

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Hassiba Benbouali de Chlef

Faculté Génie civil et d'architecture

Département Génie civil



# THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

## DOCTORAT

Filière : Génie civil

Spécialité : Génie parasismique et Géo-environnement

Par

**RAHMANI KOUADRI Radja**

Thème :

---

**Etude de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux: Applications Pratiques**

---

Soutenue le 21 /07 /2022, devant le jury composé de :

Belkacem LAMRI	Professeur à l'Université de Chlef	Président
Miloud HEMSES	Professeur à l'Université de Mascara	Examinateur
Mohamed MEKKI	Maître de Conférences à l'USTO	Examinateur
Mohamed Elhebib GUELLIL	Maître de Conférences à l'Université de Chlef	Examinateur
Zamila HARICHANE	Professeur à l'Université de Chlef	Encadreur
Arnaud MESGOUEZ	Professeur à l'Université d'Avignon	Co-Encadreur

# *Remerciements*

Je souhaite remercier en premier lieu ma directrice de thèse, Madame Zamila HARICHANE, Professeur à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef et responsable de la formation doctorale Génie parasismique et Géo-environnement, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe, pour m'avoir lancée sur ce sujet passionnant avec enthousiasme. Je lui suis également reconnaissante pour le temps précieux qu'elle m'a accordé, pour ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je lui adresse toute ma gratitude.

J'adresse de chaleureux remerciements à mon Co-encadrant de thèse, Monsieur Arnaud MESGOUEZ, Professeur à l'Université d'Avignon, et à Madame Gaëlle MESGOUEZ, Directrice du laboratoire UMR EMMAH (Environnement Méditerranéen et Modélisation des Agro-Hydrosystèmes), pour m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire, pour l'intérêt qu'ils ont exprimé envers mon sujet et pour leurs conseils avisés et leur écoute qui ont été prépondérants pour la bonne réussite de cette thèse. J'ai pris un grand plaisir à travailler avec eux. J'adresse un grand merci à toutes les équipes du laboratoire UMR EMMAH.

Je voudrais également remercier le Directeur du laboratoire Géomatériaux à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, Professeur Mohamed GHRICI, pour son soutien permanent, ses conseils précieux et ses encouragements.

Il m'est particulièrement agréable d'adresser mes vifs remerciements à Monsieur Belkacem LAMRI, Professeur à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, pour l'honneur qu'il me fait de présider le jury.

Je tiens à remercier Monsieur Miloud HEMSAS, Professeur à l'Université de Mascara, Monsieur Mohamed MEKKI, Maître de Conférences à l'Université d'Oran (USTO) et Monsieur Mohamed Elhebib GUELLIL, Maître de Conférences à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, pour avoir accepté d'examiner ma thèse et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je remercie aussi Dr. Leyla Bouaricha, Maître-Assistant à l'Université de Khemis Méliana, pour son soutien moral et ses encouragements durant des moments difficiles et pour sa généreuse disponibilité.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les enseignants qui ont contribué à notre formation et en particulier à ceux qui nous ont permis d'approfondir nos connaissances au sein de la formation doctorale Génie parasismique et Géo-environnement.

Enfin, je remercie mes parents, ainsi que mes frères et sœurs, pour leur soutien au cours de ces années et sans lesquels je n'en serais pas là aujourd'hui.

## ملخص

حظي انتشار الموجات في الوسائط المسامية باهتمام كبير بسبب تطبيقاتها العملية في مختلف مجالات العلوم والهندسة مثل ديناميات التربة والتفاعل بين بنية التربة والعديد من التخصصات الأخرى. في هذه الأطروحة، يتم تقديم صياغة لانتشار موجات الضغط وكذلك موجات التشويه في الوسائط المسامية المشبعة جزئيًا أو كليًا بناءً على نظرية Biot خاصة للزوجة المرنة للهيكل الصلب في الوحدات المرنة عبر علاقة بسيطة بين التخميد للهيكل ووقت الاسترخاء الذي تم تحديده على أساس نموذج Kelvin-Voigt. تم تطبيق الصيغة المقترحة، القابلة للتكيف مع تكوينات التربة المختلفة، بنجاح على بعض مشاكل الاهتزازات لرواسب التربة المشبعة تقريبًا المكونة من مواد مختلفة وتحمل حمولات مختلفة. أدى الأخذ بعين الاعتبار للتخميد الهيكلي، الذي لم يلق اهتمامًا كافيًا في الأعمال السابقة على عكس التخميد الناجم عن تدفق Biot، إلى تقليل تضخيم الحركة بشكل كبير. كانت الحركات التي تم الحصول عليها من خلال الصيغة المطورة بمثابة أدوات مفيدة لتحقيق التطبيق العملي لانتشار الموجات في وسط poroviscoélastique. في الواقع، تم دراسة توربين الرياح تحت الحركات التي تم الحصول عليها على سطح الأرض حيث تم الحصول على الإزاحة النسبية للتوربين. لقد لوحظ أن النزوح النسبي للتوربين قد انخفض بشكل كبير بسبب التخميد في الهيكل. من ناحية أخرى، فإن الاختلافات العشوائية للمعطيات الرئيسية المرتبطة بهيكل الوسط المسامي (النفاذية ودرجة التشبع والمسامية) جعلت من الممكن مراعاة أوجه عدم اليقين المدمجة والتي تم نمذجتها كمتغيرات عشوائية بناءً على دالة التوزيع لكثافة الاحتمال المختارة مسبقًا. باستخدام محاكاة مونت كارلو. يتم تقدير تأثيرها على تباين المرحلة وتخفيف سرعات الموجات  $P_1$  و  $P_2$  وعلى المكونات المختلفة للاستجابة من حيث توزيع الإزاحات وضغط المسام والضغط كدالة للعمق للوسط المشبع جزئيًا. لقد أثبت أنه يجب النظر بعناية في المساهمتين من الموجتين الأولى والثانية. كما أشير إلى أن التشبع يمكن أن يؤثر بشكل كبير على استجابة التربة. أخيرًا، مع الأخذ في الاعتبار لعدم اليقين حول للمعطيات الرئيسية يؤثر بشكل كبير على سلوك الوسط المسامي الذي يمكن أن يغير بشكل كبير استجابة هيكل افتراضي.

**الكلمات المفتاحية:** الموجة الزلزالية، الوسط المسامي، المسامية، النفاذية، التضخيم، درجة التشبع، التخميد.

## Abstract

Wave propagation in porous media has received considerable attention because of its practical applications in various areas of science and engineering such as soil dynamics, soil-structure interaction and many other disciplines. In this thesis, a formulation of the propagation of compression as well as distortional waves in partially or completely saturated porous media based on the Biot's theory is presented. The viscoelastic property of the solid skeleton is incorporated into elastic moduli via a simple relationship between the skeleton damping and the relaxation time established based on the Kelvin-Voigt model. The proposed formulation which is adaptable to various soil configurations, has been successfully applied to some vibrational problems of nearly-saturated soil deposits made of different materials and carrying different loadings. The consideration of the skeleton damping, which does not received sufficient attention in previous works unlike the Biot flow - induced damping, significantly reduced the motion amplifications. The motions obtained by the developed formulation have serve as useful tools to carry a practical application of the wave propagation in poroviscoelastic media. In fact, a win turbine is investigated under the motions obtained at ground surface of actual sites where the relative displacements of the turbine were obtained. It was observed that the relative displacements of the structure are substantially reduced due to skeleton damping. On other hand, random variations of the key parameters associated to the structure of the porous medium (permeability, degree of saturation and porosity) allowed to account for the uncertainties built-in and which were modelled as random variables based on a pre-selected probability distribution function using Monte Carlo simulations (MCSs). Their effect is estimated on the variation of the phase and attenuation of  $P_1$  and  $P_2$  wave velocities and on the various components of the response in terms of the distribution of the normalized displacements, pore pressure and stress versus the normalized depth of the partially fluid-saturated porous medium. It was shown that the both contributions coming from the first and the second waves should be carefully considered. It was also underlined that the saturation could substantially influence the soil response behavior. Finally, accounting for uncertainties around the key parameters considerably affected the behavior of the porous medium that could significantly alter the response of a structure that would be eventually built on.

**Keywords:** seismic wave, porous medium, porosity, permeability, amplification, degree of saturation, damping.

## Résumé

La propagation des ondes dans les milieux poreux a reçu une attention considérable en raison de ses applications pratiques dans divers domaines de la science et de l'ingénierie tels que la dynamique des sols, l'interaction sol-structure et de nombreuses autres disciplines. Dans cette thèse, une formulation de la propagation des ondes de compression ainsi que des ondes de distorsion dans des milieux poreux partiellement ou complètement saturés basée sur la théorie de Biot est présentée. La propriété viscoélastique du squelette solide est incorporée dans les modules élastiques via une relation simple entre l'amortissement du squelette et le temps de relaxation établi sur la base du modèle de Kelvin-Voigt. La formulation proposée, adaptable à diverses configurations de sol, a été appliquée avec succès à certains problèmes vibratoires de dépôts de sol presque saturés constitués de différents matériaux et portant différentes charges. La prise en compte de l'amortissement du squelette, qui n'a pas reçu suffisamment d'attention dans les travaux précédents contrairement à l'amortissement induit par l'écoulement de Biot, a considérablement réduit les amplifications des mouvements de sol. Les mouvements obtenus par la formulation développée ont servi d'outils utiles pour réaliser une application pratique de la propagation des ondes dans les milieux porovisioélastiques. En effet, une turbine éolienne est étudiée sous les mouvements obtenus à la surface du sol où les déplacements relatifs de la turbine ont été obtenus. Il a été observé que les déplacements relatifs de la structure sont considérablement réduits en raison de l'amortissement du squelette. D'autre part, des variations aléatoires des paramètres clés associés à la structure du milieu poreux (perméabilité, degré de saturation et porosité) ont permis de tenir compte des incertitudes incorporées et qui ont été modélisées comme des variables aléatoires basées sur une fonction de distribution de la densité de probabilité présélectionnée, à l'aide des simulations de Monte Carlo (MCS). Leur effet est estimé sur la variation de la phase et de l'atténuation des vitesses des ondes  $P_1$  et  $P_2$  et sur les différentes composantes de la réponse en termes de distribution des déplacements normalisés, de la pression interstitielle et de la contrainte en fonction de la profondeur normalisée du milieu partiellement saturé. Il a été montré que les deux contributions provenant de la première et de la deuxième onde doivent être soigneusement considérées. Il a également été souligné que la saturation pouvait considérablement influencer la réponse du sol. Enfin, la prise en compte des incertitudes autour des paramètres clés affecte considérablement le comportement du milieu poreux qui peut altérer significativement la réponse d'un ouvrage éventuellement bâti.

**Mots Clés :** Onde sismique, milieu poreux, porosité, perméabilité, amplification, degré de saturation, amortissement.

Remerciements	i
ملخص	ii
Abstract	iii
Résumé	iv
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xiv
Liste des notations	xv

# *Table des matières*

## **Introduction générale**

1. Introduction	2
2. Problématique et objectifs visés	4
3. Organisation de la thèse	5

## **Chapitre 1**

### **Propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques**

1.1. Introduction	8
1.2. Poroélasticité dynamique	8
1.3. Propagation des ondes dans les milieux poreux : théorie de Biot (1956)	9
1.4. Présentation des milieux poreux	11
1.5. Synthèse de travaux antérieurs sur des cas pratiques de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux	14
1.5.1. Propagation des ondes dans les milieux	14
1.5.2. Propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques	17

1.5.3. Quelques modèles de sol soumis à la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux	19
1.6. Méthodes d'étude de la propagation des ondes dans les milieux poreux	29
1.6.1. Les méthodes analytiques	29
1.6.2. Les méthodes numériques	29
1.7. Conclusion	30

## **Chapitre 2**

### **Formulation de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poroviscoélastiques**

2.1. Introduction	32
2.2. Équations d'ondes sismiques pour les milieux poroélastiques	32
2.3. Equations des déplacements dus à la propagation des ondes dans les milieux poreux	37
2.4. Formulation visco-élastique	40
2.5. Conclusion	42

## **Chapitre 3**

### **Amplification des mouvements sismiques dans les milieux poroviscoélastiques**

3.1. Introduction	45
3.2. Mouvements sismiques simulés en bases rocheuses	46
3.3. Exemples de validation	48
3.3.1. Fonction d'amplification de la colonne de Biot à l'onde de compression	48
3.3.2. Fonction d'amplification d'une colonne de sol poroélastique sous une onde de cisaillement SH	52
3.3.3. Facteur d'amplification d'une colonne de sol poroviscoélastique sous une contrainte latérale en surface	54
3.4. Amplification des mouvements sismiques horizontaux et verticaux de sites réels	63
3.4.1. Simulation de l'excitation sismique au substratum rocheux	64

3.4.2. Réponses sismiques de sites réels	66
3.5. Conclusion	73

## **Chapitre 4**

### **Application pratique de la propagation des ondes - Réponse sismique d'une éolienne**

4.1. Introduction	75
4.2. Réponse sismique d'une éolienne	75
4.3. Conclusion	87

## **Chapitre 5**

### **Effets des incertitudes des paramètres de sol sur la propagation des ondes de compression**

5.1. Introduction	90
5.2. Mouvements dus aux ondes de compression dans un milieu	91
5.3. Cadre probabiliste de la réponse dynamique par les simulations de Monte Carlo	93
5.4. Réponses déterministes	95
5.4.1. Phase et atténuation de la vitesse de l'onde	95
5.4.2. Réponse déterministe d'un sol poreux aux ondes de compression P	98
5.5. Réponse aléatoire d'un milieu poreux de sol aux ondes de compression	108
5.5.1. Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution des déplacements du solide	108
5.5.2. Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution du déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide	111
5.5.3. Effets de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la pression interstitielle	113
5.5.4. Effets de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la contrainte totale	115
5.5.5. Effets de la variation aléatoire de la saturation sur la réponse d'une colonne de sol poreuse	117

5.5.6. Effets de la variation aléatoire de la porosité sur la réponse du milieu poreux du sol	120
5.6. Conclusion	124

## **Conclusions générales et recommandations futures**

1. Conclusions	126
2. Recommandations futures	128

<b>Références bibliographiques</b>	130
------------------------------------	-----

<b>Annexe</b>	139
---------------	-----

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Description d'un milieu poreux saturé (a) : céramique, (b) : spongieux	9
Figure 1.2.	Synthèse des descriptions théoriques des milieux poreux.	10
Figure 1.3	Schématisation des différentes phases d'un milieu poreux.	11
Figure 1.4	Représentation d'un cas pratique de d'onde de Love	19
Figure 1.5	Phase de la vitesse en fonction du nombre d'onde pour différentes valeurs de la porosité	20
Figure 1.6	Une couche soumise à une excitation sismique à sa base.	20
Figure 1.7	Cas pratique schématisant une onde de surface.	21
Figure 1.8	Variation de la phase de la vitesse de l'onde de surface avec le nombre d'onde	22
Figure 1.9	Onde de surface dans un multicouches	22
Figure 1.10	Variation de la phase de la vitesse de l'onde de surface	23
Figure 1.11	Représentation d'un cas pratique d'onde de surface	24
Figure 1.12	Représentation d'un pratique schématisant l'onde SH	24
Figure 1.13	Variation de la phase de la vitesse de l'onde SH avec le nombre d'onde	25
Figure 1.14	Onde de cisaillement SH dans un milieu à double couche de surface	26
Figure 1.15	Onde de Love dans un milieu poreux initialement sollicité sur un milieu orthotrope semi-infini avec une interface irrégulière	26
Figure 1.16	Onde SH dans une couche viscoélastique inhomogène	27
Figure 1.17	Exemple de sites onshore et offshore	28
Figure 1.18	Multicouche poreux bidimensionnel soumis à une charge harmonique	28

Figure 2.1	Géométrie du problème.	37
Figure 3.1	Couche de sol poroélastique partiellement saturée sous une onde de compression verticale.	49
Figure 3.2	Fonction d'amplification d'une couche poroélastique sous une onde de compression P vertical: (a) partiellement saturée ( $S_r = 98\%$ ) et (b) totalement saturée ( $S_r = 100\%$ ).	51
Figure 3.3	Spectres d'amplification des mouvements horizontaux hors plan poroviscoélastiques pour une couche sur un substratum rocheux	54
Figure 3.4	Colonne de sol poroviscoélastique soumise à une contrainte latérale	56
Figure 3.5	Facteur d'amplification pour les matériaux poroélastiques constituant une colonne de sol sous une charge surfacique latérale	58
Figure 3.6	Comparaison des spectres d'amplification poroélastique et viscoporelastique de la colonne de sol sous une charge surfacique latérale.	60
Figure 3.7	Effet de l'amortissement visqueux du squelette et du temps de relaxation sur les spectres d'amplification de la colonne de sol sous une charge surfacique latérale.	62
Figure 3.8	Densité spectrale de puissance de l'accélération générée au substratum rocheux.	65
Figure 3.9	Accélérations et amplitudes du spectre de Fourier au niveau du substratum rocheux de la colonne de sol poreuse.	66
Figure 3.10	Effets de l'amortissement sur les accélérations et les amplitudes du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol sableuse poroviscoélastique dûs aux ondes P.	68
Figure 3.11	Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol poroviscoélastique à grains fins dûs aux ondes P.	70
Figure 3.12	Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol sableuse poroviscoélastique aux ondes SH.	71

Figure 3.13	Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol poroviscoélastique à grains fins aux ondes SH.	72
Figure 4.1	Différents modèles d'éolienne.	76
Figure 4.2	Eolienne sur table vibrante	78
Figure 4.3	Modèle dynamique idéalisant une structure éolienne.	79
Figure 4.4	Réponse de la structure éolienne à l'accélération de surface d'une colonne de sol de sable viscoporoélastique partiellement saturée due à : (a, c, e) une onde P verticale, (b, d, f) une onde SH Horizontale.	86
Figure 4.5	Réponse de la structure éolienne à l'accélération de surface d'une colonne de sol viscoporoélastique à grains fins (a, c, e) une onde P verticale, (b, d, f) une onde SH Horizontale.	89
Figure 5.1	Une couche de sol soumise à une excitation verticale à sa base	91
Figure 5.2	Algorithme des simulations de Monte Carlo pour la réponse dynamique d'un dépôt de sol poreux.	94
Figure 5.3	Variation déterministe de la phase et l'atténuation normalisées de la vitesse en fonction de l'inverse de la perméabilité pour différentes porosités : (a, b) onde $P_1$ (rapide), (c, d) onde $P_2$ (lente).	96
Figure 5.4	Variation aléatoire de la phase normalisée et de l'atténuation de la vitesse pour l'onde $P_1$ dans les milieux partiellement saturés ( $S_r = 0,98$ ) : (a, b) en fonction de la fréquence avec $k = 10^{-8} \text{ m}^2$ , (c, d) en fonction de l'inverse de la perméabilité avec $f = 0.3 \text{ Hz}$ , $10 \text{ Hz}$ et $31.6 \text{ Hz}$ .	98
Figure 5.5	Effets des variations de la perméabilité sur le déplacement normalisé absolu du squelette solide : ligne continue $S_r = 100 \%$ , ligne pointillée $S_r = 98 \%$ .	100
Figure 5.6	Effets des variations de la perméabilité sur le déplacement normalisé absolu du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : ligne continue $S_r = 100 \%$ , ligne pointillée $S_r = 98 \%$ .	100

Figure.5.7	Effets des variations de la perméabilité sur la pression interstitielle normalisée absolue : ligne continue $S_r = 100\%$ , ligne pointillée $S_r = 98\%$ .	101
Figure 5.8	Effets des variations de la perméabilité sur la contrainte totale normalisée absolue : ligne continue $S_r = 100\%$ , ligne pointillée $S_r = 98\%$ .	102
Figure 5.9	Effets des variations de la porosité sur le déplacement absolu du squelette solide pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).	103
Figure 5.10	Effets des variations de la porosité sur le déplacement absolu du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).	104
Figure 5.11	Effets des variations de la porosité sur la pression interstitielle absolue pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).	105
Figure 5.12	Effets des variations de la porosité sur la contrainte totale absolue normalisée pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).	107
Figure 5.13	Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur les déplacements du squelette solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	111
Figure 5.14	Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur le déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	113
Figure 5.15	Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la pression interstitielle : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	115

Figure 5.16	Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la contrainte totale : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	117
Figure 5.17	Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement du squelette solide pour $n = 0.37$ (ligne continue) et $n = 0.57$ (ligne pointillée).	118
Figure 5.18	Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement du fluide par rapport à la phase solide pour $n = 0.37$ (ligne continue) et $n = 0.57$ (ligne pointillée).	119
Figure 5.19	Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur la pression interstitielle pour $n = 0.37$ (ligne continue) et $n = 0.57$ (ligne pointillée).	119
Figure 5.20	Effets des variations aléatoires de la porosité sur le déplacement du squelette solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	121
Figure 5.21	Effets des variations aléatoires de la porosité sur le déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	121
Figure 5.22	Effets des variations aléatoires de la porosité sur la pression interstitielle : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	123
Figure 5.23	Effets des variations aléatoires de la porosité sur la contrainte totale : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).	123

## **LISTE DES TABLEAUX**

Tableau 1.1	Masses volumiques réelle de quelques sols	12
Tableau 1.2	Caractéristiques mécaniques de quelques fluides classiques	13
Tableau 1.3	Valeurs indicatives de la porosité totale	13
Tableau 3.1	Propriétés matérielles du système couche/demi-espace poroviscoélastique	55
Tableau 3.2	Propriétés matérielles du sable dense et des graviers de la colonne de sol sous charge latérale	59
Tableau 3.3	Propriétés des matériaux des sites réels	63
Tableau 4.1	Paramètres calculés des parties de la tour de l'éolienne.	79
Tableau 5.1	Caractéristiques du sol utilisé	97

# Liste des notations

$a$	Tortuosité
$\alpha$	Coefficient de contrainte effective de Biot
$A_j, B_j$	Amplitudes des ondes incidentes
$A'_j, B'_j$	Amplitudes des ondes réfléchies
$C_s$	Paramètre de cimentation des grains
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
DDL	Degré de liberté
$D_i$	Diamètre d'une section de la tour
$E$	Module de Young
$e_{ij}$	Tenseur de déformation
$\eta$	Viscosité du fluide
$f$	Fréquence
FFT	Transformée de Fourier Rapide
$G_s, \mu$	Module de cisaillement
$H(\omega)$	Fonction de transfert ou d'amplification
$i$	Nombre complexe ( $i^2 = -1$ )
$K_s$	Module d'incompressibilité non drainé
$k$	Perméabilité intrinsèque
$K$	Coefficient de perméabilité
$K_D$	Module d'incompressibilité du milieu drainé
$K_f$	Module d'incompressibilité
$k_{vi}$	Rigidité longitudinale
$L$	Profondeur de la couche de sol
$\lambda, \mu$	Constantes de Lamé
$M$	module de Biot
$\mu_R$	Partie réelle du module de cisaillement
$\mu_i$	Partie imaginaire du module de cisaillement
$m_i$	Masse d'une partie de la tour

$n$	Porosité
$\nabla$	Gradient
$\nabla^2$	Laplacien
$P_1$	Onde rapide
$P_2$	Onde lente
$p_f$	Pression interstitielle du fluide
$\rho_s$	Masse volumique des grains solides
$\rho_f$	Masse volumique du fluide
$\rho_a$	masse volumique apparente
$S_r$	degré de saturation
SH	Onde de cisaillement
$SF(\omega)$	Spectre de Fourier
$\sigma_{ij}$	Tenseur des contraintes totales
$S_0(\omega)$	Amplitude de l'accélération du bruit blanc au substratum rocheux
$\tau_r$	temps de relaxation
$t_w$	Epaisseur de la paroi de la tour
$\vec{u}$	Vecteur déplacement du squelette solide
$\vec{U}$	Vecteur déplacement du fluide interstitiel
$v_{P1}$	Vitesse de l'onde $P_1$
$v_{P2}$	Vitesse de l'onde $P_2$
$v_s$	Vitesse de l'onde de cisaillement
$\vec{w}$	Vecteur flux du liquide par rapport au solide
$\omega$	pulsation
$\zeta$	Variation de la teneur en fluide par unité de volume de référence
$\xi$	Coefficient d'amortissement

# *Introduction Générale*

## 1. Introduction

Un milieu poreux est un matériau contenant des pores. La partie structurale du matériau est souvent appelée "matrice" ou "cadre". Les pores sont généralement remplis d'un fluide (liquide ou gaz). Le concept de milieu poreux a été utilisé dans de nombreux domaines des sciences appliquées et d'ingénierie: filtration, acoustique, mécanique des sols et des roches, ingénierie de la construction, hydrogéologie, biophysique et science des matériaux. Par conséquent, l'étude de la réponse dynamique des milieux poreux est très importante (Yew, 1976 ; Chen, 1979). Cette réponse est régie par certaines propriétés de la structure telles que la porosité, la perméabilité et le degré de saturation. Les paramètres de structure régissant le comportement sismique d'un milieu poreux (porosité, perméabilité, degré de saturation, ...) sont obtenus expérimentalement et peuvent alors être associés à de grandes incertitudes (Wagner, 2021).

En géotechnique, le sol est généralement modélisé comme un milieu biphasique avec une phase solide (squelette) et une phase fluide (eau interstitielle remplissant les vides) (Kontoe et al., 2013). Le comportement dynamique des milieux poreux a été décrit au moyen de la théorie de Biot sur la poroélasticité depuis le milieu des années 50 (Carcione, 2015). Dans la théorie de Biot, il est supposé que la perte d'énergie est uniquement due au mouvement relatif entre le fluide interstitiel visqueux et les particules solides à l'échelle macroscopique, et tout écoulement induit par les ondes à l'échelle microscopique est ignoré (Liu et al., 2018). Étant donnée la nature visqueuse de la dissipation d'énergie, l'amortissement dû aux mécanismes mentionnés ci-dessus est connu sous le nom d'amortissement visqueux comme indiqué par Bolton et Wilson (1990) et Ellis et al. (2000). Cependant, sous un chargement dynamique, l'amortissement du squelette solide peut en outre provoquer une dissipation d'énergie (Yang et al., 2020 ; Yang et al., 2020b) en raison du roulement et du glissement au niveau du contact des particules et de la création et de la suppression des contacts des particules (Qiu, 2006). Ce type d'amortissement, qui constitue la source unique d'amortissement des matériaux dans les sols secs, est appelé amortissement du squelette ou viscoélasticité du squelette solide indépendante de l'écoulement.

Plusieurs problèmes sont liés à la propagation des ondes dans les milieux poreux, tels que la liquéfaction, l'interaction sol-structure et les effets de site (Chenari, 2017). La prédiction de la réponse sismique des milieux poreux est essentielle pour simuler correctement la génération, la redistribution et la dissipation de l'excès de la pression d'eau interstitielle pendant et après un tremblement de terre (Taieba, 2017). Pour atteindre cet objectif, une formulation entièrement couplée pour l'interaction solide-fluide et un outil numérique adéquat sont nécessaires. Un tel outil permet de comprendre le comportement du milieu poreux en termes, notamment, de distribution du déplacement, de la pression interstitielle et de la contrainte le long de la profondeur du milieu étudié.

L'évaluation de la réponse du site aux excitations sismiques peut servir de mouvements excitateurs aux structures en génie parasismique (Sugito et al., 2000). L'analyse de la réponse sismique d'un site, qui constitue une composante essentielle de la prédiction du mouvement du sol lors d'un séisme (Stewart et al., 2014), consiste à estimer les déplacements du sol à la surface d'un site en tenant compte du mouvement du substratum rocheux et des caractéristiques du profil du sol (Harichane et al., 2005 ; Sadouki et al., 2012 ; Sadouki et al., 2018). Elle se base le plus souvent sur la définition d'une fonction de transfert ou d'amplification (Harichane et al., 2005). Cette fonction d'amplification, appelée parfois spectre d'amplification ou facteur d'amplification, est influencée par la propriété d'amortissement du sol (Yang and Yan, 2009).

Yang et al. (2020) ont étudié l'effet de l'amortissement du squelette sur les amplifications du mouvement horizontal et vertical d'une couche de sol viscoélastique partiellement saturée. De manière similaire, Chen et al. (2020) ont étudié la réponse dynamique de colonnes de sol partiellement saturées sous des charges de surface axiales et latérales en considérant l'amortissement visqueux. Contrairement au modèle de Yang et al. (2020), celui de Chen et al. (2020) a permis de quantifier l'amortissement du squelette via le temps de relaxation, qui a été exprimé comme le rapport entre les modules décrivant le caractère visqueux du squelette solide et les modules élastiques. Les deux études ont révélé que l'amortissement du squelette exerce un effet important sur les amplifications de

mouvements dus aux excitations verticales et horizontales et que sa négligence pourrait conduire à une sur estimation de la réponse dynamique de la couche de sol.

## **2. Problématique et objectifs visés**

La propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux est un sujet d'importance dans de nombreux domaines scientifiques et techniques. La théorie du phénomène a été largement étudiée en mécanique des sols, en sismologie, en acoustique, en génie parasismique, en génie des océans, en géophysique et dans de nombreuses autres disciplines. Les premières approches théoriques traitant de la propagation d'ondes en photoélasticité d'un point de vue macroscopique ont été développées par Biot. Le milieu est modélisé par un milieu continu à deux phases composé d'un squelette solide poreux déformable élastique et d'une particule fluide. Cependant, l'étude de la propagation des ondes dans la littérature se présente souvent sous une enveloppe effrayante due aux difficultés engendrées par leur formalisme mathématique.

Ainsi, l'objectif principal du travail proposé est d'abord de proposer une formulation simplifiée et en même temps efficace de la propagation des ondes dans les milieux de sol partiellement ou entièrement saturés par un fluide interstitiel. Puis la formulation développée est utilisée pour mener des applications pratiques de la propagation d'ondes sismiques dans les milieux poreux tels que les sols et leur impact sur les réponses des sols et des structures. Cet objectif sera atteint en résolvant l'équation de propagation d'onde dans un milieu poreux infini ou semi-infini, sous des hypothèses appropriées. La formulation proposée, basée sur la théorie de Biot, permet d'évaluer la réponse d'un milieu de sol à paramètres incertains à des excitations de surface comme à la base. L'approche proposée est appliquée à l'étude des effets de quelques paramètres liés au milieu poreux (porosité, perméabilité, degré de saturation...) sur la vitesse de l'onde de cisaillement dans le plan de propagation. Des investigations sur la réponse sismique de dépôts de sol à caractère poreux seront menées en résolvant des équations d'onde en milieux stochastiques. Pour cela on peut faire appel aux méthodes analytiques ou numériques telles que les simulations de Monte Carlo.

Les résultats numériques seront d'abord obtenus en termes de fonctions d'amplification puis d'accélération et de spectres de Fourier en surface de dépôts de sol réels. Dans un but de monter l'applicabilité de la formulation présentée, les mouvements induits par la propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques sont utilisés pour calculer la réponse de structures telles que les éoliennes à titre d'exemple. En dernier lieu, l'effet des propriétés du sol sur les distributions du déplacement, pression interstitielle et de la contrainte avec la profondeur seront obtenus tout en considérant l'effet des paramètres incertains du milieu.

### **3. Organisation de la thèse**

Le premier chapitre consiste en une recherche bibliographique approfondie sur la propagation des ondes sismiques dans les sols et les effets sur les réponses des sols et des structures. Une synthèse de travaux de recherche antérieurs pour les différents types d'ondes (ondes de cisaillement horizontale SH et verticale SV, ondes de compression P, onde de Love, ...) et les différents cas pratiques et les différentes méthodes pour la résolution d'équation d'ondes sont présentés.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation d'une formulation simplifiée et efficace des mouvements dus à la propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques partiellement saturés. La propriété viscoélastique du squelette solide est incorporée dans les modules élastiques via une relation simple entre l'amortissement du squelette et le temps de relaxation établi sur la base du modèle de Kelvin-Voigt. La formulation proposée, adaptable à diverses configurations de sol, a été appliquée avec succès à certains problèmes vibratoires de colonnes de sol partiellement saturées constituées de différents matériaux et supportant différentes charges.

Dans le troisième chapitre, l'amplification des mouvements sismiques en surface de dépôts de sol poroviscoélastiques a été étudiée au moyen de l'approche proposée en tenant compte de l'amortissement du squelette, qui n'a pas reçu une attention suffisante dans les travaux antérieurs contrairement à l'amortissement induit par l'écoulement de Biot.

Comme application pratique, les mouvements obtenus à la surface du sol de sites réels ont été appliqués comme entrées à une éolienne pour obtenir sa réponse dans le domaine temporel dans le chapitre 4. Les déplacements relatifs maximaux de l'éolienne ont été considérablement réduits grâce à l'amortissement du squelette. La réponse verticale de l'éolienne reste négligeable par rapport à la réponse horizontale.

Dans le chapitre cinq, une prise en compte des incertitudes des propriétés du milieu poreux sur la distribution des déplacements, contraintes et pressions inertielles est réalisée. L'étude est consacrée aux ondes de compression de premier et second types : l'onde rapide  $P_1$  et l'onde lente  $P_2$ . Des variations aléatoires des paramètres fondamentaux associés à la structure du milieu poreux (perméabilité, degré de saturation et porosité) ont permis de tenir compte des incertitudes intégrées et qui ont été modélisées comme des variables aléatoires basées sur une fonction de distribution de probabilité présélectionnée en utilisant des simulations de Monte Carlo (MCS).

La thèse s'achève par des conclusions générales et des recommandations futures.

# Chapitre 1

*Propagation des ondes sismiques dans les milieux  
poroviscoélastiques*

## **1.1. Introduction**

L'étude de la propagation des ondes sismiques dans les sols fournit les ingrédients nécessaires à la résolution de beaucoup de problèmes liés à la stabilité des sols et des structures lors de secousses sismiques. D'autre part, les conditions de sol peuvent significativement modifier la manière dont le sol vibre en un site (amplification ou déamplification). Notamment, les milieux poreux gorgés d'eau peuvent être à l'origine d'une instabilité sismique d'un sol ou d'une structure fondée dessus dû au phénomène de liquéfaction. D'autre part, il est prouvé que le degré de saturation qui est influencé par la teneur en eau au site étudié affecte significativement la propagation des ondes à travers les différentes couches.

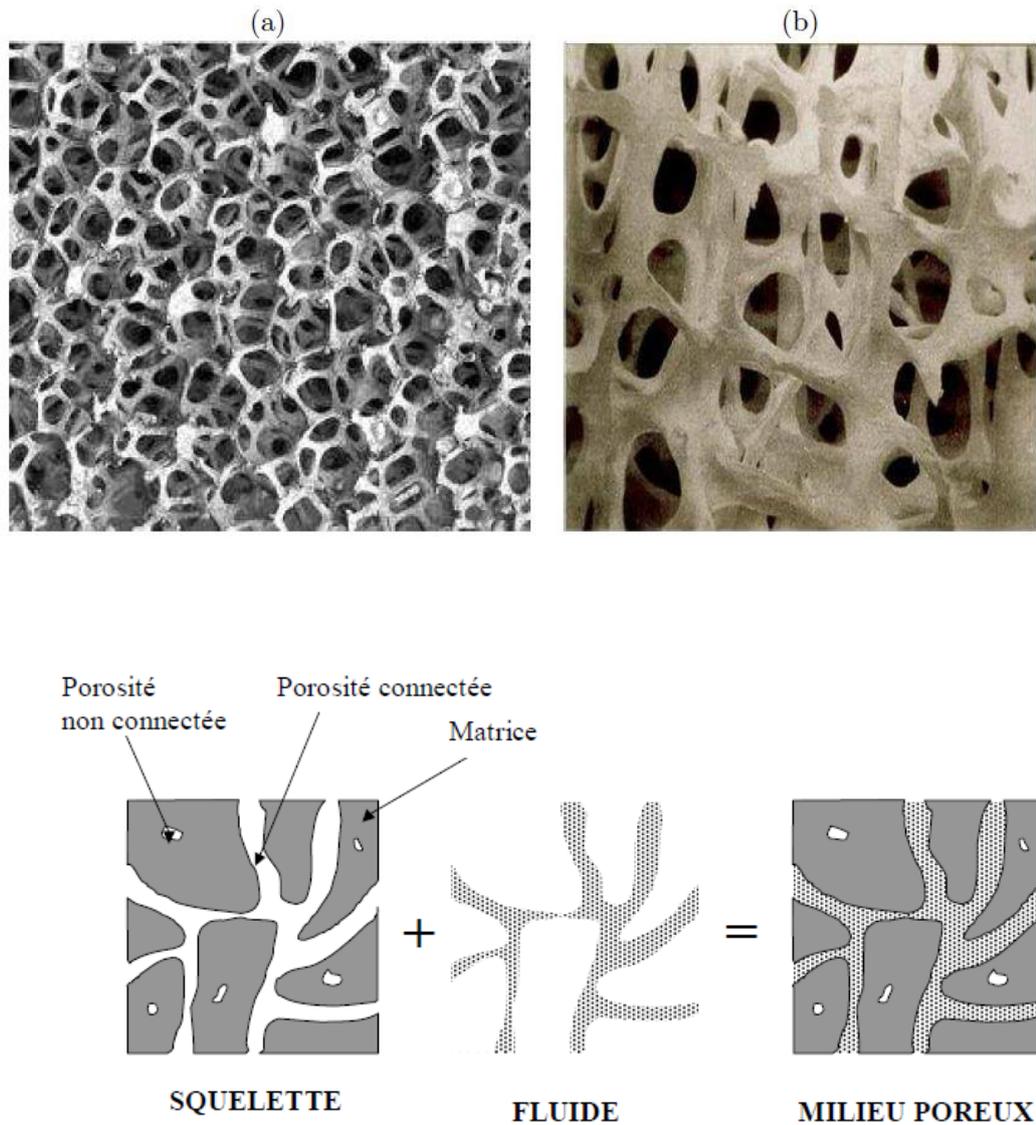
Le sol peut être alors considéré comme un système hétérogène complexe composé de trois phases: la phase solide matérialisée par les particules du sol, la phase liquide constituée notamment par l'eau et la phase gazeuse représentée essentiellement par l'air (Kontoe et al. 2013). Lorsque la phase gazeuse est absente de la matrice poreuse, le milieu considéré est dit saturé c'est le cas des nappes d'eau souterraines.

Divers problèmes importants tels que l'amplification de site, la dispersion et l'atténuation des ondes sismiques sont liées directement ou indirectement à la propagation des ondes sismiques.

Ces dernières années, la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux a reçu un grand intérêt en dynamique des sols et en acoustique. En particulier, les problèmes liés à la propagation des ondes de volume de compression et de cisaillement dans les milieux poreux présentent un grand intérêt pratique.

## **1.2. Poroélasticité dynamique**

Un milieu poreux est un solide (souvent appelé matrice) perméable à un réseau interconnecté de pores remplis d'un fluide, comme illustré sur la figure 1.1.



**Figure 1.1.** Description d'un milieu poreux saturé: (a) céramique, (b) spongieux (Maxime, 2008)

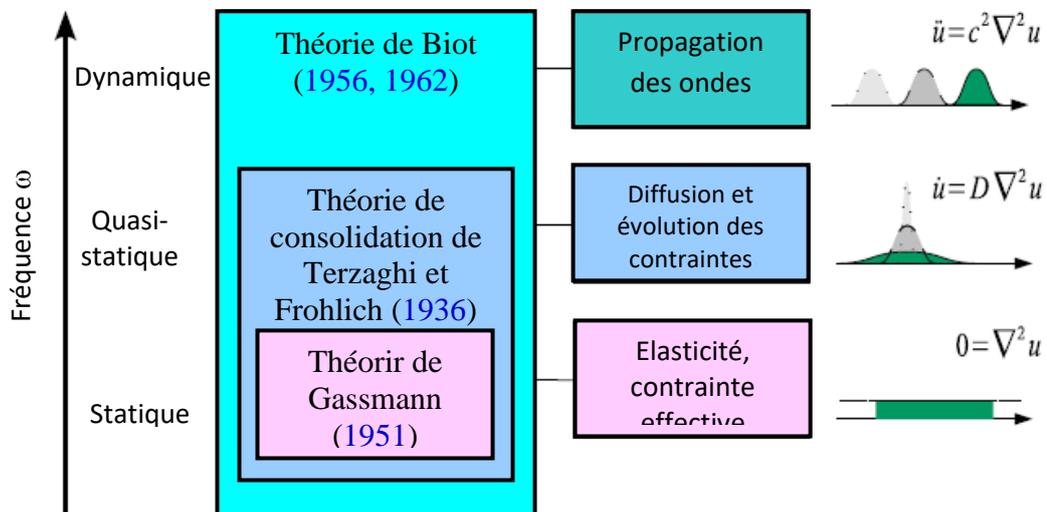
### 1.3. Propagation des ondes dans les milieu poreux: théorie de Biot (1956)

La propagation des ondes élastiques dans les milieux poreux a été initialement décrite par Biot dans les années 1950. Jusqu'à présent, les travaux antérieurs ont porté sur les propriétés effectives et la consolidation des solides poreux (Terzaghi et Frohlich, 1936; Biot, 1941; Gassmann, 1951). Les travaux de Biot sur les milieux poreux ont inclu les effets interstitiels à la description mécanique et ont permis de prédire trois types d'ondes différentes.

En plus des ondes P et S connues pour les milieux élastiques, il existe une seconde onde P, appelée onde lente dans les milieux poroélastiques. Dans de nombreuses études, les deux ondes de compression sont également appelées respectivement ondes de type 1 (P<sub>1</sub> ou onde rapide) et de type 2 (P<sub>2</sub> ou onde lente).

Afin d'obtenir les équations du mouvement des milieux poreux, [Biot \(1956a\)](#) a considéré que la mécanique continue est applicable au milieu biphasé composé d'une matrice solide saturée par un fluide. Il a supposé l'existence de contraintes et des potentiels de dissipation, puis il a utilisé le principe de Hamilton pour obtenir les équations de mouvement .

Des chercheurs ont tenté d'établir des équations du mouvement basées sur les principes de la mécanique à l'échelle microscopique et sur la théorie de l'homogénéisation (comme [L'evy, 1979](#); [Burrige et Keller, 1981](#)) ou la méthode de la moyenne des volumes (comme, [Pride et al., 1992](#)). Une synthèse des concepts fondamentaux des milieux poreux est présentée sur la figure 1.2 ([Attenborough, 1982](#); [Bourbie et al 1987](#); [Carcione, 2001](#)).



**Figure 1.2.** Synthèse des descriptions théoriques des milieux poreux ([Fabien, 2009](#)).

La nature multi-échelle des matériaux terrestres explique leur complexité et la grande variabilité de leurs propriétés physiques. Les mesures sismiques qui sont effectuées à une fréquence particulière contiennent toujours des informations sur une échelle spécifique. Si, par exemple, les résultats de la diagraphie sonique sont interprétés à plus grande échelle, il

faut tenir compte des effets d'échelle qui ne sont tout simplement pas inclus dans la mesure. Cela se fait par des techniques de mise à l'échelle. Du point de vue de la modélisation, l'application raisonnable et réussie de modèles théoriques et d'outils numériques de physique des roches nécessite une bonne compréhension des processus physiques aux différentes échelles.

### 1.4. Présentation des milieux poreux

La figure 1.3 schématise les différentes phases d'un milieu poreux. Le processus d'homogénéisation des phases fluides et solides pour construire un milieu équivalent est défini par des paramètres mécaniques. Deux cas extrêmes qui définissent l'interaction entre la phase fluide et le squelette peuvent être distingués:

1. Un cas drainé où le milieu est considéré comme un système ouvert permettant l'échange de la matière avec l'environnement extérieur et conduit ainsi à une dissipation des surpressions interstitielles.
2. Un cas non drainé où le milieu considéré est un système fermé ne permettant pas l'échange de la matière avec l'environnement extérieur.

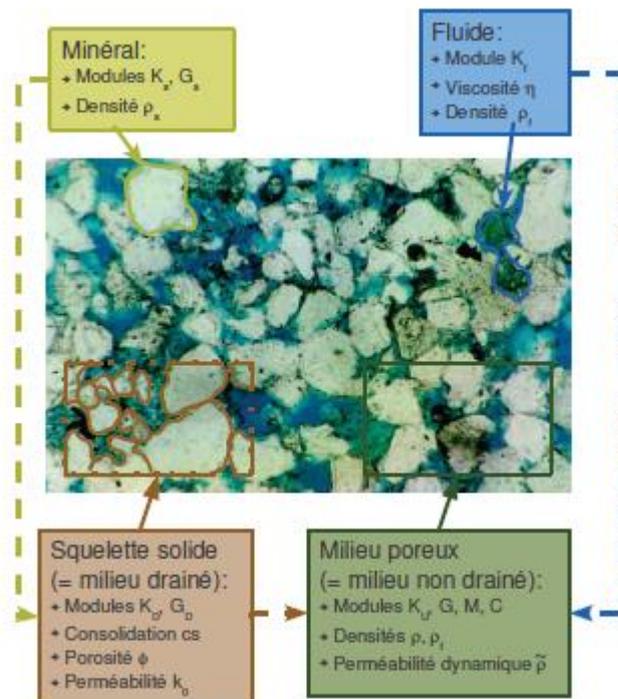


Figure 1.3. Schématisation des différentes phases d'un milieu poreux (Bastien, 2006).

Les caractéristiques du milieu poreux sont introduites sous l'hypothèse d'une matrice élastique linéaire isotrope. Le fluide suit son comportement de nature isotrope. Ainsi, différents modules d'incompressibilité définissant un milieu poreux sont considérés (Bastien, 2006).

- **La phase solide**

Les grains de la phase solide ou des minéraux constitutifs sont combinés pour former une matrice ayant des paramètres relatifs à la phase solide que ce soient ceux des grains ou ceux du squelette.

Ceux mesurés en laboratoire (essais triaxiaux drainés ou non pour les modules d'incompressibilité, essais de cisaillement pour les modules de cisaillement, essais œdométriques pour les paramètres de consolidation du squelette...) sont définis physiquement par trois paramètres: une masse volumique  $\rho_s$ , un module d'incompressibilité non drainé  $K_S$  et un module de cisaillement  $G_S$ . Le tableau 1.1 représente la masse volumique réelle de quelques sols.

