} + 1,6065 \quad , \quad R^2=0,84$$

$$V_P^{\text{sat}} = 2,9867 \times \rho_{\text{sat}} - 2,1523 \quad , \quad R^2=0,86$$

$$\lambda_{\text{sec}} = 1,0397 \times V_P^{\text{sec}} - 2,858 \quad , \quad R^2=0,89$$

$$\lambda_{\text{sat}} = 0,5161 \times V_P^{\text{sat}} - 0,1953 \quad , \quad R^2=0,90$$

Cette étude a montré que la porosité, la densité volumique et la conductivité thermique peuvent être estimées par l'utilisation des techniques ultrasonores non destructives telles que la vitesse des ondes P avec les équations empiriques données pour les roches calcarénites, qui sont caractéristiques de monuments historiques de la ville de Rabat. Cependant, ces équations doivent être utilisées avec précaution pour les roches composées d'une proportion élevée de calcite. Une telle corrélation peut fournir une bonne estimation des propriétés telles que la porosité, la densité volumique et la conductivité thermique, ce qui dans de nombreux cas, peut éviter beaucoup de temps et des méthodes d'essai fastidieuses.

La relation de la perméabilité des échantillons calcarénites en fonction de la porosité est étudiée. Cette relation entre la porosité et la perméabilité peut être interprétée comme l'évolution de phases du réseau poreux. La perméabilité étant liée à la géométrie du réseau poreux, l'augmentation de porosité est associée à une augmentation de perméabilité, le réseau poreux présente une connectivité qui favorise l'écoulement des fluides.

En outre, la perméabilité des roches est déterminée par la microstructure, qui est, dans ce contexte, défini en termes de structures de pores et de fissures.

La perméabilité des milieux poreux est habituellement exprimée en fonction de certaines propriétés physiques, tels que la porosité, la densité volumique et la densité du squelette. Bien qu'il est naturel de supposer que les valeurs de la perméabilité dépendent de la porosité, il n'est pas simple de déterminer la relation appropriée, car cela nécessiterait une connaissance détaillée de la taille, la forme et la distribution des pores, et les grains constituant la matrice du matériau poreux.

Dans ce travail, la prédiction du comportement mécanique et acoustique des roches sédimentaires calcarénites est traitée. Nous avons étudié un milieu constitué d'une matrice solide contenant des pores sphériques vides, saturés et partiellement saturés en utilisant une technique d'homogénéisation basée sur le schéma de Mori-Tanaka.

Les résultats obtenus montrent que les propriétés élastiques (module de Young E , module de compression k , module de cisaillement μ) et les propriétés acoustiques effectives (vitesses des ondes de compression V_P et de cisaillement V_S) diminuent avec l'augmentation de la porosité. Le modèle de Mori-Tanaka présente d'une part l'avantage de la détermination de modules élastiques effectifs même pour un milieu dont espace poreux est vide, et d'autre par ce modèle offre l'avantage de prendre en compte les effets d'interaction entre les pores, ce qui permet de calculer des propriétés élastiques et acoustiques effectives jusqu'à des valeurs élevées de la porosité.

Les propriétés élastiques (k , E) dans le milieu saturé sont plus importantes que celles dans le milieu sec. Ce résultat est conforme avec les résultats expérimentaux obtenus sur des roches calcarénites.

L'étude a également montré que le comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites est aussi fortement dépendant du degré de saturation en eau. En effet, on observe une forte augmentation des propriétés élastiques (k , E) à

partir d'un degré de saturation en eau critique. À partir de l'état sec, les modules de Young E et de compression k évoluent lentement jusqu'à ce que la roche atteigne un degré de saturation critique. À partir de cette valeur, spécifique à chaque roche, les modules élastiques évoluent rapidement jusqu'à ces valeurs maximales. Ce degré de saturation critique, qui est propre à chaque roche, car dépendant de la structure de son milieu poreux.

L'effet de module l'emporte dans le cas des ondes P et V_P augmente. Pour les ondes S l'effet de densité volumique est le seul et V_S diminue. L'augmentation de la vitesse des ondes P dépend de la structure du réseau poreux et de la valeur de la porosité.

À partir de l'état sec jusqu'à un degré de saturation d'environ 80 % la vitesse des ondes P chute très fortement et arrive à sa plus basse valeur. Dans ce domaine de saturation, le système passe d'un milieu biphasique (solide+air) à un milieu triphasique (solide+eau+air), est donc la vitesse V_P à saturation partielle est inférieure à la vitesse sèche. À partir d'un degré de saturation 80%, la vitesse V_P évolue de manière importante, ce résultat est interprété par le fait que le système passe d'un milieu triphasique (solide+eau+air) à un milieu biphasique (solide+eau). L'explication de ce résultat, pour les ondes P et pour des pores sphériques, le seul effet dû à l'introduction d'eau dans l'échantillon initialement sec consiste tout d'abord en augmentation de densité volumique, d'où une diminution de la vitesse V_P . Par contre, quand la saturation complète est atteinte les pores deviennent plus difficiles à comprimer, ce qui augmente la vitesse V_P .

Le travail réalisé dans cette thèse est essentiellement théorique et expérimental. C'est une première étape essentielle pour les travaux de recherche concernant la prédiction du comportement mécanique et acoustique des roches calcarénites utilisées dans la construction des monuments historiques de Rabat.

La maîtrise des connaissances de la porosité, l'imbibition capillaire, des propriétés mécaniques, thermiques et acoustiques des roches de construction,

ainsi la comparaison avec des roches altérées en condition naturelle, sont essentielles, afin de mieux cerner l'évolution en œuvre des géomatériaux et d'intervenir efficacement dans le choix des traitements de restauration, de conservation et de pierres de substitution. Par la suite, il sera évidemment nécessaire d'étudier la structure du réseau poreux de la roche saine et altérée par des techniques de reconstruction 3D en utilisant des logiciels médicaux, et de modéliser le comportement thermique en fonction du degré de saturation et les phénomènes des transferts d'eau dans les roches afin de pouvoir évaluer et prédire à long terme les travaux de restauration, de conservation et de réhabilitation de nos monuments historiques.

Références bibliographiques

- Adam, L. 2009. Elastic and visco - elastic laboratory properties in carbonates. PhD Thesis. Colorado School of Mines, Golden, Colorado USA.
- AFPC-AFREM. 1997. Détermination de la Masse Volumique Apparente et de la Porosité Accessible à l'Eau. Méthodes Recommandées pour la Mesure des Grandeurs Associées à la Durabilité. Compte-rendu des Journées Techniques, Toulouse, 11-12 Décembre, 121-124.
- Aharonov, E., Spiegelman, M. & Kelemen, P. 1997. Three-dimensional flow and reaction in porous media: implications for the Earth's mantle and sedimentary basins. *Journal of Geophysical Research*, 102, 14821-14834.
- Angeli, M. 2007. Multiscale study of stone decay by salt crystallization, in porous networks. Thèse de doctorat, Université de Cergy-Pontoise.
- Assefa, S., McCann, C. & Sothcott, J. 2003. Velocity of Compressional and Shear Waves in Limestones. *Geophysical Prospecting*, 51 (1), 1-13.
- Azouaoui, H., El Hatimi, N. & El Yamine, N. 2000. Les formations plio-quadernaires de la région de Casablanca (Maroc): aspects sédimentologique et géotechnique. *Bull Eng Geol Environ*, 59, 59-74.
- Barboura, S.S. 2007. Modélisation micromécanique du comportement de milieux poreux non linéaires : Applications aux argiles compactées. Thèse de doctorat, Université de Pierre et Marie Curie, Paris.
- Beck, A.E. 1957. A steady-state method for the rapid measurements of the thermal conductivity of rocks. *Journal of Scientific Instruments*, 34, 186-189.
- Beck, J. 2006. Etude des Propriétés Hydriques et des Mécanismes d'Altération de Pierres Calcaires à Forte Porosité. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, Orléans.
- Beck, K., Al-Mukhtar, M., Rozenbaum, O. & Rautureau, M. 2003. Characterization, water transfer properties and deterioration in tuffeau: building material in the Loire valley-France. *Building and Environment*, 38, 1151-1162.
- Ben Boughaba, R. 2001. Etude Sédimentologique, Géotechnique et Géophysique des Formations littorales plioquadernaires de l'axe Rabat - Kenitra (Maroc). Thèse de Doctorat, Université Mohammed V Agdal, Rabat, Maroc, 233 p.
- Benavente, D., Garcia Del Cura, M.A., Fort, R. & Ordonez, S. 2004. Durability estimation of porous building stones from pore structure and strength. *Engineering Geology*, 74, 113-127.
- Benveniste, Y. 1987. A new approach to the application of Mori- Tanaka's theory in composite materials. *Mech Mater*, 6, 147- 157.
- Benveniste, Y., Dvorak, G.J. & Chen, T. 1991. On diagonal and elastic symmetry of the approximate effective stiffness tensor of heterogeneous media. *J. Mech. Phys. Solids*, 7, 927-946.
- Besnard, K. 2000. Evolution physico-chimique des matériaux carbonatés en milieu triphasique. DEA Hydrologie, Hydrogéologie, Géostatistique et Géochimie, Université Paris-Sud.