**Tableau 1.1.** *Masses volumiques réelles de quelques sols*  
(Abdelghani et al., 2010).

Matériaux	$\rho_s$ (kg / m <sup>3</sup> )
Sols minéraux	2600-2700
Matière organique	1200-1500
Sols organique (MO > 30%)	1400-2000
Sols tourbeux	200-1000
Sol silteux ou argileux structurés	1000-1500
Sols sableux	1400-1700

Le squelette solide est un milieu drainé ayant pour caractéristiques des paramètres relatifs à l'arrangement des grains, leur géométrie et leur état de cimentation. Ces caractéristiques sont la porosité  $n$ , la perméabilité intrinsèque  $k$ , le module d'incompressibilité du milieu drainé  $K_d$  et le module de cisaillement du squelette.

- **Phase fluide**

Les paramètres physiques d'une phase fluide dépendent de la nature des fluides, des valeurs caractéristiques de quelques fluides classiques comme la viscosité  $\eta$ , du module d'incompressibilité  $K_f$  et de la masse volumique  $\rho_f$  du fluide. Des ordres de grandeurs de ces paramètres sont illustrés dans le tableau suivant 1.2.

**Tableau 1.2.** *Caractéristiques mécaniques de quelques fluides classiques (Bastien, 2006).*

Fluide	$K_f$ (GPa)	$\eta \times 10^{-3}$	$\rho_f$ (kg/m <sup>3</sup> )
Eau	2.27	1	1000
Eau de mer	2.6	1.04	1020
Huile	2.16	455	890
Air	$1.5 \times 10^{-4}$	0.018	1.2
Méthane	0.022	0.015	100

- **Notion de porosité**

La porosité dans un milieu poreux saturé est le rapport entre le volume des vides connectés et le volume total. Des valeurs indicatives de la porosités sont données dans le tableau 1.3.

**Tableau 1.3.** *Valeurs indicatives de la porosité totale (Abdelghani et al., 2010).*

Matériaux	(%)
Sols argileux et silteux	40-60
Sables fins	40-50
Sables moyens	35-40
Sables grossiers	25-35
Graviers	20-30
Sols tourbeux	80-85

## **1.5. Synthèse de travaux antérieurs sur des cas pratiques de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux**

### **1.5.1. Propagation des ondes dans les milieux poroélastiques**

Durant les dernières années, des problèmes liés à la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux et aussi des cas pratiques réels ont reçu une attention considérable par les chercheurs. Différentes méthodes analytiques et numériques sont appliquées pour obtenir la solution des équations d'onde dans le but de permettre des applications répandues en science et technologie. Parmi les méthodes analytiques de résolution des équations d'ondes, il y a celles qui sont appliquées à des milieux homogènes (solution déterministe) et d'autres à des milieux aléatoirement non homogènes (solution stochastique). Pour le cas stochastique, les incertitudes sur les propriétés des sols sont tenues en compte en faisant appel à la dynamique des sols stochastique.

La méthode utilisée pour analyser la réponse sismique de site nécessite dans de nombreux cas l'utilisation de mouvements du sol enregistrés durant des séismes antérieurs. Cependant, comme il n'est pas souvent possible d'enregistrer convenablement les mouvements sismiques du sol, notamment dans les zones à faible sismicité, le recours à la simulation artificielle est indispensable pour la conception des structures ([Djilali Berkane, 2019](#)). Une telle simulation est basée sur la propagation des ondes sismiques dans les milieux de sol. L'analyse sismique des bâtiments est généralement réalisée sous l'hypothèse d'une excitation uniforme, ce qui signifie que les excitations sismiques en tous les points de la base sont identiques. Dans ce cas, la propagation unidimensionnelle des ondes s'applique. D'autre part, une analyse détaillée des observations d'un réseau de forage 3D sur un site instrumenté pendant le tremblement de terre de Kobe de 1995 au Japon a révélé que la saturation en eau interstitielle des sols peu profonds peut avoir un effet significatif sur l'amplification du mouvement vertical du sol ([Yang and Sato, 2000a](#)). Les résultats de cette étude indiquent que la saturation partielle des sols proches de la surface a joué un rôle essentiel dans l'amplification du mouvement vertical. Cette analyse a permis de développer un grand intérêt pour l'effet de la saturation partielle sur le mouvement sismique du sol dans les milieux poreux ([Lin, 2005](#); [Wang, 2002](#); [Carcione, 2004](#)).

Sachant qu'un milieu poreux est un matériau contenant des pores, ces pores sont généralement remplis d'un fluide (liquide ou gaz). Le concept de milieu poreux a été utilisé dans de nombreux domaines des sciences appliquées et de l'ingénierie : filtration, acoustique, mécanique des sols et des roches, ingénierie de la construction, hydrogéologie, biophysique et science des matériaux. Par conséquent, l'étude de la réponse dynamique des milieux poreux est d'une grande importance (Yew, 1976 ; Chen, 2011). Cette réponse est régie par certaines propriétés de la structure telles que la porosité, la perméabilité et le degré de saturation. L'effet de la porosité, de la contrainte initiale et de la gravité a été décrit par de nombreux chercheurs (Kalyani, 2008; Ghorai, 2010; Gupta, 2013; Pal, 2015). Dans le même contexte, Kim et al. (2002a) ont examiné la compressibilité des grains solides et du fluide interstitiel et ont formulé une solution analytique pour la vitesse de propagation et d'amortissement des ondes dans les milieu poreux complètement saturés. Dans un article ultérieur, Kim et al. (2002b) ont donné une discussion approfondie sur l'impact du matériau et les paramètres géométriques (forme des pores, frottement des fluides, propriétés des fluides, porosité, coefficient de Poisson) du média sur les vitesses et l'atténuation des ondes. En se basant sur le modèle poroélastique formulé par Wei et Muraleetharan (2002), Li et al. (2018) ont décrit l'impact de la saturation sur le mouvement du sol du système couche de sol non saturée sur rocher excité par des ondes planes P et SV pour différents angles d'incidence et fréquences d'ondes pour un sol avec différentes porosités.

Plusieurs problèmes sont liés à la propagation des ondes dans les milieux poreux, comme la liquéfaction, l'interaction sol-structure et les effets de site (Chen et al., 2018 ; Nayak, 2021). La prédiction de la réponse sismique des milieux poreux est essentielle pour simuler correctement la génération, la distribution et la dissipation de l'excès de pression d'eau interstitielle pendant et après une secousse sismique (Taiebat et al., 2010). Pour atteindre cet objectif, une formulation entièrement couplée pour l'interaction solide-fluide et un outil numérique adéquat sont nécessaires. Un tel outil permet de comprendre le comportement du milieu poreux en termes, entre autres, de distribution des déplacements, de la pression interstitielle et des contraintes le long de la profondeur du milieu étudié. Yang and Sato (2000a) ont proposé des formules de la vitesse de l'onde P et du coefficient de Poisson pour les sols poreux.

De même, [Yang and Sato \(2000b\)](#) et [Wang and Sato \(2002\)](#) ont étudié les effets du degré de saturation sur les mouvements sismiques du sol à la surface libre d'un système multicouche. Ces deux études ont montré que les mouvements sismiques verticaux peuvent significativement être affectés par le degré de saturation des couches de sol. Cependant, [Wang and Sato \(2002\)](#), ont examiné l'impact du niveau des eaux souterraines sur la propagation des ondes sismiques. Leurs résultats ont également montré que le niveau de saturation de l'eau peut affecter remarquablement l'amplification de la composante verticale des ondes sismiques. D'autres chercheurs ont analysé les ondes élastiques dans un milieu poreux non saturé en utilisant les équations aux dérivées partielles ([Chen et al., 2011](#) ; [Lo, 2007](#) ; [Lo, 2008](#) ; [Chen et al., 2012](#)). Ces études ont démontré que dans un milieu particulier, il existe quatre ondes de volume: trois ondes de compression (ondes  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ ) et une onde de cisaillement (onde S), dans lesquelles les ondes  $P_1$  et  $P_2$  sont semblables aux ondes de compression rapide et lente de la théorie de Biot, et une onde  $P_3$  surgit en raison de la présence d'une phase gazeuse. Les paramètres de structure régissant le comportement sismique d'un milieu poreux (porosité, perméabilité, degré de saturation, ...) sont obtenus expérimentalement et peuvent alors être associés à de grandes incertitudes ([Wagner et al., 2021](#)).

Par conséquent, les incertitudes des paramètres affectent le comportement des systèmes et le degré d'influence ne peut être évalué que dans un contexte probabiliste ([Guellil et al., 2017](#) ; [Djilali Berkane et al., 2019](#)) où ces paramètres incertains peuvent être considérés comme des variables aléatoires. [Sadouki et al. \(2018\)](#) ont présenté une formulation unifiée des équations gouvernantes pour la propagation unidimensionnelle (1-D) des ondes dans les milieux poreux stratifiés anisotropes en tenant compte de l'effet des incertitudes des propriétés du milieu poreux (saturation et porosité) à l'aide des simulations de Monte Carlo. L'étude a montré que l'augmentation des incertitudes sur la porosité (coefficient de variation élevé) diminue les amplitudes moyennes des fonctions d'amplification et déplace les fréquences fondamentales. Cependant, aucun effet n'est observé sur la dispersion des ondes de Love et la fonction d'amplification pour les variations aléatoires de la perméabilité. [Sadouki et al \(2019\)](#) ont montré que le niveau d'anisotropie et le caractère aléatoire affectent significativement la dispersion des ondes de Love.

### **1.5.2. Propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques**

L'évaluation de la réponse du site aux excitations sismiques peut servir de mouvements d'entrée aux structures en génie parasismique (Sugito et al., 2000). L'analyse de la réponse sismique de site, qui est une composante essentielle de la prédiction du mouvement du sol lors d'un séisme (Stewart et al., 2014), consiste à estimer le mouvement du sol à la surface d'un site en connaissant le mouvement du substratum rocheux et les caractéristiques du profil du sol (Harichane et al., 2005 ; Sadouki et al., 2012 ; Sadouki et al., 2018). Elle est le plus souvent basée sur la définition d'une fonction de transfert ou d'amplification (Harichane et al., 2005). Cette fonction d'amplification, appelée parfois spectre d'amplification ou facteur d'amplification, est très influencée par la propriété d'amortissement du sol (Yang and Yan, 2009).

Le comportement dynamique des milieux poreux a été décrit au moyen de la théorie de Biot sur la poroélasticité depuis le milieu des années 50 (Carcione, 2015). Dans la théorie de Biot, il est supposé que la perte d'énergie est uniquement due au mouvement relatif entre le fluide poreux visqueux et les particules solides à l'échelle macroscopique, et tout écoulement induit par les ondes à l'échelle microscopique est ignoré (Liu et al., 2018). Vue la nature visqueuse de la dissipation d'énergie, l'amortissement dû aux mécanismes mentionnés ci-dessus est connu sous le nom d'amortissement dépendant de l'écoulement ou amortissement visqueux, comme indiqué par Bolton et Wilson (1990) et Ellis et al. (2000).

Cependant, sous chargement dynamique, l'amortissement du squelette solide peut provoquer en outre une dissipation d'énergie (Yang et al., 2020 ; Yang et al., 2020b) en raison du roulement et du glissement aux contacts des particules et de la création et de la suppression des contacts des particules (Qiu, 2006). Ce type d'amortissement, qui est la source unique d'amortissement des matériaux dans les sols secs, est appelé amortissement du squelette ou viscoélasticité du squelette solide indépendante de l'écoulement. Cependant, les effets de cette énergie intrinsèque ne suscitent pas un grand intérêt de la part des chercheurs. Puisque l'amortissement du squelette, généralement utilisé dans l'amplification du mouvement du sol et l'analyse de la réponse du site, a été largement caractérisé comme visqueux, Qiu (2006) a désigné l'amortissement dû à l'écoulement de Biot comme amortissement hydraulique lors de la présentation des solutions théoriques pour la réponse en régime permanent au sommet d'une colonne de sol poroélastique saturée soumise à des excitations harmoniques de compression et de rotation. L'amortissement induit par

l'écoulement de Biot a été étudié et quantifié par [Bardet \(1995\)](#) en utilisant la théorie d'un système à un seul degré de liberté visqueusement amorti, basé sur le facteur d'amplification dynamique d'une colonne de sol composée de sols poroélastiques presque saturés, soumis à une contrainte normale harmonique en surface. [Bardet \(1995\)](#) a montré que l'amortissement de l'écoulement de Biot pour les graviers et les sables denses, varie de 0 à 0.7, et a avancé qu'il ne peut donc pas être négligé sachant que le coefficient d'amortissement du squelette pour ces sols varie typiquement de 1% à 7%. D'autre part, [Yang and Sato \(2000\)](#) ont calculé l'amplification du mouvement d'une colonne de sol partiellement saturée soumise à des excitations verticales à sa base rigide. Ils ont utilisé ce modèle pour interpréter l'amplification sismique verticale sur le site étudié. Cependant, ce modèle prend en compte l'effet de la viscosité du fluide par l'écoulement de Biot mais ignore l'amortissement du matériau du sol (squelette) comme cela est fait dans la théorie classique des milieux poreux.

De nombreux sismologues considèrent les milieux terrestres comme viscoélastiques ([Morzov et al., 2019](#)). [Bardet \(1992\)](#) a établi un modèle viscoélastique pour évaluer le comportement dynamique des milieux poroélastiques presque saturés en se basant sur la vitesse et l'atténuation des ondes de compression et de cisaillement selon la théorie de [Biot \(1956\)](#). Les modèles viscoélastiques de [Bardet \(1992\)](#) ont été établis sur la base des observations selon lesquelles les matériaux poroélastiques et les matériaux de Kelvin-Voight ont des expressions similaires pour la vitesse et l'atténuation des ondes de dilatation et de distorsion.

Le mouvement du sol induit par un séisme est à la fois horizontal et vertical et les études actuelles supposent que l'amplification du mouvement vertical du sol est associé aux ondes P et SV se propageant verticalement, tandis que l'amplification du mouvement horizontal du sol est associée aux ondes SH verticales ([Yang, 2006](#)) et même aux ondes de surface ([Sadouki et al., 2018](#)). Cependant, l'amplification du mouvement vertical n'a pas reçu une attention suffisante. [Yang et al. \(2020\)](#) ont étudié l'effet de l'amortissement du squelette sur l'amplifications des mouvements horizontaux et verticaux d'une couche de sol viscoélastique partiellement saturée. Tandis que [Chen et al. \(2020\)](#) ont étudié la réponse dynamique de colonnes de sol partiellement saturées sous des charges de surface axiales et latérales en considérant l'amortissement visqueux.

### 1.5.3. Quelques modèles de sol soumis à la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux

Rao Rama et Sarma (1984) ont discuté le problème de génération d'ondes SH dû à une discontinuité de contrainte de cisaillement à l'interface d'un demi-espace de matériaux poroélastiques. Pour le même type d'onde, Sharma et Gogna (1993) ont examiné la réflexion et la réfraction des ondes SH dans un milieu initialement soumis à une contrainte, consistant en une couche sableuse s'étendant sur un demi-espace solide poreux saturé en fluide.

Ghorai et al. (2010) ont discuté le cas d'une couche poreuse saturée de liquide sous une interface rigide et reposant sur un demi-espace élastique sous l'effet de la gravité sous une excitation due à l'onde de Love (Figure 1.4) et ont discuté principalement les limites inférieure et supérieure de la vitesse de l'onde (Figure 1.5).

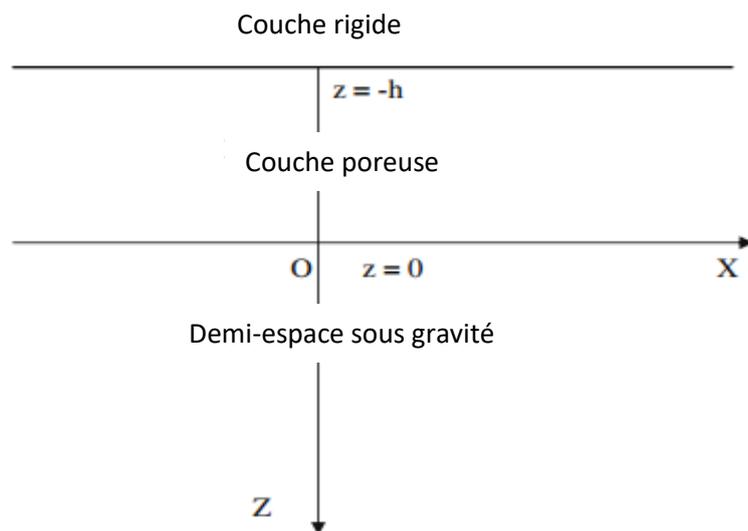


Figure 1.4. Représentation d'un cas pratique de d'onde de Love (Ghorai et al., 2010).

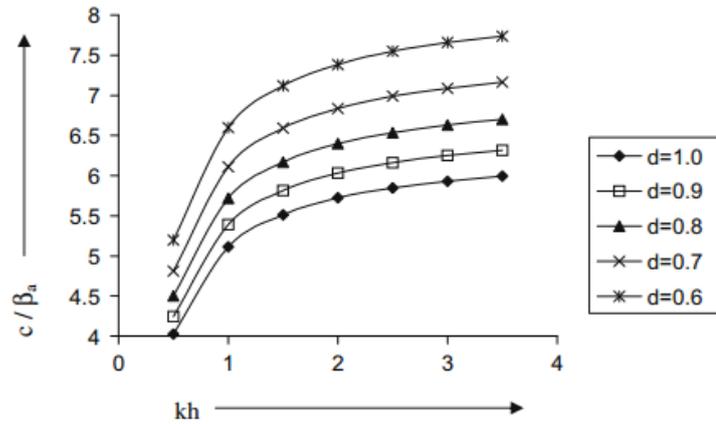


Figure 1.5. Phase de la vitesse en fonction du nombre d'onde pour différentes valeurs de la porosité (Ghorai et al., 2010).

L'étude analytique des effets de saturation sur l'amplification sismique verticale d'une couche de sol partiellement saturée a été développée par Yang et al. (2001) (Figure 1.6).

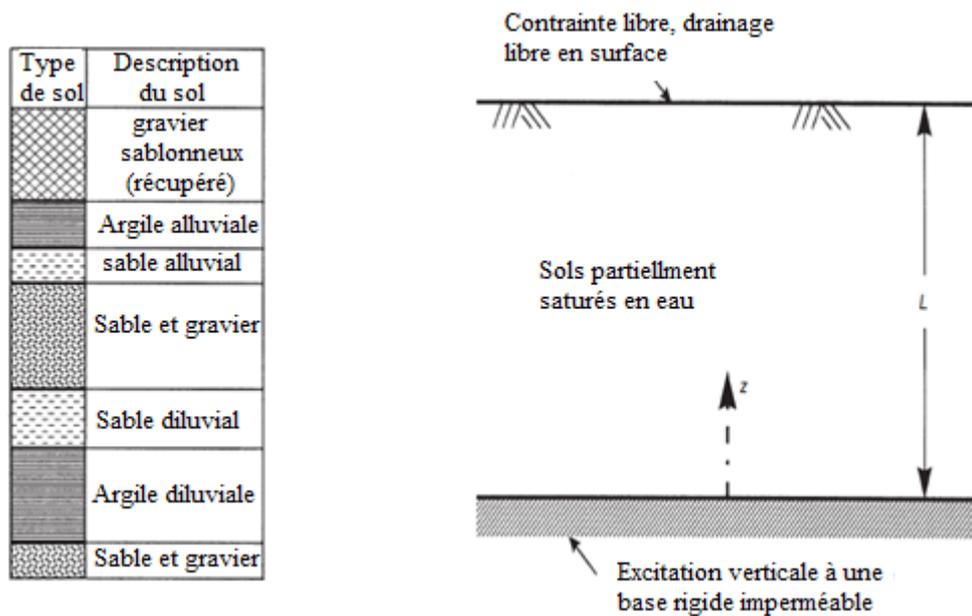
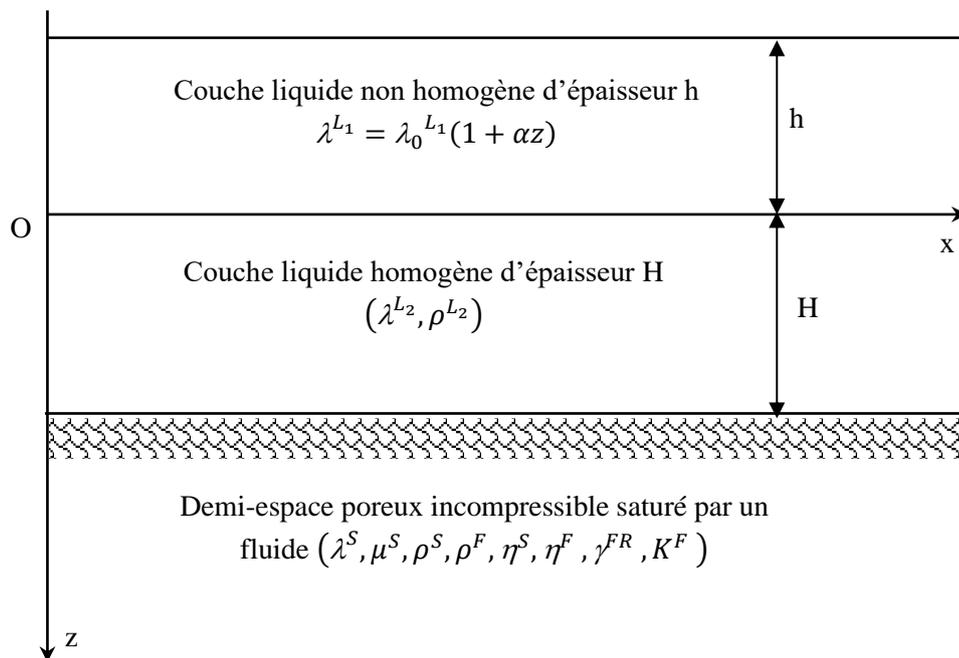


Figure 1.6. Une couche soumise à une excitation sismique à sa base (Yang et al., 2001).

Utilisant le même modèle, Yang et al. (2000) ont montré que des faibles variations dans le degré de saturation provoquent des variations importantes notamment dans la vitesse

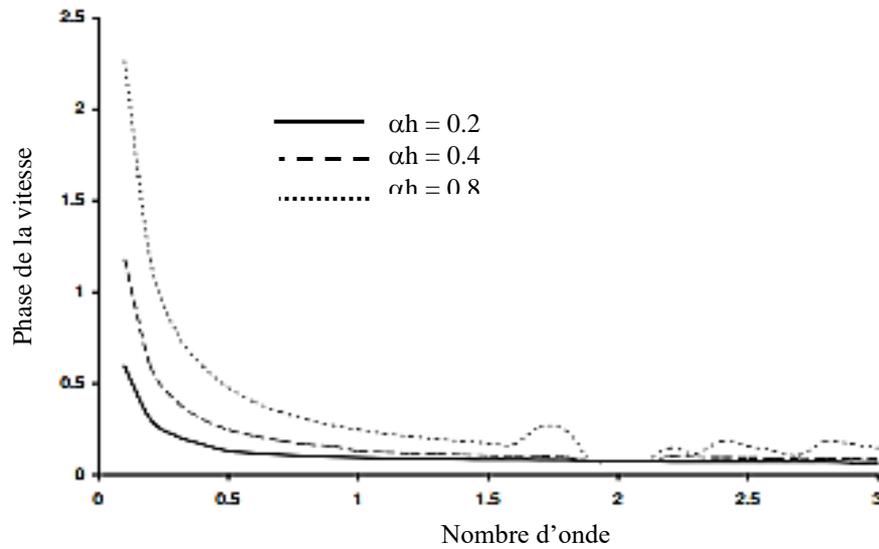
de l'onde de compression P tandis que pour les ondes S l'effet de la variation du degré de saturation est négligeable. Utilisant le même modèle, [Yang et al. \(2006a\)](#) ont étudié l'amplification sismique d'une couche de sol reposant sur un rocher aux ondes SV incidentes obliques.

Un cas pratique de la propagation des ondes de surface dans un demi-espace poreux saturé incompressible sous une double couche constituée de liquides non homogènes et homogènes basé sur la formulation de [Boer et Ehlers \(1990\)](#) et [Boer et al. \(1993\)](#) est représenté par la figure 1.7.



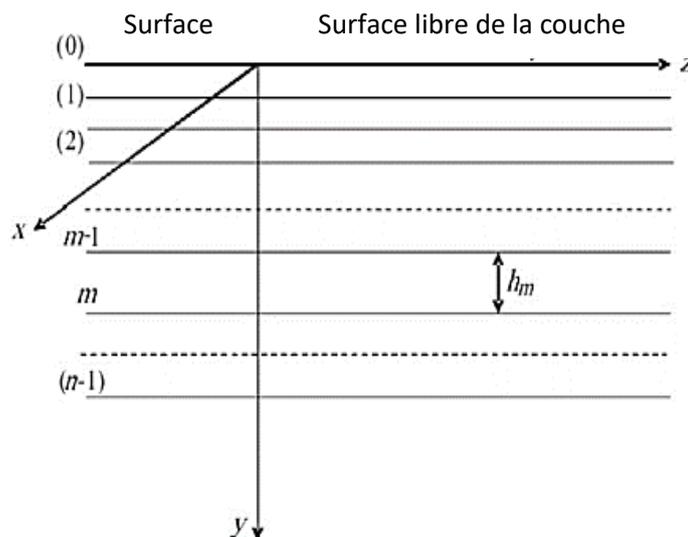
**Figure 1.7.** Cas pratique schématisant une onde de surface ([Kumar et al., 2007b](#)).

Les auteurs ont constaté que la non homogénéité de la couche liquide, le rapport des épaisseurs des couches liquides et la présence du liquide dans les pores du demi-espace poreux incompressible ont un effet significatif sur la dispersion des ondes de surface présenté par la figure 1.8.



**Figure 1.8.** Variation de la phase de la vitesse de l'onde de surface avec le nombre d'onde (Kumar et al., 2007b)

Pallavika et al. (2008) ont utilisé la méthode des différences finies pour modéliser la propagation des ondes SH dans un milieu poreux multicouche pour différentes valeurs d'anisotropie et de paramètres de porosité du milieu. Dans le même contexte, Pal et al. (2008) ont traité la propagation des ondes SH dans un milieu poreux multicouche avec anisotropie de type Weiskopf (Figure 1.9) se basant sur la théorie de Biot.



**Figure 1.9.** Onde de surface dans un multicouches (Pal et al., 2008)

La méthode des différences finies a été utilisée pour modéliser le problème de propagation des ondes et aussi pour analyser l'effet de la porosité et des facteurs d'anisotropie sur la phase de la vitesses (Figure 1.10).

Gupta et al (2010) ont étudié la propagation des ondes de cisaillement dans un milieu non homogène anisotrope incompressible avec contrainte initiale. Ils ont constaté que les vitesses des ondes de cisaillement dépendent de la direction de propagation de l'anisotropie, de la non-homogénéité du milieu et de la contrainte initiale. Le calcul numérique a montré que la présence de la contrainte de compression initiale dans le milieu réduit la vitesse de propagation alors que la contrainte de traction augmente aussi la vitesse de l'onde qui dépend aussi de l'inclinaison de la direction de sa propagation.

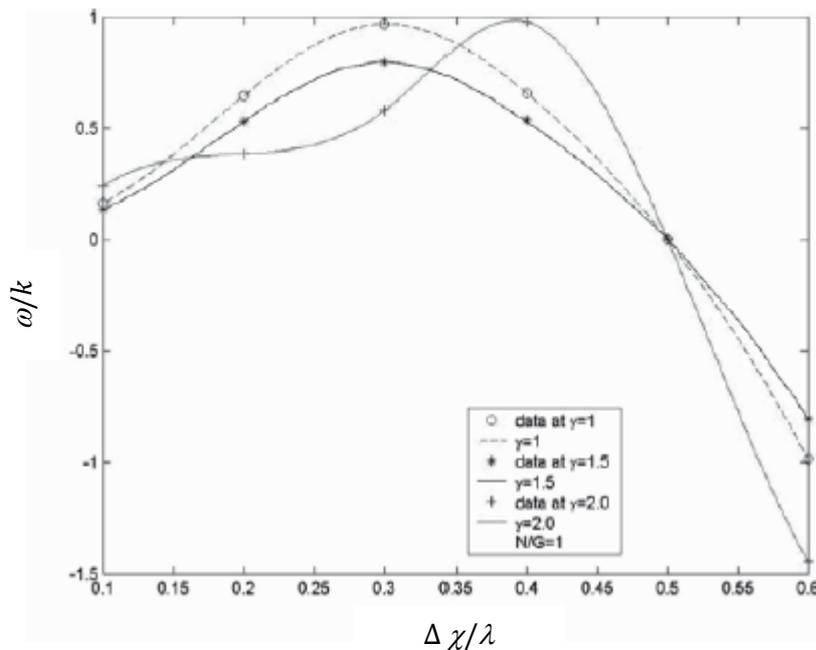
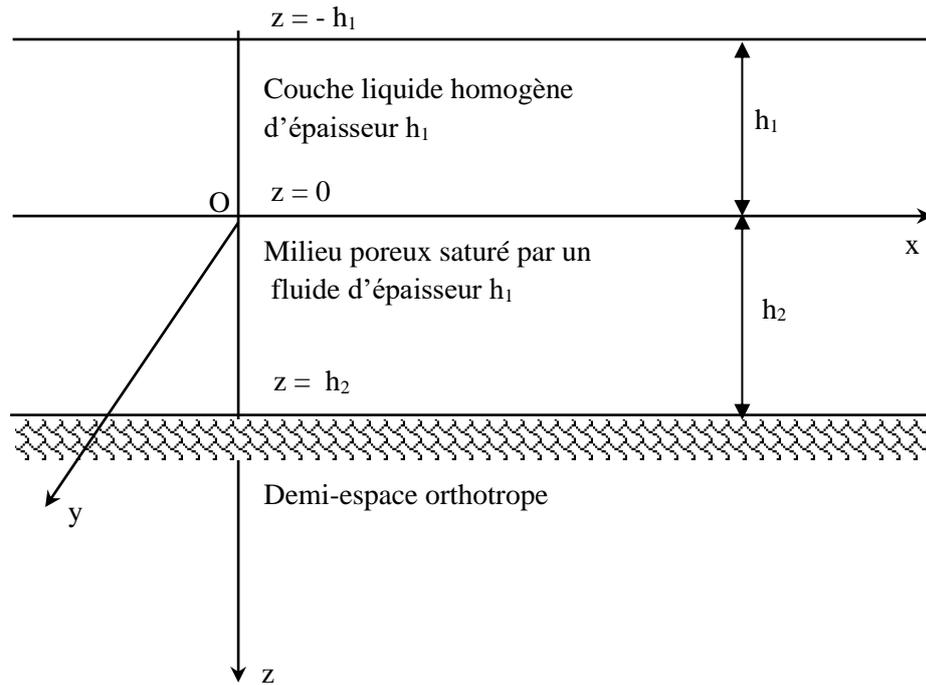


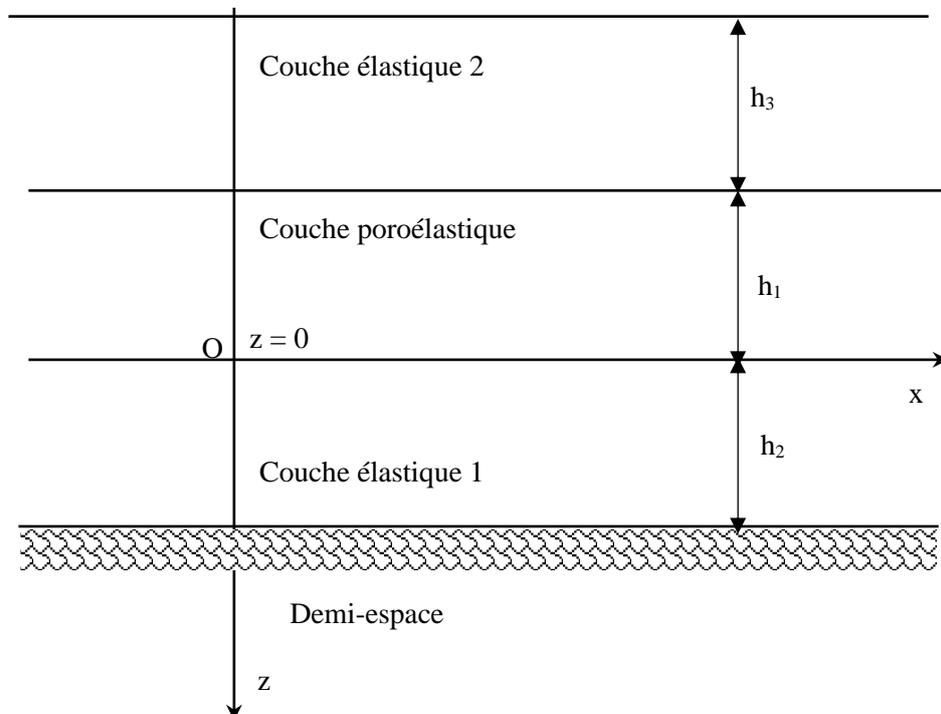
Figure 1.10. Variation de la phase de la vitesse de l'onde de surface (Pal et al., 2008)

L'équation de dispersion des ondes de surface est étudiée par Pal et al. (2012) dans une couche poreuse saturée occupant un demi-espace élastique orthotrope et se trouvant sous une couche de liquide uniforme (Figure 1.11).



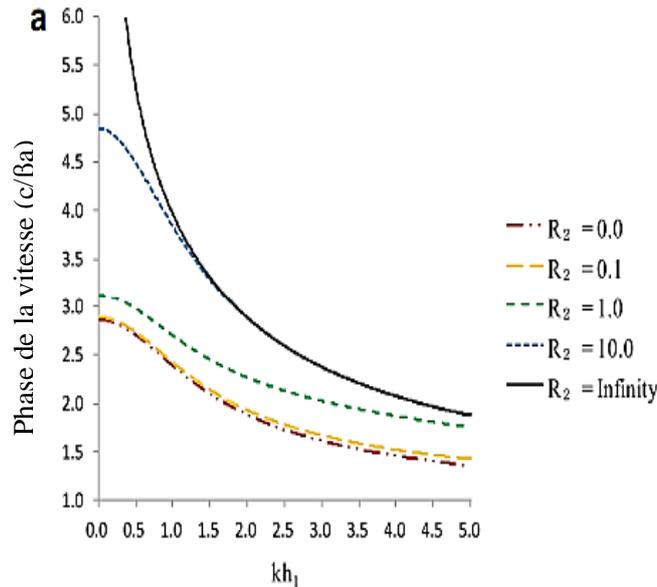
**Figure 1.11.** Représentation d'un cas pratique d'onde de surface (Pal et al., 2012)

Seon et al. (2012) ont étudié la propagation des ondes de cisaillement dans une couche isotrope poroélastique entre deux couches élastiques (Figure 1.12).



**Figure 1.12.** Représentation d'un cas pratique schématisant l'onde SH (Seon et al., 2012)

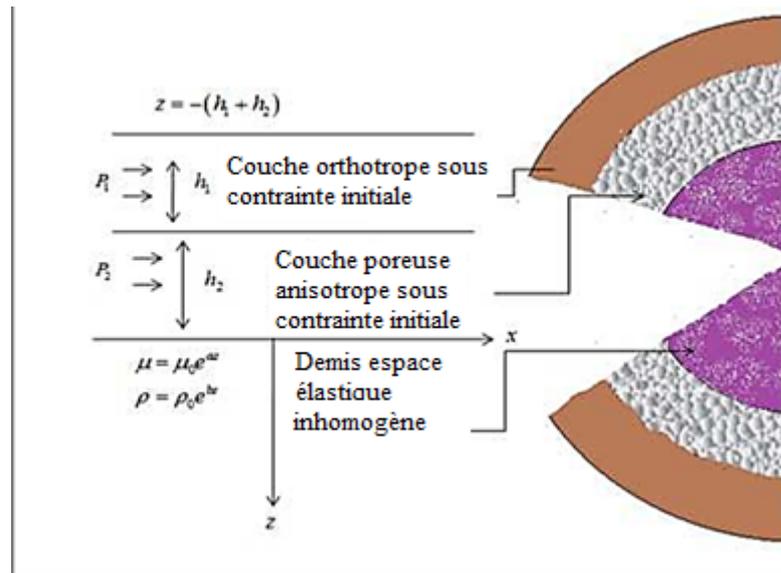
Ils ont observé que les phases de la vitesses augmentent avec l'augmentation de la porosité. Mais à mesure que l'anisotropie augmente, les phases de la vitesses diminuent pour différentes géométries (Figure 1.13).



**Figure 1.13.** Variation de la phase de la vitesse de l'onde SH avec le nombre d'onde (Seon et al., 2012)

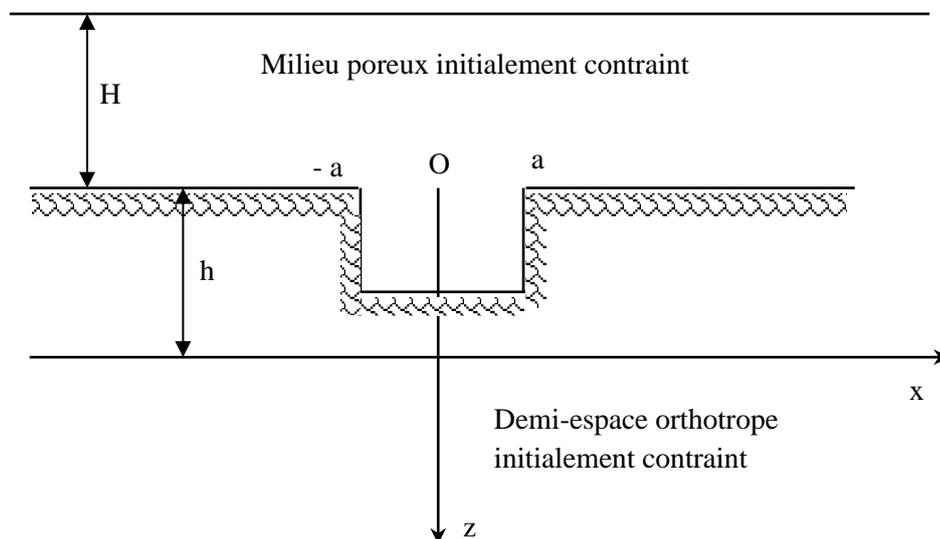
La propagation des ondes de type SH dans un milieu à double couche de surface où la couche supérieure est un milieu imperméable élastique et isotrope et la couche intermédiaire est un milieu poreux transversalement-isotrope rempli de fluide et le tout repose sur un demi-espace élastique imperméable non homogène est étudiée par Bansal et al. (2011).

Rehena et al. (2015) ont présenté l'effet de la contrainte initiale et l'existence d'une onde de type SH dans une couche poreuse sous une contrainte initiale (prise en sandwich) entre une couche orthotrope sous une contrainte initiale et un demi-espace homogène. Ils sont observés que la propagation de l'onde SH est influencée par les caractéristiques du milieu telles que la porosité, la contrainte initiale, l'anisotropie et le paramètre d'homogénéité (Figure 1.14).



**Figure 1.14.** Onde de cisaillement SH dans un milieu à double couche de surface  
(Rehena et al., 2015)

La propagation d'une onde de Love dans un milieu poreux initialement sollicité sur un milieu orthotrope semi-infini avec une interface irrégulière (Figure 1.15) a été étudiée par Vaishnav et al. (2016).



**Figure 1.15.** Onde de Love dans un milieu poreux initialement sollicité sur un milieu orthotrope semi-infini avec une interface irrégulière (Vaishnav et al., 2016).

La méthode de séparation des variables a été adoptée pour obtenir la relation de dispersion de l'onde de love. Il a été observé que la présence de la porosité, de la contrainte

initiale et de l'irrégularité affecte la phase de la vitesse de l'onde de Love. La contrainte initiale dans le milieu poreux augmente la phase de la vitesse de l'onde de Love tandis que la phase de la vitesse diminue dans le milieu orthotrope en raison de la contrainte initiale. La phase de la vitesse de l'onde de Love diminue également avec la profondeur d'irrégularité dans le milieu orthotrope.

Majhi et al. (2016) se sont intéressés à la propagation d'ondes SH dans une couche viscoélastique inhomogène reposant sur un demi-espace isotrope inhomogène (Figure 1.16). Pour l'étude de la couche viscoélastique, le modèle de type Kelvin-Voigt a été utilisé. L'inhomogénéité exponentielle est considérée dans la couche viscoélastique tandis que pour le demi-espace elle est de type quadratique avec un paramètre d'inhomogénéité unique pour la rigidité et la densité.

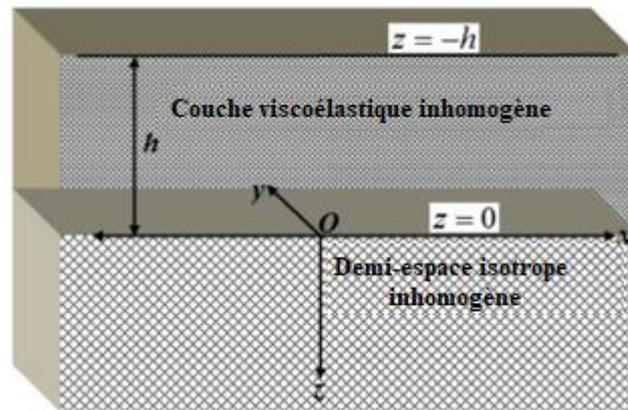


Figure 1.16. Onde SH dans une couche viscoélastique inhomogène (Majhi et al., 2016).

Chao Li (2014) a proposé une méthode de modélisation et de simulation des mouvements sismiques du fond marin sur les sites offshore qui sont composés d'un rocher à la base, des couches de sol poreuses et de la couche marine en se basant sur les équations hydrodynamiques fondamentales et la théorie de propagation des ondes unidimensionnelles. Les mouvements du rocher sont supposés constitués d'ondes P et S (Figure 1.17). Les fonctions de transfert du site offshore sont calculées en incorporant la matrice de rigidité dynamique dérivée de la couche marine dans la matrice de rigidité totale. L'effet de la saturation en eau sur la vitesse des ondes P et le coefficient de Poisson des couches de sol sous-marines est pris en compte dans le modèle. Les mouvements sismiques à la surface du sol sont simulés de manière stochastique.

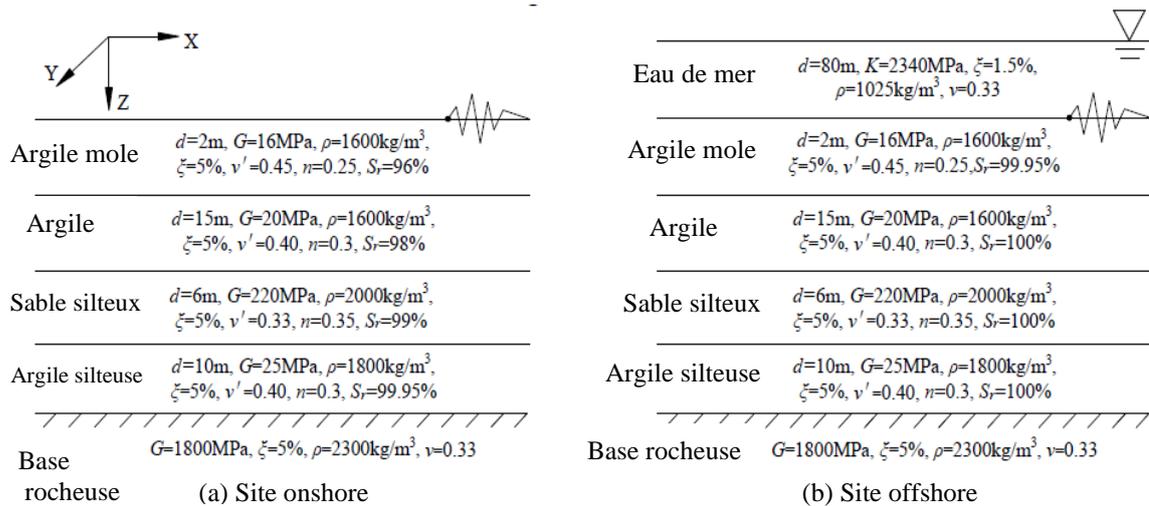


Figure 1.17. Exemple de sites onshore et offshore (Chen et al., 2014).

La réponse dynamique d'un milieu poreux saturé sous des ondes harmoniques (Figure 1.18) est évaluée par Mehmet can ulker (2014) avec une solution analytique.

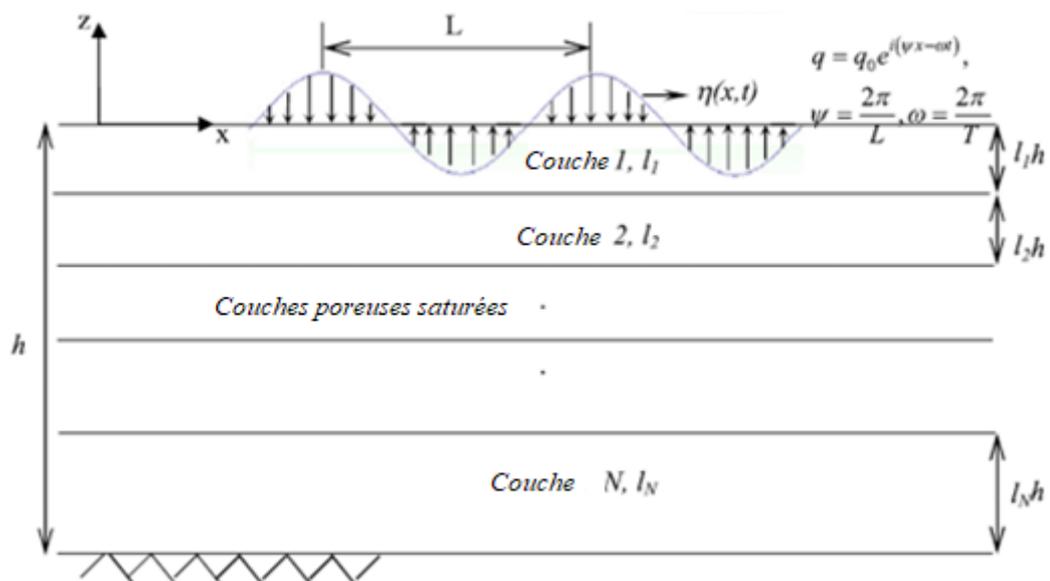


Figure 1.18. Multicouche poreux bidimensionnel soumis à une charge harmonique (Mehmet can ulker, 2014)

Les méthodes semi-analytiques sont présentées en termes de variations de la pression interstitielle et de contraintes en considérant un ensemble de paramètres non dimensionnels et leurs rapports respectifs.