- Blackwell, D.D. & Spafford, R.E. 1987. Experimental Methods in Continental Heat Flow. In: *Experimental Methods in Physics*, ed. Sammis, C.G. and Henyey, T.L., Academic Press, Orlando, Florida. *Geophysics*, 24, 189-226.
- Bornert, M., Bretheau, T. & Gilormini, P. 2001. Homogénéisation en mécanique des matériaux 1 : Matériaux aléatoire élastiques et milieux périodiques. Hermès Science.
- Boudenne, A. 2003. Etude expérimentale et théorique des propriétés thermophysiques de matériaux composites à matrice polymère. Thèse de Doctorat, Université Paris XII Val de Marne.
- Boulanouar, A., Rahmouni, A., Boukalouch, M., Géraud, Y., El Amrani El Hassani, I., Harnafi, M. & Sebbani, M.J. 2012. Corrélation entre la vitesse d'onde P et la conductivité thermique des matériaux hétérogènes et poreux. *MATEC Web of Conferences*, 2, 05004.
- Boulanouar, A., Rahmouni, A., Boukalouch, M., Samaouali, A., Géraud, Y., Harnafi, M. & Sebbani, J. 2013. Determination of Thermal Conductivity and Porosity of Building Stone from Ultrasonic Velocity Measurements. *Geomaterials*, 3, 138-144.
- Bourbié, T. & Zinszner, B. 1985. Hydraulic and acoustic properties as a function of porosity in Fontainebleau sandstone. *Journal of Geophysical Research*, 90, 11524-11532.
- Bourbie, T., Coussy, O. & Zinszner, B. 1986. *Acoustiques des milieux poreux*, Editions Technip.
- Bousquie, P. 1979. Texture et porosité de roches calcaires: relations avec perméabilité, ascension capillaire, gélivité, conductivité thermique. Thèse de Doctorat, Université Paris VI et Ecole des Mines de Paris.
- Brakel, J. 1975. Pore space models for transport phenomena in porous media; review and evaluation with special emphasis on capillary liquid transport. *Powder Technology*, 11, 205-236.
- Brown, S., & Smith, M. 2005. *A Transient-flow syringe air perméamètre*. New England Research.
- Cadoret, T. 1995. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones. *Journal of geophysical research*, 100, 9789 - 9803.
- Carslaw, H.S. & Jaeger, J.C. 1986. *Conduction of heat in solids*. Oxford Science Publications, 510 p.
- Chabas, A. 1997. Rôle de l'environnement atmosphérique marin dans la dégradation des marbres et du granite de Délos (Cyclades, Greece). Thèse de Doctorat, Université Paris XII, 99 p.
- Christensen, B. J., Mason, T. O. & Jennings, H. M. 1996. Comparison of measured and calculated permeabilities for hardened cement pastes. *Cement and Concrete Research*, 26 (9), 1325-1334.

- Clauser, C. & Huenges, E. 1995. Thermal Conductivity of Rocks and Minerals. The American Geophysical Union, 105-126.
- Comité français de Mécanique des roches, Coordonné par Françoise Homand et Pierre Duffaut, Manuel de Mécanique des Roches (chapitre 2 : Physique des Roches et chapitre 3 : Comportement Mécanique des Roches), 2000.
- Damaj, J. 2006. Auscultation et surveillance des perturbations hydromécaniques d'ouvrages souterrains par méthodes ultrasonores, thèse de doctorat de L'I.N.P.L, Nancy, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Nancy.
- Domenico, S.N. 1976. Effect of brine-gas mixture on velocity in an unconsolidated sand reservoir. *Geophysics*, 41, 882-894.
- Dormieux, L. Kondo, D. & Ulm, F.J. 2006. *Microporomechanics*. John Wiley and Sons, first edition.
- Dullien, F.A.L. 1979. Porous media fluid transport and pore structure. Academic Press, 396 p.
- Dvorkin, J., Moos, D., Packwood, J. L. & Nur, A.M. 1999. Identifying patchy saturation from well logs. *Geophysics*, 64, 1756-1759.
- Eshelby, J.D. 1957. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proceedings of the Royal Society Series A*, 241(A), 376-396.
- Ezzdine, R. 2009. Endommagement des Monuments Historiques en Maçonnerie. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, Bordeaux.
- Filali, M. 2006. Conductivité thermique apparente des milieux granulaires soumis à des contraintes mécaniques : modélisation et mesures. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse.
- Fitzner, B., Heinrichs, K. & La Bouchadiere, D. 2000. Damage index for stone monuments. *Proceedings of the 5th International Symposium on the Conservation of Monuments in the Mediterranean Basin*, Sevilla, Spain, 315-326.
- Gamage, K., Sreaton, E., Bekins, B. & Aiello, I. 2011. Permeability–porosity relationships of subduction zone sediments. *Marine Geology*, 279, 19–36
- Gassmann, F. 1951. Über die Elastizität poröser Medien (Elasticity of porous media). *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, 96, 1-23.
- Gassmann, F. 1951. Über die Elastizität poröser Medien (Elasticity of porous media), *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich* 96, 1-23.
- Gaviglio, P. 1989. Longitudinal Waves Propagation in a Limestone: The Relationship between Velocity and Density. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 2 (4), 299-306.
- Géraud, Y. 1991. Déformation thermomécanique et porosité des roches granitiques: évolution des espaces poreux. Thèse de Doctorat, Université de Marseille, 291 p.
- Gilormini, P. 2001. Application In Homogénéisation en mécanique des matériaux 1. Matériaux aléatoires élastiques et milieux périodiques. Hermes, Paris, 223-251.

- Giraud, A., Hoxha, D., Do, D.P. & Magenet., V. 2008. Effect of pore shape on effective porothermoelastic properties of isotropic rocks. *International Journal of Solids and Structures*, 45, 1–23.
- Gong, G. 2005. *Physical Properties of Alpine Rocks: A Laboratory Investigation*. Thèse de Doctorat, Faculty of Science, University of Geneva.
- Gregory, A. R. 1976. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks. *Geophysics*, 41 (5), 895-921.
- Gruescu, C., Giraud, A., Homand, F., Kondo, D. & Do, D.P. 2007. Effective thermal conductivity of partially saturated porous Rocks. *International Journal of Solids and Structures*, 44, 811-833.
- Gueguen, Y. & Palciauskas, V. 1992. *Introduction à la physique des roches* Trans. Title: *Introduction to rock physics*. Herrmann ed., 299 p.
- Guéguen, Y., Chelidze, T., Le Ravalec, M. 1997. Microstructures, percolation thresholds, and rock physical properties, *Tectonophysics* 279, 23-35.
- Han, D. & Batzlez, M. L. 2004. Gassmann's equation and fluid-saturation effects on seismic velocities. *Geophysics*, 69 (2), 398–405.
- Han, D., Nur, A. & Morgan, D. 1986. Effects of Porosity and Clay Content on Wave Velocity in Sandstones. *Geophysics*, 51 (11), 2093-2107.
- Hartmann, A., Rath, V. & Clauser, C. 2005. Thermal conductivity from core and well log data. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 42, 1042–1055.
- Hashin, Z. & Shtrikman, S. 1963. A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 11, 27-140.
- Hershey, A. V. 1954. The elasticity of an isotropic aggregate of anisotropic cubic crystals. *J. Appl.Mech*, 21, 226-240.
- Hill, R. 1965. A self-consistent mechanics of composite materials. *J. Mech.Phys. Solids*, 13, 213-222.
- Huenges, E. & Zimmermann, G. 1999. Rock permeability and fluid pressure at the KTB. *Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP*, 54 (6), 689-694.
- Huenges, E., Burkhardt, H. & Erbas, K. 1990. Thermal conductivity profile of the KTB pilot corehole. *Scientific Drilling*, 1, 224-230.
- Huynh, Q.V. 2006. *Estimation des propriétés poromécaniques effectives des argilites: apport des méthodes d'homogénéisation*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- ISRM. 1978. Suggested Method for Determining Sound Velocity. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 15 (2), 53-58.
- ISRM. 1981. Suggested Method for Rock Characterization, Testing and Monitoring. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 18 (6), p. 109.