## **1.6. Méthodes d'étude de la propagation des ondes dans les milieux poreux**

Il existe deux méthodes principales de l'étude de la propagation des ondes dans les milieux poreux : méthodes analytiques et méthodes numériques.

### **1.6.1. Les méthodes analytiques**

Plusieurs formulations analytiques ont été utilisées afin de déterminer la solution «exacte» du problème de propagation d'ondes dans un milieu poro-élastique. Parmi celles ci, il existe la méthode de résolution de [Tabatabaie et al. \(2019\)](#) basée sur la théorie de consolidation dynamique bidimensionnelle de Biot. La solution a permis de déterminer les déplacements et les contraintes du sol en surface et en n'importe quel point du massif et d'étudier l'effet de certains paramètres tels que la compressibilité et la perméabilité sur la réponse dynamique du solide et du fluide qui composent le sol.

Diverses approches analytiques ont été proposées qu'elles soient dans le domaine fréquentiel ou temporel. Une solution semi-analytique pour les milieux poreux multicouches est proposée par [Lefeuvre-Mesgouez et Mesgouez \(2009\)](#), basée sur la décomposition de Helmholtz. Les fonctions de Green dynamiques bidimensionnelles pour un demi-espace poroélastique sont obtenus par [Senjuntichai et Rajapakse \(2014\)](#). [Zimmerman et Stern \(1994\)](#) ont trouvé plusieurs solutions semi-analytiques pour certains problèmes de base de la propagation d'ondes harmoniques dans un milieu poroélastique .

### **1.6.2. Les méthodes numériques**

Vu que les méthodes analytiques peuvent être utilisées uniquement pour des configurations physiques très simples, très loin de la réalité, les méthodes numériques comme la méthode des éléments finis et la méthode des différences finies prennent place. La méthode des éléments de frontière a été la première méthode numérique développée pour la résolution des problèmes de propagation d'ondes dans un milieu poro-élastique en tenant en compte des conditions géologiques locales de sol (milieu multicouche, nonhomogène, etc.).

En milieux stochastiques, parmi les méthodes numériques de résolution des équations d'ondes, on cite les méthodes de Monte Carlo (MC) qui sont des méthodes visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires, c-à-d en manipulant des nombres choisis aléatoirement en conséquence de la prise en compte des incertitudes autour des valeurs des paramètres du milieu

## **1.7. Conclusion**

Ce chapitre a consisté en une recherche bibliographique sur le comportement d'un milieu poreux en tenant compte du caractère bi-phasique du milieu. Il sort de l'étude que l'aspect biphasique du sol est pris en compte à travers une variation de la porosité et la perméabilité du sol. Aussi le degré de saturation a un grand effet sur les différentes composantes des mouvements sismiques des sols induits par la propagation des deux principaux types d'ondes de volume P et S.

# Chapitre 2

*Formulation de la propagation des ondes sismiques dans les milieux viscoporoélastiques*

## 2.1. Introduction

L'objectif principal du présent chapitre est de présenter une formulation efficace de la propagation des ondes dans les milieux poreux qui prend en compte l'amortissement de l'écoulement de Biot et l'amortissement du squelette. Cette formulation, appropriée aux milieux poreux partiellement ou entièrement saturés, s'applique pour différentes conditions de chargement et adaptable à plusieurs configurations de sol. En outre, une relation entre l'amortissement du squelette visqueux et le temps de relaxation est proposée sur la base de l'utilisation du modèle de Kelvin-Voigt en vibrations harmoniques.

## 2.2. Équations d'ondes sismiques pour les milieux poroélastiques

Sous l'hypothèse d'un matériau solide isotrope et élastique où le fluide interstitiel ne permet qu'une déformation par dilatation, les deux équations gouvernantes couplées de la poroélastodynamique sont les suivantes (Biot 1956a; Biot 1956b).

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda_c + \mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + \alpha M \nabla(\nabla \cdot \vec{w}) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho \vec{u} + \rho_f \vec{w}) \quad (2.1a)$$

$$\nabla(\alpha M(\nabla \cdot \vec{u}) + M(\nabla \cdot \vec{w})) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_f \vec{u} + m' \vec{w}) + \frac{\eta}{k} \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} \quad (2.1b)$$

Où les opérateurs  $\nabla^2$  et  $\nabla$  représentent le Laplacien et le gradient, respectivement. Les constantes  $\lambda$  et  $\mu$  sont les constantes de Lamé drainées pour le solide.  $\eta$  est la viscosité dynamique de la phase fluide et  $k$  la perméabilité intrinsèque du squelette en unité du  $m^2$ .  $\rho$  est la masse volumique du matériau, définie par l'expression ci-dessous, reliant les masses volumiques des grains solides et du fluide  $\rho_s$  et  $\rho_f$ , respectivement, à la porosité  $n$

$$\rho = (1 - n)\rho_s + n\rho_f \quad (2.2)$$

La quantité  $m'$  est une notation abrégée utilisée dans l'équation (2.1b) donnée comme suit

$$m' = \frac{\rho_a}{n^2} + \frac{\rho_f}{n} \quad (2.3)$$

avec  $\rho_a$  est la masse volumique apparente estimée à l'aide d'un coefficient  $C_a$  (Ding et al., 2013) telle que

$$\rho_a = C_a n \rho_f \text{ et } C_a = 0.6$$

Le vecteur flux du liquide par rapport au solide, mesuré en termes de volume par unité de surface du milieu massif, est exprimé en termes des vecteurs de déplacement pour le solide-squelette ( $\vec{u}$ ) et le fluide interstitiel ( $\vec{U}$ ) comme suit

$$\vec{w} = n(\vec{U} - \vec{u}) \quad (2.4)$$

Dans les équations (2.1),  $\lambda_c$  représente la constante de Lamé non drainée liée à la constante drainée  $\lambda$  par le coefficient de contrainte effective de Biot ( $\alpha$ ) et le module de Biot ( $M$ ) comme suit

$$\lambda_c = \lambda + \alpha^2 M, \quad \alpha = 1 - \frac{K_b}{K_s}; \quad M = \frac{K_s^2}{K_d - K_b} \quad (2.5)$$

Où  $K_s$  et  $K_b$  sont les modules d'incompressibilité de la phase solide drainée et la phase liquide, respectivement, avec

$$K_d = K_s \left[ 1 + n \left( \frac{K_s}{K_f} - 1 \right) \right]; \quad k_f = \frac{1}{\frac{1}{K_w} + \frac{1 - S_r}{p_a}} \quad (2.6)$$

$K_f$  est le module d'élasticité du fluide,  $K_w$  est le module de masse (ou compressibilité) du fluide,  $p_a$  la pression absolue des pores et  $S_r$  le degré de saturation.

Les modules  $\alpha$  et  $M$  interviennent dans les équations constitutives du tenseur des contraintes totales  $\sigma_{ij}$ , dans le solide, et de la pression interstitielle du fluide  $p_f$ , de sorte que

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} e + 2\mu e_{ij} - \alpha \delta_{ij} p_f \quad (2.7a)$$

$$p_f = M(\zeta - \alpha e) \quad (2.7b)$$

Où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker,  $e_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$  le tenseur de déformation de la phase solide et  $e = e_{ii}$  la déformation de dilatation de la phase solide. La virgule en indice indique la différenciation partielle par rapport aux variables de coordonnées, *i.e.*  $u_{i,j} = \partial u_i / \partial x_j$ .  $\zeta$  ( $\zeta = -\left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right)$ ) est la variation de la teneur en fluide par unité de volume de référence (Rajapakse et Senjuntichai, 1995 ; Ding et al., 2013).

Selon la méthode de décomposition de Helmholtz, il est toujours possible de décomposer un champ vectoriel en une somme du gradient d'un potentiel scalaire et de la rotation d'un potentiel vectoriel :

$$\vec{u} = \nabla \phi_1 + \text{curl} \vec{\psi}_1 \quad (2.8a)$$

$$\vec{w} = \nabla \phi_2 + \text{curl} \vec{\psi}_2 \quad (2.8b)$$

Avec

$$\nabla \cdot \vec{\psi}_1 = 0 \quad (2.9)$$

En substituant l'équation (2.8) dans l'équation (2.1), en tenant compte de l'équation (2.9), et en supposant que  $\phi_j$  et  $\vec{\psi}_j$  ( $j = 1, 2$ ) varient harmoniquement en fonction du temps, c-à-d

$$\phi_j(\vec{x}, t) = \Phi_j(\vec{x}) e^{i\omega t}; j = 1, 2 \quad (2.10a)$$

$$\vec{\psi}_j(\vec{x}, t) = \vec{\Psi}_j(\vec{x}) e^{i\omega t}; j = 1, 2 \quad (2.10b)$$

où  $\vec{x}$  est le vecteur de coordonnées dans un système de coordonnées cartésiennes ( $\vec{x} \equiv (x, y, z)$ ), on peut obtenir les équations suivantes pour les potentiels :

$$\Phi_1(\vec{x}) = \Phi_{11}(\vec{x}) + \Phi_{12}(\vec{x}) \quad (2.11a)$$

$$\Phi_2(\vec{x}) = \delta_1 \Phi_{11}(\vec{x}) + \delta_2 \Phi_{12}(\vec{x}) \quad (2.11b)$$

$$\vec{\Psi}_2(\vec{x}) = \alpha_0 \vec{\Psi}_1(\vec{x}) \quad (2.11c)$$

Ces équations satisfont les équations d'onde suivantes

$$\left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{v_{P,j}} \right) \Phi_{1j}(\vec{x}), (j = 1, 2) \quad (2.12)$$

$$\left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{v_S} \right) \vec{\Psi}_1(\vec{x}) \quad (2.13)$$

L'équation (2.12) indique que, dans un milieu poreux semi-infini partiellement saturé visqueux, deux types d'ondes de dilatation existent. Chacune de ces ondes contient le mouvement couplé dans le liquide et le solide. Le premier type, appelé onde rapide ou P<sub>1</sub>, correspondant au potentiel  $\Phi_{11}$  tandis que le second type, appelé onde lente ou P<sub>2</sub>, correspond au potentiel  $\Phi_{12}$ .

Cependant, dans un tel milieu, une seule onde de cisaillement existe correspondant au potentielle  $\vec{\Psi}_1$  et contenant le couplage entre les rotations du solide et du liquide. Les vitesses des ondes de dilatation  $v_{P,j}$  ( $j = 1, 2$ ) et la vitesse des ondes de cisaillement (déformation)  $v_S$  dans les équations (2.12) et (2.13) sont exprimées, respectivement, comme suit

$$v_{P,1} = \sqrt{\frac{2A}{B - \sqrt{B^2 - 4AC}}} \quad (2.14)$$

$$v_{P,2} = \sqrt{\frac{2A}{B + \sqrt{B^2 - 4AC}}} \quad (2.15)$$

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu\gamma}{\rho\gamma - \rho_f^2}} \quad (2.16)$$

Où

$$A = M(\lambda_c + 2\mu - \alpha^2 M) = M(\lambda + 2\mu) \quad (2.17)$$

$$B = \gamma(\lambda_c + 2\mu) + M(\rho - 2\alpha\rho_f) \quad (2.18)$$

$$C = \rho\gamma - \rho_f^2 \quad (2.19)$$

Avec

$$\gamma = m' + i\frac{\eta}{k\omega} \quad (2.20)$$

Notons que différentes expressions des vitesses d'onde ont été données dans la littérature (Lin et al., 2005 ; Ding et al., 2013 ; Al Rjoub, 2013 ; Ding et al., 2015 ; Han et al., 2016) et sont sous la forme générale des équations (2.14) et (2.15).

Dans les équations ci-dessus,  $\omega$  est la pulsation de l'excitation et  $\delta_j$  et  $\alpha_0$  (dans l'équation 2.12) sont donnés par

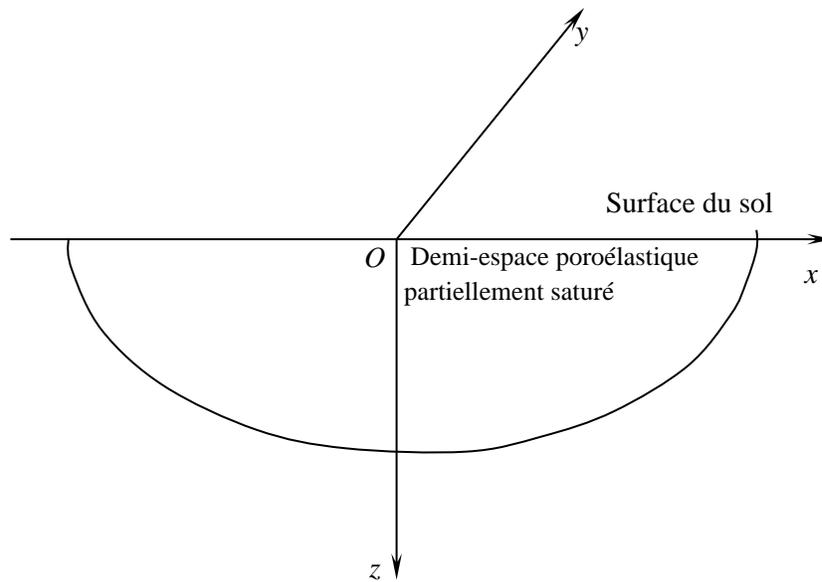
$$\delta_j = \frac{\rho_f \alpha - \rho + (\lambda + 2\mu)/v_{P,j}^2}{\rho_f - \left(m + i\frac{\eta}{\omega k}\right) \alpha}, \quad j = (1, 2) \quad (2.21)$$

$$\alpha_0 = -\frac{\rho_f}{m + i\eta/\omega k} \quad (2.22)$$

Notons que  $m$  est le paramètre de Biot qui dépend de la porosité  $n$  et de  $\rho_f$ .

### 2.3. Equations des déplacements dus à la propagation des ondes dans les milieux poreux

Les solutions des équations d'onde (2.12) et (2.13) sont obtenues dans le cas d'une onde stationnaire monochromatique de pulsation  $\omega$  qui se propage dans un demi espace poreux isotrope élastique linéaire homogène semi-infini relatif à un système de coordonnées cartésiennes  $(O, x, y, z)$  comme représenté sur la Figure 2.1.



**Figure 2.1.** Géométrie du problème.

Selon [Pecker \(1984\)](#) et [Wolf \(1985\)](#), la solution générale des équations (2.12) et (2.13) est sous la forme des équations (2.23) et (2.24), respectivement.

$$\Phi_j(\vec{x}) = A_{P,j} \exp \left[ \frac{i\omega}{v_{P,j}} (v_{P,j}t - l_x x - l_y y - l_z z) \right], \quad (j = 1, 2) \quad (2.23)$$

$$\vec{\Psi}_1(\vec{x}) = \vec{B} \exp \left[ \frac{i\omega}{v_S} (v_S t - m_x x - m_y y - m_z z) \right] \quad (2.24)$$

Avec

$$\|\vec{l}\| = 1 \quad , \quad \vec{l} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.25)$$

Il est à noter que la formulation des milieux biphasiques (solide-fluide) n'est pas présente dans les livres de Pecker (1984) et de Wolf (1985) et que la formulation ci-dessous est une extension de celles de Pecker (1984) et Wolf (1985) aux milieux biphasiques (ou poreux) car les équations d'onde pour les systèmes monophasiques et biphasiques ont des formes similaires.

Dans les équations (2.23) et (2.24),  $A_{P,j}$  ( $j = 1, 2$ ) sont les amplitudes des ondes  $P_1$  et  $P_2$  ayant des vecteurs de déplacements coïncidant avec la direction de propagation et  $\vec{B}$  est l'amplitude d'une onde donnant des déplacements dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation guidée par le vecteur  $\vec{m}$ .

Lorsque les composantes des vecteurs  $\vec{l}$  et  $\vec{m}$  sont toutes réelles, ces derniers représentent les vecteurs des cosinus directeurs de la direction de propagation pour les ondes de volume de vitesses  $v_{P,j}$  ( $j = 1, 2$ ) et  $v_S$ , respectivement. Dans le cas où une des composantes des vecteurs  $\vec{l}$  ou  $\vec{m}$  est imaginaire pure, les autres composantes sont réelles, les équations (2.23) et (2.24) représentent une onde se propageant dans le plan  $(x, z)$  dont l'amplitude décroît de façon exponentielle avec  $z$ . Ces ondes sont appelées des ondes de surface (Pecker, 1984).

Les déplacements associés aux potentiels  $\Phi_j$ , ( $j = 1, 2$ ) et  $\bar{\Psi}_1$  sont obtenus en substituant les équations (2.23) et (2.24) aux équations (2.8). Mettons

$$f_{P,j}(\vec{x}, t) = \exp \left[ \frac{i\omega}{v_{P,j}} (v_{P,j}t - l_x x - l_y y - l_z z) \right], \quad (j = 1, 2) \quad (2.26)$$

$$f_S(\vec{x}, t) = \exp \left[ \frac{i\omega}{v_S} (v_S t - m_x x - m_y y - m_z z) \right] \quad (2.27)$$

le vecteur déplacement du solide est donc

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = -\frac{i\omega}{v_{P,1}} f_{P,1}(\vec{x}, t) A_{P,1} \vec{l} - \frac{i\omega}{v_{P,2}} f_{P,2}(\vec{x}, t) A_{P,2} \vec{l} + \frac{i\omega}{v_S} f_S(\vec{x}, t) \vec{B} \wedge \vec{m} \quad (2.28)$$

Ce qui signifie que sous la formule de l'équation (2.28), comme dans le cas d'un milieu monophasique, les ondes  $P_1$  et  $P_2$  de vitesse  $v_{P,1}$  et  $v_{P,2}$ , respectivement, donnent lieu à des déplacements dans la direction de propagation; l'onde S de vitesse  $v_S$  donne lieu à un déplacement dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Ce dernier déplacement peut se décomposer en un déplacement contenu dans un plan horizontal et un déplacement contenu dans un plan vertical. En adoptant les notations  $B_{SH}$  et  $B_{SV}$  pour les amplitudes des déplacements correspondants, il suit de l'équation (2.28) que :

$$u_{SH} = B_{SH} f_S(\vec{x}, t) \quad (2.29a)$$

$$u_{SV} = B_{SV} f_S(\vec{x}, t) \quad (2.29b)$$

Sous l'hypothèse des ondes planes monochromatiques, toutes les ondes se propagent parallèlement à un seul et même plan, à savoir  $(x, z)$ , et le mouvement est indépendant de la coordonnée  $y$  ( $l_y = 0$ ). Dans le cas présent, le déplacement dans la direction  $y$  est découplé du déplacement dans les directions  $x$  et  $z$ . Il résulte uniquement de la propagation d'ondes de cisaillement de polarité horizontale, appelées ondes SH. Tandis que les déplacements dans les directions  $x$  et  $z$  sont issus de la propagation des ondes  $P_1$  et  $P_2$  et des ondes S à polarité verticale, appelées ondes SV. Ainsi, l'un des principaux avantages de cette décomposition est que les deux problèmes peuvent être étudiés séparément.

Si la direction de propagation se situe dans le plan  $(x, z)$ , il résulte que  $l_y = 0$  et que les équations (2.28) et (2.29) sont reformulées comme suit

$$u_x(\vec{x}, t) = \left( A_{P,1} f_{P,1}(\vec{x}, t) + A_{P,2} f_{P,2}(\vec{x}, t) \right) l_x + B_{SV} f_S(\vec{x}, t) l_z \quad (3.30a)$$

$$u_y(\vec{x}, t) = B_{SH} f_S(\vec{x}, t) \quad (3.30b)$$

$$u_z(\vec{x}, t) = \left( A_{P,1}f_{P,1}(\vec{x}, t) + A_{P,2}f_{P,2}(\vec{x}, t) \right) l_z - B_{SV}f_S(\vec{x}, t)l_x \quad (3.30c)$$

Par contre, si l'onde se propage verticalement et parallèlement à l'axe ( $Oz$ ) ( $l_x = l_y = 0, l_z = 1$ ), le problème devient le cas d'une propagation d'onde unidimensionnelle (1-D): chaque composante du déplacement est découplée des autres, soit

$$u_x(\vec{x}, t) = B_{SV}f_S(\vec{x}, t) \quad (2.31a)$$

$$u_y(\vec{x}, t) = B_{SH}f_S(\vec{x}, t) \quad (2.31b)$$

$$u_z(\vec{x}, t) = A_{P,1}f_{P,1}(\vec{x}, t) + A_{P,2}f_{P,2}(\vec{x}, t) \quad (2.31c)$$

Le déplacement et les contraintes du fluide peuvent également être facilement déterminés à partir des équations (2.8b) et (2.7), respectivement. La présente formulation a l'avantage de permettre son utilisation dans différents problèmes tels que les excitations de base ou de surface pour les ondes de compression et les ondes de cisaillement et même les ondes de surface, en définissant des conditions aux limites appropriées. De plus, les équations (2.30) sont applicables aux sols multicouches porovisco-élastiques en écrivant les équations de continuité des déplacements et des contraintes à l'interface de deux couches successives en plus des conditions de surface et de base si nécessaires.

## 2.4. Formulation visco-élastique

Notons que l'amortissement en fonction de l'écoulement est présent dans les expressions de déplacement ci-dessus par l'intermédiaire des vitesses des ondes de dilatation et de cisaillement dans les équations (2.14 – 2.16). L'amortissement structurel ou visqueux a été largement exprimé par le modèle de Kelvin-Voigt sous différentes formes. Comme exemple illustratif, le module de cisaillement complexe,  $\mu^*$ , peut être exprimé comme suit (Pecker, 1984 ; Michaels, 1998).

$$\mu^* = \mu_R + i\mu_I \quad (2.32)$$

Avec  $\mu_R$  et  $\mu_I$  sont les parties réelles et imaginaires du module de cisaillement complexe. L'équation (2.32) exprimée pour le module de cisaillement est également valable pour le module de Young, la compressibilité, ... L'équation (2.53) peut être reformulée comme suit

$$\mu^* = \mu_R \left(1 + i \frac{\mu_I}{\mu_R}\right) \quad (2.33)$$

On peut démontrer (Michaels, 1998) que

$$\frac{\mu_I}{\mu_R} = \omega \tau_r \quad (2.34)$$

$$\tau_r = \frac{\mu_v}{\mu_e} = \frac{\lambda_v}{\lambda_e} \quad (2.35)$$

D'autre part, le module de cisaillement varie en fonction de la fréquence dans le modèle de Kelvin-Voigt et s'exprime sous la forme suivante

$$\mu^* = \mu + i\omega\mu' \quad (2.36)$$

Où  $\mu$  et  $\mu'$  sont, respectivement, la constantes d'élasticité et de viscosité. Sous un chargement harmonique, l'énergie dissipée pendant un cycle dépend, dans le modèle viscoélastique, de la fréquence de la sollicitation, ce qui n'est pas le cas pour le matériau réel. Il est donc nécessaire de choisir les paramètres du modèle en fonction de la fréquence de façon à obtenir une partie imaginaire du module de cisaillement indépendante de la fréquence de sollicitation, c'est-à-dire

$$\omega\mu' = \text{constant} \quad (2.37)$$

Le module de cisaillement complexe est alors

$$\mu^* = \mu \left( 1 + i \frac{\omega \mu'}{\mu} \right) \quad (2.38)$$

En mettant  $\frac{\omega \mu'}{\mu} = c$ , où  $c$  est la constante de viscosité dans le modèle de Kelvin-Voigt, on écrit

$$\mu^* = \mu (1 + i c) \quad (2.39)$$

Supposons que  $c = 2\xi$ , l'équation (2.39) devient

$$\mu^* = \mu (1 + i 2\xi) \quad (2.40)$$

Où  $\xi$  est le coefficient d'amortissement, appelé amortissement visqueux, décrivant la propriété de viscosité du squelette solide.

$$\tau_r = \frac{\mu_v}{\mu_e} = \frac{\mu^*}{\mu} = \frac{2\xi}{\omega} \quad (2.41)$$

Cette équation est utilisable pour le module de cisaillement ainsi que pour les autres propriétés du matériau (Bardet, 1992). Les valeurs de  $\tau_r$  peuvent être obtenues à partir de celles de  $\xi$  et inversement en considérant la fréquence de résonance, C'est-à-dire *i.e.*  $\omega = \omega_0$  qui est en même temps la fréquence fondamentale de vibration du système de sol considéré. Par conséquent, l'une des deux équations suivantes peut être utilisée pour considérer l'amortissement du squelette dans les milieux poroviscoélastiques

$$\mu_v = \mu^* = \mu_e (1 + i 2\xi) \quad (2.42a)$$

$$\mu_v = \mu_e (1 + i \omega \tau_r) \quad (2.42b)$$

## 2.5. Conclusion

Il a été présenté dans ce chapitre une formulation basée sur la théorie de Biot des mouvements des ondes dans les milieux poroviscoélastiques. Cette formulation se présente

efficace pour obtenir les réponses de milieux de sol poroviscoélastiques partiellement saturés composés de différents matériaux et soumis à différentes conditions de chargement.

Une relation simple entre l'amortissement du squelette et le temps de relaxation permettra d'approcher de manière efficace les réponses viscoélastiques des modèles existants. Les mouvements poroviscoélastiques ainsi obtenus permettent de réaliser des applications pratiques de la propagation des ondes dans le domaine du génie parasismique et du génie civil.

La formulation proposée est applicable à différentes conditions de charges pour des milieux poreux partiellement ou totalement saturés et elle est adaptable à différentes configurations de sol.

# Chapitre 3

*Amplification des mouvements sismiques dans les milieux poroviscoélastiques*

### **3.1. Introduction**

La propagation des ondes sismiques dans un massif de sol poreux biphasique s'étudie dans différents domaines liés au génie civil: génie parasismique, isolation vibratoire, contrôle non destructif, etc.

Le problème de la propagation des ondes sismiques à travers les différentes couches constituant un site donné en considérant le sol comme milieu poreux biphasique présente un intérêt par rapport à la modélisation classique du sol en milieu continu monophasique. On se propose dans ce chapitre d'étudier la propagation de différents types d'ondes sismiques dans le sol en le considérant comme un milieu poreux à deux phases.

Une analyse de la réponse dynamique des sols poreux est menée sur la fonction d'amplification pour une couche de sol poroélastique de profondeur  $L$  reposant sur un demi-espace poroélastique. Ce modèle monocouche, soumis à sa base ou à sa surface à une excitation sismique, a suscité l'intérêt de beaucoup de chercheurs.

A travers cette étude, on a pu mettre en évidence l'importance de la prise en compte du degré de saturation en eau sur l'amplification des mouvements sismiques dans les milieux poreux non saturés ou partiellement saturés.

D'autre part, afin de d'étudier principalement l'effet de l'amortissement hystérétique du squelette sur les mouvements sismiques à la surface de dépôts de sol, il est nécessaire d'avoir des excitations sismiques à leurs bases. Celles-ci sont généralement des enregistrements sismiques lors de tremblements de terre antérieurs. En absence de tels enregistrements, la simulation artificielle est souvent utilisée. Pour cela et en premier lieu, on va présenter la méthode de simulation utilisée dans la présente étude.

### 3.2. Mouvements sismiques simulés en bases rocheuses

Les mouvements au niveau de la base rocheuse sont nécessaires pour effectuer l'analyse de la réponse du site. En absence d'enregistrements de mouvements appropriés pendant les tremblements de terre, des mouvements simulés à la base rocheuse sont généralement utilisés.

Le mouvement sismique incident à la base rocheuse est généralement considéré comme un processus aléatoire stationnaire avec des valeurs moyennes nulles et est modélisé par la fonction de densité spectrale de puissance (DSP) de [Clough et Penzien \(2012\)](#).

$$S_g(\omega) = |H_p(\omega)|^2 S_0(\omega) = \frac{\omega^4}{(\omega_f^2 - \omega^2)^2 + (2\omega_f\omega\xi_f)^2} \frac{\omega_g^4 + 4\xi_g^2\omega_g^2\omega^2}{(\omega_f^2 - \omega^2)^2 + 4\xi_g^2\omega_g^2\omega^2} S_0(\omega) \quad (3.1)$$

Dans l'équation (3.1),  $|H_p(\omega)|$  est la fonction d'amplification et  $S_0(\omega)$  est l'amplitude de l'accélération du bruit blanc du substratum rocheux.  $\omega_g$  et  $\xi_g$  sont les paramètres du filtre du modèle représentant, respectivement, la fréquence propre et l'amortissement du dépôt de sol et  $\omega_f$  et  $\xi_f$  sont, respectivement, les paramètres d'un second filtre qui est introduit pour assurer une puissance limitée pour le mouvement du sol. Cette hypothèse est une approche raisonnable lorsque le foyer du séisme est à une grande distance du site par rapport à la distance entre les sites.

Les processus stochastiques stationnaires peuvent être simulés à l'aide de l'équation suivante ([Shinozuka, 1972](#) ; [Zerva, 2009](#)) :

$$y(t) = \sqrt{2} \sum_{k=1}^N \sqrt{2S_g(\omega_k)\Delta\omega} \cos(\omega_k t + \varphi_k) \quad (3.2)$$

Où  $\varphi_k$  est l'angle de phase simulé aléatoirement dans l'intervalle  $[0, 2\pi]$  et  $\omega_k = i_k \Delta\omega$  où  $i_k$  est le nombre de fréquences échantillonnées ( $i_k = 1, N$ ) et  $\Delta\omega = \omega_u/N$ .  $\omega_u$  représente une fréquence de découpage supérieure et  $N$  le nombre total des fréquences discrètes.

Étant donné que l'équation (3.2) considère un effort de calcul important, la série temporelle  $y(t)$  des mouvements du sol peut être générée plus efficacement dans le domaine fréquentiel en utilisant la technique de la transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform - FFT), de sorte que

$$y(t) = \sqrt{\Delta\omega} \operatorname{Re}(Y(t)) \quad (3.3)$$

Dans laquelle  $\operatorname{Re}(Y(t))$  représente la partie réelle de  $Y(t)$  définie comme suit

$$Y(t) = \sum_{k=1}^N \left\{ \left[ \sqrt{2S_g(\omega_k)} \right] e^{i\varphi_k} \right\} e^{i\omega_k t} \quad (3.4)$$

Qui est la transformée de Fourier complexe finie de  $\left[ \sqrt{S_g(\omega_k)} \right] e^{i\varphi_k}$ . La technique de la FFT présente l'avantage de réduire de façon considérable le temps de calcul des simulations (Zerva, 2009).

Après avoir obtenu la série temporelle stationnaire  $y(t)$ , on obtient son caractère non stationnaire en multipliant  $y(t)$  par une fonction enveloppe (Djilali Berkane et al., 2019). Les historiques temporels d'accélération non stationnaires sont alors obtenus selon l'Eq 3.5 (Shrikhande et Gupta, 1998) :

$$\ddot{u}(t) = A(t)y(t) \quad (3.5)$$

Le terme  $\ddot{u}(t)$  dans l'équation (3.5) est appelé un facteur stochastique non stationnaire de valeur moyenne nulle du type séparable (Giaralis et Spanos, 2012).  $A(t)$  est une fonction déterministe qui modifie le processus stochastique stationnaire de valeur zéro moyenne gaussienne  $y(t)$ , supposé varier lentement dans le temps, et est donné par l'équation suivante

$$A(t) = \begin{cases} \left(\frac{t}{t_0}\right)^2 & 0 \leq t \leq t_0 \\ 1 & t_0 < t \leq t_n \\ \exp[-0.155(t - t_n)] & t_n < t \leq T \end{cases} \quad (3.6)$$

Les quantités  $t_0$  et  $t_n$  sont des quantités quelconques de la période totale (Clough et Penzien, 1993) et  $T$  est la durée du mouvement.

### 3.3. Exemples de validation

Des exemples sont présentés dans cette partie afin de montrer les capacités d'application de la formulation présentée à différentes conditions de chargement.

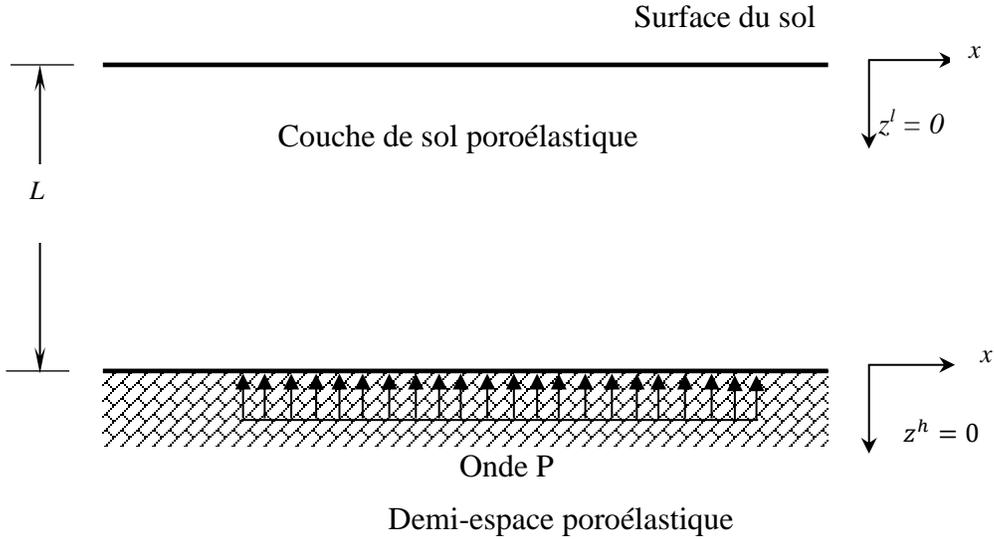
#### 3.3.1. Fonction d'amplification de la colonne de Biot à l'onde de compression

Le modèle poroélastique de la colonne de Biot a été largement utilisé par les chercheurs (Yang et Sato, 2000a, 2000b). Cependant, ce modèle prend en compte l'effet de la viscosité du fluide par le flux de Biot mais ne tient pas compte de l'amortissement matériel du sol.

Tout d'abord, on obtient la fonction d'amplification pour une couche de sol poroélastique de profondeur  $L$  reposant sur un demi-espace poroélastique, comme indiqué sur la figure 3.1 Ce modèle monocouche est soumis à sa base à une onde P de compression verticale et libre de contrainte à sa surface.

Le déplacement solide est déduit de l'équation (2.31c) en considérant les déplacements partiels dus aux ondes  $P_1$  et  $P_2$  incidentes et réfléchies d'amplitudes ( $A_{P,1}$  et  $A_{P,2}$ ) et ( $A'_{P,1}$  et  $A'_{P,2}$ ), respectivement, comme suit

$$u_z(z, t) = \left[ A_{P,1} \exp\left(i \frac{\omega}{v_{P,1}} z\right) + A'_{P,1} \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{P,1}} z\right) \right] \exp(i\omega t) + \left[ A_{P,2} \exp\left(i \frac{\omega}{v_{P,2}} z\right) + A'_{P,2} \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{P,2}} z\right) \right] \exp(i\omega t) \quad (3.7)$$



**Figure 3.1.** *Couche de sol poroélastique partiellement saturée sous une onde de compression verticale.*

Ce déplacement doit satisfaire les conditions aux limites suivantes

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{(i) Nullité de la contrainte verticale à la surface libre } (\sigma_{zz}^l(z_1 = 0, t) = 0) \\ \text{(ii) Continuité des déplacements à l'interface couche/demi - espace:} \\ \quad (u_z^l(z_1 = L, t) = u_z^h(z_2 = 0, t)) \\ \text{(iii) Continuité des contraintes à l'interface couche/demi - espace:} \\ \quad (\sigma_{zz}^l(z_1 = L, t) = \sigma_{zz}^h(z_2 = 0, t)) \end{array} \right. \quad (3.8)$$

Ces conditions conduisent à  $A_{P,j}^l = A_{P,j}^h$ , ( $j = 1, 2$ ) et permettent d'exprimer les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies dans le demi-espace en fonction de celles dans la couche comme suit

$$A_{P,j}^h = \frac{1}{2} A_{P,j}^l (1 + q_{P,j}) \exp\left(i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right) + \frac{1}{2} A_{P,j}^{l'} (1 - q_{P,j}) \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right), (j = 1, 2) \quad (3.9)$$

$$A_{P,j}^{h'} = \frac{1}{2} A_{P,j}^l (1 - q_{P,j}) \exp\left(i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right) + \frac{1}{2} A_{P,j}^{l'} (1 + q_{P,j}) \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right), (j = 1, 2) \quad (3.10)$$

Avec

$$q_{P,j} = \frac{\lambda^l + 2\mu^l v_{P,j}^h}{\lambda^h + 2\mu^h v_{P,j}^l}, (j = 1, 2)$$

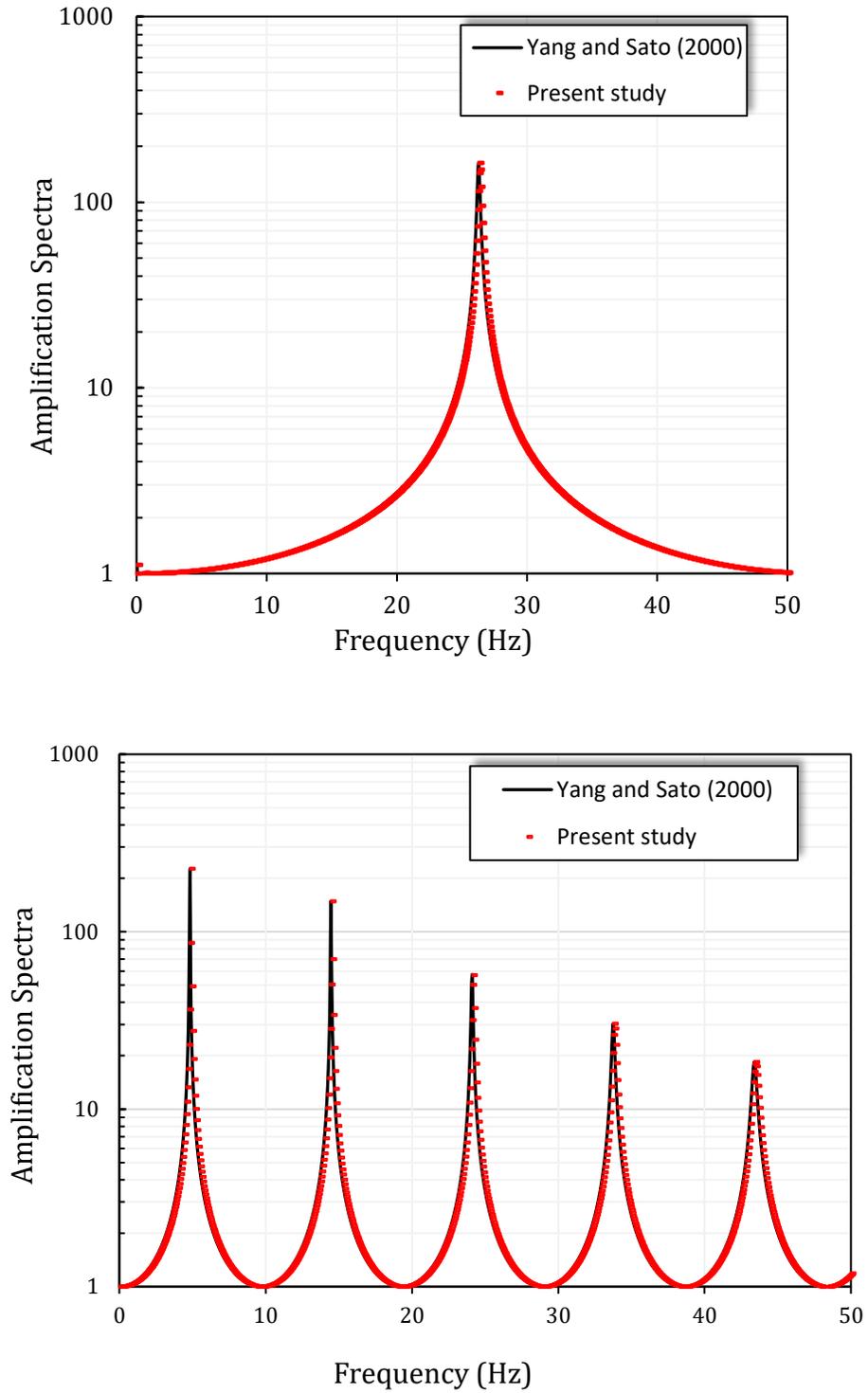
Les exposants  $l$  et  $h$  représentent, respectivement, la couche et le demi-espace.

Les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies se présentant sous la forme des équations (3.9) et (3.10) deviennent faciles à généraliser au cas du profil de sol multicouche poroviscoélastique où les ondes incidentes et réfléchies dans une couche ( $i$ ) peuvent être exprimées en termes de celles dans une couche ( $i-1$ ) en remplaçant seulement l'exposant ' $h$ ' par ' $i$ ' et l'exposant ' $l$ ' par ' $i-1$ '.

La fonction d'amplification, définie comme le rapport entre l'amplitude du déplacement à la surface libre de la couche du sol et l'amplitude du déplacement à l'interface entre le sol et le substratum rocheux (Harichane et al., 2005 ; Djilali Berkane et al., 2019), est donc la suivante

$$H(\omega) = \sum_{j=1}^2 \frac{2}{\exp\left(i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right) + \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{P,j}} L\right)} \quad (3.11)$$

Afin de valider la formulation proposée, on compare dans la figure 3.2 l'amplitude de la fonction d'amplification verticale (Eq. 3.11), ou spectre d'amplification, à celle obtenue pour le modèle poroélastique de Yang et Sato (2000a).



**Figure 3.2.** Fonction d'amplification d'une couche poroélastique sous une onde de compression  $P$  verticale: (a) partiellement saturée ( $S_r = 98\%$ ) et (b) totalement saturée ( $S_r = 100\%$ ).

Deux cas de saturation sont considérés: saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ) et saturation complète ( $S_r = 100\%$ ). L'épaisseur de la couche de sol poreux est  $L = 15$  m et les principaux paramètres de la comparaison sont :  $n = 0.37$ ,  $K_w = 2 \times 10^3$  MPa,  $\mu_s = 65$  MPa,  $K_b = 86.7$  MPa,  $K_S = 3.6 \times 10^4$  MPa,  $k = 10^{-10}$  m<sup>2</sup>,  $k = 10^{-10}$  m<sup>2</sup>,  $\eta = 10^{-3}$ ,  $\rho_s = 2650$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_f = 1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $P_a = 150$  kPa and  $S = 1.0$ . Il est montré sur la figure 3.2 que les résultats de notre modèle coïncident complètement avec ceux calculés par le modèle de [Yang et Sato \(2000a\)](#), pour la colonne de sol poroélastique partiellement et totalement saturée.

Comme on peut s'y attendre, la fonction d'amplification ne présente pas de pics qui tendent à l'infini pour toutes les fréquences de résonance (fréquences propres de la couche de sol) en raison de l'atténuation apportée par la viscosité du fluide (amortissement dépendant de l'écoulement). En fait, comme indiqué par [Crandal \(1970\)](#), l'amortissement est d'une importance primordiale dans le contrôle des amplitudes de réponse des systèmes.

### 3.3.2. Fonction d'amplification d'une colonne de sol poroélastique sous une onde de cisaillement SH

Considérons une couche de sol poroviscoélastique reposant sur un demi-espace poroviscoélastique et soumise à sa base à une excitation en termes d'ondes SH harmoniques se propageant verticalement. Dans ce cas, l'équation (2.31-b) s'applique et le déplacement total sortant et la contrainte de cisaillement (Eq. 2.7) dans chaque couche sont les suivants

$$u_y^j(z_j, t) = \left[ B_{SH}^j \exp\left(i \frac{\omega}{v_{S,j}^*} z_j\right) + B_{SH}^{j'} \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{S,j}^*} z_j\right) \right] \exp(i\omega t), (j = l, h) \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^j(z_j, t) &= \frac{i\omega}{v_{S,j}^*} \mu_j^* \left[ B_{SH}^j \exp\left(i \frac{\omega}{v_{S,j}^*} z_j\right) - B_{SH}^{j'} \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{S,j}^*} z_j\right) \right] \exp(i\omega t), (j \\ &= l, h) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Où  $B_{SH}^j$  et  $B_{SH}^{j'}$  ( $j = l, h$ ) sont les amplitudes de l'onde SH incidente et réfléchie dans la couche et le demi-espace, successivement.

$$B_{SH}^h = \frac{1}{2} B_{SH}^l (1 + q_S) \exp\left(i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right) + \frac{1}{2} B_{SH}^{l'} (1 - q_S) \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right) \quad (3.14)$$

$$B_{SH}^{h'} = \frac{1}{2} B_{SH}^l (1 - q_S) \exp\left(i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right) + \frac{1}{2} B_{SH}^{l'} (1 + q_S) \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right) \quad (3.15)$$

Où

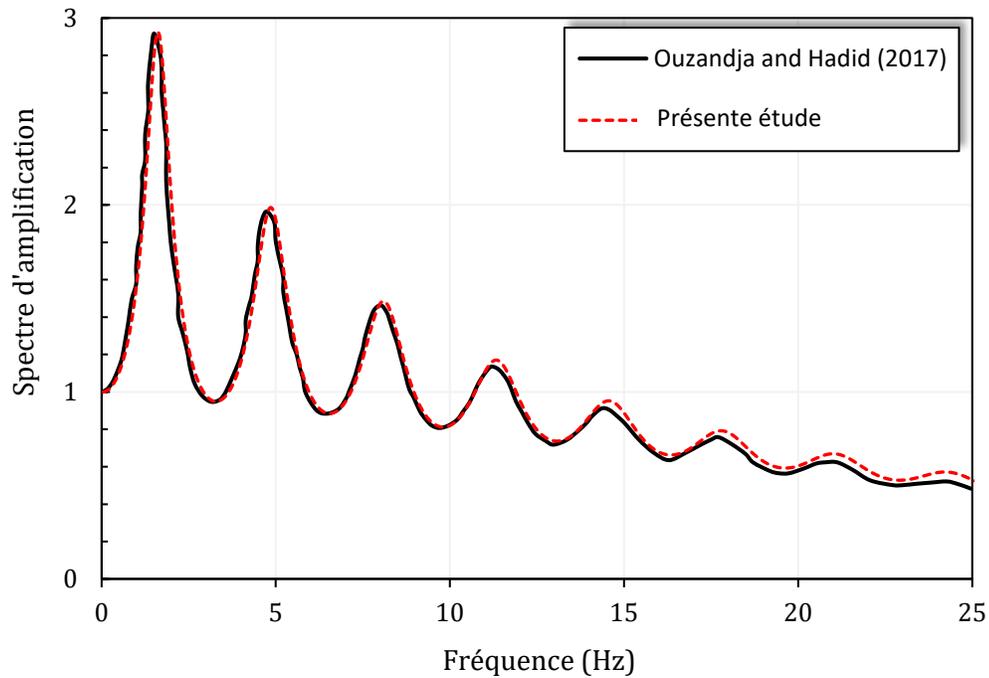
$$q_S = \frac{\mu_l^* v_{S,h}^*}{\mu_h^* v_{S,l}^*} \quad (3.16)$$

Comme dans le cas des ondes de compression dans l'exemple précédent, les équations (3.14) et (3.15) peuvent être généralisées à un profil de sol poroviscoélastique presque saturé de manière similaire.

Selon la définition de l'amplification du mouvement d'affleurement rocheux (Roesset, 1977), la fonction d'amplification due à l'onde SH se propageant verticalement à partir du demi-espace est la suivante

$$H(\omega) = \frac{2}{(1 - q) \exp\left(i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right) + (1 + q) \exp\left(-i \frac{\omega}{v_{S,l}^*} L\right)} \quad (3.17)$$

Afin de vérifier la validité et l'exactitude de la formulation proposée, l'amplitude de la fonction d'amplification due à l'onde SH (Eq. 3.17) est comparée sur la figure 3.3 aux résultats publiés par Ouzandja et Hadid (2017). Les données pour la comparaison sont données dans le tableau 3.1.



**Figure 3.3.** *Spectres d'amplification des mouvements horizontaux hors plan poroviscoélastiques pour une couche sur un substratum rocheux*

Comme indiqué clairement par la figure 3.3, l'amplitude de la fonction d'amplification proposée coïncide entièrement avec celle de [Ouzandja et Hadid \(2017\)](#). Il convient de noter que l'amortissement du squelette est considéré dans cet exemple dans le module de cisaillement selon l'équation (2.42a).

### **3.3.3. Facteur d'amplification d'une colonne de sol poroviscoélastique sous une contrainte latérale en surface**

Pour comprendre le comportement viscoélastique d'un matériau de sol poroviscoélastique, on considère une colonne de sol soumise à une charge latérale en surface (figure 3.4). La colonne de sol est supposée se déformer comme une poutre de cisaillement. Ce modèle de sol a été également largement utilisé par les chercheurs dans le cadre de

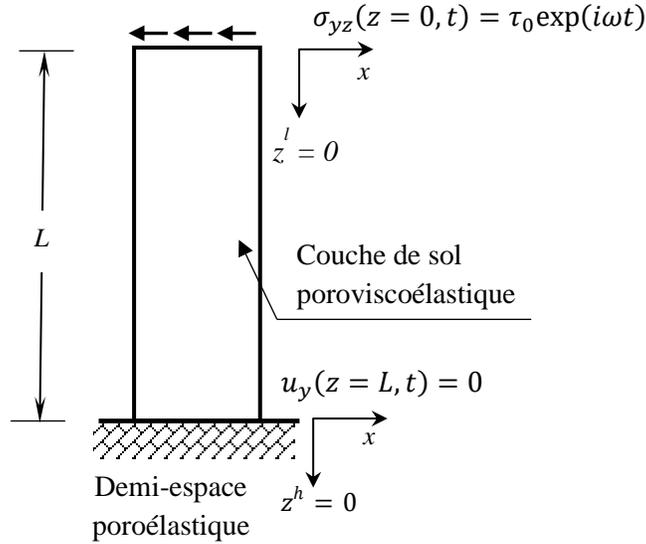
déformations verticales et/ou horizontales (axiales et/ou latérales), entre autres (Bardet, 1992 ; Bardet, 1995 ; Chen et al., 2020).

Notons que Bardet (1992) a utilisé ce modèle pour étudier le facteur d'amplification et la phase des réponses poroélastiques et viscoélastiques tandis que Chen et al. (2020) ont utilisé le même modèle pour étudier l'influence du temps de relaxation sur le facteur d'amplification de la colonne de sol. Bardet (1995) a utilisé le même modèle pour analyser l'amortissement qui provient de l'interaction sol-eau dans les sols quasi-saturés pendant les vibrations en état d'équilibre.

**Tableau 3.1.** Propriétés matérielles du système couche/demi-espace poroviscoélastique (Ouzandja et Hadid, 2017)

Paramètre	Unité	Couche	Demi-espace
Epaisseur de la couche ( $L$ )	m	30	-
Module d'incompressibilité du squelette ( $K_b$ ) <sup>1</sup>	Pa	$173 \times 10^6$	$1000 \times 10^6$
Module d'incompressibilité des grains ( $K_s$ )	Pa	$3.6 \times 10^{10}$	$3.6 \times 10^{10}$
Module d'incompressibilité de l'eau ( $K_w$ )	Pa	$2.2 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$
Module de cisaillement du squelette ( $\mu_s$ )	Pa	$80 \times 10^6$	$1000 \times 10^6$
Permeabilité ( $k$ )	m <sup>2</sup>	$10^{-10}$	$10^{-13}$
Viscosité ( $\eta$ )	/	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Coefficient de Poisson ( $\nu$ )	/	0.3	0.3
Masse volumique des grains ( $\rho_s$ )	kg/m <sup>3</sup>	2600	2200
Masse volumique du fluide ( $\rho_f$ )	kg/m <sup>3</sup>	1000	1000
Porosité ( $n$ )	/	0.3	0.1
Pression absolue du fluide ( $Pa$ )	kPa	150	150
Coefficient d'amortissement du squelette ( $\xi$ )	%	5	1

<sup>1</sup> Calculée selon l'équation  $K_b = \lambda + \frac{2}{3}\mu$  avec  $\lambda = \frac{2\nu}{1-2\nu}$



**Figure 3.4.** Colonne de sol poroviscoélastique soumise à une contrainte latérale

Tout d'abord, pour vérifier la formulation actuelle, le facteur d'amplification, défini comme étant le rapport entre l'amplitude du déplacement latéral en surface et celui à  $z = 0$  ( $L\tau_0/\mu_e$ ) de la colonne de sol soumise à un chargement surfacique, sera déterminé et comparé à celui donné par [Bardet \(1992\)](#).

En appliquant les conditions aux limites suivantes aux équations de déplacement et de contrainte (Eqs 3.12 et 3.13 pour  $j = l$ )

$$\begin{cases} \sigma_{yz}(z = 0, t) = \tau_0 \exp(i\omega t) \\ u_y(z = L, t) = 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

Le facteur d'amplification est

$$AF(\omega) = -\frac{i}{\frac{\omega L}{v_s}} \frac{\mu_e}{\mu} \left( \frac{1 - \exp\left(2i \frac{\omega}{v_s} L\right)}{1 + \exp\left(2i \frac{\omega}{v_s} L\right)} \right) \quad (3.19)$$

En introduisant la fréquence circulaire sans dimension  $\Gamma = \frac{\omega L}{v_0}$  avec  $v_0 = \sqrt{\mu/\rho}$ , le facteur d'amplification devient

$$HF(\omega) = -\frac{i}{\Gamma} \frac{\mu_e}{\frac{d_0}{v_s} \mu} \left( \frac{1 - \exp\left(2i \Gamma \frac{d_0}{v_s}\right)}{1 + \exp\left(2i \Gamma \frac{d_0}{v_s}\right)} \right) \quad (3.20)$$

Le facteur d'amplification exprimé par l'équation (3.20) est montré sur la figure 3.5 en fonction de  $\Gamma$  et comparé à celui obtenu par [Bardet \(1992\)](#). Deux matériaux sont sélectionnés pour cette comparaison (sable dense et gravier) pour lesquels les paramètres sont indiqués dans le tableau 3.2.

Notons que la relation entre la perméabilité intrinsèque ( $k$  en  $m^2$ ) et le coefficient de perméabilité ( $K$  en  $m/s$  utilisé par [Bardet \(1992\)](#)) est  $k = \frac{K \cdot \eta}{\rho_f \cdot g}$  avec  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ .

On peut clairement observer à partir de la Figure 3.5 que les résultats du présent modèle sont en accord avec les résultats du modèle de [Bardet \(1992\)](#) pour les deux matériaux avec l'apparition d'une légère différence pour le matériau de gravier à  $\Gamma = 6.24$  correspondants à une fréquence  $f = 16.57 \text{ Hz}$ . Pour cet exemple de vibration latérale d'une colonne de sol constituée de graviers, [Bardet \(1992\)](#) a constaté que les réponses sont identiques en amplitude et en phase.

Ensuite, les mêmes données pour un matériau de sable dense sont utilisées pour comparer les spectres d'amplification poroélastique et viscoélastique pour le présent modèle et celui de [Bardet \(1992\)](#), qui sont représentés sur la figure 3.6.

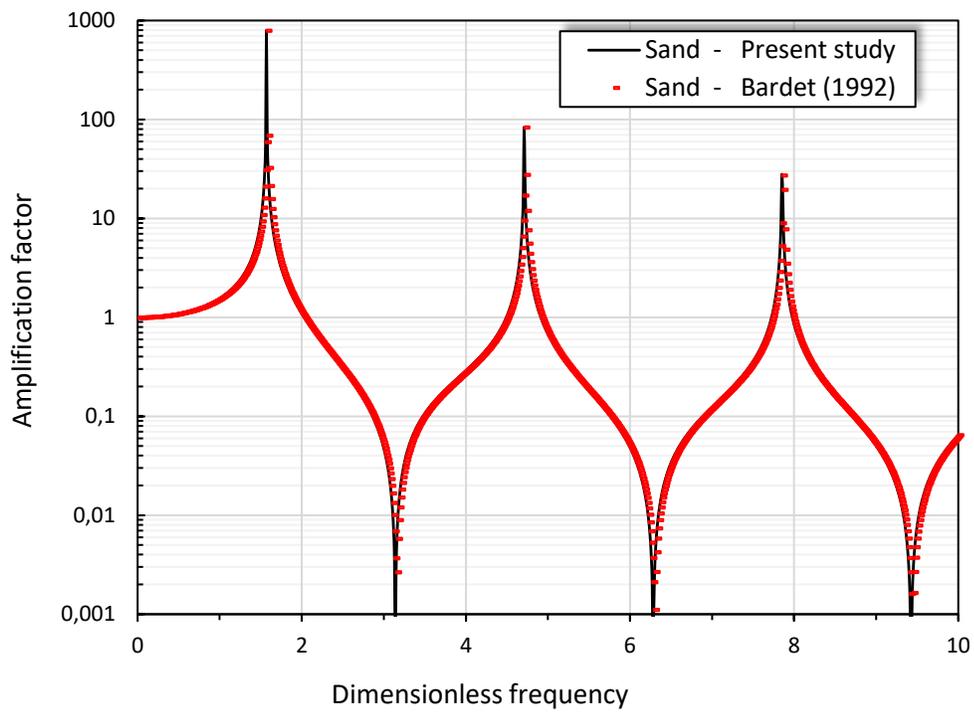
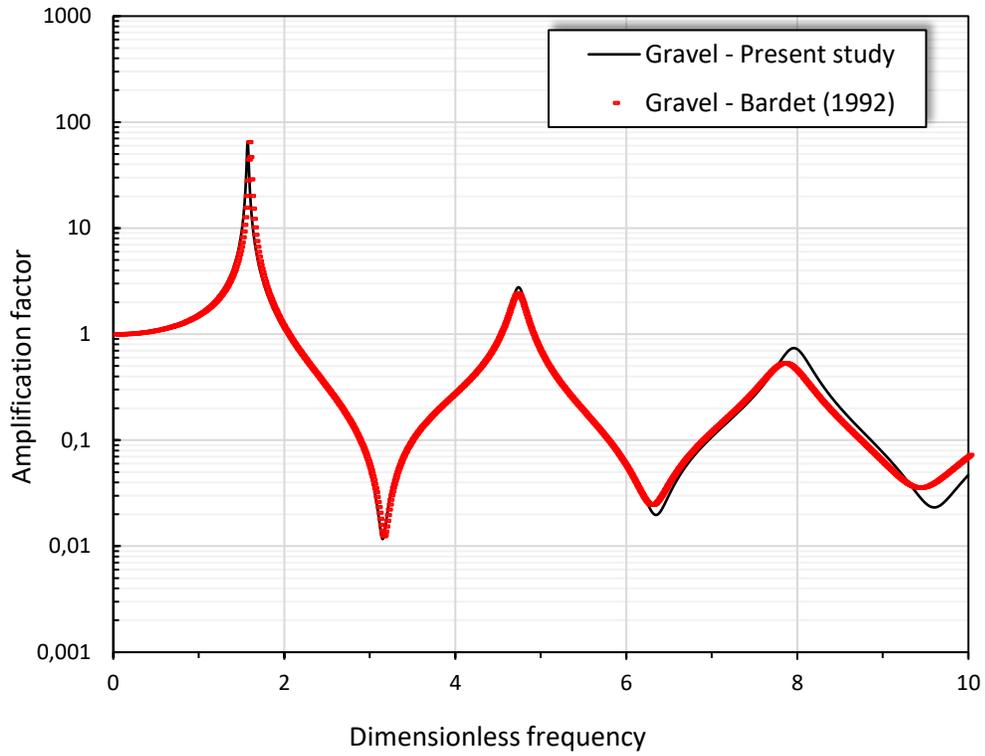


Figure 3.5. Facteur d'amplification pour les matériaux poroélastiques constituant une colonne de sol sous une charge surfacique latérale

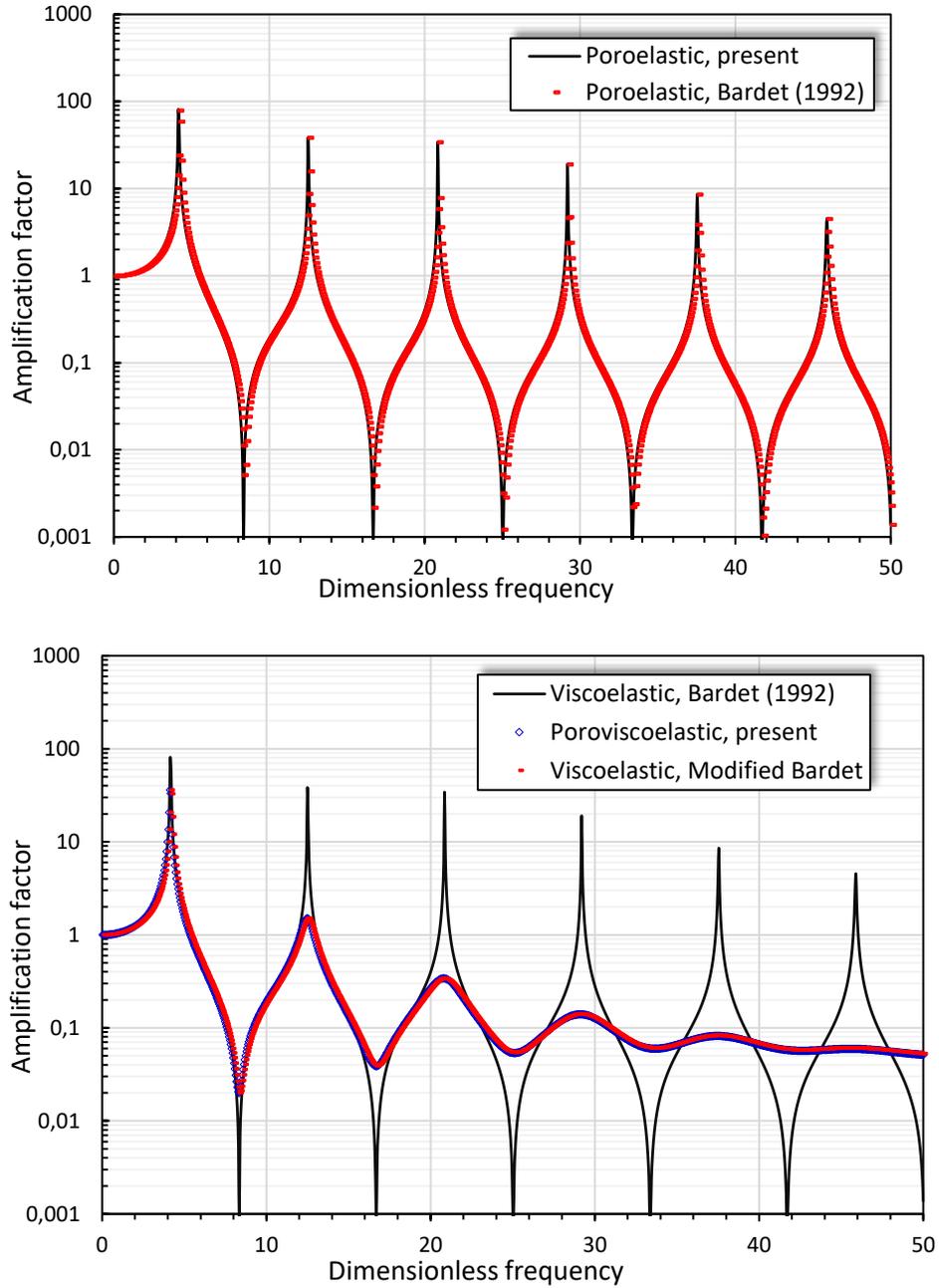
**Tableau 3.2.** Propriétés matérielles du sable dense et des graviers de la colonne de sol sous charge latérale

Paramètre	Unité	Sable dense	Gravier
Epaisseur de la couche ( $L$ )	m	10	10
Degré de saturation ( $S_r$ )	%	100	100
Masse volumique des grains ( $\rho_s$ )	kg/m <sup>3</sup>	2650	2650
Masse volumique du fluide ( $\rho_f$ )	kg/m <sup>3</sup>	1000	1000
Porosité ( $n$ )	/	0.3	0.3
Viscosité ( $\eta$ )	Pa.s	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>
Module de cisaillement du squelette solide ( $\mu_s$ )	Pa	60×10 <sup>6</sup>	60×10 <sup>6</sup>
Coefficient de perméabilité ( $K$ )	m/s	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-2</sup>
Pression absolue du fluide ( $P_a$ )	kPa	100	100
Paramètres additionnels pour le modèle de <a href="#">Bardet (1992)</a>			
Inverse de la compressibilité du fluide ( $1/\beta_f$ )	Pa	2140×10 <sup>6</sup>	2140×10 <sup>6</sup>
Module élastique ( $D$ )	Pa	50×10 <sup>6</sup>	200×10 <sup>6</sup>
Rapport du module élastique au module du fluide ( $\chi$ )	/	2×10 <sup>-2</sup>	9×10 <sup>-2</sup>

Comme le montre la figure 3.6, les réponses poroélastiques (spectres d'amplification) données par les deux modèles sont totalement identiques. Alors que sur la Figure 3.6b, comme prévu, la réponse viscoélastique donnée par [Bardet \(1992\)](#) est identique à la réponse poroélastique en raison de la faible valeur du coefficient  $k_s$  ( $k_s = \frac{\mu_v}{\mu_e}$ ), égale pour cet exemple à  $4.73 \times 10^{-6}$ , définissant le rapport entre le module de cisaillement qui représente la propriété de viscosité du squelette solide et le module de cisaillement élastique.

En ce qui concerne la présence du rapport  $k_s$  dans l'équation du nombre d'onde (Eq. A3 en annexe), qui est un paramètre principal régissant le facteur d'amplification, et la définition du temps de relaxation donnée précédemment (Eq. 2.35), il est proposé ici

d'introduire le temps de relaxation dans l'équation (Eq. A3 en annexe) comme suit pour l'adapter à l'équation (2.42b).



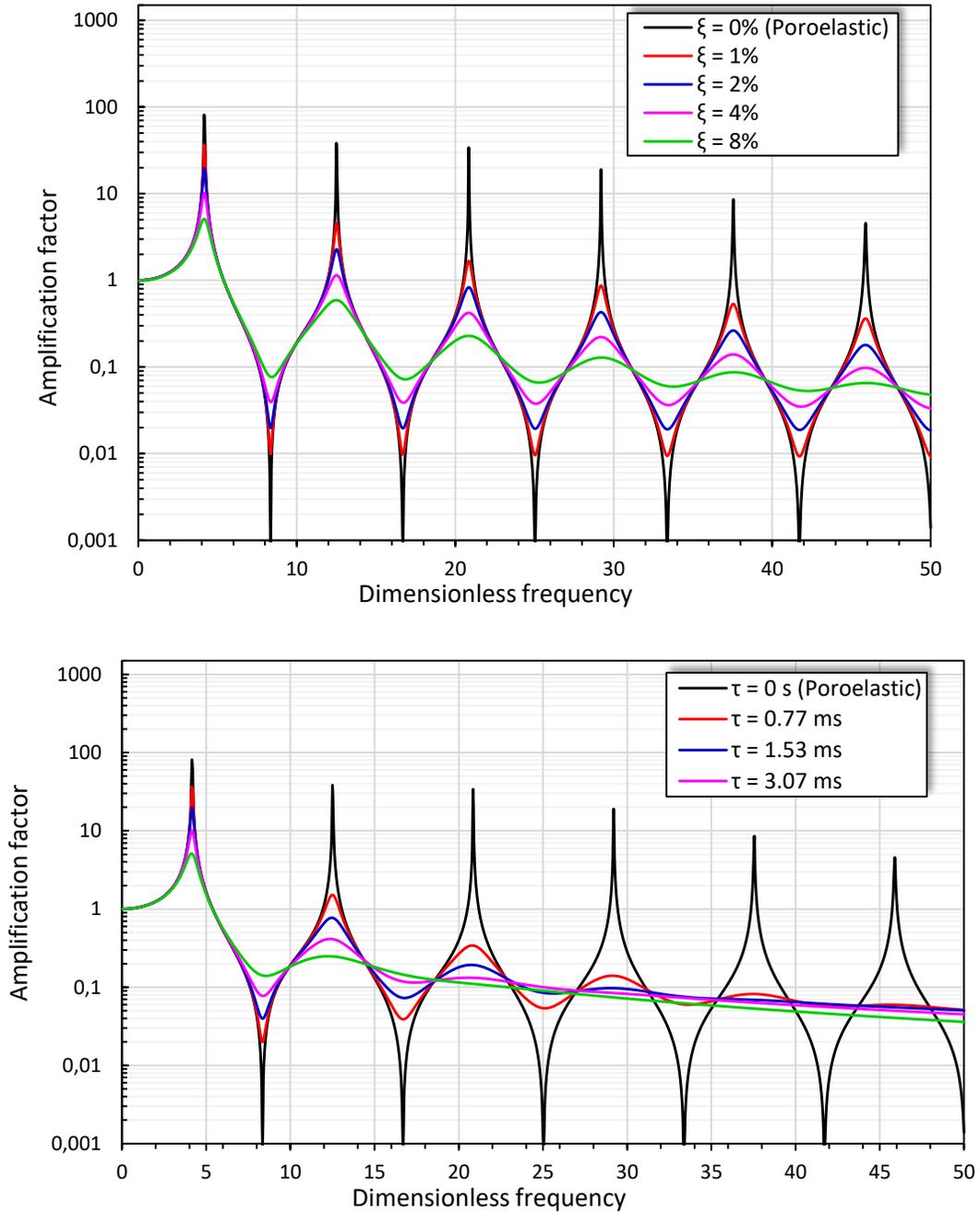
**Figure 3.6.** *Comparaison des spectres d'amplification poroélastique et viscoporelastique de la colonne de sol sous une charge surfacique latérale.*

$$\zeta = \pm \frac{i\omega}{\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho} + i\omega \frac{\mu_v}{\rho}}} = \mp \frac{i\omega}{\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho} (1 + i\omega\tau_r)}} \quad (3.21)$$

Ensuite, on utilise une valeur d'amortissement du squelette ( $\xi$ ) égale seulement à 1% pour estimer le temps de relaxation selon l'équation (2.41) avec  $\omega_0 = 26.07$  rad/s (de la figure 3.5a ou 3.5b) pour obtenir  $\tau_r = 0.767$  ms (plus de 160 fois plus grande que la valeur de  $k_S$ ). Cette valeur de  $\tau_r$  est utilisé pour obtenir la réponse viscoélastique.

En appliquant le modèle de [Bardet \(1992\)](#) (Eq. A1 en annexe) comme le montre la figure 3.6b (courbe rouge) qui concorde avec la réponse poroviscoélastique actuelle (figure 3.5b, courbe bleue). Il faut souligner que, selon l'équation (3.21), le module de cisailment complexe,  $\mu_e(1 + i\omega\tau_r)$ , varie en fonction de la fréquence selon le modèle de Kelvin-Voigt.

Les réponses poroviscoélastiques actuelles sont calculées à l'aide des équations (2.42a) et (2.42b) et dessinées sur les figures 3.7a et 3.7b, respectivement. Les figures 3.7 montrent que, dans les deux cas, les amplitudes des spectres d'amplification diminuent lorsque le temps de relaxation ou le coefficient d'amortissement du squelette augmente, ce qui correspond aux résultats antérieurs ([Yang et al., 2020](#) ; [Chen et al., 2020](#)). Néanmoins, l'atténuation des amplitudes des pics due à l'augmentation du temps de relaxation est plus rapide lorsque la fréquence augmente (Figure 3.6b) à cause de la dépendance du module de cisailment de la fréquence circulaire selon l'équation (3.19b).



**Figure 3.7.** Effet de l'amortissement visqueux du squelette et du temps de relaxation sur les spectres d'amplification de la colonne de sol sous une charge surfacique latérale.

### 3.4. Amplification des mouvements sismiques horizontaux et verticaux de sites réels

Deux séries de données d'essai ont été choisies de la littérature (Stoll, 1970 ; Stoll, 1977) pour étudier l'amplification des mouvements sismiques. Le premier correspond à un matériau sédimentaire épais tel que le sable uniforme et le second à un matériau sédimentaire plus fin et plus poreux ; il s'agit d'un matériau à grain fin appelé "boue" sur sable. Les caractéristiques de ces deux matériaux sont présentées dans le tableau 3.3.

Tableau.3.3. Propriétés des matériaux des sites réels (Stoll, 1970 ; Stoll, 1977)

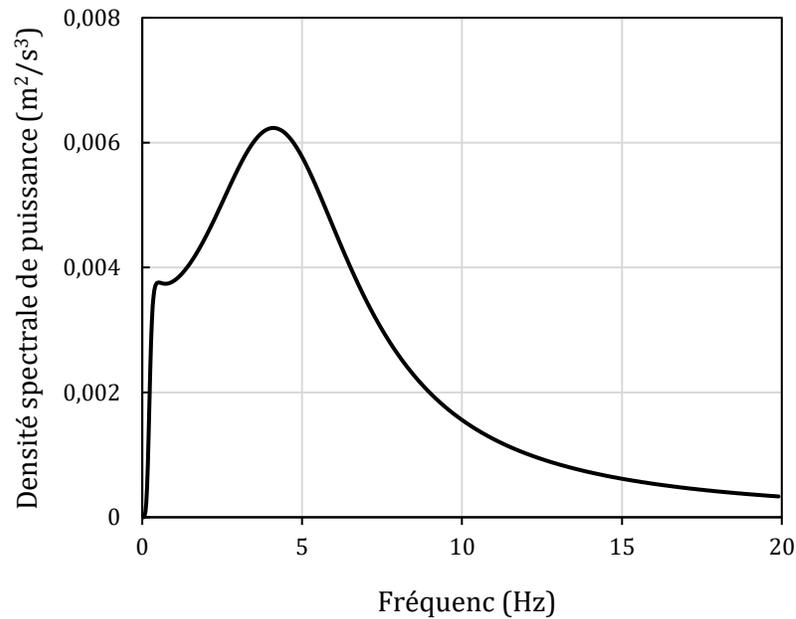
Paramètre	Unité	Matériau sableux	Matériau à grains fins
Module d'incompressibilité du squelette solide ( $K_b$ )	Pa	$43.6 \times 10^6$	$12.1 \times 10^6$
Module d'incompressibilité des grains solides ( $K_s$ )	Pa	$3.6 \times 10^{10}$	$3.6 \times 10^{10}$
Module d'incompressibilité de l'eau ( $K_w$ )	Pa	$2 \times 10^9$	$2 \times 10^9$
Module de cisaillement du squelette ( $\mu_s$ )	Pa	$26.1 \times 10^6$	$22.1 \times 10^6$
Permeabilité ( $k$ )	$m^2$	$10^{-10}$ and $10^{-11}$	$2.6 \times 10^{-15}$
Viscosité ( $\eta$ )	Pa.s	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Coefficient de Poisson ( $\nu$ )	/	0.12	0.12
Masse volumique des grains ( $\rho_s$ )	$kg/m^3$	2650	2260
Masse volumique du fluide ( $\rho_f$ )	$kg/m^3$	1000	1000
Porosité ( $n$ )	/	0.34 to 0.47	0.76
Pression absolue du fluide ( $P_a$ )	kPa	150	150

Dans cette section, l'amplification des mouvements sismiques horizontaux et verticaux à la surface des deux sites due à la propagation des ondes de compression et de cisaillement en termes d'accélération et de spectres de Fourier sera estimée pour une excitation transitoire appliquée à la base de la couche de sol poroviscoélastique, comme celle donnée par un tremblement de terre. Cette réponse est obtenue à partir de la réponse à une onde monochromatique stationnaire dans le domaine fréquentiel selon l'analyse de Fourier (Chu et al., 1981 ; Sadouki et al., 2012 ; Sadouki et al., 2018). À cette fin, l'onde incidente est décomposée en ondes harmoniques à l'aide de la transformée de Fourier (Pecker, 1984). Le produit de la fonction d'amplification et de la transformée de Fourier (spectre de Fourier) donne le spectre de Fourier des accélérations à la surface de la couche. L'accélération, fonction du temps, est obtenue par la transformée de Fourier inverse.

Ces accélérations peuvent servir d'excitation aux structures qui peuvent éventuellement être construites à la surface de la couche. Pour atteindre cet objectif, une excitation sismique sous forme d'accélérations est nécessaire. En absence de telles données enregistrées lors des tremblements de terre, un processus de simulation sera suivi.

### **3.4.1. Simulation de l'excitation sismique au substratum rocheux**

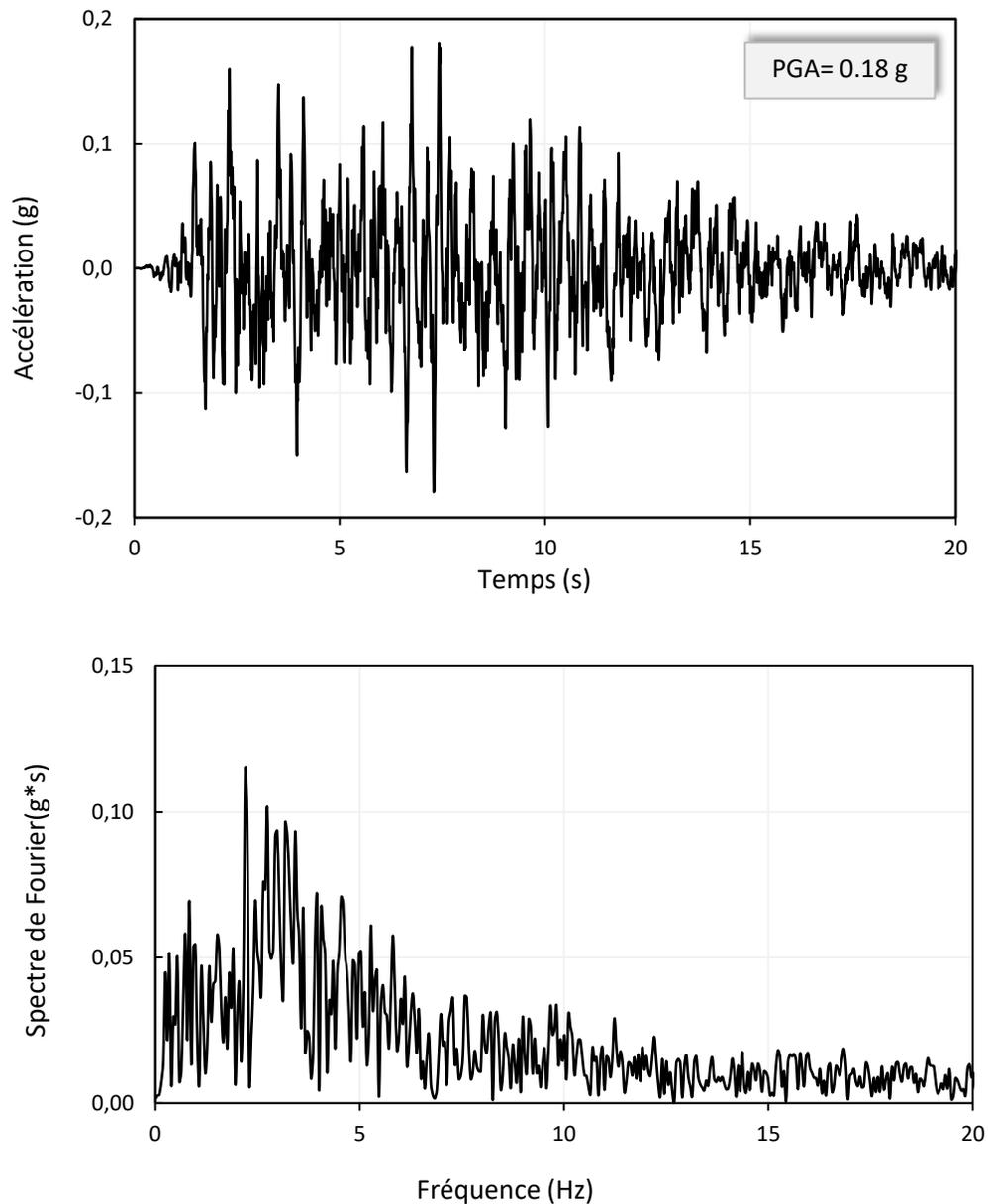
Les paramètres pour le filtre de Clough et Penzien (1993) (Eq. 3.1) sont supposés être les suivants :  $\omega_f = 0.5\pi$ ,  $\omega_g = 10\pi$ ,  $\xi_g = \xi_f = 0.6$  et  $S_0 = 0.0034 \text{ m}^2/\text{s}^3$ . La densité spectrale de puissance (DSP) nécessaire à la simulation des accélérations au substratum rocheux est présentée sur la figure 3.8.



**Figure 3.8.** *Densité spectrale de puissance de l'accélération générée au substratum rocheux.*

Les accélérations non stationnaires au substratum rocheux sont obtenues selon l'équation (3.5), comme indiqué dans la section 3.2. Ici,  $t_0$  est considéré égal à 2s,  $t_n$  à 10s et la durée T à 20s. Les accélérations simulées et leurs spectres de Fourier sont présentés sur la figure 3.9.

Une fois les fonctions d'amplification et le spectre de Fourier au niveau du rocher de la colonne de sol poreuse sont obtenus, la réponse à la surface en termes de spectres de Fourier et d'accélérations peut être obtenue en effectuant une convolution de l'excitation en termes accélérations simulées à la base ci-dessus sur la base de l'analyse de Fourier (Sadouki et al., 2012; Sadouki et al., 2018).

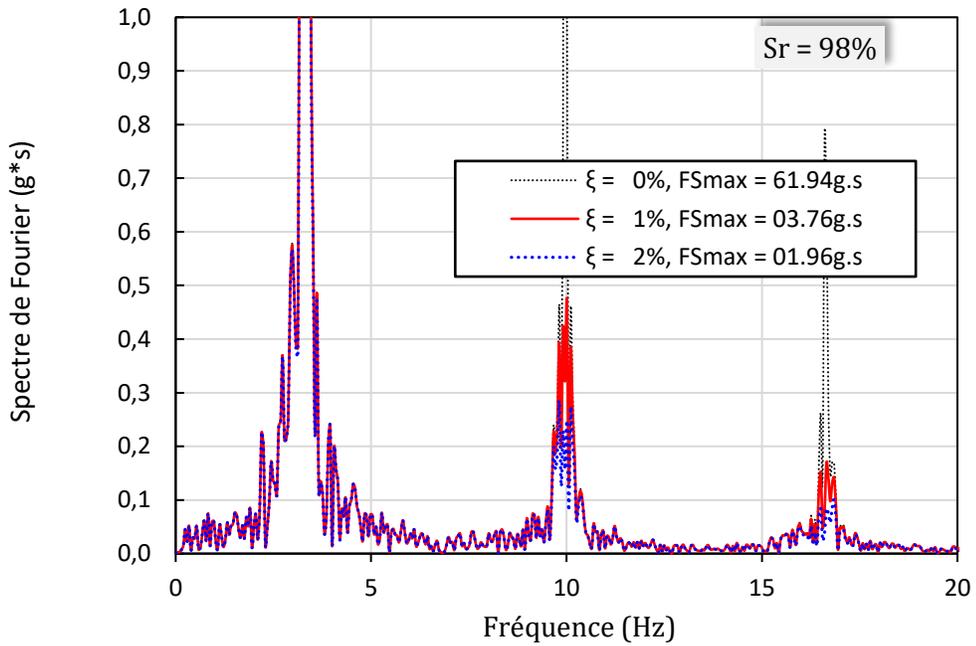
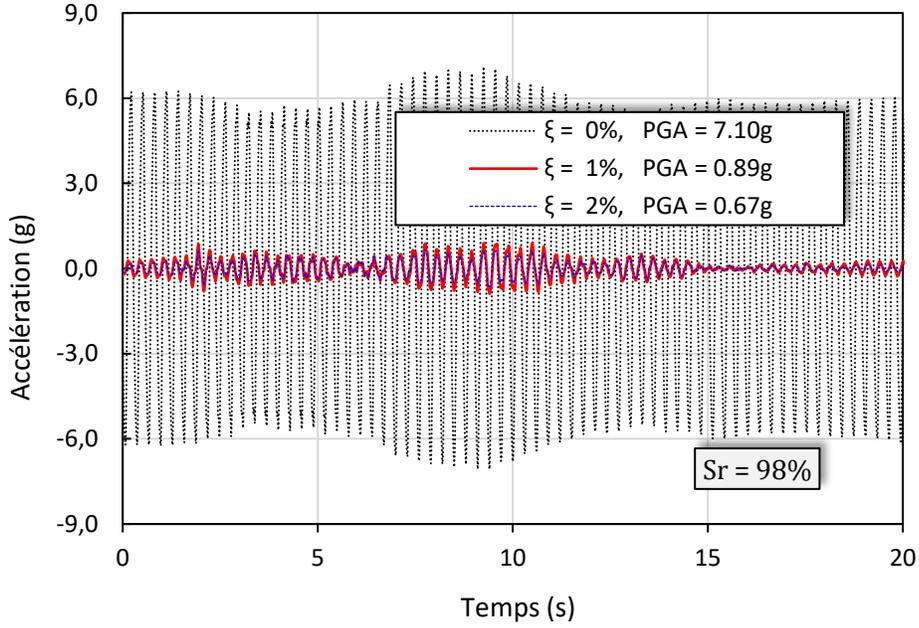


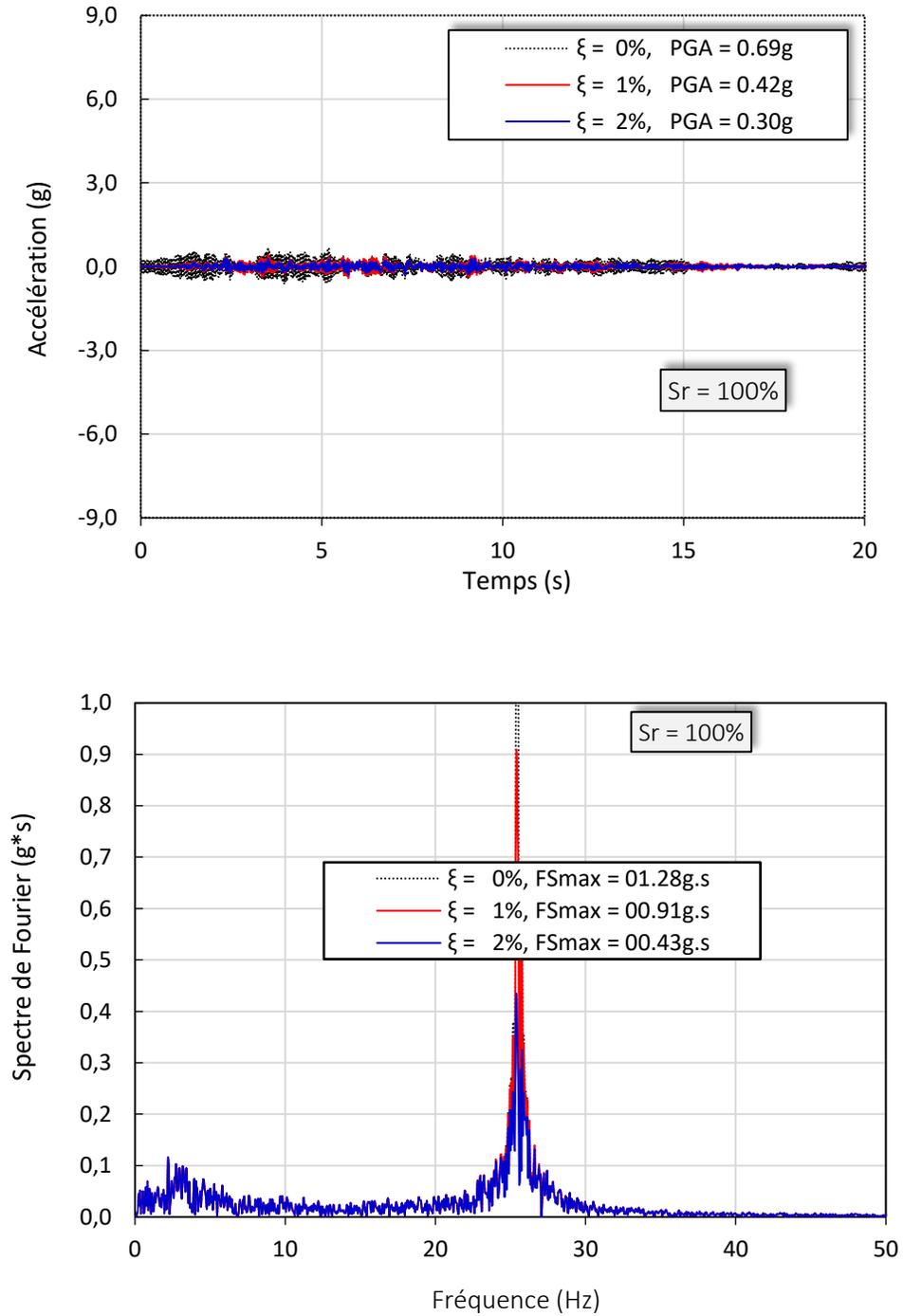
**Figure 3.9.** *Accélérations et amplitudes du spectre de Fourier au niveau du substratum rocheux de la colonne de sol poreuse.*

### 3.4.2. Réponses sismiques de sites réels

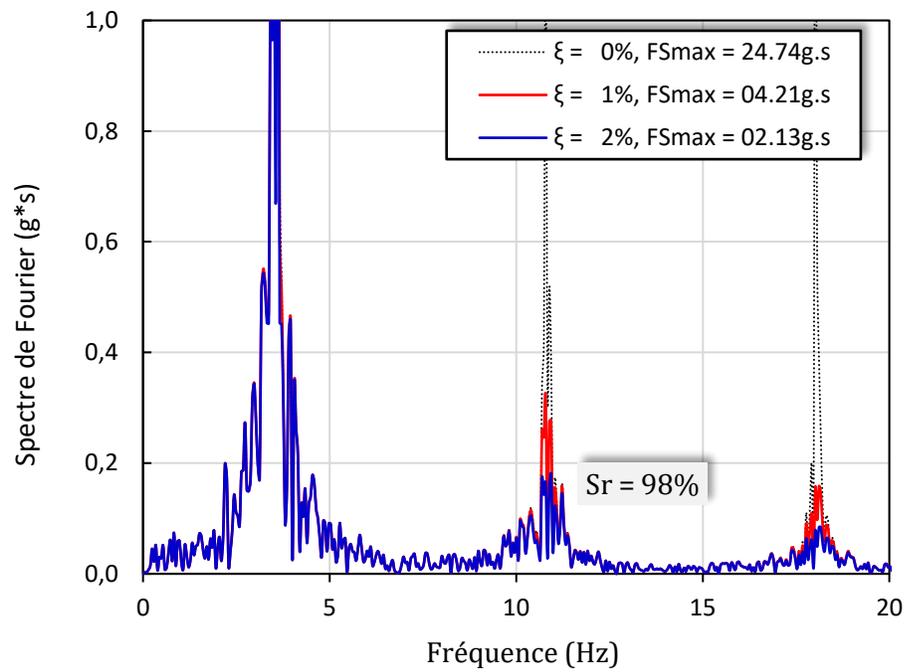
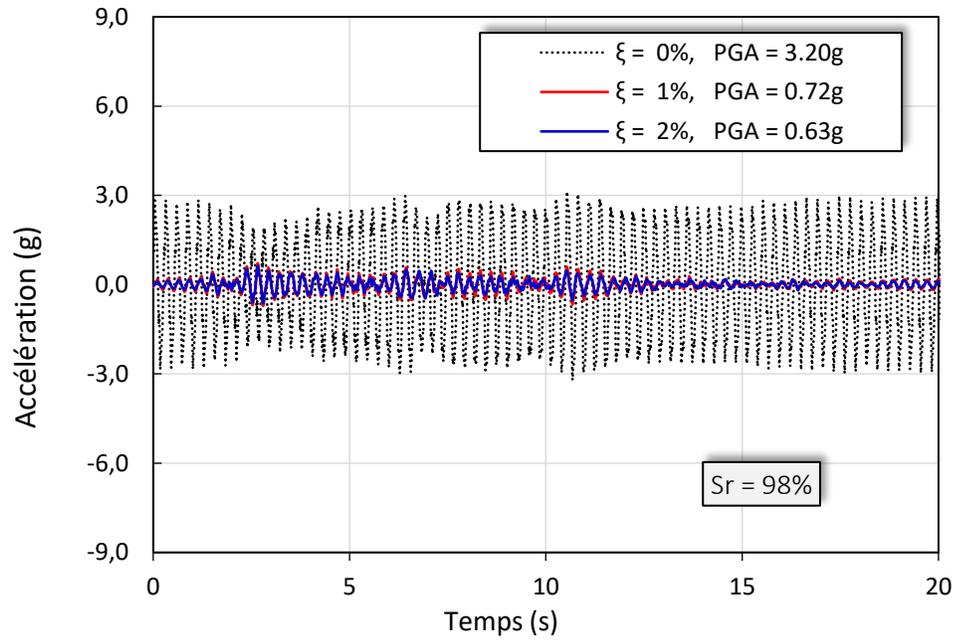
Les fonctions d'amplification des ondes planes P et les ondes hors plan SH sont calculées à l'aide des données des essais (Tableau 3.3) et utilisées pour obtenir le spectre de

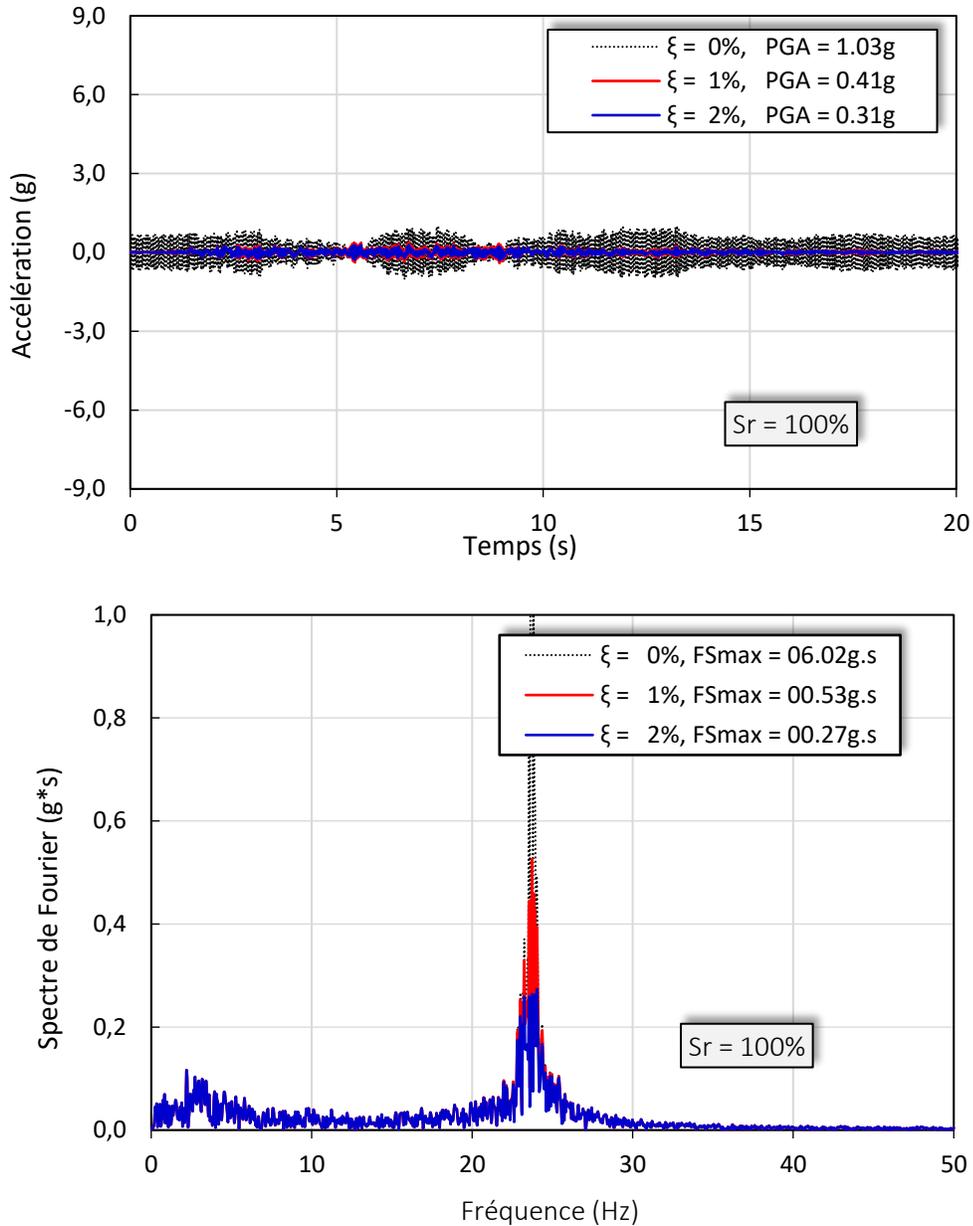
Fourier à la surface de la couche de sol poroviscoélastique. Ensuite, la transformée de Fourier inverse permet d'obtenir les accélérations à la surface de la couche de sol représentée sur les figures (3.10-3.11) pour différentes valeurs du coefficient d'amortissement du squelette.





**Figure 3.10.** Effets de l'amortissement sur les accélérations et les amplitudes du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol sableuse poroviscoélastique dûs aux ondes P

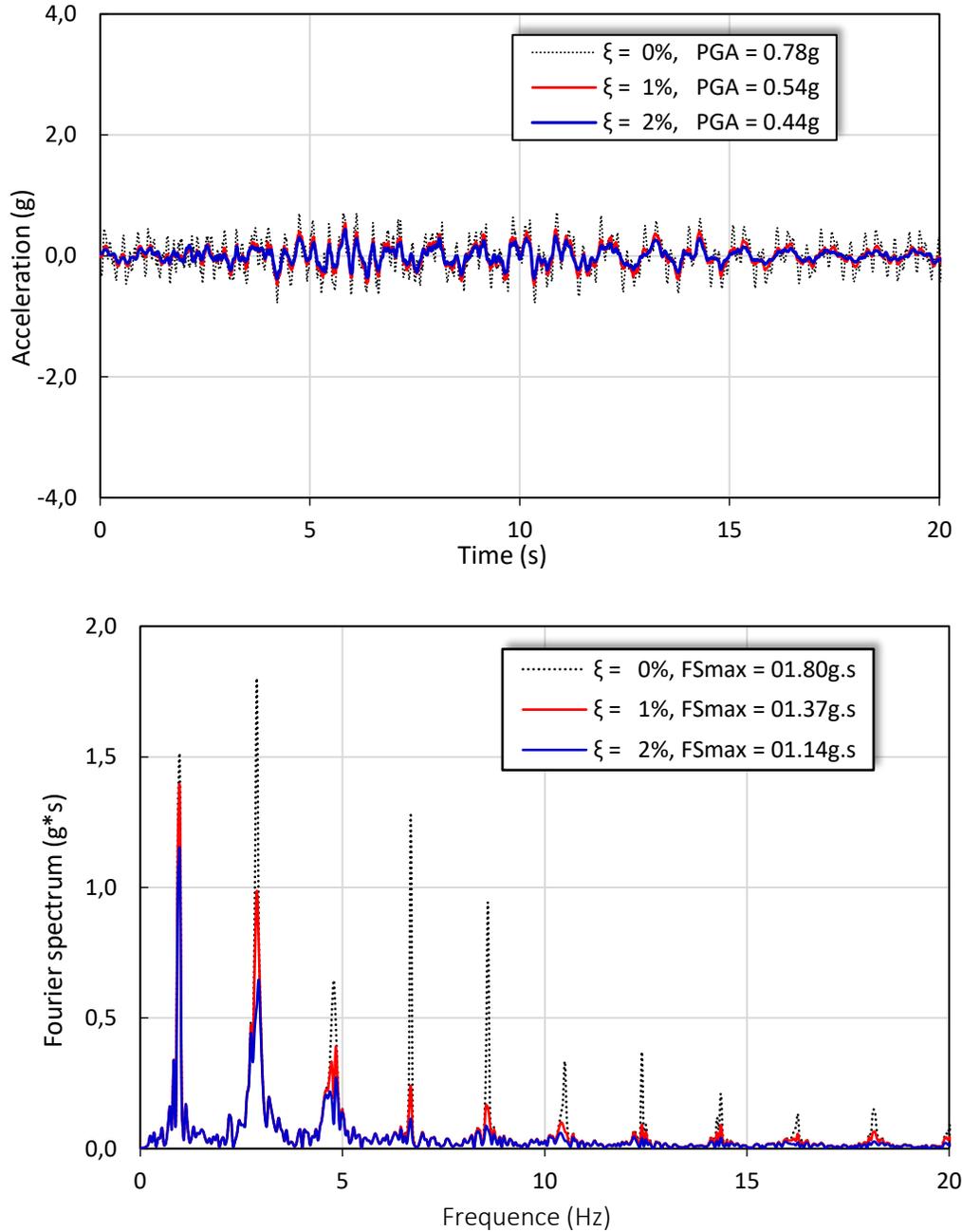




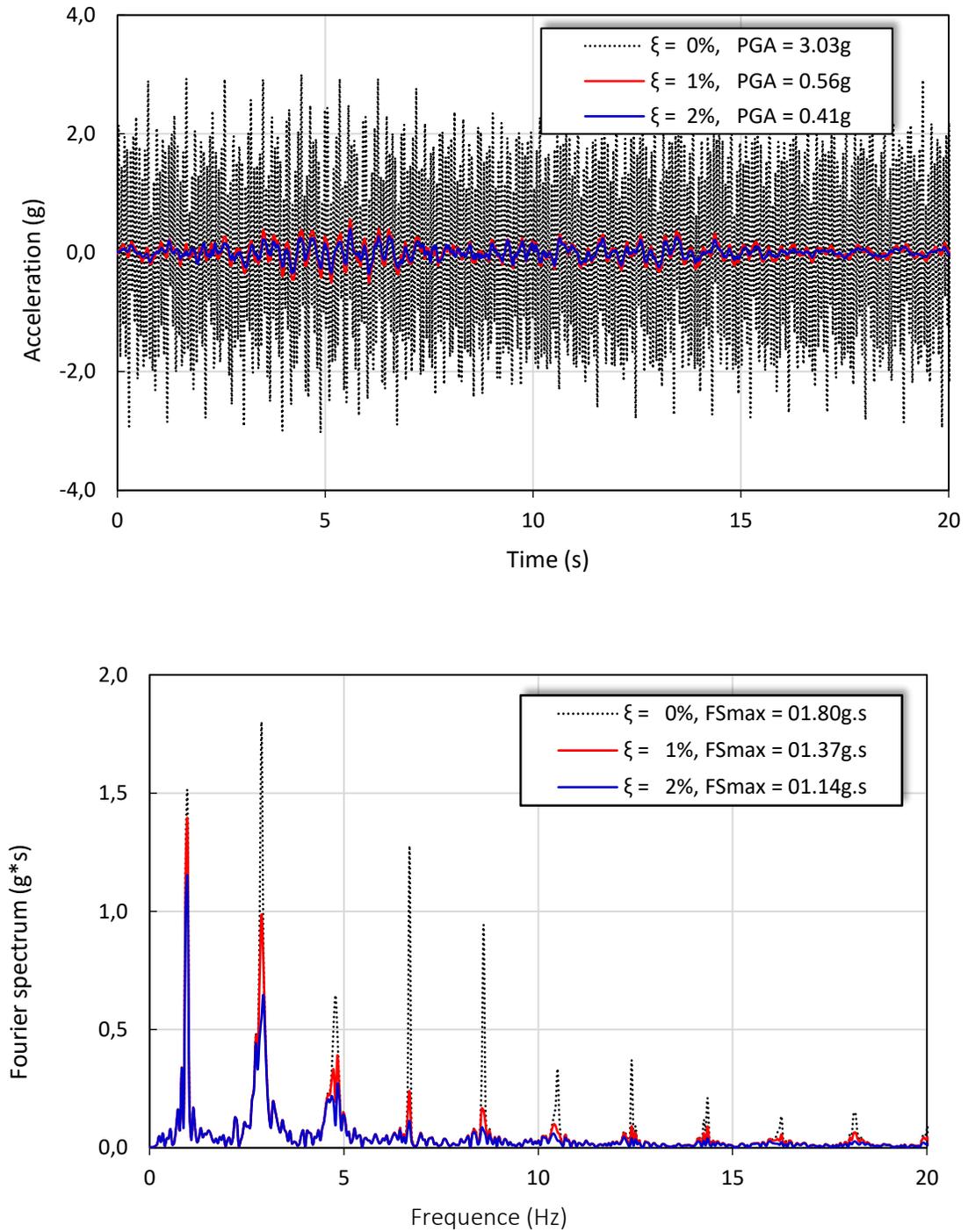
**Figure 3.11.** Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol poroviscoélastique à grains fins dûs aux ondes P.

Il est clair, d'après les figures 3.10 et 3.11, que la prise en compte de l'amortissement du squelette selon l'équation (2.42a), diminue considérablement et de façon raisonnable la valeur des accélérations et du spectre de Fourier. Une valeur d'amortissement du squelette ( $\xi$ ) égale à uniquement 1% diminue l'accélération maximale du sol pour le matériau sableux ( $n = 0.40$ ,  $k = 10^{-10} \text{ m}^2$ ) par des incréments de 87.5 % en cas de saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ) et

39.1% dans le cas d'une saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), par rapport au cas poroélastique. Tandis que pour le matériau à grains plus fins, la même valeur d'amortissement du squelette (1%) réduit le PGA de 77,5 % et 60,2 % pour une saturation partielle et une saturation complète, respectivement. Les figures 3.12 et 3.13 montrent les accélérations et les spectres de Fourier à la surface des deux sites dus à la propagation des ondes SH.



**Figure 3.12.** Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol sableuse poroviscoélastique aux ondes SH.



**Figure 3.13.** Effets de l'amortissement sur l'accélération et l'amplitude du spectre de Fourier à la surface de la couche de sol poroviscoélastique à grains fins aux ondes SH.

Notons que les mouvements induits par l'onde SH sont indépendants du degré de saturation. La prise en compte de seulement 1% d'amortissement dans le module de cisaillement réduit les PGAs par des incréments de 30.8% et 81.5% pour le matériau sableux et le matériau à grains plus fins, respectivement. Ces résultats montrent l'importance de prendre en compte l'amortissement du squelette dans l'analyse de la réponse de sites.

Il faut souligner que les mouvements éventuels dus à la propagation verticale des ondes de cisaillement SV, non traités dans les présentes applications, auraient été identiques aux mouvements dus à la propagation verticale des ondes SH mais dans deux directions perpendiculaires différentes (Eqs.2.31a et 2.31b).

### **3.5. Conclusion**

La prise en compte de l'amortissement visqueux du squelette, qui est indépendant de la fréquence, exerce un effet significatif sur les mouvements dépendant du temps et de la fréquence.

L'effet de l'amortissement du squelette est plus significatif sur les mouvements dûs aux ondes P de compression qui se propagent verticalement dans une couche de sol partiellement saturée constituée d'un matériau sableux, tandis que son effet sur les mouvements horizontaux est plus important dans le cas d'ondes SH qui se propagent verticalement dans une couche de sol constituée d'un matériau à grain plus fins.

L'amortissement du squelette et le temps de relaxation, qui sont liés par la relation proposée, réduisent tous les deux l'amplification du mouvement d'une même quantité, particulièrement pour les fréquences proches des fréquences de résonance, mais le temps de relaxation réduit plus rapidement l'amplitude des amplifications pour les fréquences plus élevées en raison de la dépendance du module de cisaillement par rapport à la fréquence dans le dernier cas.

# Chapitre 4

*Application pratique de la propagation des ondes - Réponse sismique d'une éolienne*

## **4.1. Introduction**

Plusieurs problèmes sont liés à la propagation des ondes dans les milieux poreux, comme la liquéfaction, l'interaction sol-structure et les effets de site (Yang, 1992 ; Morozov, 2020). La prédiction de la réponse sismique des milieux poreux est essentielle pour simuler correctement la génération, la redistribution et la dissipation de l'excès de la pression d'eau interstitielle pendant et après un tremblement de terre (Bardet, 1992).

De nombreux sismologues considèrent les milieux terrestres comme viscoélastiques (Morzov et al., 2019). Bardet (1992) a établi un modèle viscoélastique pour évaluer le comportement dynamique des milieux poroélastiques partiellement saturés en se basant sur la vitesse et l'atténuation des ondes de compression et de cisaillement selon la théorie de Biot (1956). Les modèles viscoélastiques de Bardet (1992) ont été établis sur la base d'observations selon lesquelles les matériaux poroélastiques et les ondes de cisaillement ne sont pas les mêmes.

Comme application pratique de notre présente approche traitant de la propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques, une éolienne a été modélisée et étudiée. On a constaté, d'une part, que l'amortissement du squelette exerce un effet important sur la réponse de l'éolienne. D'autre part, bien que les accélérations à la surface du sol et les amplitudes du spectre de Fourier dues à la propagation des ondes de compression soient plus importantes que celles dues à la propagation des ondes de cisaillement SH dans le même milieu, la réponse de l'éolienne aux mouvements verticaux est négligeable par rapport à sa réponse horizontale. Ces réponses dépendent également du type du matériau constituant le milieu poroviscoélastique du sol vibrant partiellement saturé.

## **4.2. Réponse sismique d'une éolienne**

Avec l'augmentation significative des parcs éoliens, il y a une vaste diffusion des installations des éoliennes dans plusieurs régions du monde (Figure 4.1). Cela a entraîné une diminution du nombre de sites privilégiés avec une disponibilité éolienne élevée, mais la

demande d'énergie éolienne est toujours en augmentation. Donc, soit nous devons trouver des sites plus adéquats, soit augmenter la hauteur des tours et le rayon des pales du rotor. L'augmentation de la hauteur de la tour et du diamètre du rotor aide à générer plus d'électricité en utilisant un vent plus fort et constant disponible à des altitudes plus élevées, car la puissance générée est fonction du cube de la vitesse du vent.



*Figure 4.1. Différents modèles d'éoliennes.*

Cette section consiste en une application pratique de la propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques. Les accélérations simulées à la surface d'un site seront appliquées à la base d'une structure onshore, qui est une éolienne de 65 kW (Prowell et al., 2008) (Figure 4.2), afin d'obtenir et discuter sa réponse. La tour de l'éolienne est supposée être entièrement fixée à sa base avec une forme structurelle tubulaire conique de section circulaire. La surface et le moment d'inertie de la section transversale de chaque partie de la tour de hauteur  $h_i$  sont calculés comme suit

$$A_i = \pi \left( \left( \frac{D_i}{2} \right)^2 - \left( \frac{D_i - 2t_w}{2} \right)^2 \right) ; \quad I_i = \frac{\pi}{64} [D_i^4 - (D_i - 2t_w)^4] \quad (4.1)$$

Dans l'équation (4.1),  $D_i$  est le diamètre de la section de la tour 'i' considérée et ' $t_w$ ' l'épaisseur de la paroi de la tour. Les masses  $m_i$ , sont calculées comme la somme des moitiés des masses des parties supérieure et inférieure de la tour par rapport au noeud  $i$  considéré

$$m_i = \frac{\rho}{2}(A_i h_i + A_{i+1} h_{i+1}) ; \quad (4.2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique (égale à 7900 kg/m<sup>3</sup>) plus les masses de la nacelles et du rotor pour la masse  $m_3$ . La rigidité longitudinale  $k_{vi}$  pour chaque partie de la tour est calculée comme suit

$$k_{vi} = \frac{EA_i}{h_i} , i = 1, 3) \quad (4.3)$$

avec  $E$  le module d'élasticité de Young ( $E = 2 \times 10^{11}$  Pa).

Les principaux paramètres calculés de la structure sont résumés dans le tableau 4.1. La structure est modélisée comme un système à trois degrés de liberté sous les accélérations du mouvement du sol, comme le montre la figure 4.3b. Pradin (2017) a présenté différents modèles physiques de structures d'éoliennes.

La structure éolienne étudiée est supposée reposer à la surface du système couche poroviscoélastique / demi-espace et être soumise à des mouvements verticaux et horizontaux induits par la propagation des ondes de compression et de cisaillement dans la couche de sol (Figures 4.3c et 4.3d, respectivement).



**Figure 4.2.** Eolienne sur table vibrante (Prowell et al., 2008).

Selon les figures 4.3c et 4.3d idéalisant la structure onshore sous des mouvements de sol verticaux et horizontaux, respectivement, les équations de mouvement correspondantes sont données par l'équation (4.4) pour  $j = v$  ou  $h$  (horizontal), respectivement.

$$[M]\{\ddot{u}_j(t)\} + [C]\{\dot{u}_j(t)\} + [K_j]\{u_j(t)\} = -[M]\{1\}\ddot{u}_{gj}(t), \quad j = v \text{ ou } h \quad (4.4)$$

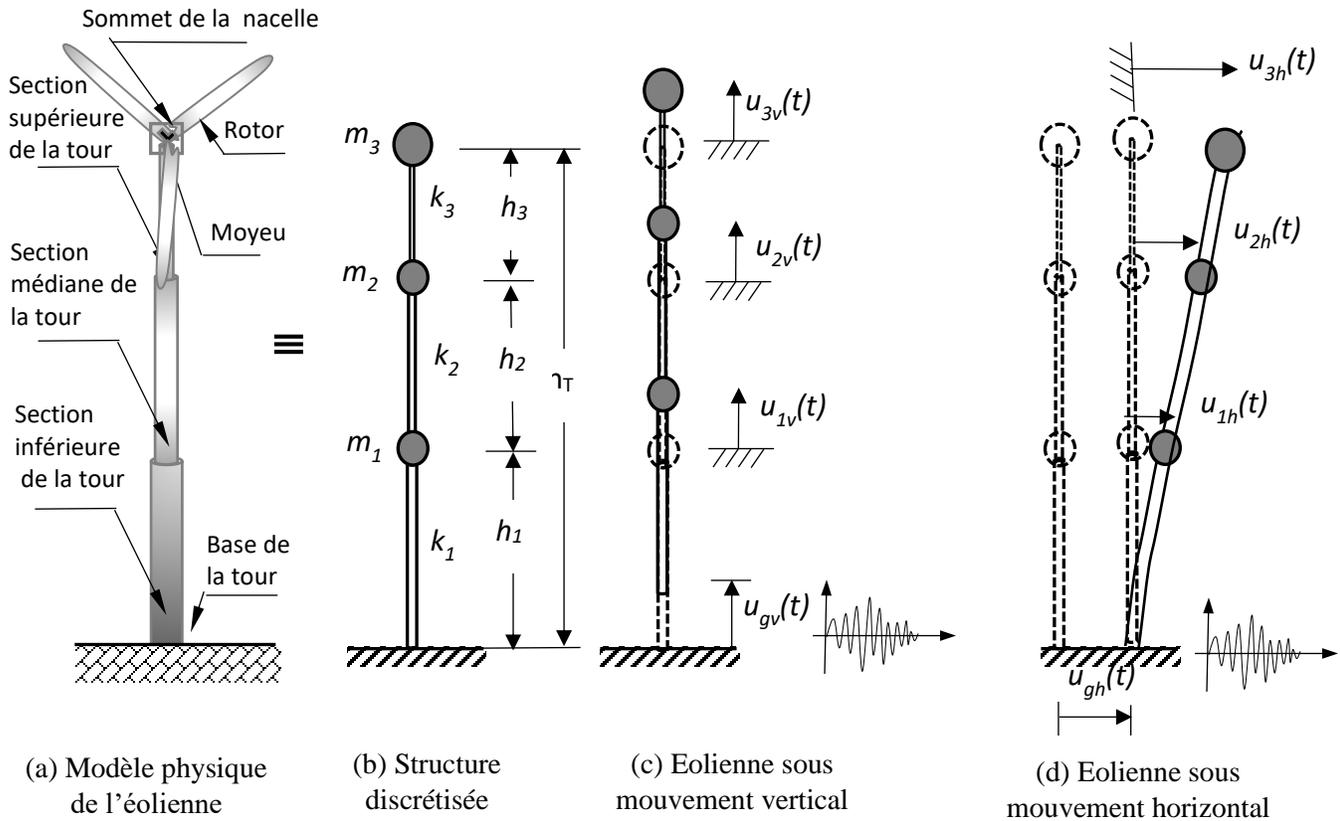


Figure 4.2. Modèle dynamique idéalisant une structure éolienne.

Tableau 4.1. Paramètres calculés des parties de la tour de l'éolienne.

Partie $i$ de la tour	Longueur $h_i$ (m)	Masse $m_i$ (kg)	Section $A_i$ ( $m^2$ ) x $10^{-2}$	Moment d'inertie $I_i$ ( $m^4$ ) x $10^{-2}$	Rigidité vert. $k_{vi}$ (N/m) x $10^8$
Partie 1 (section inférieure)	7.96	1876.82	3.35	1.70	8.43
Partie 2 (section médiane)	7.94	1241.99	2.62	0.81	6.60
Partie 3 (section supérieure)	6.05	4719.67	1.76	0.24	5.81

Pour le système à trois degrés de liberté, l'équation matricielle explicite pour le mouvement vertical est la suivante

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u}_{v1}(t) \\ \ddot{u}_{v2}(t) \\ \ddot{u}_{v3}(t) \end{Bmatrix} + [C_j] \begin{Bmatrix} \dot{u}_{v1}(t) \\ \dot{u}_{v2}(t) \\ \dot{u}_{v3}(t) \end{Bmatrix} \\
 & + \begin{bmatrix} k_{v1} + k_{v2} & -k_{v2} & 0 \\ -k_{v2} & k_{v2} + k_{j3} & -k_{v3} \\ 0 & -k_{v3} & k_{v3} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{v1}(t) \\ u_{v2}(t) \\ u_{v3}(t) \end{Bmatrix} \\
 & = - \begin{bmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{Bmatrix} \ddot{u}_{gv}(t)
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Pour le mouvement horizontal, la matrice de rigidité est obtenue en inversant la matrice de flexibilité obtenue comme suivant

$$\begin{aligned}
 & [f] \\
 & = \frac{1}{6EI} \begin{bmatrix} 2h_1^3 & h_1^2(3(h_1 + h_2) - h_1) & L_1^2(3h_T - h_1) \\ h_1^2(3(h_1 + h_2) - h_1) & 2(h_1 + h_2)^3 & (h_1 + h_2)^2(3h_T - (h_1 + h_2)) \\ h_1^2(3h_T - h_1) & (h_1 + h_2)^2(3h_T - (h_1 + h_2)) & 2h_T^3 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

et

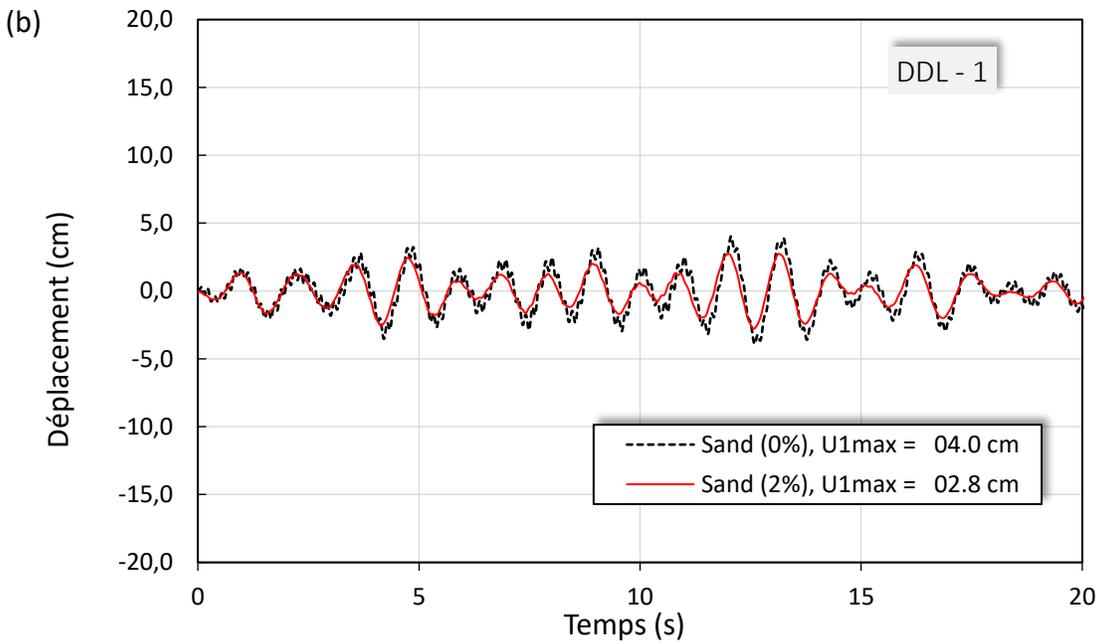
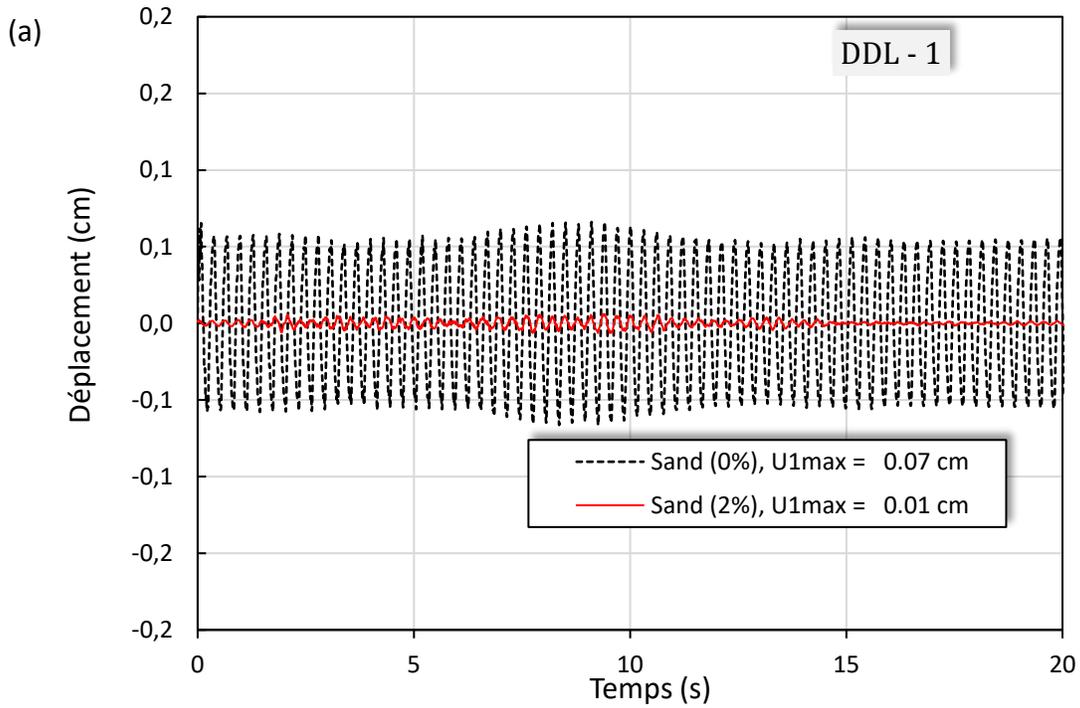
$$[K_h] = [f]^{-1} \tag{4.7}$$

$[C_j]$  est la matrice d'amortissement, pour la direction verticale ( $j = v$ ) ou horizontal ( $j = h$ ) du mouvement, respectivement. L'équation de mouvement (4.4) est résolue dans le domaine temporel en utilisant la méthode 'space state'. La matrice d'amortissement est calculée selon la méthode de Rayleigh (Chopra, 2012). L'amortissement du modèle pour la structure est pris égal à 5%.

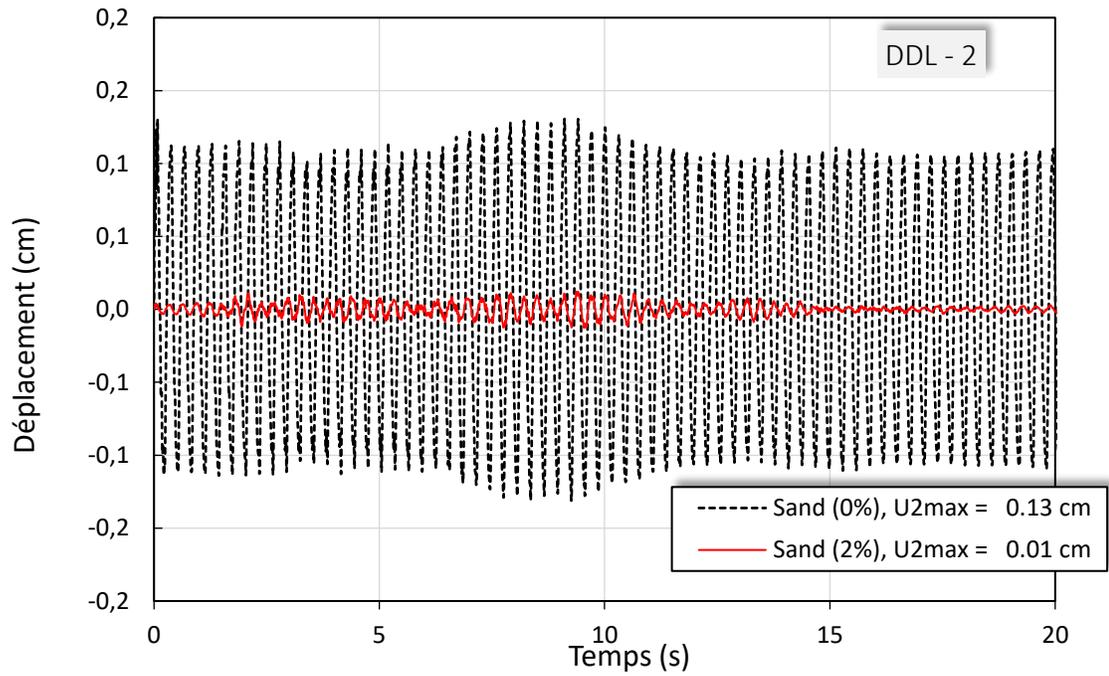
$$[C] = \alpha[M] + \beta[K_j], \quad j = \text{vertic, horiz} \tag{4.8}$$

La réponse amortie de la structure éolienne en termes de déplacements relatifs des trois DDLs, due aux excitations du sol qui sont celles obtenues par le modèle poroélastique pour l'amortissement du squelette  $\xi = 0\%$ , courbe noire) et le modèle proviscoélastique avec

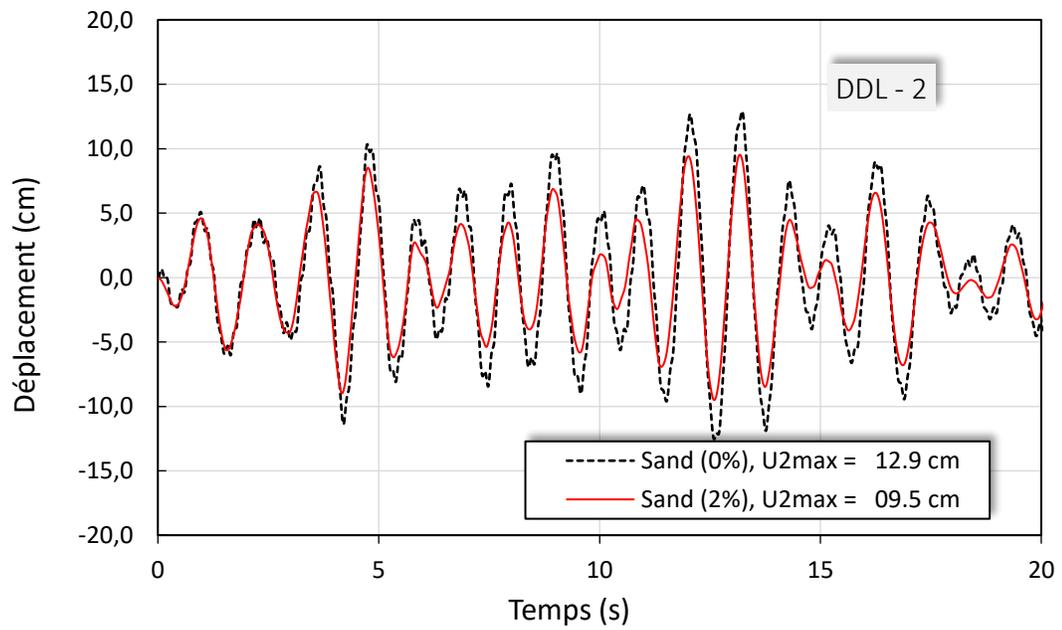
amortissement du squelette  $\xi = 2\%$  (courbe rouge), est calculée pour les deux cas de matériau de sol constituant la couche de sol poroviscoélastique étudiée précédemment : (i) matériau de sable partiellement saturé (Figures 4.4) et (ii) matériau à grains fins partiellement saturé (Figures 4.5),

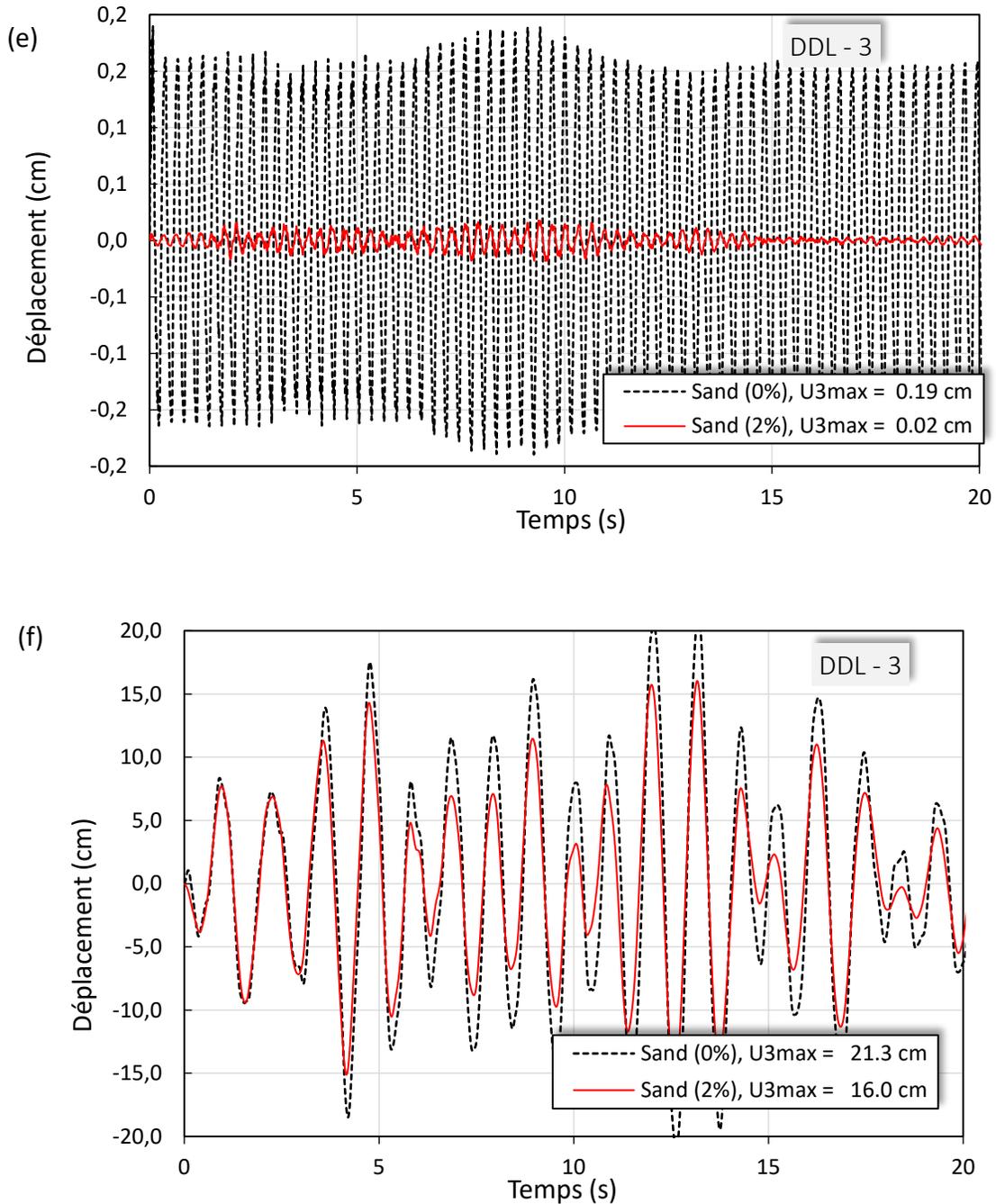


(c)

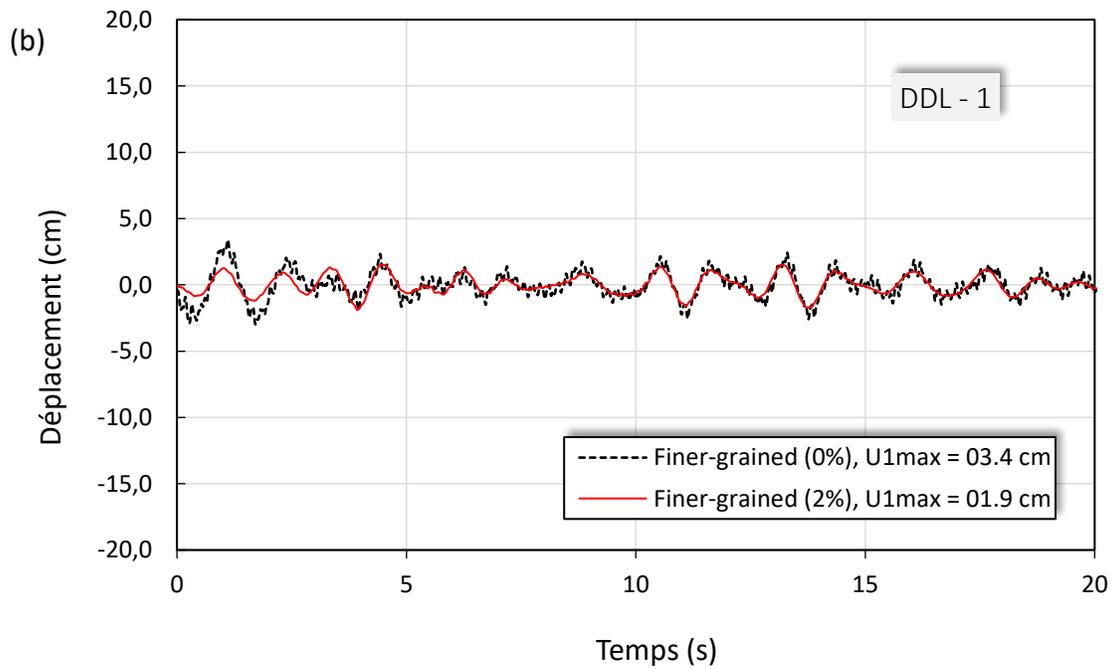
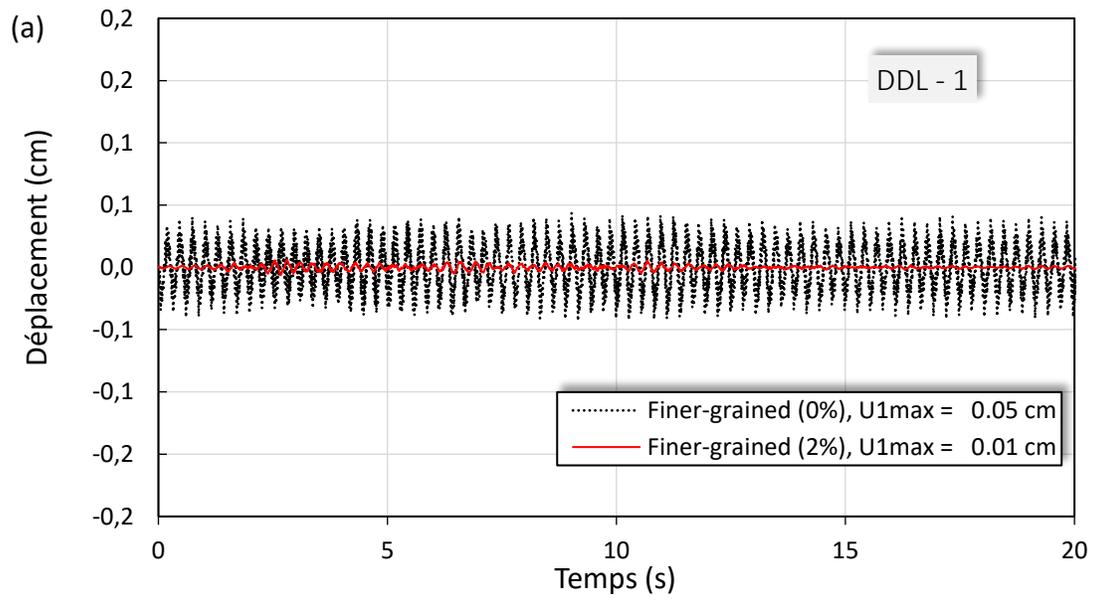


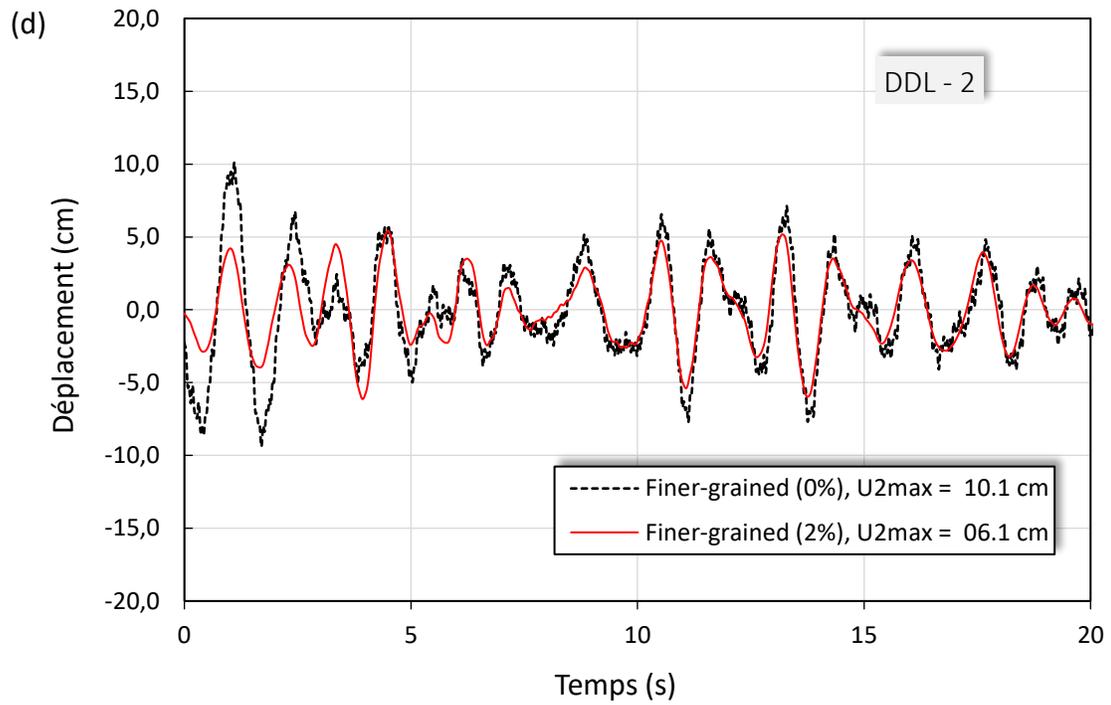
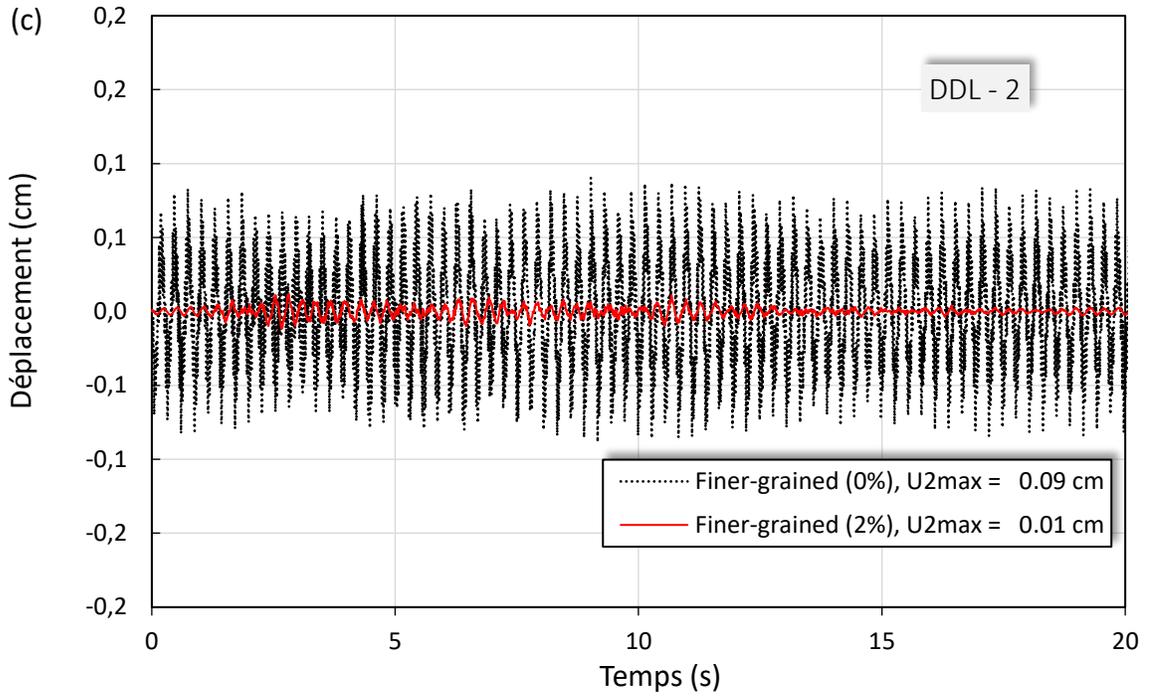
(d)

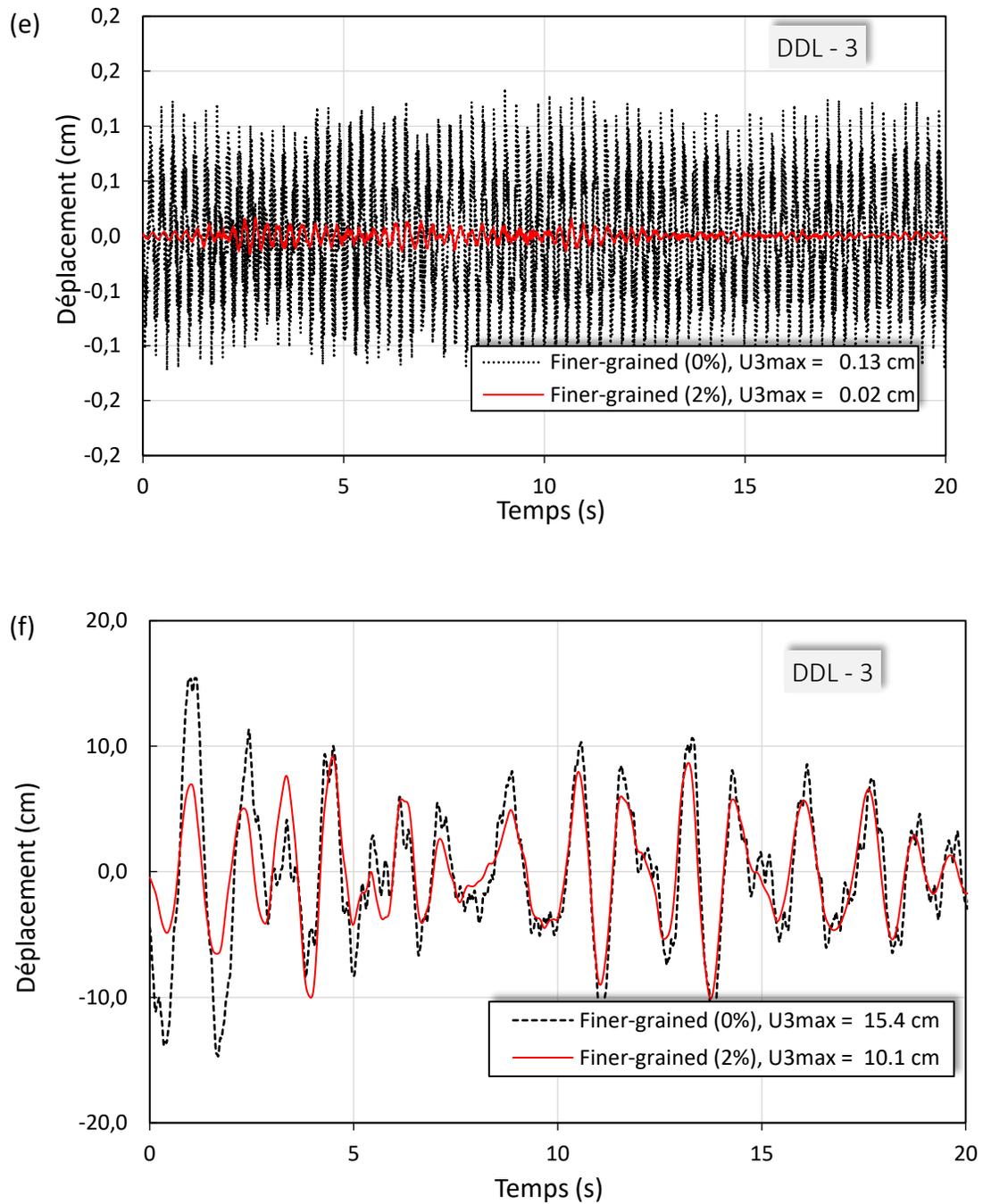




**Figure 4.4.** Réponse de la structure éolienne à l'accélération de surface d'une colonne de sol de sable viscoporoélastique partiellement saturée due à : (a, c, e) une onde P verticale, (b, d, f) une onde SH Horizontale.







**Figure 4.5.** Réponse de la structure éolienne à l'accélération de surface d'une colonne de sol viscoporoélastique à grains fins (a, c, e) une onde P verticale, (b, d, f) une onde SH Horizontale

On constate sur ces figures que la prise en compte de l'amortissement du squelette réduit considérablement la réponse de la structure onshore, en particulier celle due aux mouvements verticaux dans le plan. Le déplacement relatif maximal au niveau du sommet de la structure (DDL 3) est réduit par des incréments de 89.5% et 84.6% pour le cas du matériau sableux (Fig. 4.4e) et le cas du matériau à grains plus fins (Fig. 4.5e), respectivement. Cependant, la réponse verticale est négligeable par rapport à la réponse horizontale. En fait, pour le mouvement horizontal, le déplacement relatif maximal est réduit de 25% (Fig 4.4f) et de 34.4% (Fig 4.5f) pour le sable et les matériaux à grains plus fins, respectivement. Ce qui est remarquable, c'est que pour le matériau sableux, la réponse maximale de la structure à l'excitation poroélastique horizontale est 112 fois supérieure à celle due à l'excitation poroélastique verticale et la réponse à l'excitation poroviscoélastique horizontale est 800 fois supérieure à celle due à l'excitation poroviscoélastique verticale (Fig. 4.4f contre Fig. 4.4e). Alors que, pour un matériau à grains plus fins, la réponse maximale de la structure à l'excitation poroélastique horizontale est 118 fois supérieure à celle due à l'excitation poroélastique verticale et la réponse à l'excitation poroviscoélastique horizontale est 500 fois supérieure à celle due à l'excitation poroviscoélastique verticale (Fig. 4.5f par rapport à Fig. 4.5e). En d'autres termes, la réponse de la structure verticale est négligeable par rapport à la réponse horizontale et plus encore dans le cas poroviscoélastique, ce qui souligne l'importance de prendre en compte l'amortissement du squelette. D'autre part, la réponse de la structure horizontale, qui est la plus importante, à l'excitation viscoélastique est réduite par des incréments de 25% et 34.4% par rapport à celle due à l'excitation poroélastique, pour le sable et le matériau à grains très fins, respectivement, bien que la réponse maximale soit obtenue lorsque la structure repose sur une couche de sol composée de sable.

### **4.3. Conclusion**

Les mouvements en surface de dépôts de sols obtenus au chapitre 3, ont été appliqués comme mouvements excitateurs pour étudier la réponse sismique dans le domaine temporel d'une structure terrestre, qui est une éolienne de 68 kW. Les principaux résultats de la présente étude sont résumés comme ci-dessous.

Les réponses sismiques verticales et horizontales d'une éolienne aux mouvements obtenus par la présente approche de formulation de la propagation des ondes dans les milieux poroviscoélastiques sont assez sensibles à l'amortissement du squelette ainsi qu'au matériau constituant la couche vibrante du sol.

La réponse verticale de l'éolienne en termes de déplacement relatif maximal des différents degrés de liberté est beaucoup plus réduite par l'introduction de l'amortissement du squelette dans les mouvements excitateurs, mais elle est négligeable par rapport à la réponse horizontale.

La présente application met en valeur la formulation de la propagation des ondes sismiques élaborée dans la présente thèse. Les résultats obtenus mettent en relief l'efficacité de la formulation proposée notamment dans sa simplicité souvent perdue dans les travaux de recherche due au formalisme mathématique complexe même pour des configurations de sol simples. Aussi sa généralisation aux cas des ondes de volume de compression et de cisaillement et ondes de surface en fait un outil très efficace pour des applications en génie civil.

# Chapitre 5

*Effets des incertitudes des paramètres de sol sur la propagation des ondes de compression*

## **5.1. Introduction**

Il a été souvent mentionné que les incertitudes autour des propriétés des sols jouent un rôle important dans la modification des mouvements dus aux ondes se propageant dans des milieux poreux et par conséquent sur les mouvements des structures qui s'y reposent.

Le présent chapitre vise à utiliser les procédés aléatoires, c-à-d en manipulant des nombres choisis aléatoirement pour modéliser les incertitudes des propriétés des sols. Parmi les méthodes numériques couramment utilisées, on cite les méthodes de Monte Carlo (MC), qui ont prouvé leur efficacité dans beaucoup de domaines. La formulation de la propagation des ondes menée dans le cadre de cette thèse va être utilisée en conjonction avec les simulations de Monte Carlo pour prendre en compte les incertitudes autour des propriétés des sols. Le lecteur est invité à consulter les thèses de [Guellil \(2017\)](#), [Sadouki \(2018\)](#) et [Djilali Berkane \(2018\)](#) et d'autres articles des mêmes auteurs pour d'avantages détails sur l'utilisation des méthodes de Monte Carlo dans le domaine des applications de la propagation des ondes sismiques dans différents milieux monophasiques et biphasiques.

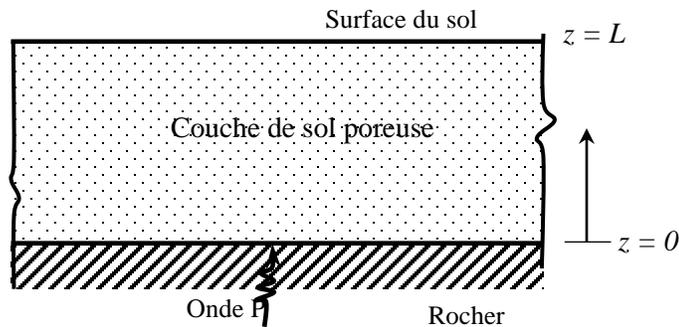
Ici l'accent est mis sur des applications sur les mouvements induits par des ondes de compressions en ne considérant que l'amortissement d'origine hydraulique. Les mouvements induits par les deux types d'ondes de compression, à savoir l'onde rapide  $P_1$  et l'onde lente  $P_2$ , sont étudiés séparément.

Des variations aléatoires des paramètres associés à la structure du milieu poreux (perméabilité, degré de saturation et porosité) ont permis de tenir compte des incertitudes intégrées et qui ont été modélisées comme des variables aléatoires basées sur une fonction de distribution de probabilité présélectionnée. Des résultats numériques ont été obtenus en considérant les effets des variations déterministes et aléatoires des paramètres du milieu poreux partiellement saturés sur la phase et l'atténuation des vitesses des ondes  $P_1$  et  $P_2$  et sur les différentes composantes de la réponse en termes de distribution des déplacements normalisés, la pression interstitielle et la contrainte en fonction de la profondeur normalisée du milieu. Il a été montré que les deux contributions provenant de la première et de la

deuxième onde  $P_1$  et  $P_2$ , respectivement, doivent être considérées. Il a également été démontré que la saturation peut influencer de manière significative le comportement du sol. Enfin, la prise en compte des incertitudes sur les paramètres a considérablement affecté le comportement du milieu poreux qui pourrait modifier de manière significative la réponse d'une structure qui serait éventuellement construite sur ce milieu.

## **5.2. Mouvements dus aux ondes de compression dans un milieu poreux**

Soit un modèle constitué d'une couche de sol partiellement saturé d'épaisseur  $L$  soumise à une onde sismique verticale de compression (P) (Figure 5.1), sous forme d'un mouvement harmonique de la forme  $U_0 e^{i\omega t}$ , où  $\omega$  est la pulsation, en termes de déplacement harmoniquement variable dans le temps.



**Figure 5.1.** Une couche de sol soumise à une excitation verticale à sa base

Le fluide interstitiel ici est l'eau et le milieu poreux est caractérisé par la porosité  $n$  et le degré de saturation  $S_r$ . Un cas typique de saturation partielle est celui où le degré de saturation est suffisamment élevé (par exemple, plus de 90%) de sorte que l'air est intégré dans l'eau interstitielle sous la forme de bulles.

En appliquant les conditions aux limites, les mouvements obtenus dans le cadre de la présente thèse sont présentés de la manière suivante :

$$u(z, t) = \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \underbrace{\left( \delta_1 \frac{\cos[k_1(L - z)]}{\cos(k_1 L)} \right)}_{u_1(z)} e^{i\omega t} + \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \underbrace{\left( -\delta_2 \frac{\cos[k_2(L - z)]}{\cos(k_2 H)} \right)}_{u_2(z)} e^{i\omega t} \quad (5.1a)$$

$$w(z, t) = \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \underbrace{\left( \frac{\cos[k_1(L - z)]}{\cos(k_1 L)} \right)}_{w_1(z)} e^{i\omega t} + \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \underbrace{\left( -1 \frac{\cos[k_2(L - z)]}{\cos(k_2 L)} \right)}_{w_2(z)} e^{i\omega t} \quad (5.1b)$$

Où  $U_0$  est l'amplitude du déplacement à la base rigide imperméable et  $i$  le nombre complexe ( $i = \sqrt{-1}$ .)  $k_1$  et  $k_2$  sont des nombres d'ondes complexes de la première et deuxième onde, respectivement.

Comme on peut l'observer à partir de l'équation (5.1), les déplacements  $u(z)$  et  $w(z)$  peuvent être décomposés comme suit:

$$u(z) = u_1(z) + u_2(z) \quad (5.2a)$$

$$w(z) = w_1(z) + w_2(z) \quad (5.2b)$$

et qui satisfont les relations suivantes :

$$u_1(z) = \delta_1 w_1(z) \quad ; \quad u_2(z) = \delta_2 w_2(z) \quad (5.3)$$

Les couples  $(u_1(z), w_1(z))$  et  $(u_2(z), w_2(z))$  expriment la contribution de la première onde de compression ( $P_1$ ) et la deuxième onde de compression ( $P_2$ ), respectivement. Les deux nombres d'onde complexes  $k_1$  et  $k_2$  des deux ondes de compression s'écrivent :

$$k_{pi} = \frac{\omega}{V_{pi}} \quad (i= 1, 2) \quad (5.4)$$

où  $V_{pi}$  ( $i = 1, 2$ ) sont les vitesses des ondes  $P_1$  et  $P_2$ .

La constante de Lamé pour le squelette  $\lambda_s$  et le module de cisaillement du squelette  $\mu_s$  sont liés par l'expression  $\lambda_s = 2\nu_s\mu_s / (1 - 2\nu_s)$  où  $\nu_s$  est le coefficient de Poisson du squelette.

On applique les équations de comportement pour les matériaux poroélastiques pour obtenir la contrainte et la pression interstitielle sous la forme suivante

$$\begin{aligned} \sigma(z, t) = & \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \left( \underbrace{[(\lambda_c + 2\mu)\delta_1 + \alpha M]k_1 \frac{\sin[k_1(L - z)]}{\cos(k_1 L)}}_{\sigma_1(z)} \right) e^{i\omega t} \\ & + \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \left( \underbrace{-[(\lambda_c + 2\mu)\delta_2 + \alpha M]k_2 \frac{\sin[k_2(L - z)]}{\cos(k_2 L)}}_{\sigma_2(z)} \right) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (5.5a)$$

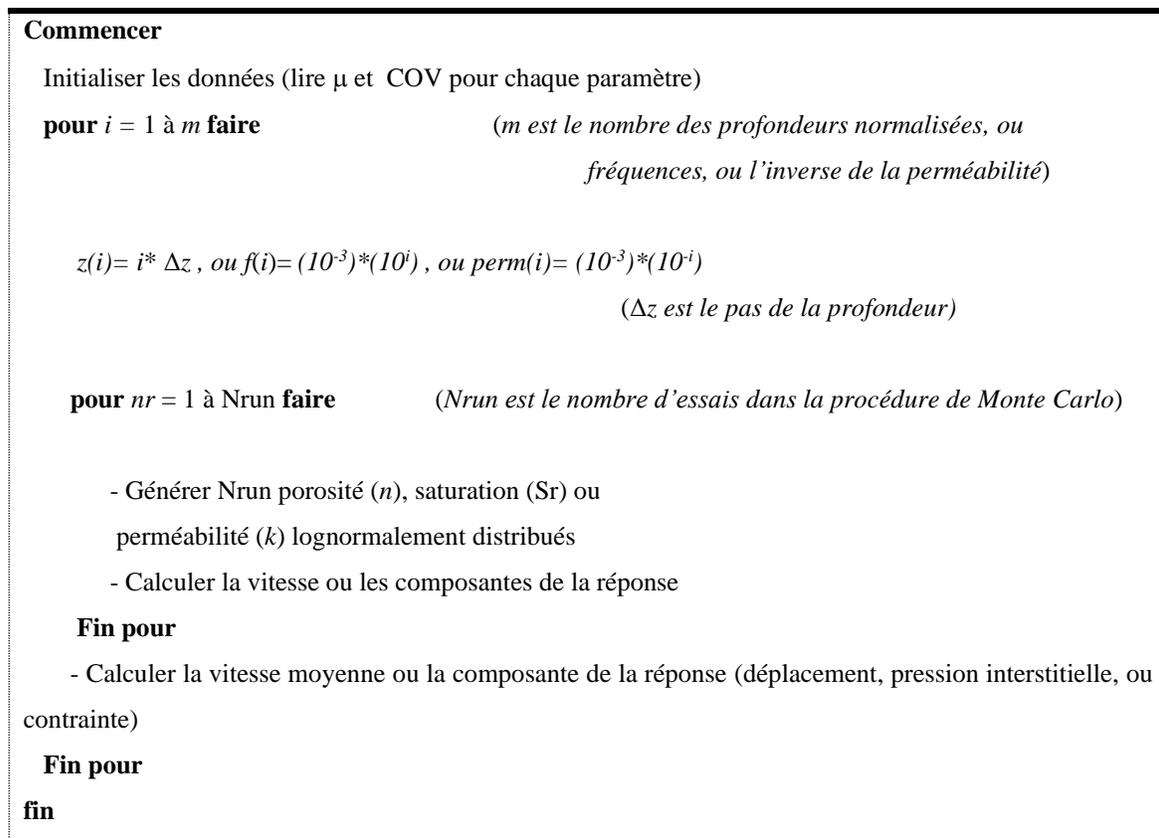
$$\begin{aligned} p_f(z, t) = & \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \left( \underbrace{-(M + \alpha M\delta_1)k_1 \frac{\sin[k_1(L - z)]}{\cos(k_1 L)}}_{p_{f1}(z)} \right) e^{i\omega t} \\ & + \frac{U_0}{\delta_1 - \delta_2} \left( \underbrace{(M + \alpha M\delta_2)k_2 \frac{\sin[k_2(L - z)]}{\cos(k_2 L)}}_{p_{f2}(z)} \right) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (5.5b)$$

Ces équations permettent d'étudier la réponse de la colonne de sol poreuse partiellement saturée dans un cadre déterministe ainsi que probabiliste.

### **5.3. Cadre probabiliste de la réponse dynamique par les simulations de Monte Carlo**

Les effets des incertitudes des paramètres du milieu poreux non saturé dues à la variabilité inhérente des propriétés du sol peuvent être pris en compte par la modélisation de

certaines paramètres associés à la structure du milieu poreux (degré de saturation, porosité et perméabilité) en tant que variables aléatoires. La solution analytique est utilisée avec la génération de plusieurs centaines de milliers d'échantillons des paramètres sélectionnés selon la fonction de distribution prédéfinie à l'aide des Simulations de Monte Carlo (SMC). Chaque paramètre sélectionné est traité comme une variable aléatoire avec une valeur moyenne et un coefficient de variation (COV). Si les variables sont corrélées, la matrice de covariance doit être définie. Ensuite, certaines quantités mathématiques comme la moyenne et l'écart type de la vitesse de l'onde, les déplacements, la pression interstitielle ou la contrainte peuvent être calculées selon un algorithme approprié, comme indiqué sur la Figure 5.2.



**Figure 5.2.** Algorithme des simulations de Monte Carlo pour la réponse dynamique d'un dépôt de sol poreux.

En fait, les méthodes de Monte Carlo ont prouvé leur efficacité dans plusieurs disciplines d'ingénierie et en dynamique des sols. Par rapport aux méthodes analytiques assez

laborieuses (Sadouki et al., 2012), les simulations de Monte Carlo sont efficaces pour obtenir rapidement une solution en traitant un problème déterministe des centaines de milliers, même des millions de fois. La comparaison des résultats obtenus par différentes méthodes a permis de conclure que les simulations de Monte Carlo, elles-mêmes appartenant aux méthodes stochastiques, sont également efficaces pour étudier la propagation des ondes dans les milieux stochastiques mais rapidement (Wang, 2002 ; Guellil, 2017 ; Sadouki, 2018 ; Sadouki et al., 2012 ; Guellil et al., 2017).

## **5.4. Réponses déterministes**

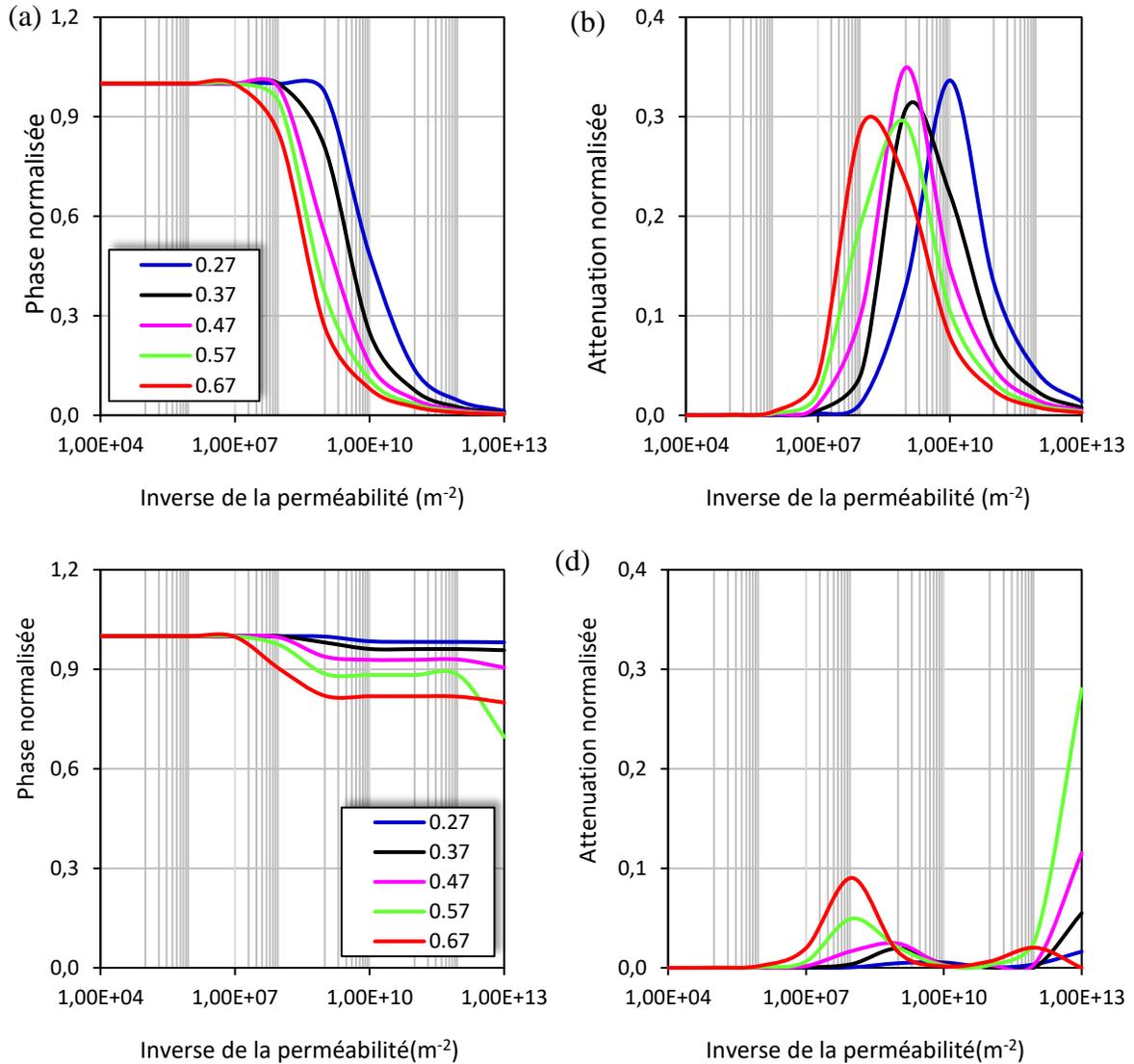
### **5.4.1. Phase et atténuation de la vitesse de l'onde**

La phase et l'atténuation de la vitesse ont attiré l'attention de nombreux chercheurs dans le domaine de la dynamique des sols où la théorie de Biot s'applique parmi autres (Han et al., 2017 ; Hickey et Sabatier, 1997 ; Stoll, 1977).

Dans cette étude, deux cas de saturation,  $S_r = 100 \%$  et  $S_r = 98 \%$ , sont considérés pour étudier la variation de la phase et l'atténuation de la vitesse de la première et la deuxième onde de compression. Les données du site sélectionné sont présentées dans le tableau 5.1. L'épaisseur de la couche ( $L$ ) est supposée égale à 15 m. La figure 5.3 représente la variation déterministe de la phase normalisée de la vitesse (partie réelle) et de l'atténuation de la vitesse (partie imaginaire) de l'onde  $P_1$  (rapide) et de l'onde  $P_2$  (lente) par rapport en fonction de l'inverse de la perméabilité pour une fréquence donnée (5 Hz dans ce cas) et des porosités différentes.

Il est intéressant de noter à partir de la figure 5.3 que la phase et l'atténuation de vitesse de l'onde  $P_1$  présentent des variations dans la gamme de perméabilité de  $10^{-7}$  à  $10^{-13} \text{ m}^2$ , qui est une grande gamme de la perméabilité intrinsèque comme montré par Al Rjoub (2013). Cependant, la variation de la vitesse de l'onde rapide est plus importante. On note également que si la phase de la vitesse de l'onde rapide  $P_1$  varie avec l'augmentation de la porosité de

manière parfaitement régulière (Fig. 5.3a), la variation de l'atténuation est plutôt aléatoire (Figure 5.3b).



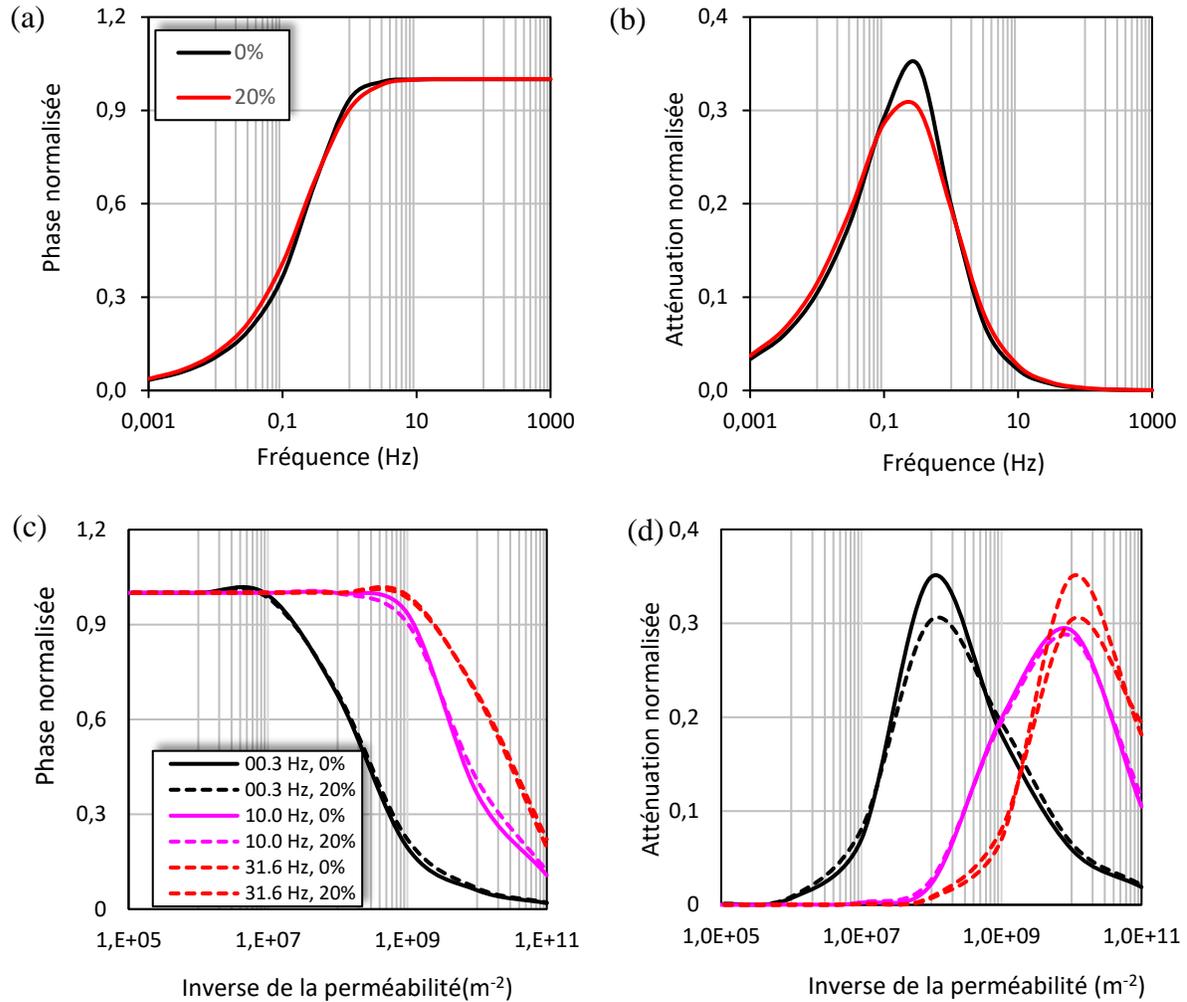
**Figure 5.3.** Variation déterministe de la phase et l'atténuation normalisées de la vitesse en fonction de l'inverse de la perméabilité pour différentes porosités: (a, b) onde  $P_1$  (rapide), (c, d) onde  $P_2$  (lente).

**Tableau 5.1** Caractéristiques du sol utilisé

Quantité	Valeur
Module d'incompressibilité du squelette solide ( $K_b$ )	$8.67 \times 10^7$ Pa
Module d'incompressibilité des grains solides ( $K_s$ )	$3.6 \times 10^{10}$ Pa
Module d'incompressibilité de fluide ( $K_w$ )	$2 \times 10^9$ Pa
Module de cisaillement du squelette solide ( $\mu_s$ )	$6.5 \times 10^7$ Pa
Perméabilité ( $k$ )	$10^{-8}$ m <sup>2</sup>
Viscosité ( $\eta$ )	$10^{-3}$ Pa s
Masse volumique ( $\rho_s$ )	2650 kg/m <sup>3</sup>
Porosité ( $n$ )	0.37
Pression absolue du fluide ( $P_a$ )	150 kPa

Dans ce qui suit, l'onde rapide  $P_1$  sera considérée plus en détail. La figure 5.4 montre les variations de la phase et de l'atténuation normalisées en fonction de la fréquence (Figs 5.3a and 5.3b) et en fonction de l'inverse de la perméabilité (Figs. 5.4c and 5.4d) pour une variation aléatoire de la porosité. On sait que le coefficient de variation de la porosité varie entre 10 % et 60 % (Kim, 2005 ; Fenton and Vanmarcke, 1988). Par la technique de Monte Carlo, une valeur moyenne de la porosité égale à 0.37 et un COV de 20 % sont considérés pour générer 100 000 échantillons selon une distribution lognormale.

On peut observer d'après les Figures 5.4a et 5.4b, que la variation aléatoire de la porosité affecte très légèrement la variation de la phase alors qu'elle réduit clairement les valeurs des pics de l'atténuation d'un incrément d'environ 13% par rapport au cas déterministe (COV = 0 %), à une fréquence proche de 0.15 Hz. Alors que les Figures 5.4c et 5.4d montrent que la phase reste insensible à la variation aléatoire de la porosité mais l'atténuation est clairement affectée par la même augmentation comme dans la figure 5.4b pour 0.3 et 31.6 Hz alors qu'elle reste insensible à 10 Hz ; ce qui confirme la variation aléatoire observée sur la figure 5.3b.



**Figure 5.4.** Variation aléatoire de la phase normalisée et de l'atténuation de la vitesse pour l'onde  $P_1$  dans les milieux partiellement saturés ( $S_r = 0,98$ ) : (a, b) en fonction de la fréquence avec  $k = 10^{-8} \text{ m}^2$ , (c, d) en fonction de l'inverse de la perméabilité avec  $f = 0.3 \text{ Hz}$ ,  $10 \text{ Hz}$  et  $31.6 \text{ Hz}$ .

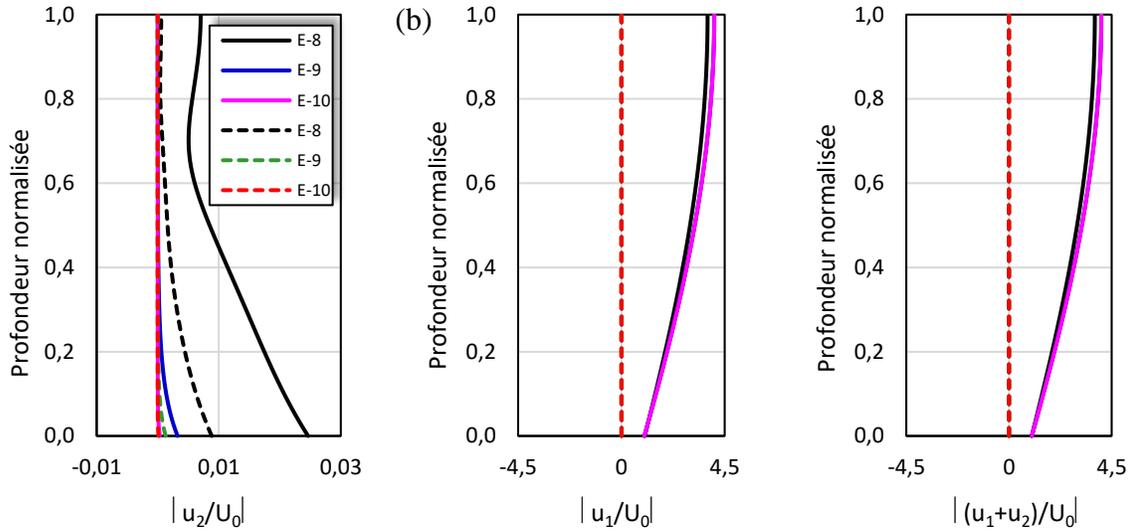
#### 5.4.2. Réponse déterministe d'un sol poreux aux ondes de compression P

Dans cette section, il est prévu d'étudier la réponse d'un milieu poreux due à l'onde de compression P en termes des déplacements du squelette et du fluide interstitiel par rapport au solide, de la pression interstitielle et de la contrainte totale, en fonction de la profondeur du milieu poreux du sol.

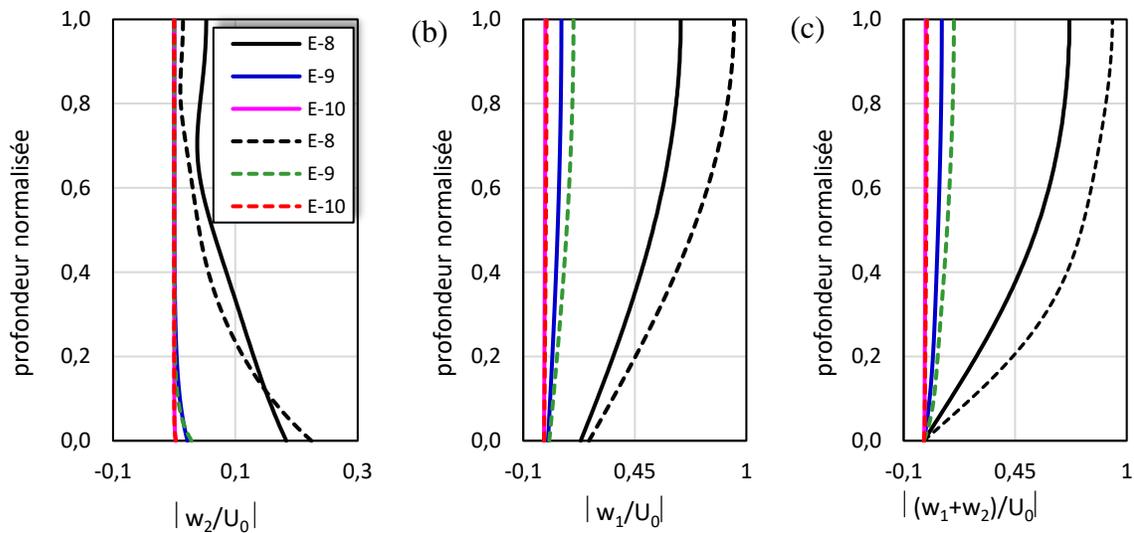
#### **5.4.2.1. Effets des variations de la perméabilité**

Premièrement, il est montré sur la Figure 5.5 la distribution des déplacements absolus normalisés du squelette solide en fonction de la profondeur normalisée ( $z/L$ ) de la première onde de compression ( $|u_1/U_0|$ ), de la deuxième onde de compression ( $|u_2/U_0|$ ) et total ( $|(u_1+u_2)/U_0|$ ) dans la colonne de sol poreuse (Fig. 5.1). Deux cas sont considérés : saturation complète ( $S_r = 100\%$ , ligne continue) et saturation partielle (98%, ligne pointillée) et pour chaque cas trois valeurs de la perméabilité sont considérées ( $10^{-8}$ ,  $10^{-9}$  and  $10^{-10}$  m<sup>2</sup>). Il est clair que la contribution au déplacement du solide vient principalement de la première onde de compression, c'est-à-dire que les contributions de la deuxième onde de compression sont négligeables malgré que cette composante soit plus sensible à la variation de la perméabilité que la première mais pour les deux composantes, pour une perméabilité de  $10^{-10}$  m<sup>2</sup> les déplacements sont nuls en cas de saturation complète (ligne pointillée rouge).

La figure 5.6 montre la distribution des déplacements absolus normalisés du fluide interstitiel par rapport à la phase solide provenant des contributions individuelles des deux ondes de compression ainsi que de l'onde totale. D'après la figure 5.6, on constate que les contributions individuelles des deux ondes varient de manière significative en fonction du changement de saturation ainsi que de la variation de la perméabilité et la somme des deux contributions est le résultat de leur superposition, particulièrement vers le bas de la colonne de sol. La courbe représentant la somme des deux contributions pour le squelette solide et le fluide interstitiel par rapport à la phase solide prend l'allure des courbes pour la première onde de compression. Les déplacements normalisés du squelette solide provenant de la contribution individuelle de la première onde et la somme des deux contributions varient d'une valeur maximale à la surface à l'inverse de celle provenant de la contribution individuelle de la deuxième onde, qui prend sa valeur maximale à la surface. La même tendance s'applique aussi aux courbes du déplacement normalisé du fluide des pores par rapport à la phase solide mais à la base où le déplacement normalisé est nul. L'effet du changement de la saturation est assez significatif lorsque les valeurs les plus grandes sont obtenues pour 98% de saturation et une perméabilité de  $10^{-8}$  m<sup>2</sup>.



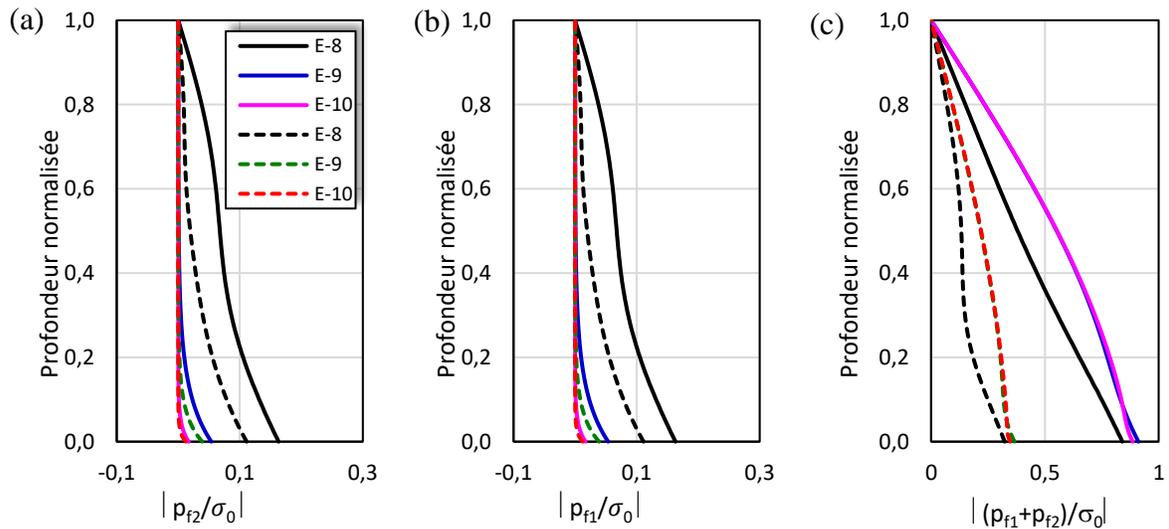
**Figure 5.5.** Effets des variations de la perméabilité sur le déplacement normalisé absolu du squelette solide : ligne continue  $Sr = 100 \%$ , ligne pointillée  $Sr = 98 \%$ .



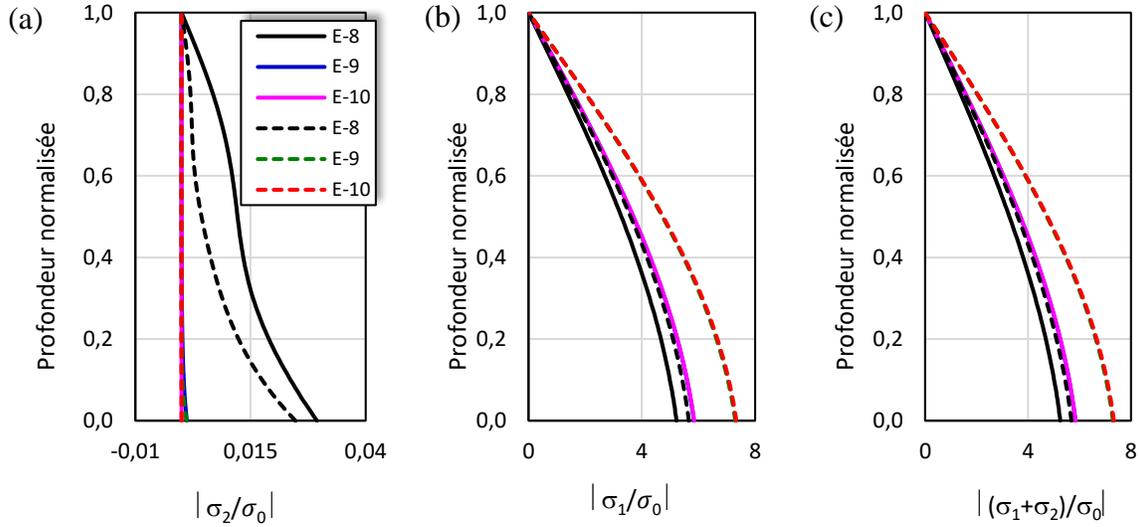
**Figure 5.6.** Effets des variations de la perméabilité sur le déplacement normalisé absolu du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : ligne continue  $Sr = 100 \%$ , ligne pointillée  $Sr = 98 \%$ .

La distribution de la pression interstitielle absolue normalisée et la contrainte totale sont représentées sur les figures. 5.97 et 5.8, respectivement. La normalisation de ces quantités est effectuée en les divisant par  $\sigma_0 = \frac{U_0(\lambda+2\mu)}{L}$ . Il est observé de la Figure 5.7 que, cette pression interstitielle absolue normalisée varie des valeurs minimales à la surface à des valeurs

maximales à la base et les courbes des deux contributions individuelles montrent la même variation. Ensuite, la somme des deux contributions est presque double à la base mais une saturation complète (ligne continue) et une plus petite perméabilité donnent les valeurs les plus élevées de la pression interstitielle normalisée absolue. Concernant la distribution de la contrainte totale normalisée absolue (Fig. 5.8), la courbe représentant la somme des contributions prend l'allure de la courbe de la contribution individuelle de la première onde de compression. La contrainte totale absolue normalisée varie de la valeur zéro à la surface à la valeur maximale à la base et les valeurs les plus élevées sont obtenues pour une saturation partielle et une perméabilité plus faible, contrairement à la tendance de la contribution individuelle de la deuxième onde.



**Figure 5.7.** Effets des variations de la perméabilité sur la pression interstitielle normalisée absolue : ligne continue  $S_r = 100 \%$ , ligne pointillée  $S_r = 98 \%$ .



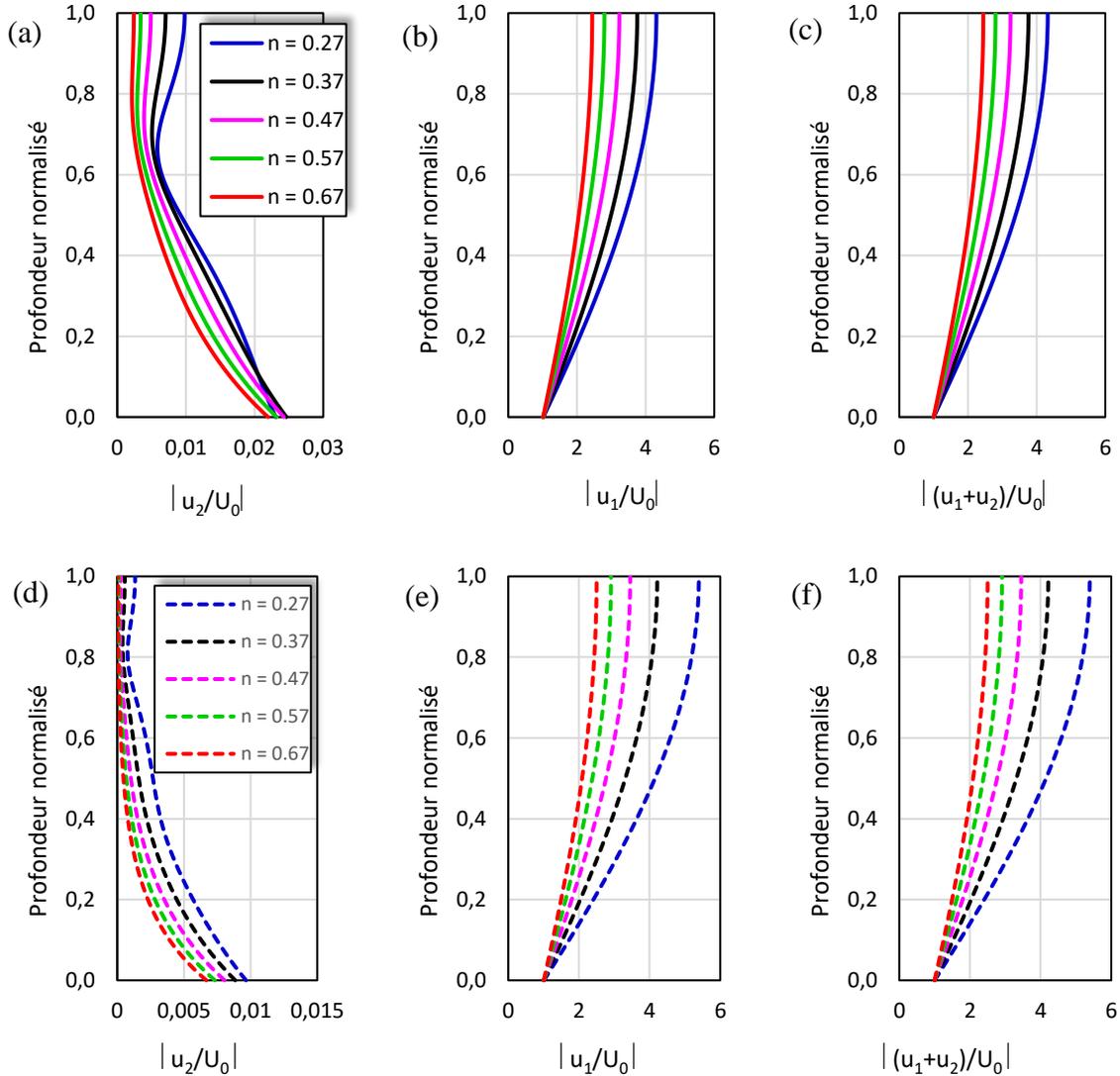
**Figure 5.8.** Effets des variations de la perméabilité sur la contrainte totale normalisée absolue : ligne continue  $S_r = 100\%$ , ligne pointillée  $S_r = 98\%$ .

#### 5.4.2.2. Effets des variations de la porosité

La figure 5.9 montre la distribution des déplacements normalisés absolus du squelette solide en fonction de la profondeur normalisée de la contribution de la première onde de compression, deuxième onde de compression et la somme des deux contributions pour différentes valeurs de la porosité et de perméabilité de  $10^{-8} \text{ m}^2$  pour une saturation complète et une saturation partielle. La tendance de la courbe du déplacement de la somme est exactement la même que celle de la contribution de la première onde car le déplacement provenant de la contribution de la deuxième onde est négligeable par rapport à celui provenant de la contribution de la première onde. Ces déplacements (Figs. 5.9b, 5.9c, 5.9e, 5.9f) varient de l'unité à la base où le mouvement d'excitation est appliqué à des valeurs maximales à la surface mais ce comportement est inversé pour les déplacements provenant de la contribution de la seconde onde de sorte qu'ils varient de valeurs minimales à la surface à des valeurs maximales à la base.

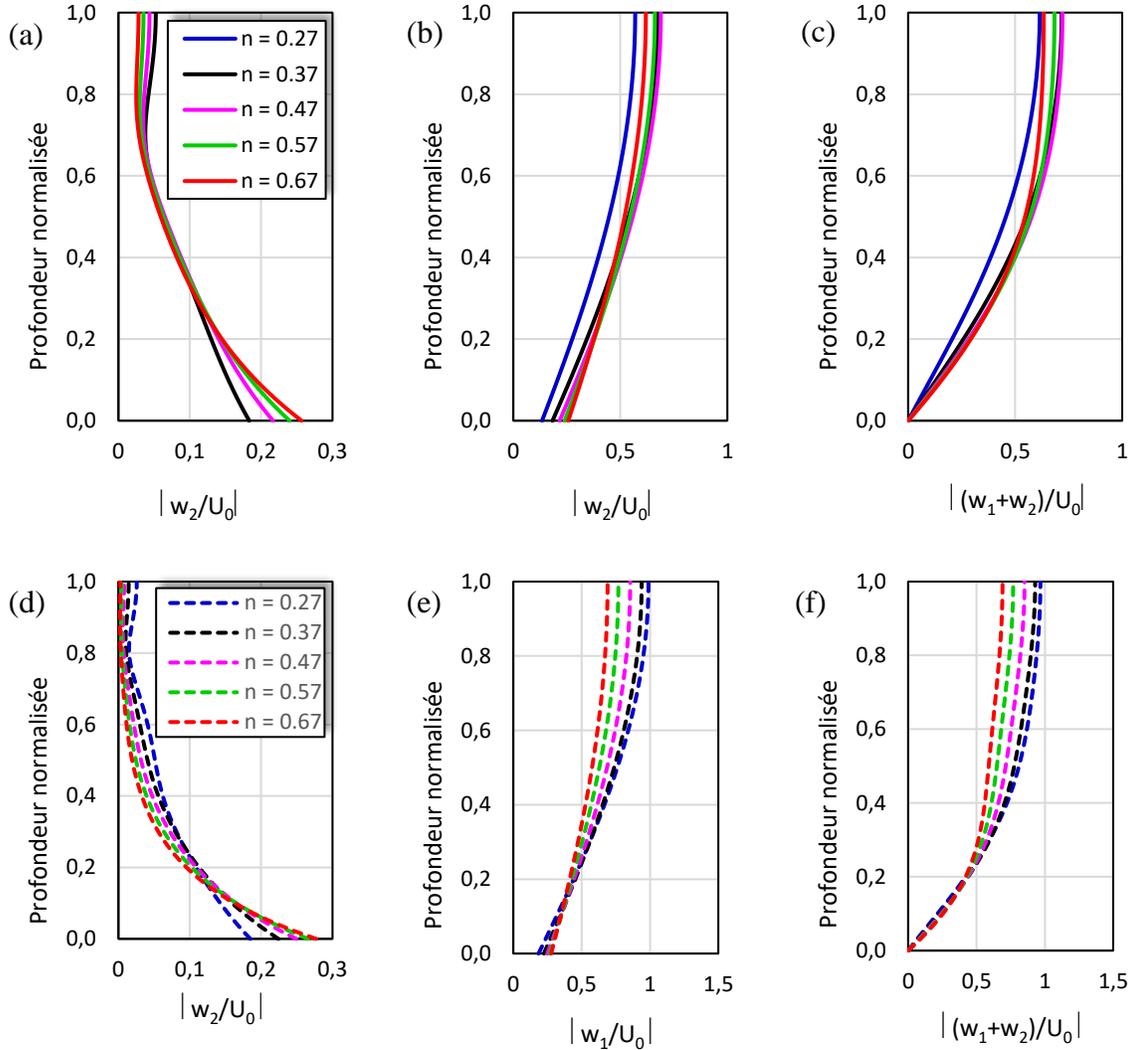
On peut observer que l'augmentation de la porosité induit une diminution du déplacement normalisé provenant de la contribution de la première onde et inversement une augmentation de celui provenant de la contribution de la seconde onde. Cependant, la

variation dans le cas d'une saturation partielle (Figs. 5.9e, 5.9f) est plus importante que dans le cas d'une saturation complète (Figs. 5.9b, 5.9c) et inversement pour le déplacement provenant de la contribution de la seconde onde (Fig. 5.9a contre Fig. 5.9d).



**Figure 5.9.** Effets des variations de la porosité sur le déplacement absolu du squelette solide pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).

De même, la figure 5.10 montre la distribution du déplacement absolu du fluide interstitiel par rapport à la phase solide en fonction de la profondeur normalisée.



**Figure 5.10.** Effets des variations de la porosité sur le déplacement absolu du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).

On peut observer que le déplacement dû aux deux contributions a son influence sur le déplacement de la somme des deux contributions particulièrement à la base et lorsque la deuxième onde donne une variation du déplacement depuis les valeurs maximales à la base jusqu'aux valeurs minimales à la surface. La première onde donne une tendance inverse. La somme des déplacements dus aux deux ondes prend alors la tendance de celle due à la première onde mais varie de zéro à la base à des valeurs maximales en surface. De même, au fur et à mesure que la porosité augmente, les valeurs absolues du déplacement normalisé augmentent sauf pour celles de la contribution de la seconde onde qui ont un comportement

particulier qui s'inverse à partir d'une valeur de profondeur normalisée proche de 0.6 dans le cas d'une saturation complète (Fig. 5.10a). Dans le cas d'une saturation partielle, les courbes du déplacement donné par les deux composantes, présentent des points d'inversion du comportement à 0.13 et 0.16 de la profondeur normalisée, respectivement (Figs. 5.10d, 5.10e). Ce comportement particulier influence la tendance du déplacement total comme on peut le voir sur les figures (5.9c) et (5.9f). La figure 5.13 indique l'effet de la variation de la porosité sur la distribution de la pression interstitielle absolue normalisée en fonction de la profondeur.

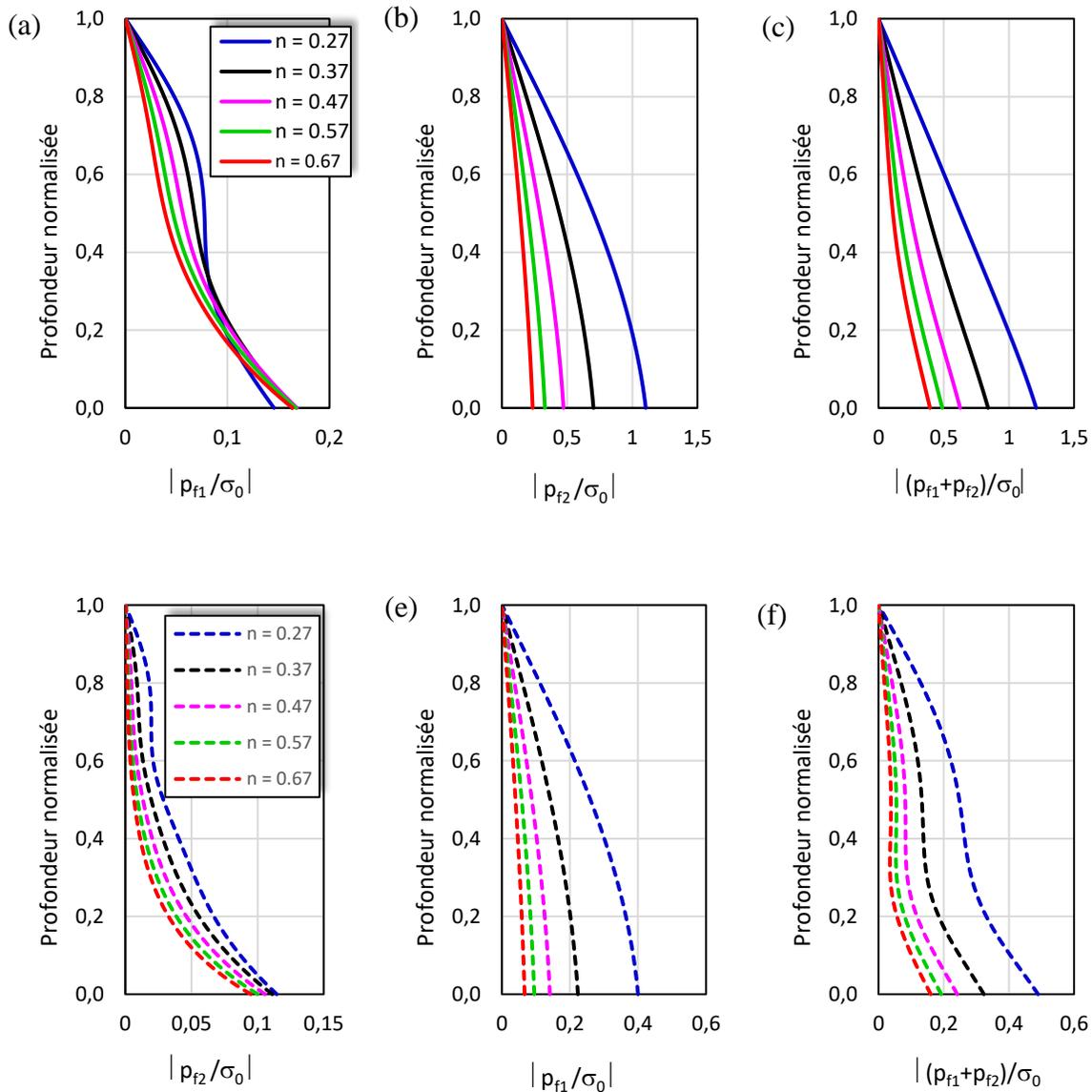


Figure 5.11. Effets des variations de la porosité sur la pression interstitielle absolue pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).

On observe à partir des Figures 5.11a, 5.11b et 5.11c (cas de saturation complète) que, à partir  $0.2L$ , le déplacement normalisé (Fig. 5.11a) provenant de la contribution de la seconde onde possède un fuseau entre  $L$  et  $0.6L$  où les variations sont claires. Alors que la même quantité correspondant à la première onde diminue à partir des valeurs maximales à la base jusqu'au zéro à la surface et les courbes correspondant à la somme des deux contributions individuelles montrent l'allure des courbes pour la première onde.

Dans le cas d'une saturation partielle (Figs. 5.11d, 5.11e, 5.11f), les courbes sont plus ou moins similaires à celles de la saturation complète mais la contribution due à la seconde onde est clairement présente dans le comportement de la somme des deux contributions individuelles. Dans tous les cas, l'augmentation de la porosité induit une diminution des valeurs du déplacement absolu.

D'après la figure 5.12, on peut constater que la distribution de la contrainte totale absolue normalisée en fonction de la profondeur normalisée, suit une évolution similaire à celle de la pression interstitielle mais avec des amplitudes plus importantes et sa variation avec la variation de la porosité est plus importante dans le cas d'une saturation partielle.

D'après les différents comportements qui ont été observés de toutes les composantes de la réponse du dépôt de sol poreux, on peut conclure que la contribution de la deuxième onde de compression ne peut pas être complètement négligée et que les deux contributions doivent être attentivement examinées. En outre, il est mis en évidence que la saturation pourrait influencer considérablement le comportement de la réponse du sol.

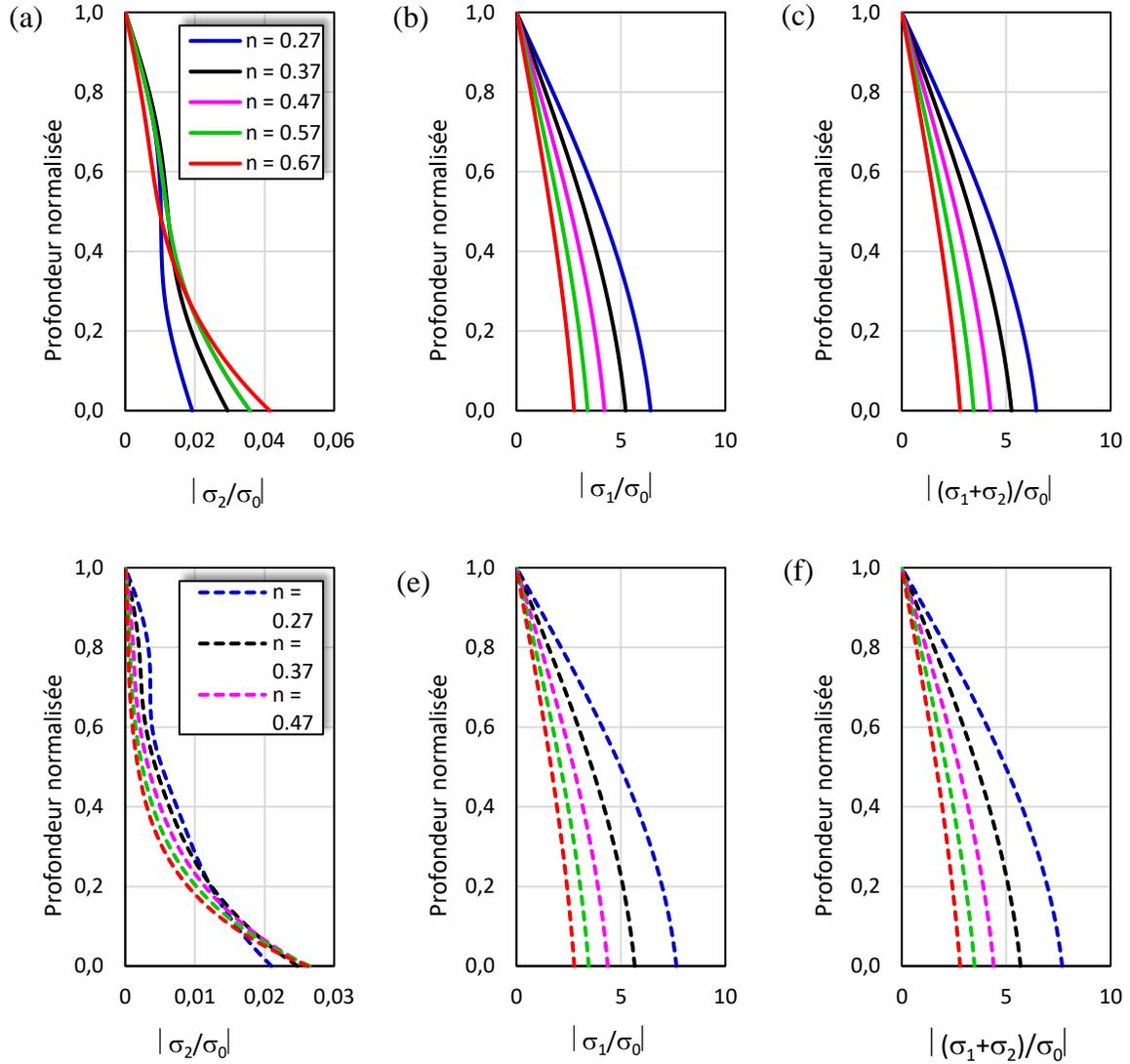


Figure 5.12. Effets des variations de la porosité sur la contrainte totale absolue normalisée pour : (a, b, c) saturation complète ( $S_r = 100\%$ ), (d, e, f) saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ).

## **5.5. Réponse aléatoire d'un milieu poreux de sol aux ondes de compression**

### **5.5.1. Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution des déplacements du solide**

Il est bien connu que la perméabilité est une propriété importante qui caractérise les milieux poreux et reflète le couplage visqueux entre ses deux phases. Par conséquent, son effet sur la réponse d'un dépôt de sol poreux sera étudié en profondeur dans la partie suivante dans un cadre stochastique. Comme le rapporte [Kim \(2005\)](#), le coefficient de variation (COV) de la perméabilité varie entre 90% et 240% pour une gamme de variation de la saturation de 80% à 100%.

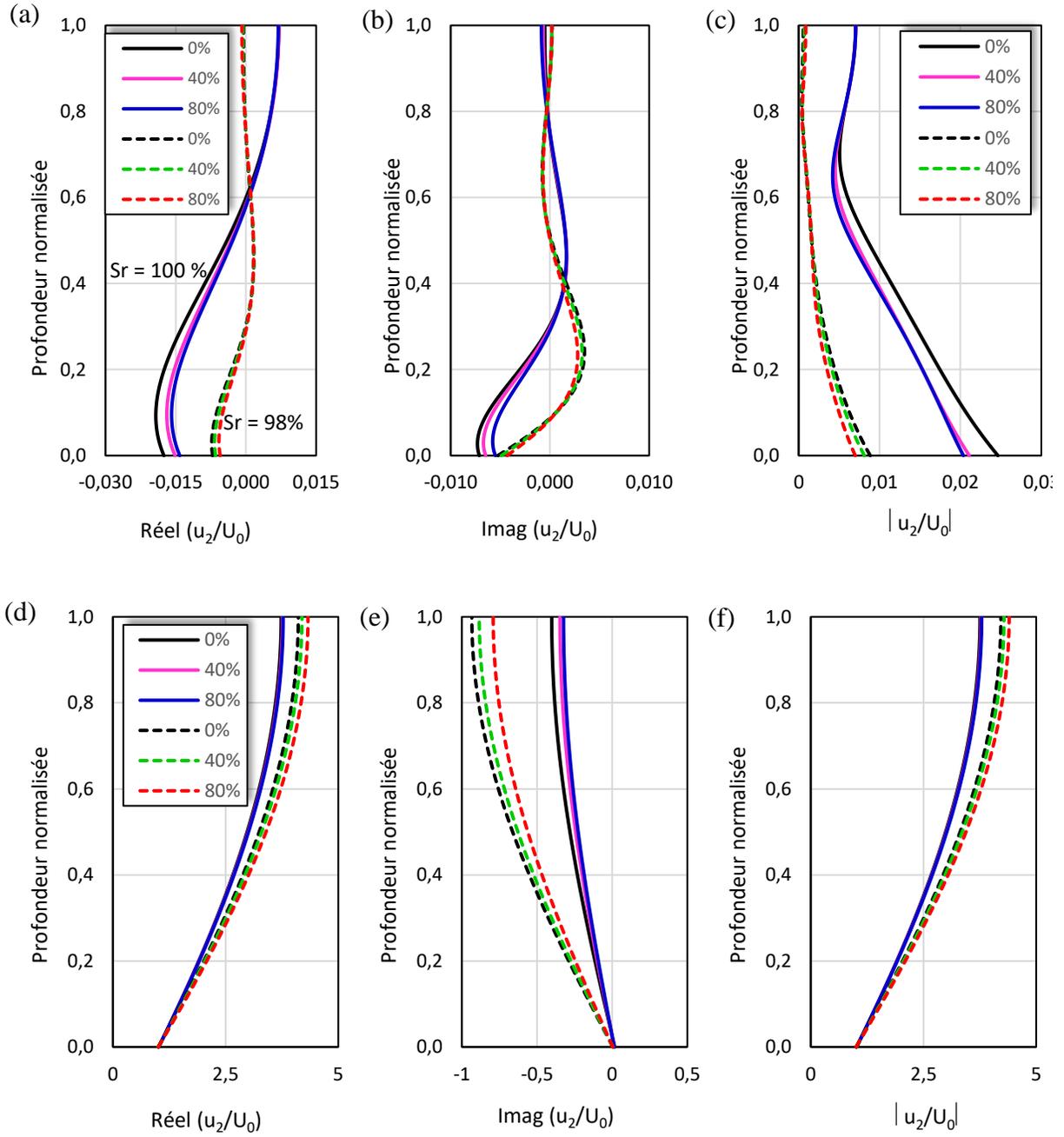
Par la technique de Monte Carlo, une valeur moyenne de la perméabilité  $\mu_k = 10^{-8} \text{ m}^2$  et deux COVs de 40% et 80%, pour chaque cas de saturation, sont considérés pour générer 100,000 échantillons selon la distribution lognormale. Ensuite, une valeur moyenne sur les échantillons est obtenue pour chaque composante de la réponse, comme expliqué à la figure 5.2. Les parties réelles et imaginaires de chaque contribution individuelle sur chaque composante de la réponse sont étudiées. La fréquence est fixée à 5 Hz et la porosité est maintenue déterministe ( $n = 0.37$ ).

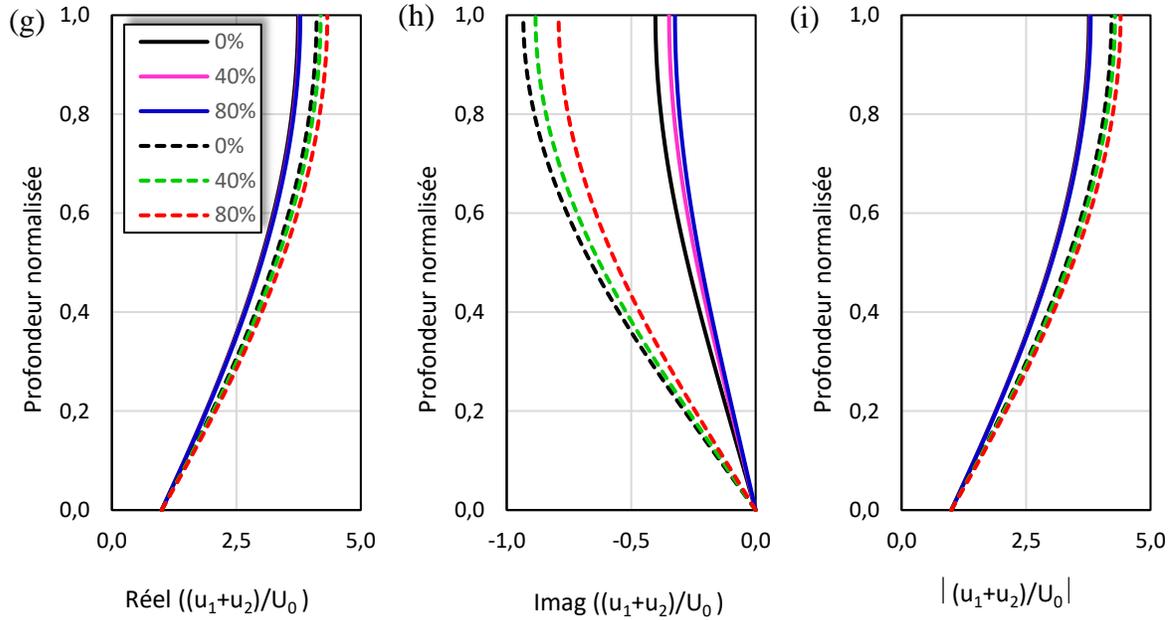
La figure 5.13 montre les effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution de la partie réelle. La figure 5.13 montre les effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution de la partie réelle, de la partie imaginaire et de la valeur absolue du déplacement normalisé du squelette solide dû à la contribution de la deuxième onde (Figs. 5.13a, 5.13b, 5.13c), la première onde (Figs. 5.13d, 5.13e, 5.13f) et la somme des deux contributions (Figs. 5.13g, 5.13h, 5.13i). On peut observer que les parties réelles et imaginaires dues à la seconde onde de compression varient de manière significative, en particulier dans une gamme de profondeur proche de la base de la colonne de sol poreuse jusqu'à 0.6L (vers le haut à partir de la base), appelé le domaine d'influence, pour la partie réelle et jusqu'à 0.4L pour la partie imaginaire, pour les deux cas de saturation (100% et 98%).

A partir de ces points nodaux respectifs, le comportement des deux composantes est inversé pour les deux degrés de saturation et aucun effet de la variation aléatoire de la perméabilité n'est distingué mais le comportement de la partie imaginaire est à nouveau inversé à partir d'un autre point nodal à  $0.8L$ . Les courbes correspondant au déplacement absolu normalisé présentent une variation en fonction de la variation aléatoire de la perméabilité plus claire pour une saturation de 100% par rapport au cas déterministe (0%) dans une gamme de profondeur proche de la base de la colonne de sol poreux jusqu'à  $0.7L$ . Alors que pour une saturation de 98%, les courbes montrent une légère variation due à la variation aléatoire de la perméabilité dans une petite partie proche de la base jusqu'à  $0.3L$  et restent ensuite proches de la distribution déterministe. Rappelons que le COV de la perméabilité est assez élevé (90% à 240%).

On constate que la contribution individuelle de la première onde (Figs. 5.13d, 5.13e, 5.13f) est très différente de celle de la deuxième onde (Figs. 5.13a, 5.13b, 5.13c). La partie réelle du déplacement normalisé (Fig. 5.15d) augmente de l'unité à la base où l'excitation est appliquée jusqu'aux valeurs maximales à la surface avec une petite variation due à la variation aléatoire de la perméabilité (étant donné les faibles valeurs utilisées pour le COV par rapport à la gamme de variation) pour une saturation de 98% et sans variation dans le cas de 100%. Pour la partie imaginaire (Fig. 5.15e), la distribution des déplacements a une influence similaire à celle de la partie réelle, mais elle est inversée pour les petites valeurs.

Ensuite, les courbes correspondant au déplacement absolu des contributions de la première onde prennent la forme des courbes de la partie réelle. Étant donné la variation négligeable de la distribution des déplacements de la contribution de la deuxième onde, les courbes représentant la totalité des deux contributions (Figs. 5.13g, 5.13h, 5.13i) reprennent l'allure des courbes de la première onde de compression.



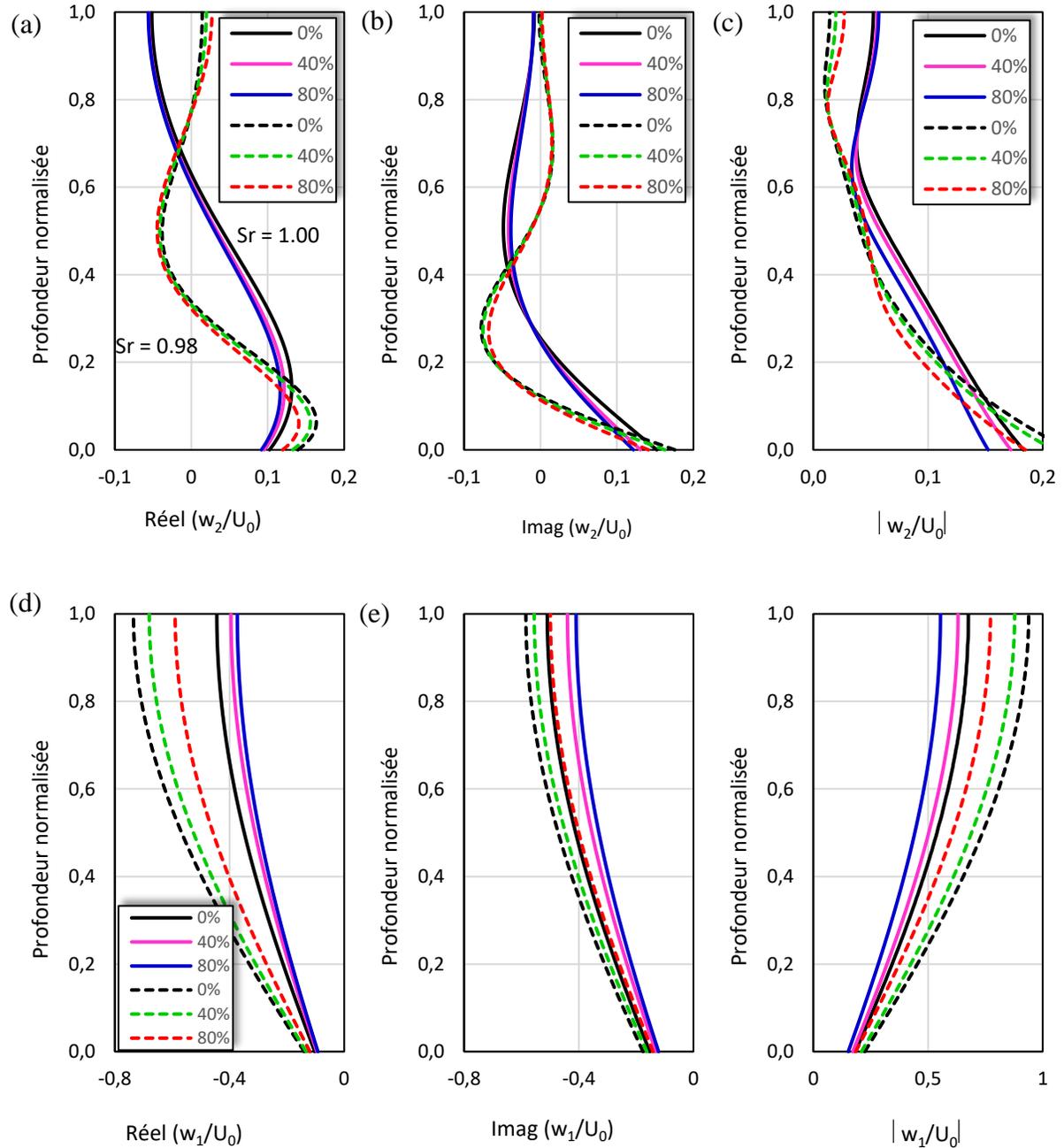


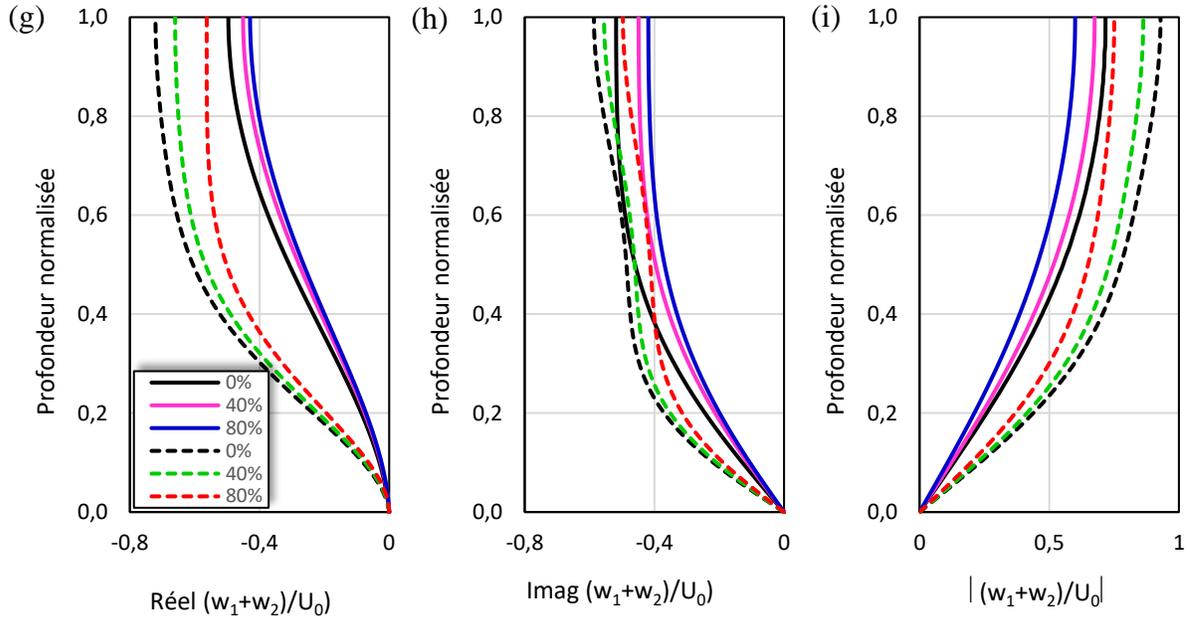
**Figure 5.13.** Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur les déplacements du squelette solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

### 5.5.2. Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la distribution du déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide

Les figures 5.14a, 5.14b et 5.14c montrent la partie réelle, la partie imaginaire et la valeur absolue, respectivement, du déplacement du fluide normalisé par rapport à la phase solide dû à la seconde onde, pour une porosité déterministe ( $n = 0.37$ ) et une perméabilité aléatoire avec une valeur moyenne  $\mu_k = 10^{-8} \text{ m}^2$  et des COVs avec les valeurs 0% (déterministe), 40% et 80%, pour la même fréquence ( $f = 5 \text{ Hz}$ ). La courbe des parties réelles et imaginaires est plus complexe que celle de la contribution de la deuxième onde pour le squelette solide et de sens opposé avec une différence dans les gammes d'influence. Pour la distribution du déplacement dû à la première onde (Figs. 5.14d, e, f), les évolutions sont similaires à celles du squelette solide (Figs. 5.13d, e, f) mais celles des parties réelles (Fig. 5.14d contre Fig. 5.13d) sont inversées. L'effet de la variation aléatoire de la perméabilité est plus apparent pour le déplacement du fluide interstitiel qui est une diminution des valeurs absolues du déplacement normalisé lorsque le COV augmente (Fig. 5.14f contre Fig. 5.13f),

pour les deux cas de saturation complète et partielle. La distribution de la somme des deux contributions de la première et de la deuxième onde (Figs. 5.14g, 5.14h, 5.14i) est légèrement différente de celle de la première onde en raison de la contribution de la deuxième onde, et varie de zéro à la base à des valeurs maximales à la surface.

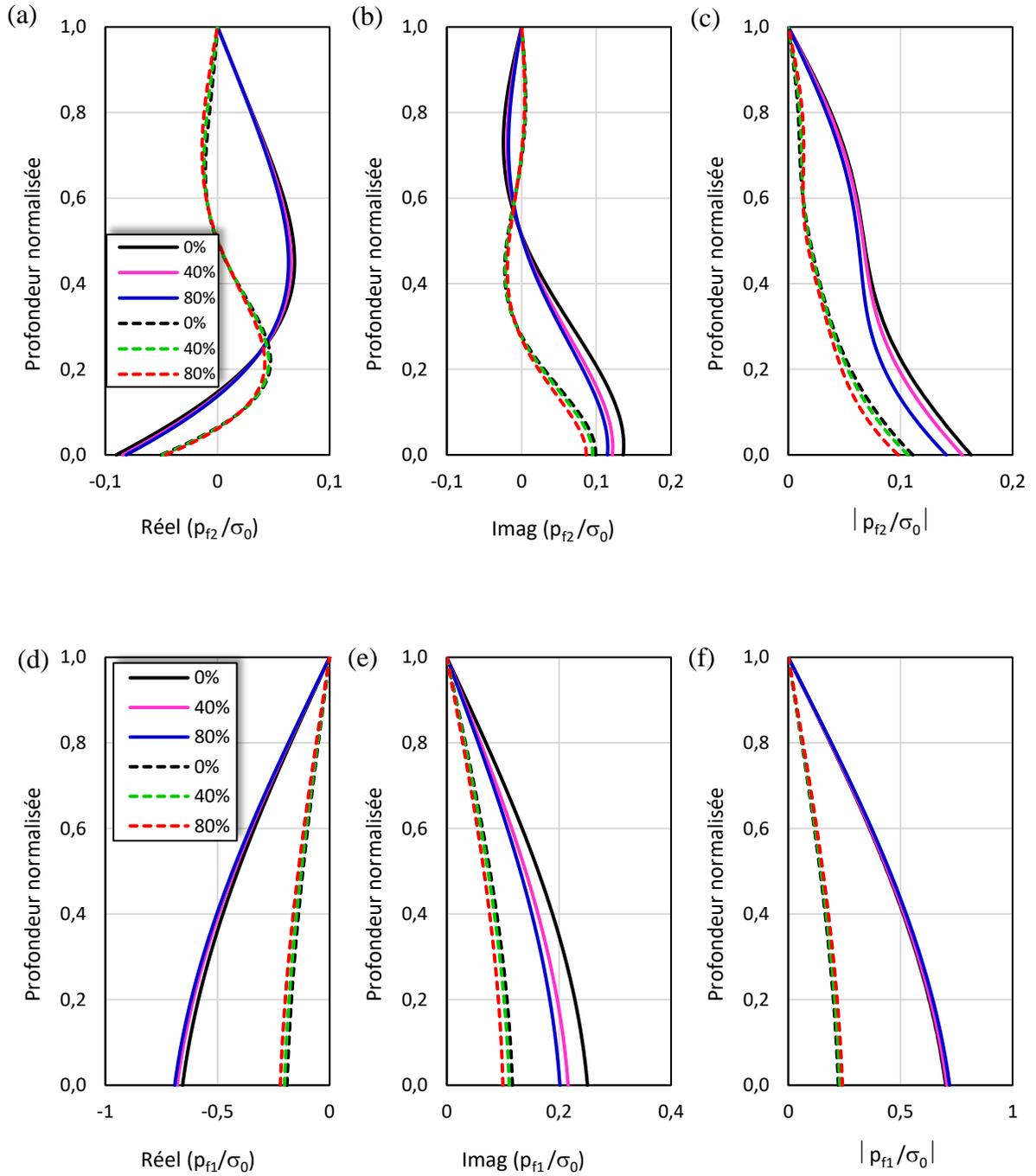


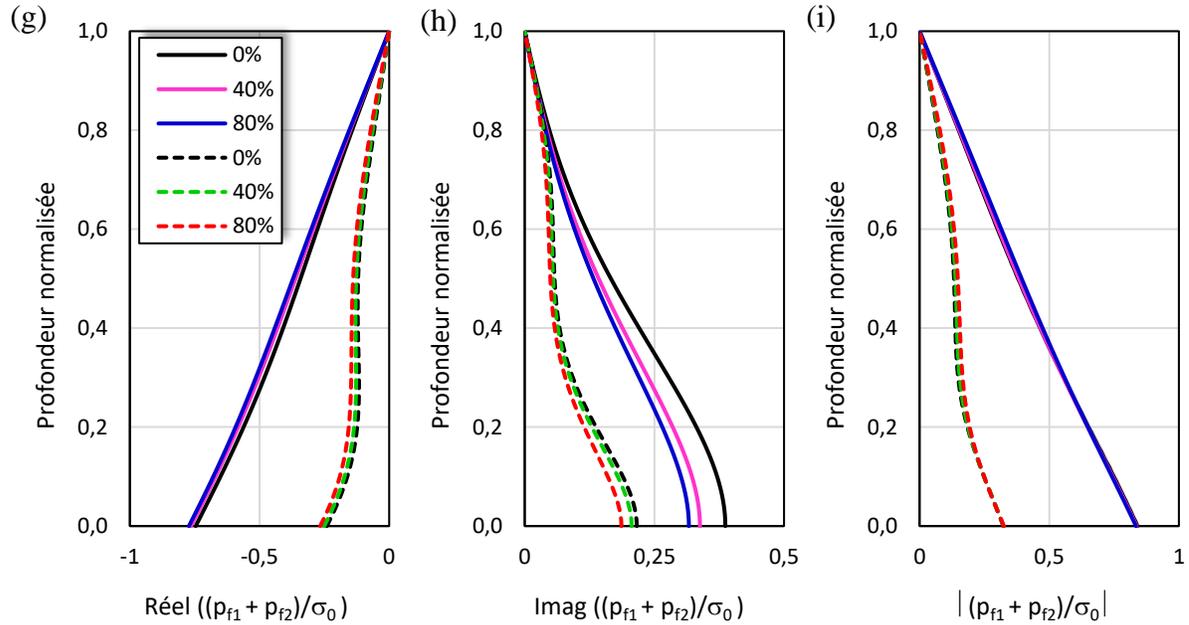


**Figure 5.14.** Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur le déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

### 5.5.3. Effets de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la pression interstitielle

La figure 5.15 montre l'effet de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la pression interstitielle. Cet effet est plus apparent pour une saturation complète (ligne continue) que pour une saturation partielle (ligne pointillée) et pour la partie imaginaire pour les deux ondes où une augmentation du COV de la perméabilité diminue les valeurs de la pression interstitielle normalisée.

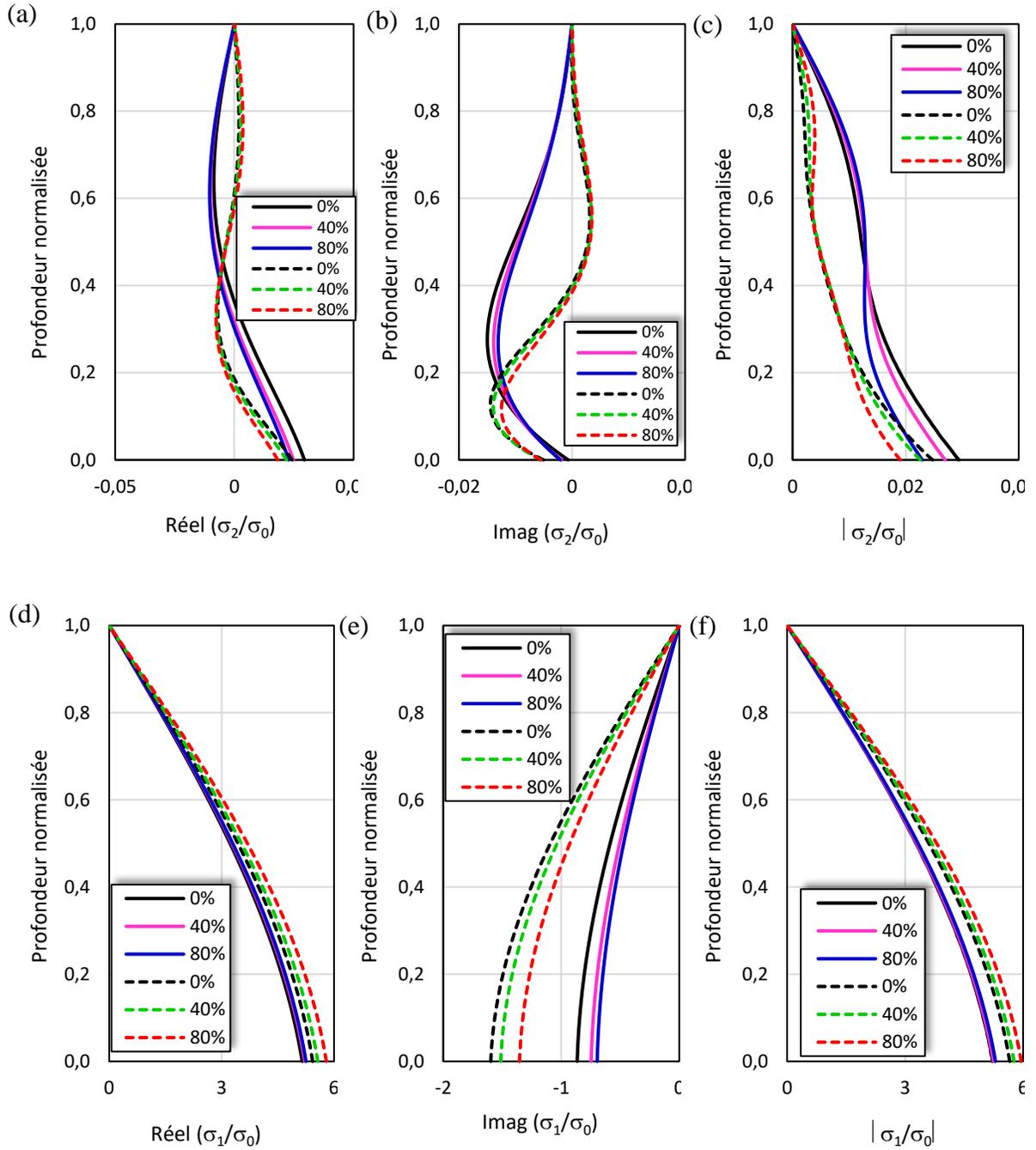


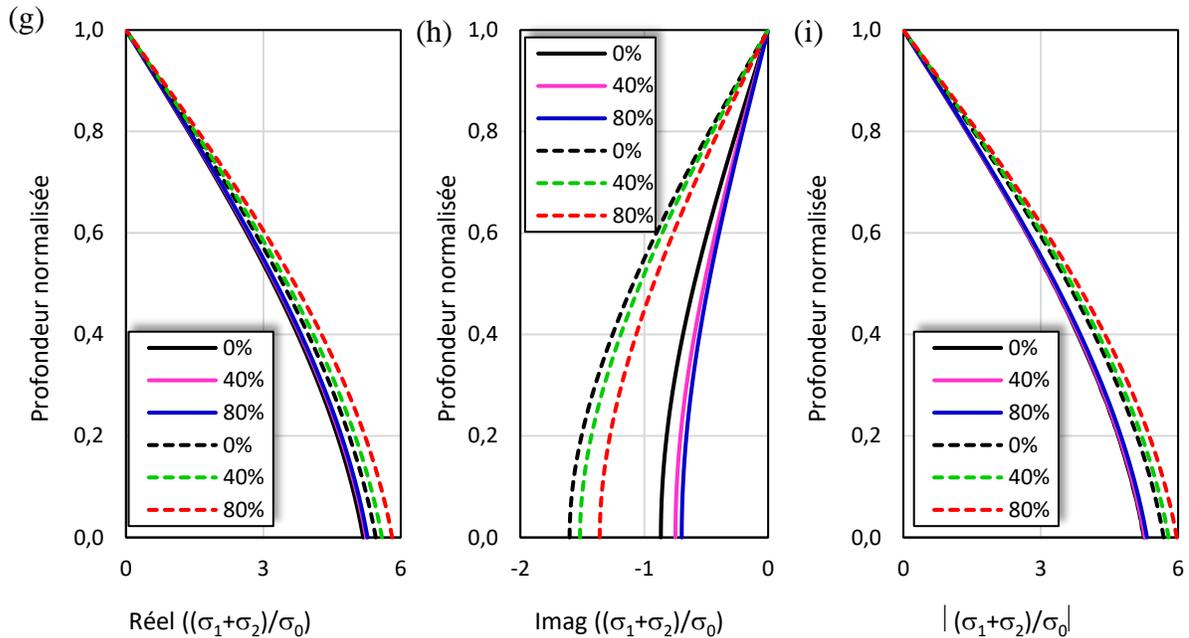


**Figure 5.15.** Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la pression interstitielle : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

#### 5.5.4. Effets de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la contrainte totale

L'effet de la variation aléatoire de la perméabilité sur la distribution de la contrainte totale normalisée (Fig. 5.16) est plus évident pour une zone d'influence proche de la base pour la deuxième onde (Figs. 5.16a-16c) et le long de la profondeur du sol pour la première onde (Figs. 5.16d-16f). L'allure des courbes des contraintes normalisées (Figs. 5.16g-16i) est celle de la première onde (Figs. 5.16d-16f), c'est-à-dire que la contribution de la deuxième onde est négligeable. L'effet de la variation aléatoire de la perméabilité en termes d'augmentation du COV augmente les valeurs absolues de la contrainte totale normalisée (Fig. 5.16f ou Fig. 5.16i).



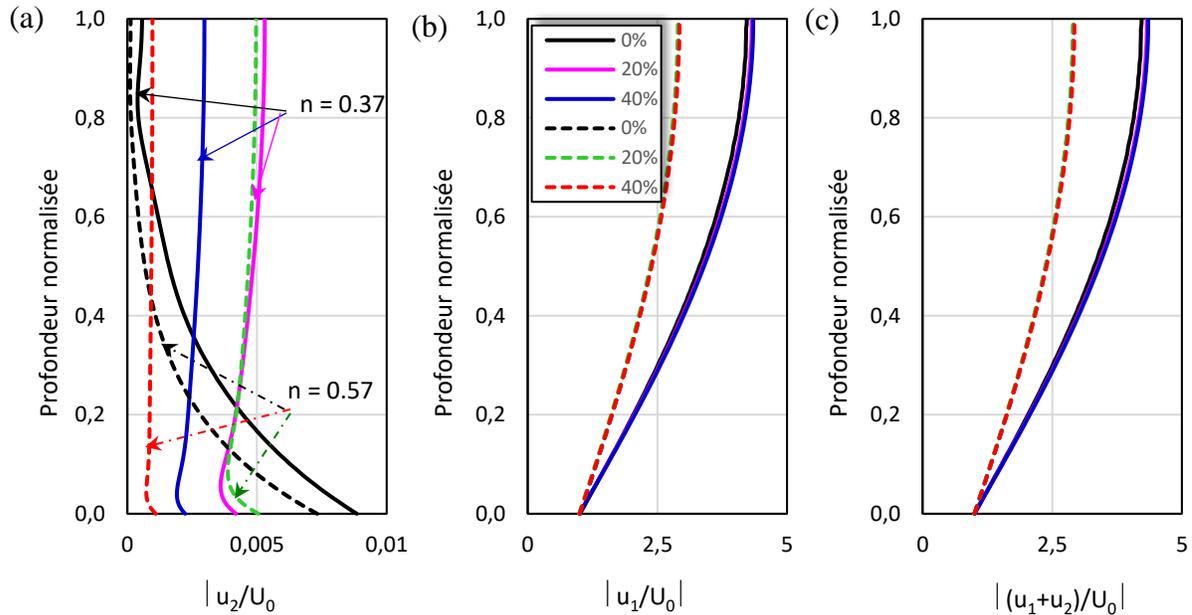


**Figure 5.16.** Effets des variations aléatoires de la perméabilité sur la contrainte totale : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

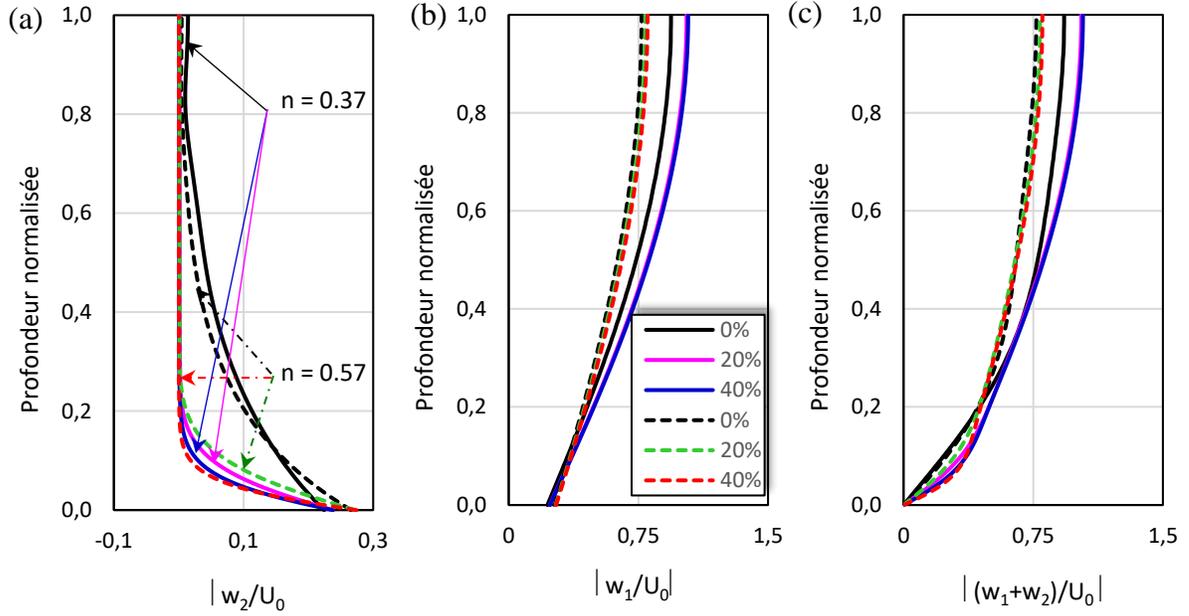
### 5.5.5. Effets de la variation aléatoire de la saturation sur la réponse d'une colonne de sol poreuse

Dans ce cas, l'étude est limitée à l'effet de la variation aléatoire du degré de saturation sur la distribution de la valeur absolue normalisée du déplacement du squelette solide (Fig. 5.17), le déplacement du fluide des pores par rapport à la phase solide (Fig. 5.18), la pression interstitiel (Fig. 5.19) et la contrainte totale (Fig. 2.20). Deux cas de porosité sont choisis (0.37 et 0.57) tandis que la perméabilité et la fréquence sont fixées à  $10^{-8} \text{ m}^2$  et 5 Hz, respectivement. Le degré de saturation est considéré comme une variable aléatoire distribuée de manière lognormale avec une valeur moyenne  $\mu_{Sr} = 98\%$ . Le COV de la saturation prend des valeurs de 0% (deterministe), 20% et 40%. De la figure 5.17, la variation aléatoire de la saturation a un effet significatif sur les valeurs du déplacement normalisé de la deuxième onde mais cette contribution est négligeable par rapport à la contribution de la première onde à la somme des deux contributions. Cependant, la variation aléatoire de la saturation exerce un effet sur le déplacement absolu normalisé du fluide interstitiel par rapport à la phase solide (Fig. 5.18) à partir de la deuxième onde dans la zone d'influence entre la base de la couche de sol poreux

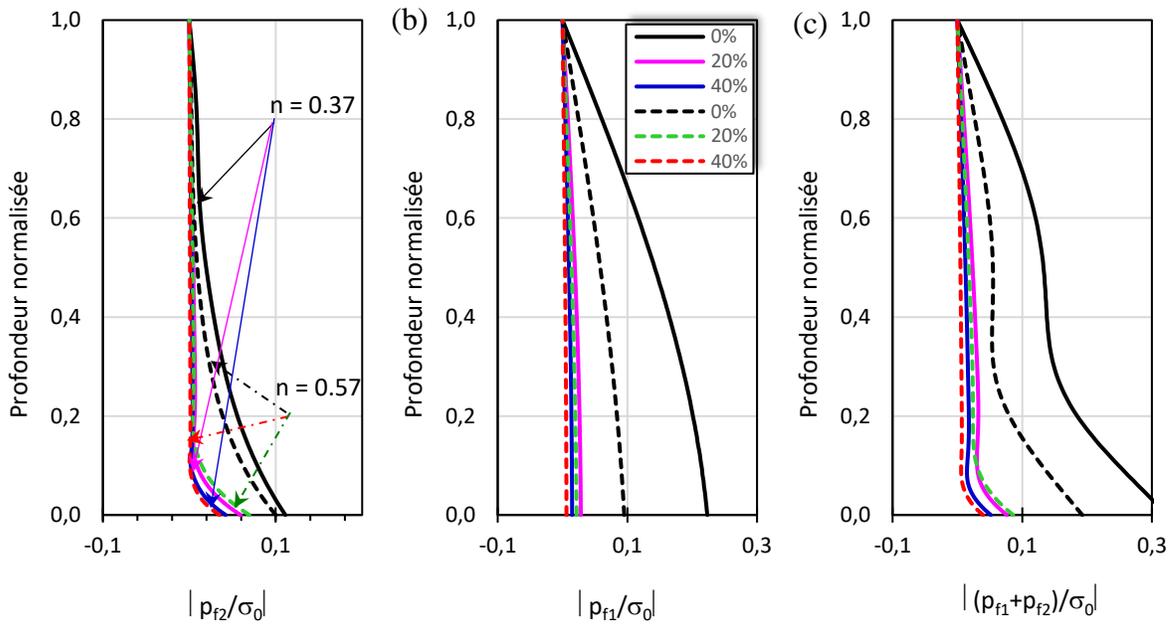
et  $0.8L$  et entre  $0.2L$  et  $L$  pour la première onde. La contribution de la deuxième onde à la totalité est apparente dans la région d'influence proche de la base jusqu'à  $0.2L$ , et puis seulement la première onde montre un effet, qui est une augmentation des valeurs du déplacement. D'autre part, la variation aléatoire de la saturation diminue les valeurs normalisées de la pression interstitiel (Fig. 5.19) dans la partie d'influence de la base jusqu'à  $0.6L$  pour la deuxième onde mais la diminution est plus importante pour la première onde le long de la profondeur de la colonne de sol et particulièrement à proximité de la base et pour  $n = 0.37$ . La distribution de la valeur totale montre les contributions de la première et de la deuxième onde à la base jusqu'à  $0.6L$ .



**Figure 5.17** Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement du squelette solide pour  $n = 0.37$  (ligne continue) et  $n = 0.57$  (ligne pointillée).



**Figure 5.18** Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement du fluide par rapport à la phase solide pour  $n = 0.37$  (ligne continue) et  $n = 0.57$  (ligne pointillée).

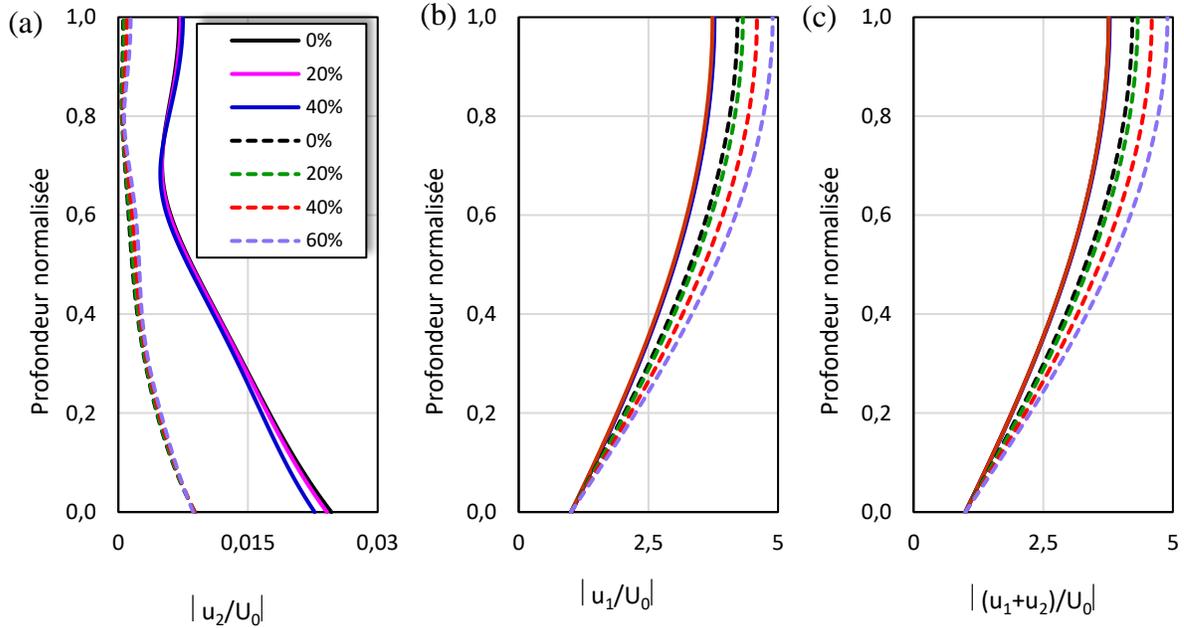


**Figure 5.19** Effets des variations aléatoires du degré de saturation sur la pression interstitielle pour  $n = 0.37$  (ligne continue) et  $n = 0.57$  (ligne pointillée).

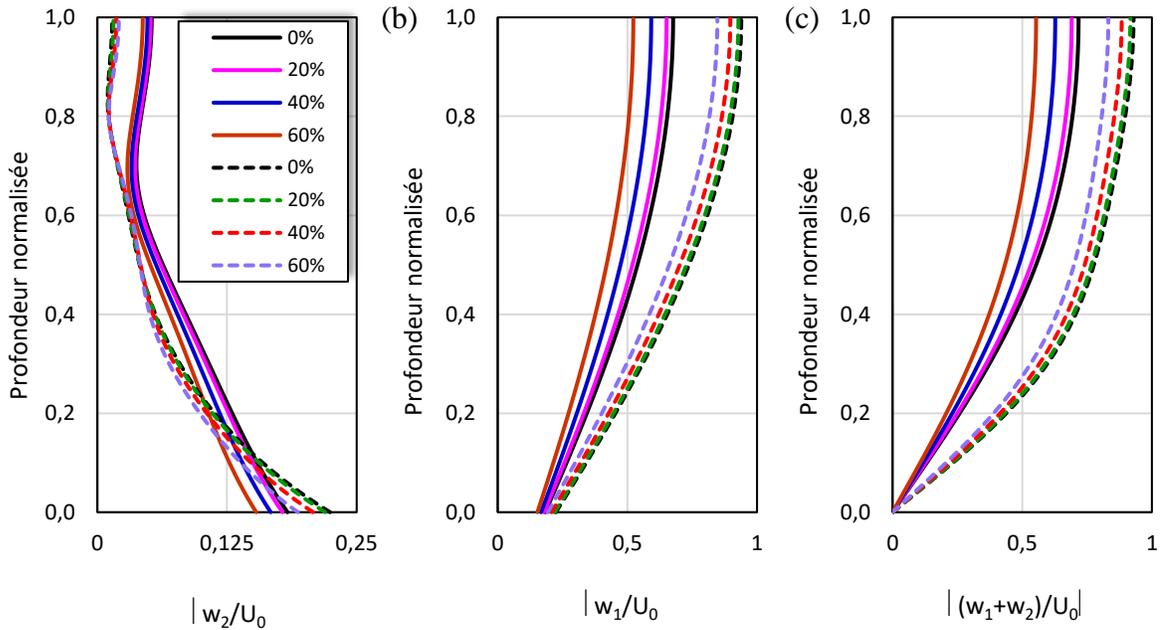
La distribution de la contrainte totale normalisée absolue de la première onde (Fig. 5.20b) est légèrement sensible à la variation aléatoire de la saturation, mais celle de la deuxième onde (Fig. 5.20a) est significativement influencée par l'augmentation du COV de la saturation dans la gamme d'influence à la base jusqu'à  $0.8L$ . Cependant, comme les valeurs absolues de la contrainte totale de la deuxième onde sont faibles par rapport à celles de la première onde, leur influence sur la totalité est négligeable. Par conséquent, la courbe correspondante a exactement la même évolution que celle de la première onde.

### **5.5.6. Effets de la variation aléatoire de la porosité sur la réponse du milieu poreux du sol**

Les figures 5.21 à 5.24 montrent la distribution du déplacement normalisé du squelette solide, déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide, pression interstitielle et contrainte totale, respectivement, en fonction de la profondeur normalisée pour des variations aléatoires de la porosité. La dernière est modélisée comme une variable aléatoire distribuée de façon lognormale avec une valeur moyenne de 0.37 et un COV qui prend les valeurs de 0% (déterministe), 20%, 40% et 60%. La perméabilité est fixée à  $10^{-8} \text{ m}^2$  et deux cas de saturation sont considérés : saturation complète ( $S_r = 100\%$ ) et saturation partielle ( $S_r = 98\%$ ). Comme le montre la figure 5.21b, une augmentation du COV de la porosité, diminue les valeurs normalisées du déplacement du squelette solide dû à la première onde et uniquement pour le cas de saturation partielle (ligne pointillée) le long de la profondeur de la colonne de sol. L'allure de la somme est entièrement identique à celle de la première onde. La variation aléatoire de la porosité influence la distribution du déplacement normalisé du fluide interstitiel par rapport à la phase solide de la deuxième onde (Fig. 5.22a) et plus significativement celles de la première onde (Fig. 5.22a). La contribution de la première et de la deuxième onde dans la somme donne des valeurs nulles (Fig. 5.22c) en bas et ensuite la courbe de la somme suit celle de la première onde, qui montre une diminution des valeurs normalisées du déplacement du fluide lorsque la valeur du COV de la porosité augmente.



**Figure 5.20** Effets des variations aléatoires de la porosité sur le déplacement du squelette solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).



**Figure 5.21.** Effets des variations aléatoires de la porosité sur le déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

Comme on peut l'observer sur la figure 5.23a, une augmentation du COV de la porosité diminue plus apparemment les valeurs absolues de la pression interstitiel normalisée provenant de la deuxième onde et dans une zone d'influence s'étendant de la base jusqu'à  $0.8L$  dans le cas d'une saturation complète (ligne continue). L'augmentation du COV n'exerce pas d'effet significatif sur les valeurs normalisées du déplacement du fluide pour le cas de la saturation partielle ( $S_r = 0.98$ ). Au contraire, dans les deux cas de saturation, une augmentation du COV de la porosité augmente significativement les valeurs normalisées de la pression interstitielle le long de la profondeur de la colonne de sol pour la première onde (Fig. 5.23b). La courbe de la somme (Fig. 5.23c) intègre les effets dus à la première et à la deuxième onde.

Enfin, la distribution de la contrainte totale normalisée due à la seconde onde est affectée par la variation aléatoire de la porosité de manière plus significative dans le cas d'une saturation complète (ligne continue sur la Fig. 5.24a). Dans le cas d'une saturation partielle (ligne pointillée sur la figure 5.24a), cet effet n'est visible que dans une partie de la zone d'influence située près du fond jusqu'à  $0.3L$  et cet effet se présente sous la forme d'une diminution des valeurs normalisées absolues lorsque le COV augmente. A l'inverse, pour la première onde, les valeurs des contraintes absolues normalisées (Fig. 5.24b) restent insensibles à la variation aléatoire de la porosité dans le cas d'une saturation complète (ligne continue sur la Fig. 5.24b) alors que celles correspondant à une saturation partielle (ligne pointillée) diminuent lorsque le COV de la porosité augmente. La distribution de la quantité reste identique à celle de la première onde.

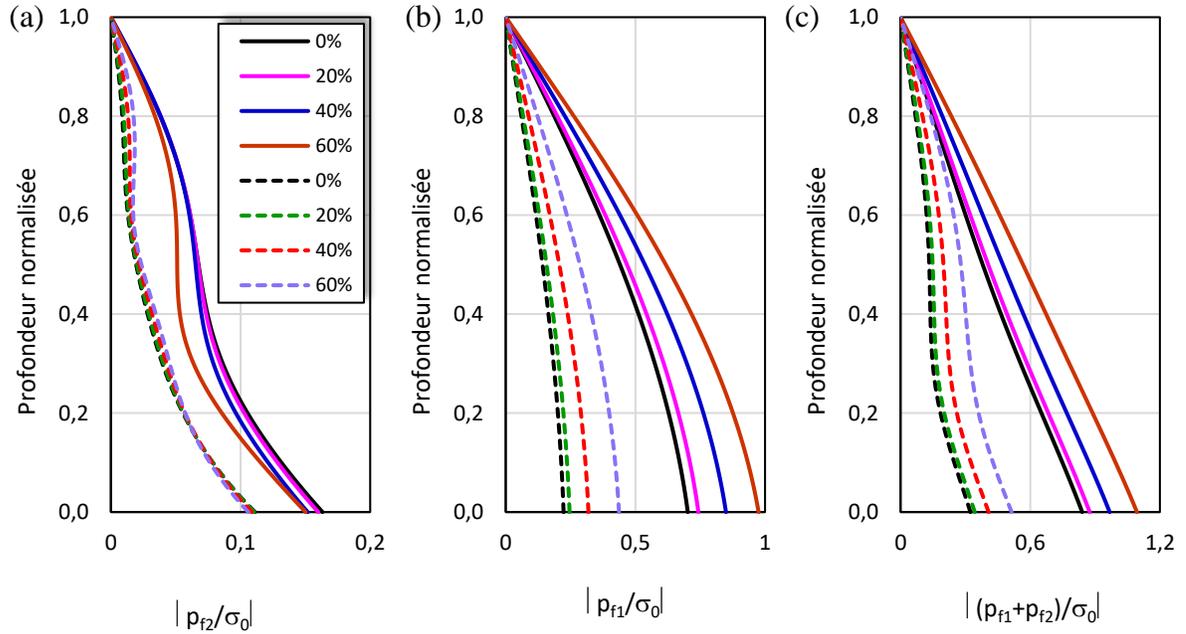


Figure 5.22. Effets des variations aléatoires de la porosité sur la pression interstitielle : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

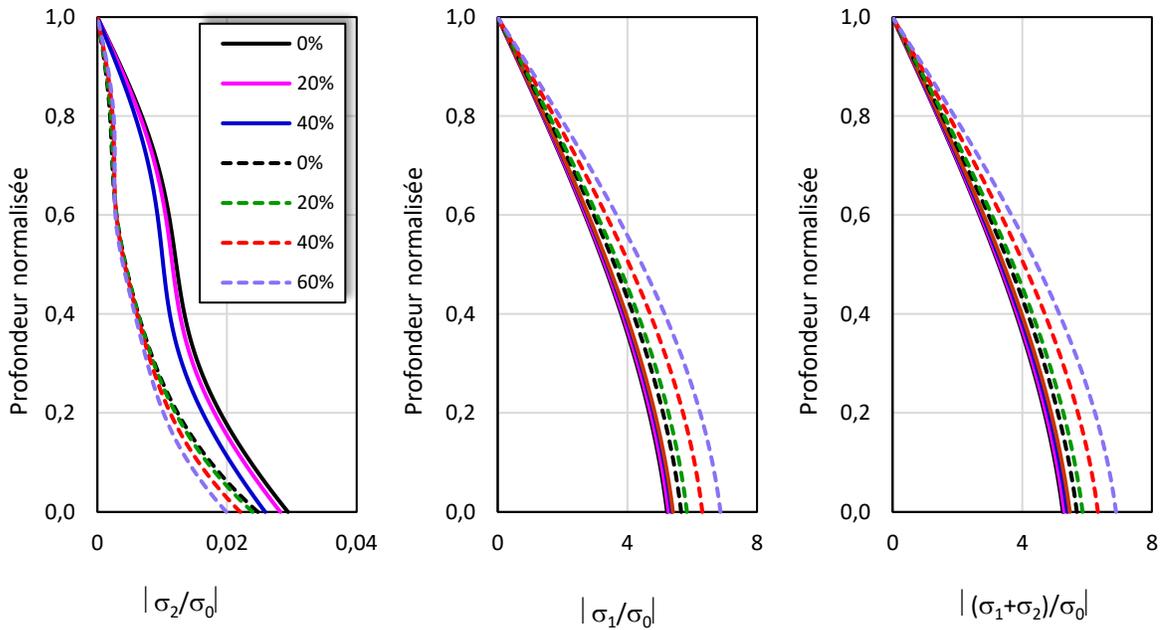


Figure 5.23. Effets des variations aléatoires de la porosité sur la contrainte totale : saturation complète (ligne continue), saturation partielle (ligne pointillée).

## **5.6. Conclusion**

Dans ce chapitre, on a étudié le comportement d'un milieu poreux partiellement saturé de fluide sous une onde de compression. Ce comportement, qui a été régi par deux types d'ondes de compression (onde  $P_1$  et onde  $P_2$ ), a été étudié en termes de distribution du déplacement normalisé du squelette, déplacement du fluide interstitiel par rapport à la phase solide, la pression interstitielle et la contrainte totale en fonction de la profondeur normalisée.

Il ressort de l'étude que le comportement d'un milieu poreux partiellement saturé est très complexe et est affecté par plusieurs paramètres importants tels que la perméabilité, le degré de saturation et la porosité. Les incertitudes sur les paramètres principaux, considérés comme des champs aléatoires, décrites par des fonctions de distribution de probabilité et des moments statistiques (valeur moyenne et coefficient de variation) à l'aide des simulations de Monte Carlo, modifient de manière significative la propagation des ondes P dans les milieux poreux.

*Conclusions Générales*  
*et*  
*Recommandations Futures*

## 1. Conclusions

Dans cette thèse, on a présenté une formulation simple et efficace des mouvements des ondes dans des milieux de sol poroviscoélastiques partiellement saturés. La propriété viscoélastique du squelette solide est intégrée dans les modules élastiques via une relation simple entre l'amortissement du squelette et le temps de relaxation établi sur la base du modèle de Kelvin-Voigt.

La formulation proposée, adaptable à diverses configurations de sol, a été appliquée avec succès à certains problèmes vibratoires de colonnes de sol partiellement saturées constituées de différents matériaux et supportant différentes charges. L'étude a permis une mise en évidence des effets de l'amortissement du squelette sur la réponse dynamique des milieux poreux multiphasiques.

Une application pratique a été étudiée dans le domaine temporel d'une structure onshore, qui est une éolienne de 68 kW. Les principaux résultats de la présente étude sont résumés ci-dessous.

- (1) La formulation proposée est applicable à différentes charges et adaptable à différentes configurations de sol.
- (2) La prise en compte de l'amortissement visqueux du squelette, qui est indépendant de la fréquence, exerce un effet significatif sur les mouvements dépendant du temps et de la fréquence.
- (3) L'effet de l'amortissement du squelette est plus significatif sur les mouvements dus aux ondes P de compression qui se propagent verticalement dans une couche de sol partiellement saturée constituée d'un matériau sableux, tandis que son effet sur les mouvements horizontaux est plus important dans le cas d'ondes SH qui se propagent verticalement dans une couche de sol constituée d'un matériau à grain plus fin.

- (4) L'amortissement du squelette et le temps de relaxation, qui sont liés par la relation proposée, réduisent tous les deux l'amplification du mouvement d'une même quantité, particulièrement pour les fréquences proches des fréquences de résonance, mais le temps de relaxation réduit plus l'amplitude des spectres d'amplification pour les fréquences plus élevées en raison de la dépendance du module de cisaillement par rapport de la fréquence dans le dernier cas.
- (5) Les réponses sismiques verticales et horizontales d'une éolienne aux mouvements obtenus par la présente approche sont assez sensibles à l'amortissement du squelette ainsi qu'au matériau constituant la couche vibrante du sol.
- (6) La réponse verticale de l'éolienne en termes de déplacement relatif maximal est beaucoup plus réduite par l'introduction de l'amortissement du squelette dans les mouvements d'entrée, mais elle est négligeable par rapport à la réponse horizontale.

A travers une formulation unifiée, les incertitudes autour des paramètres (porosité, degré de saturation et perméabilité) sont prises en compte par des champs aléatoires à l'aide des Simulations de Monte Carlo (SMC). L'efficacité de ces dernières dans la résolution des problèmes liés à la propagation d'ondes dans les milieux aléatoires est prouvée.

Ainsi, le comportement du milieu poreux partiellement saturé devient plus complexe car non seulement les paramètres considérés comme variables aléatoires jouent un rôle principal mais aussi les autres paramètres considérés comme des paramètres déterministes contribuent aux différentes composantes de la réponse. Il a été montré que la variation aléatoire de la perméabilité affecte plus significativement le déplacement du fluide par rapport à la phase solide et la contrainte totale, tandis que la variation aléatoire de la saturation modifie considérablement la pression interstitielle. Toutes les composantes de la réponse ont été affectées par la variation aléatoire de la porosité et plus particulièrement par la pression interstitielle. Par conséquent, il est nécessaire d'être prudent lors de l'étude de la réponse d'un milieu de sol poreux aux ondes de compression, en particulier lorsque les incertitudes des paramètres du système sont prises en compte. D'autre

part, les deux contributions de la première onde  $P_1$  et de la seconde onde  $P_2$  doivent être considérées individuellement sur le comportement du milieu poreux du sol.

## 2. **Recommandations futures**

La présente étude a montré son efficacité dans la considération de différents problèmes liés au génie parasismique et au génie civil de façon générale. La formulation a été limitée d'une part à des configurations de dépôts de sol à stratification horizontale.

Cependant, des cas d'irrégularité entre les différentes couches de sol peuvent se présenter et de ce fait doivent être considérés. Dans ce cas il est conseillé de faire appel aux méthodes numériques telles les méthodes des éléments finis.

D'autre part, le cas où le sol présente un comportement non linéaire doit également être considéré afin que l'étude soit plus complète.

## *Références Bibliographiques*

## Références bibliographiques

Al Rjoub Y S (2013), “The reflection of P-waves in a poroelastic half-space saturated with viscous fluid”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 49, 218-230.

Bardet J.P (1992) A Viscoelastic model for the dynamic behavior of saturated poroelastic soils”, *Journal of Applied Mechanics*, 59(1),128–35.

Bardet JP (1995), “The damping of saturated poroelastic soils during steady-state vibrations”, *Appl Math Comput*,67(1–3),3–31.

Biot M A (1941), “General theory of three-dimensional consolidation”, *Journal of applied physics*, 12(2), 155-164.

Biot M A (1956), “Theory of deformation of a porous viscoelastic anisotropic solid”, *Journal of Applied physics*, 27(5), 459-467.

Biot M A (1956), “Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range”, *The Journal of the acoustical Society of america*, 28(2), 179-191.

Bolton M D, Wilson J M R (2022), “Soil stiffness and damping”, In *Structural dynamics* (pp. 209-216) .

Bourbie T, Coussy O, Zinszner B, “Acoustique des milieux poreux”, *Publication Du L’institut*

Burridge R, Keller J B (1981), “Poroelasticity equations derived from microstructure”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 70(4), 1140-1146.

Carcione J M (2001), “AVO effects of a hydrocarbon source-rock layer”, *Geophysics*, 66(2), 419-427.

Carcione J M (2007), “Wave fields in real media: Wave propagation in anisotropic, anelastic, porous and electromagnetic media: Handbook of geophysical exploration seismic exploration”, *Handbook of Geophysical Exploration: Seismic Exploration*, 38.

Carcione J M, Gei D (2004), “Gas-hydrate concentration estimated from P-and S-wave velocities at the Mallik 2L-38 research well, Mackenzie Delta, Canada”, *Journal of Applied Geophysics*, 56(1), 73-78.

Chen W, Mou, Y, Xu L, Wang Z Luo J (2020), “Frequency-dependent dynamic behavior of a poroviscoelastic soil layer under cyclic loading”, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 44(9), 1336-1349.

Chen W, Xia T, Hu W (2011), “A mixture theory analysis for the surface-wave propagation in an unsaturated porous medium”, *International Journal of Solids and Structures*, 48(16-17), 2402-2412.

Chopra A K (2012), “Earthquake analysis of arch dams: factors to be considered”, *Journal of Structural Engineering*, 138(3), 205-214.

Chu L, Askar A, Cakmak A S (1981), “Earthquake waves in a random medium”, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 5(1), 79-96.

Crandall SH (1970), “The role of damping in vibration theory”, *Journal of sound and vibration*, 11(1), 3-IN1.

Degrande G, De Roeck G, Van den Broeck P, Smeulders D (1998), “Wave propagation in layered dry, saturated and unsaturated poroelastic media”, *International Journal of Solids and Structures*, 35(34-35), 4753-4778.

Ding B, Cheng A H D, Chen Z (2016), “Decoupling coefficients of dilatational wave for Biot’s dynamic equation and its green’s functions in frequency domain”, *Applied Mathematics and Mechanics*, 37(1), 121-136.

Ding B, Cheng AHD, Chen Z (2013), “Decoupling coefficients of dilatational wave for Biot’s dynamic equation and its green’s functions in frequency domain”, *Applied Mathematics and Mechanics*, 37(1): 121-136.

Djilali Berkane H, Harichane Z, Çelebi E, & Elachachi S M (2019), “Site dependent and spatially varying response spectra”, *Earthquake Engineering and Engineering Vibration*, 18(3), 497-509.

Dupuy B (2011), “Propagation des ondes sismiques dans les milieux multiphasiques hétérogènes : modélisation numérique”, *sensibilité et inversion des paramètres poroélastiques* (Doctoral dissertation, Université Grenoble Alpes).

Ellis E A, Soga K, Bransby M F, Sato M (2000), “Resonant column testing of sands with different viscosity pore fluids”, *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 126(1), 10-17.  
*Français Du Pétrole*, 1986, 214p.

Gassmann F (1951), “Elastic waves through a packing of spheres”, *Geophysics*, 16(4), 673-685.

Ghorai A P, Samal S K, Mahanti N C (2010), “Love waves in a fluid-saturated porous layer under a rigid boundary and lying over an elastic half-space under gravity”, *Applied Mathematical Modelling*, 34, 1873–1883.

Giaralis A, Spanos PD (2012), “Derivation of response spectrum compatible non-stationary stochastic processes relying on Monte Carlo-based peak factor estimation”, *Earthquakes and Structures*, 3(3), 581-609.

Gu X, Zuo K, Tessari A, Gao, G (2021), “Effect of saturation on the characteristics of P-wave and S-wave propagation in nearly saturated soils using bender elements”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 145, 106742.

Han B, Zdravkovic L, Kontoe S (2016), “Numerical and analytical investigation of compressional wave propagation in saturated soils”, *Computers and Geotechnics*, 75, 93-102.

Harichane Z, Afra H, Elachachi S M (2005), “An identification procedure of soil profile characteristics from two free field accelerometer records”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 25(6), 431-438.

Igumnov L A, Ipatov A A, Litvinchuk SY (2020), “Numerical Analysis of Permeability Coefficient Influence on Dynamic Responses in Poroviscoelastic Solids Using BEM”, In *Developments and Novel Approaches in Nonlinear Solid Body Mechanics* (pp. 429-441). Springer, Cham.

Ishihara K, Tsukamoto Y, Kamada K (2004), “Undrained behaviour of near-saturated sand in cyclic and monotonic loading”, In *Cyclic behaviour of soils and liquefaction phenomena* (pp. 27-39).

Kalyani V K, Sinha A, Chakraborty S K, Mahanti N C (2008), “Finite difference modeling of seismic wave propagation in monoclinic media”, *Acta Geophysica*, 56(4), 1074-1089.

Latini C, Zania V, Johannesson B (2015, November), “Dynamic stiffness and damping of foundations for jacket structures”, In *6th International Conference on Earthquake Geotechnical Engineering*.

Li C, Hao H, Li H and Bi K (2015), “Theoretical modeling and numerical simulation of seismic motions at seafloor”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **77:220-225**.

- Lin C H, Lee V W, Trifunac M D (2005), “The reflection of plane waves in a poroelastic half-space saturated with inviscid fluid”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 25(3), 205-223.
- Liu X, Greenhalg S, Zhou B, Greenhalgh M (2018), “Effective Biot theory and its generalization to poroviscoelastic models”, *Geophysical Journal International*, 212(2), 1255-1273.
- Maxime V (2008), “The physiology of triploid fish: current knowledge and comparisons with diploid fish”, *Fish and Fisheries*, 9(1), 67-78.
- Meslem A, Yamazaki F, Maruyama Y, Benouar D, Laouami N & Benkaci N (2010), “Site-response characteristics evaluated from strong motion records of the 2003 Boumerdes, Algeria, earthquake”, *Earthquake Spectra*, 26(3), 803-823.
- Michaels P (1998), “In situ determination of soil stiffness and damping. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*”, **124**(8) :709-719.
- Morozov I B, Deng W, Cao D (2020), “Mechanical analysis of viscoelastic models for Earth media. *Geophysical Journal International*”, 220(3), 1762-1773
- Nakazawa H, Ishihara K, Tsukamoto Y, Kamata T (2004), “Case studies on evaluation of liquefaction resistance of imperfectly saturated soil deposits”, In *Cyclic behaviour of soils and liquefaction phenomena* (pp. 295-304).
- Ouzandja T, Hadid M (2020), “Influence of soil properties on amplification of saturated inhomogeneous poroviscoelastic soil profile”, *Grđevinar* ,**72**(6): 485-501.
- Pecker A (1984), “ Dynamique des sols”, *Ed Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris* ; 262p.

Pride S R, Gangi A F, Morgan F D (1992), “Deriving the equations of motion for porous isotropic media”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 92(6), 3278-3290.

Prowell I, Veletzos M, Elgamal A Restrepo J (2009), “Experimental and numerical seismic response of a 65-kW wind turbine”, *Journal of Earthquake Engineering*, **13**(8) :1172-1190.

Qiu T and ASCE M (2009), “Analytical Solution for Biot Flow–Induced Damping in Saturated Soil during Shear Wave Excitations”, *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* ,**136**(11): 1501-1508.

Qiu T, Fox P J (2006), “Hydraulic damping of saturated poroelastic soils during steady-state vibration”, *Journal of engineering mechanics*, 132(8), 859-870.

Rajapakse R K N D, Senjuntichai T (1995), “Dynamic response of a multi-layered poroelastic medium”, *Earthquake engineering & structural dynamics*, 24(5), 703-722.

Roesset JM (1977), “Soil Amplification of Earthquakes”, In *Numerical Methods in Geotechnical Engineerings* ,639-682.

Sadouki A, Harichane Z, Chehat A (2012), “Response of a randomly inhomogeneous layered media to harmonic excitations”, *Soil dynamics and earthquake engineering*, 36, 84-95.

Sadouki A, Harichane Z, Elachachi SM and Erken A (2018), “Response of Anisotropic Porous Layered Media with Uncertain Soil Parameters to Shear Body and Love-Waves”, *Earthquakes and Structures*,**14**(4): 313–322.

Shinozuka M, Jan C M (1972) , “Digital simulation of random processes and its applications”, *Journal of sound and vibration*, 25(1), 111-128.

Shrikhande M, Gupta V K (1998), “Synthesizing ensembles of spatially correlated accelerograms”, *Journal of engineering mechanics*, 124(11), 1185-1192.

Stewart J P, Afshari K, Hashash Y M (2014), “Guidelines for performing hazard-consistent one-dimensional ground response analysis for ground motion prediction”, *Peer Rep*, 16, 117.

Stoll RD and Bryan GM (1970), “Wave attenuation in saturated sediments”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 47(5B) :1440-1447.

Sugito M, Oka F, Yashima A, Furumoto Y, Yamada K (2000) , “Time-dependent ground motion amplification characteristics at reclaimed land after the 1995 Hyogoken Nambu Earthquake”, In *Developments in geotechnical engineering* (Vol. 84, pp. 145-158). Elsevier.

Tripe R, Kontoe S, Wong TKC (2013), “Slope topography effects on ground motion in the presence of deep soil layers”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 50, 72-84.

Wang S, Hao H (2002), “Effects of random variations of soil properties on site amplification of seismic ground motions”, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 22(7), 551-564.

Wegner J L, Yao M M, Zhang X (2005) , “Dynamic wave–soil–structure interaction analysis in the time domain”, *Computers & structures*, 83(27), 2206-2214.

Wolf JP (1985), “Dynamic Soil–Structure Interaction”, *Englewood Cliffs (NJ): Prentice Hall*.

Yang J (2006), “Frequency-dependent amplification of unsaturated surface soil layer”, *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 132(4), 526-531.

Yang J, Sato T (2000), “Computation of individual contributions of two compression waves in vibration of water-saturated soils”, *Computers and Geotechnics*, 27(2), 79-100.

Yang J, Sato T, Li X S (2000), “Nonlinear site effects on strong ground motion at a reclaimed island”, *Canadian geotechnical journal*, 37(1), 26-39.

Yang J, Yan X R (2009), “Factors affecting site response to multi-directional earthquake loading”, *Engineering Geology*, 107(3-4), 77-87.

Yang J, Yang D, Han H, Qiu L, Cheng Y (2021), “A wave propagation model with the Biot and the fractional viscoelastic mechanisms”, *Science China Earth Sciences*, 64(3), 364-376.

Yang L, Luo J, Chen W, Mou Y (2020), “Amplification of seismic response in poroviscoelastic soil layer”, *Advances in Civil Engineering*.

Yew C H, Jogi PN (1976), “Study of wave motions in fluid-saturated porous rocks”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60(1), 2-8.

Zerva A (2016), “Spatial variation of seismic ground motions: modeling and engineering applications”, *Crc Press*.

# *Annexe*

$$\begin{cases} H(\Gamma) = \frac{\tanh[\zeta L]}{\zeta L} \\ \Gamma = \frac{\omega L}{d_0} \end{cases} \quad \text{A.1}$$

$$d_0 = \sqrt{\mu_e / \rho} \quad \text{A.2}$$

$$\zeta = \pm \frac{i\omega}{\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho} + i \frac{\omega \mu_v}{\rho}}} \quad \text{A.3}$$