- Jorand, R. 2006. Etude expérimentale de la conductivité thermique : application au forage EST 205 du site de Meuse /Haute Marne (ANDRA). Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris, 259 p.
- Kahraman, S. & Yeken, T. 2008. Determination of Physical Properties of Carbonate Rocks from P-wave Velocity. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 67, 277-281.
- Kahraman, S. 2007. The Correlations between the Saturated and Dry P-wave Velocity of Rocks. *Ultrasonics*, 46 (4), 341–348.
- Kern, H., Popp, T., Gao, S. & Jin, Z. 1998. P and S- wave velocities and densities of rocks from the Dabie Ultrahigh-pressure (UHP) Metamorphic belt to pressures of 600 MPa and to temperature of 600°C. *Continental Dynamics*, 3, 96-102.
- Khandelwal, M. 2013. Correlating P-Wave Velocity with the Physico-Mechanical Properties of Different Rocks. *Pure and Applied Geophysics*, 170 (4), 507- 514.
- King, M.S., Marsden, J.R. & Dennis, J.W. 2000. Biot dispersion for P- and S-wave velocities in partially and fully saturated sandstones. *Geophysical Prospecting*, 48, 1075-1089.
- Klimentos, T. 1991. The Effect of Porosity - Permeability-Clays Content on the Velocity of Compressional Waves. *Geophysics*, 56 (12), 1930-1939.
- Kloubek, J. 1981b. A new method for the investigation of porous structures using mercury porosimetry. *Powder Technology*, 29, 89-97.
- Le Ravalec, M. 1995. Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. Thèse de doctorat, Université de Rennes.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y. & Chelidze, T. 1996. Elastic wave velocities in partially saturated rocks: Saturation hysteresis. *J. Geophysical research*, 101, 837-844.
- Lebail, H. 2001. Caractérisations microscopiques et tomographiques de microstructures de matériaux composites et étude des relations aux propriétés élastiques associées. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- Li, L. X. & Wang, T.J. 2005. A unified approach to predict overall properties of composite materials. *Materials Characterization*, 54 (1), 49–62.
- Li, X., Zhong, L. & Pyrak-Nolte, L. J. 2001. Physics of partially saturated porous media: residual saturation and seismic-wave propagation, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 29, 419–460.
- Makarynska, D., Gurevich, B., Ciz, R., Arns, C.H. & Knackstedt, M.A. 2008. Finite element modelling of the effective elastic properties of partially saturated rocks. *Computers & Geosciences*, 34, 647–657.
- Mamillan, M. 1972. Connaissances Actuelles pour Mesurer le Degré d'Altération des Pierres et l'Efficacité des Méthodes de Traitement. 1st International Sympo-soium on the Deterioration of Building Stones, La Rochelle, 47-56.

- Mamillan, M. 1975. Méthodes d'Essais Physiques pour Evaluer l'Altération des Pierres des Monuments. *The Conservation of Stone I*, Bologna, Ed. Rossi-Manaresi, 595-634.
- Mavko, G. & Hoeksema, R. N. 1994. Estimating seismic velocities at ultrasonic frequencies in partially saturated rocks. *Geophysics*, 59, 252-258.
- Mertz, J.D. 1991. Structures de porosité et propriétés de transport dans les grès. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 149 p.
- Miled, K., Sab, K. & Le Roy, R. 2011. Effective elastic properties of porous materials: Homogenization schemes vs experimental data. *Mechanics Research Communications*, 38, 131–135.
- Mori, T. & Tanaka, K. 1973. Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions. *Acta Metall. Mater.*, 21, 597-629.
- Nabawy, B.S., Géraud, Y., Rochette, P. & Bur; N. 2009. Pore-throat characterization in highly porous and permeable sandstones. *AAPG Bulletin*, 93, 719–739.
- New England Research, Inc. 2010. *Tiny Perm II: Portable Air Permeameter, User's Manual*.
- Nishimoto, S., Ishikawa, M., Arima, M. & Yoshida, T. 2005. Laboratory measurement of P-wave velocity in crustal and upper mantle xenoliths from Ichinomegata, NE Japan: ultrabasic hydrous lower crust beneath the NE Honshu arc. *Tectonophysics*, 396, 245-259.
- Norton, D. & Knapp, R. 1977. Transport phenomena in hydrothermal systems: the nature of porosity. *American Journal of Science*, 277, 913-917.
- Oghenero, O. A. 2012. Acoustic Velocity Properties of Danian Limestone Section exposed at the Curfs Quarry, Southeastern Netherlands. *Journal of Geology and Mining Research*, 4, (4), 65-74.
- Ozkahraman, H.T., Selver, R. & Isik, E. C. 2004. Determination of the Thermal Conductivity of Rock from P-Wave Velocity. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 41 (4), 703-708.
- Paulini P. & Fachri N. 2007. Air Permeability of near-surface concrete. *Consec'07 Tours, France*, 8 p.
- Pellerin, F.M. 1980. La porosité mercure appliquée à l'étude géotechnique des sols et des roches. *Bulletin de Liaison du Laboratoire des Ponts et Chaussées*, 106, 106-116.
- Pichler, C., Lackner, R. & Mang, H. A. 2006. A multiscale micromechanics model for the autogenous-shrinkage deformation of early-age cement-based materials. *Engineering Fracture Mechanics*, 34, 1–25.
- Ponte Castaneda, P. & Willis, J.R. 1995. The effect of spatial distribution on the effective behaviour of composite materials and cracked media. *J. Mech. Phys. Solids*, 43 (12), 1919-1951.

- Popov, Y., Tertychnyi, V., Romushkevich, R., Korobkov, D. & Pohl, J. 2003. Interrelations Between Thermal Conductivity and Other Physical Properties of Rocks: Experimental Data, *Pure and Applied Geophysics*, 160, 1137-1161.
- Popov, Y., Pribnow, D., Sass, J.H., Williams, C.F & Burkhardt, H. 1999. Characterization of rock thermal conductivity by high resolution optical scanning, *Geothermics*, 28, 253-276.
- Pribnow, D.F.C. & Sass, J.H. 1995. Determination of thermal conductivity for deep boreholes. *Journal of Geophysical Research*, 100 (B6), 9981-9994.
- Rahmouni, A., Boulanouar, A., Boukalouch, M., Géraud, Y., Samaouali, A., Harnafi, M. & Sebbani, J. 2013. Prediction of Porosity and Density of Calcarene Rocks from P-Wave Velocity Measurements. *International Journal of Geosciences*, 4, 1292-1299.
- Rahmouni, A., Boulanouar, A., Boukalouch, M., Géraud, Y., Samaouali, A. & Sebbani, J. 2014. Porosity, Permeability and Bulk Density of Rocks and their Relationships Based on Laboratory Measurements. *Romanian Journal of Materials*, 44, 147-152.
- Rahmouni, A., Boulanouar, A., Samaouali, A., Boukalouch, M., Géraud, Y., Harnafi, M. & Sebbani, M. J. E. 2013. Determination the Thermal Conductivity of Porous Media from P-Wave Velocity. 11ème Congrès de Mécanique, 23-26 April, Agadir, Morocco.
- Reiter, T., Dvorak, G. J. & Tvergaard, V. 1997. Micromechanical models for graded composite materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 45(8), 1281–1302.
- Reuss, A. 1929. Berchnung der Fließgrenzen von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 9, 49–58.
- Rosener, M. 2007. Etude Pétrophysique et Modélisation des Effets des Transferts Thermiques entre Roche et Fluide dans le Contexte Géothermique de Soultz-Sous-Forêts. Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- Rousset-Tournier, B. 2001. Transferts par capillarité et évaporation dans des roches – rôle des structures de porosité. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- Samaouali, A. 2011. Processus d'altération et de transfert de fluides dans les pierres calcarénites du monument Chellah–Rabat. Thèse de doctorat, faculté des sciences Agdal Rabat.
- Samaouali, A., Laanab, L., Boukalouch, M. & Géraud, Y. 2010. Porosity and mineralogy evolution during the decay process involved in the Chellah monument stones. *Environ Earth Sci*, 59, 1171–1181.
- Sarout, J. 2006. Propriétés physiques et anisotropie des roches argileuses : modélisation micromécanique et expérience triaxiales. Thèse de Doctorat, Université Paris XI.

- Savidge, R. 2011. Characterization of porous building materials for agent transport predictions using artificial neural networks. PhD thesis, University of Vermont.
- Scharli, U. & Rybach, L. 1984. On the thermal conductivity of low-porosity cristaline rocks. *Tectonophysics*, 103, 307-313.
- Schmitt, N. 1992. Homogénéisation des matériaux hétérogènes. Revue de quelques méthodes pour les milieux élastiques a phases parfaitement dispersées. Technical report, Rapport interne 130. Laboratoire de Mécanique et Technologie, Cachan.
- Sperl, J. & Trckova, J. 2008. Permeability and porosity of rocks and their relationship based on laboratory testing, *Acta Geodyn. Geomater*, 5 (149), 41-47.
- Sruoga, P., Rubinstein, N. & Hinterwimmer, G. 2004. Porosity and permeability in volcanic rocks: a case study on the Serie Tobifera, South Patagonia, Argentina. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 132, 31-43.
- Sudo, H., Tanaka, T., Kobayashi, T., Kondo, T., Takahashi, T., Miyamoto, M. & Amagai, M. 2004. Permeability imaging in granitic rocks based on surface resistivity profiling. *Exploration Geophysics*, 35, 56-61.
- Sun, J., Longtin, J. P., & Irvine, T. F. 2001. Laser-Based Thermal Pulse Measurement of Liquid Thermophysical Properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, 645–657.
- Surma, F. 2003. Détermination de la Porosité de la Zone Endommagée autour d'une Faille. Rôle des Caractéristiques du Matériau (Minéralogie, Structure de Porosité, Caractéristiques Physiques) sur les Propriétés d'Echange Fluides Roche. Thèse de Doctorat, Université Luis Pasteur, Strasbourg.
- Tallon, J.P. 1976. Influence de la texture sur certaines propriétés mécaniques des craies franches. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie – Paris VI.
- Thomachot, C. 2002. Modifications des propriétés physiques de grès soumis au gel ou recouverts "d'encroûtements noirs vernissés". Thèse de Doctorat, Université Luis Pasteur, Strasbourg.
- Toms, J., Muller, T. M., Ciz, R., & Gurevich, B., 2006. Comparative review of theoretical models for elastic wave attenuation and dispersion in partially saturated rocks, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 26, 548–565.
- Voigt, W. 1889. Uber die Beziehung zwischen den beiden Elastizitatskonstanten isotroper Korper. *Wied. Ann.*, 38, 573–587.
- Wang, H. & Li, Q. 2007. Prediction of elastic modulus and Poisson's ratio for unsaturated concrete. *International Journal of Solids and Structures*, 44, 1370–1379.
- Wardlaw, N.C. & McKellar, M. 1981. Mercury porosimetry and interpretation of pore geometry in sedimentary rocks and artificial models. *Powder Technology*, 29 (1), 127-143.
- Wardlaw, N.C. 1976. Pore geometry of carbonate rocks as revealed by pore casts and capillary pressure. *The American Association of Petroleum Geologists Bulletin*, 60 (2), 245-257.

- Washburn, E.W. 1921. Note on a method of determining the distribution of pores sizes in a porous material. *Proceedings of the National Academy of Science*, 7, 115-116.
- Xu, Y. 2004. *Approches multi-échelle pour l'étude du comportement des systèmes polyphasiques - application aux milieux poreux non saturés*. Thèse de Doctorat, Ecole National des Ponts et chaussés.
- Yang, Y. & Aplin, A.C. 2010. A permeability–porosity relationship for mudstones. *Marine and Petroleum Geology*, 27, 1692–1697.
- Yasar, E. & Erdogan, Y. 2004. Correlating Sound Velocity with the Density, Compressive Strength and Young's Modulus of Carbonate Rocks. *International Journal of Rock & Mining Sciences*, 41 (5), 871- 875.
- Zaoui, A. 1997. *Matériaux hétérogènes et composites*. Ecole Polytechnique.
- Zaouia, N., El Wartiti, M., Nahraoui F.Z. & Dabi, S. 2014. Etude de l'altération de la calcarénite des monuments de Rabat: Influence de la Pollution Atmosphérique et des Aérosols Marins. *MATEC Web of Conferences*, 11.
- Zaouia, N., ELwartiti, M. & Baghdad, B. 2005. Superficial alteration and soluble salts in the calcarenite weathering. Case study of Almohade monuments in Rabat: Morocco. *Environ Geol*, 48, 742–747.
- Zdravkov, B. D., Cermak, J. J., Sefara, M. & Janku, J. 2007. Pore classification in the characterization of porous materials: A perspective. *Central European Journal of Chemistry*, 5 (2), 385–395.
- Zhu, Q. 2006. *Applications des approches d'homogénéisation a la modélisation tridimensionnelle de l'endommagement des matériaux quasi fragiles: formulations, validations et implémentations numériques*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille.