

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Hassiba Benbouali de Chlef

Faculté de Génie Civil et d'Architecture

Département de Génie Civil



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Génie Civil

Par

Amina SADOUKI

Thème :

INVESTIGATION STOCHASTIQUE DE LA REPONSE SISMIQUE DES MILIEUX POREUX

Soutenue le 12/07/2018, devant le jury composé de :

Mohamed Nadjib BOUAZIZ	Professeur	Université de Médéa	Président
Hamid AFRA	Directeur de Recherches	CNERIB	Examineur
Ahmed ARAB	Professeur	Université de Chlef	Examineur
Djillali AMAR BOUZID	Professeur	Université de Blida	Examineur
Khélifa HARICHANE	Professeur	Université de Chlef	Examineur
Zamila HARICHANE	Professeur	Université de Chlef	Rapporteur

Remerciements

Je remercie en premier et en dernier lieu, ALLAH tout puissant, de m'avoir gardée en bonne santé et accordée le courage et la bonne volonté pour réaliser ce modeste travail.

Je remercie vivement Dr. Zamila HARICHANE, Professeur à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, qui a été à l'origine du présent travail, pour sa disponibilité, son assistance et ses conseils tout au long de cette étude.

Je remercie chaleureusement Dr. Mohamed Nadjib BOUAZIZ, Professeur à l'Université de Médéa de m'avoir honoré de présider le jury d'examen.

Mes vifs remerciements sont adressés aux membres de jury: Dr. Hamid AFRA, Directeur de recherche au CNERIB, Dr. Djillali Amar BOUZID, Professeur à l'Université de Blida, Dr. Ahmed ARAB et Dr. Khélifa HARICHANE, professeurs à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, d'avoir accepté d'examiner mon travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma parfaite reconnaissance.

Je n'oublie pas de remercier Professeur Karim EZZIANE, Vice-Doyen chargé de la post-graduation, de la recherche scientifique et des relations extérieures à la Faculté de Génie Civil et d'Architecture à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, pour nous avoir assuré le bon fonctionnement de notre formation de doctorat et facilité la procédure de soutenance.

Je saisis également, cette opportunité pour remercier tous les membres du laboratoire de Géomatériaux pour leur soutien et encouragements.

J'adresse également mes vifs remerciements à l'ensemble des enseignants du Département de Génie Civil de l'Université Hassiba Benbouali de Chlef.

Je remercie du fond du cœur mes parents ainsi que tous les miens pour leurs encouragements, affection et soutien permanent.

ملخص

تُخصّص هذه الأطروحة لمراعاة حالات عدم اليقين حول معالم وسط مسامي مشبع أو غير مشبع في دراسة انتشار الموجات الزلزالية. أولاً، يتم تقديم صياغة عشوائية لمعادلة الموجة في وسط أحادي الطور غير متجانس عشوائياً متبوعاً بالحل التحليلي. ثم يتم تمديد الصياغة إلى وسط مسامي وفقاً لنظرية بيوت. يتم التقاط الشكوك حول المعايير البيئية من خلال التقلبات حول القيم المتوسطة. يتم تقديم معادلة انتشار الموجة أحادية البعد كنظام من المعادلات التفاضلية العشوائية من الدرجة الأولى. في حالة الطور الأحادي، يتم الحصول على الحل من حيث متوسط النزوح والضغط أو دالة التضخيم ثم تتم مقارنة الحل التحليلي مع الحلول الرقمية. في الحالة الأولى، تستخدم محاكاة مونت كارلو لتوليد متغيرات عشوائية من المعالم غير المؤكدة ولحل معادلة الموجات الحتمية لآلاف أو حتى ملايين وفقاً لعدد المرات التي تم فيها أخذ عينات من المتغيرات العشوائية.

الحلان التحليلي والعددي، يمكن مقارنتهما من حيث اتساع الوظائف المدروسة (الازاحة، الإجهاد أو دالة التضخيم) بهدف التوصل إلى حل أفضل وأسرع وأعم، بالنسبة لأخذ بعين الاعتبار التقلبات حول المعالم غير المؤكدة، مقارنة بالحل التحليلي، فإن معادلات الموجة (المعادلات التفاضلية) هذه المرة يتم حلها بشكل مباشر بواسطة طريقة القيمة الحدية المعززة بواسطة محاكاة مونت كارلو في بيئة Matlab النتائج التي تم الحصول عليها بواسطة طرق مختلفة قابلة للمقارنة بشكل إيجابي. وهكذا تم الإبقاء على محاكاة مونت كارلو للفترة المتبقية من الدراسة، نظراً إلى مرونتها وقوتها وسرعتها في حل مشكلة انتشار الموجات في وسط مسامي ذو معالم غير مؤكدة.

بعد ذلك، يتم تقديم صيغة موحدة لانتشار موجات القص من نوع SH والموجات السطحية لوف في وسط مسامي مشبع متباين الخواص وحلها بطريقة حتمية. تؤخذ في الاعتبار حالات عدم اليقين حول معلمين

رئيسيتين (المسامية والنفاذية) بواسطة الحقول العشوائية باستخدام محاكاة مونت كارلو. يتم تقديم الحلول من حيث دالة التضخيم لموجة SH ومن حيث قيم حدود السرعة لموجة لوف بعد حل معادلة التشتت. وقد وجد أن زيادة عدم اليقين في المسامية (ارتفاع معامل الاختلاف) يقلل من متوسط سعة دالة التضخيم مع انزياح الترددات الأساسية. ومع ذلك، لم يلاحظ أي تأثير للتباينات العشوائية في النفاذية على كل من تشتت موجات لوف وتضخيم موجات SH .

لدراسة تأثير عامل آخر مهم، غير موجود في معادلات موجة SH ولوف، وهي درجة التشبع وتأثيرها على الحركات الزلزالية المستحثة، مشكلة انتشار الموجات المضغوطة (P) استثمرت. يتم تمييز نوعين من موجة الضغط: الموجة السريعة (P_1) والموجة البطيئة (P_2) يتبين أنه حتى التغيرات الصغيرة في درجة التشبع تسبب اختلافات كبيرة، خاصة في التضخيم بسبب موجة الضغط (P_1) بينما يكون التضخيم بسبب موجة الانضغاط الثانية (P_2) صغير جداً.

وأخيراً، يتم تطبيق الدراسة الحالية لانتشار الأمواج في وسائط مسامية ذات معالم غير مؤكدة على دراسة حالة في حوض مدينة ادبازاري لتقدير تسارع حركة الأرض التي لم يتم تسجيلها خلال الصدمة الرئيسية لزلازل كوكابلي في عام 1999. سمحت نمذجة ترسب التربة للموقع المدروس في وسط مسامي مع مسامية عشوائية بمقارنة أفضل للاستجابة الزلزالية للموقع مقارنة بالنمذجة في وسط أحادي الطور.

الكلمات المفاتيح: معادلة الموجة؛ مونت كارلو؛ مؤشر ستوكاستيك؛ تشتت؛ التضخيم؛ تسارع.

Abstract

The present thesis is devoted to taking into account the uncertainties around the parameters of a water saturated or non-saturated porous medium in the study of seismic wave propagation. First, a stochastic formulation of the wave equation in a randomly inhomogeneous monophasic medium followed by an analytical solution is presented. Then the formulation is extended to the case of a porous medium according to Biot's theory. Uncertainties around the parameters are captured by fluctuations around mean values. The one-dimensional (1-D) wave propagation equation is presented as a system of first-order stochastic differential equations. In the monophasic case, the solution is obtained in terms of average displacements and stresses or amplification function. Then the analytical solution is compared to numerical solutions. In a first case, Monte Carlo simulations (MCS) are used to generate random variables of uncertain parameters and to solve the deterministic wave equation of thousands or even millions according to the number of sampled random variables. The two solutions, analytical and numerical, are comparable in terms of amplitudes of the studied functions (displacement, stress or amplification function). In order to obtain a better solution, faster and more general, in taking into account of the fluctuations order around the uncertain parameters, compared to the analytical solution, this time the wave equations (differential equations) are directly solved by a boundary value method enhanced by SMCs in the Matlab environment. The obtained results by the different methods are positively comparable. Thus, the MCSs were retained for the remainder of the study, given their flexibility, power and speed in solving the wave propagation problem in media with uncertain parameters.

Subsequently, a unified formulation of the (1-D) propagation of *SH*-shear wave and *Love* surface waves in an anisotropic porous media saturated with a fluid is presented and solved deterministically. The uncertainties around two main parameters (porosity and permeability)

are taken into account by random fields using MCSs. The solutions are presented in terms of amplification functions for the *SH* wave and in terms of velocity limit values for the *Love* wave after solving the dispersion equation. It has been found that increasing uncertainties in porosity (high coefficient of variation) decreases the average amplification function amplitudes and shifts the fundamental frequencies. However, no effect is observed on both the dispersion of *Love* waves and the amplification of *SH* waves for random variations of permeability.

To study the effect of another rather important parameter, not present in *SH* and *Love* wave equations, which is the degree of saturation and its effect on induced seismic motions, the problem of compressional (P) wave propagation is investigated. Two types of compressional waves are highlighted: fast wave (P_1) and slow wave (P_2). It is shown that even small variations in the degree of saturation cause significant variations, especially in the amplification due to the P_1 wave while the amplification due to the second wave (P_2) is very small.

Lastly, the present study of wave propagation in porous media with uncertain parameters is applied to a case study in the Adapazari city basin to estimate ground motion accelerations lacked in the fast-growing during the main shock of the damaging 1999 Kocaeli earthquake. The modeling of the soil deposit of the studied site in porous medium with random porosity allowed to better approach the site seismic response compared to the monophasic modeling assumption.

Keywords: wave equation; Monte Carlo; stochastic; dispersion; Amplification; Acceleration

Résumé

La présente thèse est consacrée à la prise en compte des incertitudes autour des paramètres d'un milieu poreux saturé ou non d'eau dans l'étude de la propagation des ondes sismiques. En premier lieu, une formulation stochastique de l'équation d'onde dans un milieu monophasique aléatoirement inhomogène suivie d'une résolution analytique est présentée. Puis la formulation est étendue au cas d'un milieu poreux suivant la théorie de Biot. Les incertitudes autour des paramètres du milieu sont représentées par des fluctuations autour des valeurs moyennes. L'équation de propagation d'onde unidimensionnelle (1-D) est présentée sous forme d'un système d'équations différentielles stochastiques du premier ordre. Dans le cas monophasique, la solution est obtenue en termes de déplacements et contraintes moyens ou fonction d'amplification. Puis la solution analytique est comparée à des solutions numériques. Dans un premier cas, les simulations de Monte Carlo (SMC) sont utilisées pour générer des variables aléatoires des paramètres incertains et résoudre l'équation d'onde déterministe des milliers voire des millions suivant le nombre de fois des variables aléatoires échantillonnées. Les deux solutions, analytique et numérique, sont comparables en termes d'amplitudes des fonctions étudiées (déplacement, contrainte ou fonction d'amplification). En vue d'une meilleure résolution, plus rapide et plus générale, quant à la prise en compte de l'ordre des fluctuations autour des paramètres incertains, par rapport à la solution analytique, cette fois les équations d'ondes (équations différentielles) sont directement résolues par une méthode aux valeurs limites renforcée par les SMC dans l'environnement Matlab. Les résultats obtenus par les différentes méthodes sont positivement comparables. Ainsi, les simulations de Monte Carlo ont été retenues pour le reste de l'étude, vu leur souplesse, puissance et rapidité à résoudre le problème de propagation d'onde dans les milieux à paramètres incertains.

Par la suite, une formulation unifiée de la propagation (1-D) des ondes de cisaillement de type *SH* et les ondes de surface de *Love* dans un milieu poreux anisotrope saturé d'un fluide est présentée et résolue de manière déterministe. Les incertitudes autour de deux principaux paramètres (porosité et perméabilité) sont prises en compte par des champs aléatoires à l'aide des Simulations de Monte Carlo. Les solutions sont présentées en termes de fonctions d'amplification pour l'onde *SH* et en termes de valeurs limites des vitesses pour l'onde de *Love* après résolution de l'équation de dispersion. Il a été constaté que l'augmentation des incertitudes dans la porosité (coefficient de variation élevé) diminue les amplitudes moyennes

de la fonction d'amplification et déplace les fréquences fondamentales. Cependant, aucun effet n'est observé à la fois sur la dispersion des ondes de *Love* et l'amplification des ondes *SH* pour les variations aléatoires de la perméabilité.

Pour étudier l'effet d'un autre paramètre assez important, non présent dans les équations d'ondes *SH* et *Love*, qui est le degré de saturation et son effet sur les mouvements sismiques induits, le problème de propagation d'ondes de compression (P) est investi. Deux types d'onde de compression sont mis en évidence : onde rapide (P_1) et onde lente (P_2). Il est montré que même des faibles variations dans le degré de saturation provoquent des variations importantes notamment dans l'amplification due à l'onde de compression P_1 tandis que l'amplification due à la seconde onde de compression (P_2) est très faible.

En dernier, la présente étude de propagation d'onde dans les milieux poreux à paramètres incertains est appliquée à une étude de cas dans le bassin de la ville d'Adapazari afin d'estimer les accélérations du mouvement du sol qui n'ont pas été enregistrées pendant le choc principal du séisme de Kocaeli en 1999. La modélisation du dépôt de sol du site étudié en milieu poreux à porosité aléatoire a permis de mieux approcher la réponse sismique du site par rapport à la modélisation en milieu monophasique.

Mots-clés: équation d'onde ; Monte Carlo ; stochastique ; dispersion; amplification; accélération

Table des Matières

Introduction Générale

1. Introduction	2
2. Objectifs visés.....	3
3. Organisation du mémoire.....	3

Chapitre 1

Recherche bibliographique sur le comportement biphasique d'un milieu de sol

1.1. Introduction.....	7
1.2. Théorie des milieux poreux (TMP).....	7
1.3. Notion de base de la théorie des milieux poreux	9
1.3.1. Echelle spatiale d'étude des milieux poreux	9
1.3. 2. Volume élémentaire représentatif (VER).....	10
1.3.3. Notions de porosité	11
1.4. Description des sols poreux	12
1.5. Dynamique des milieux poreux	13
1.6. Théorie de Biot.....	14
1.6.1. Principaux travaux de Biot	14
1.6.2 Principales hypothèses de la théorie de Biot.....	16
1.6.3. Théorie de Biot et loi de Terzaghi.....	17
1.7. Propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux saturés.....	18
1.8 Considérations théoriques et applications techniques de la théorie de Biot..	20
1.9. Synthèse des travaux de recherches utilisant la théorie de Biot.....	23

1.9.1. Amplification et dispersion due, aux ondes de cisaillemen.....	23
1.9.2. Atténuation des ondes sismiques dans les milieux poreux aléatoirement hétérogènes.....	29
1.10. Incertitudes dans les paramètres du milieu.....	30
1.10.1. Modèles de champs aléatoires pour les propriétés de sol.....	31
1.10.1.1. Représentation générale d'un champ aléatoire.....	33
1.10.1.2. Propriétés statistiques des champs aléatoires.....	35
1.10.1.3. Coefficient de variation (Cv).....	37
1.10.1.4. Fonction de corrélation d'un champ aléatoire.....	37
1.10.1.5. Longueur de corrélation.....	39
1.11. conclusion.....	39

Chapitre 2

Méthodes de résolution des équations d'onde en milieux stochastiques

2.1. Introduction.....	42
2.2. Formulation stochastique de la propagation d'ondes dans un milieu aléatoirement inhomogène	43
2.2.1. Milieu monophasique.....	43
2.2.2.2. Equation de base.....	43
2.2.2.2. Equation intégro-différentielle.....	47
2.2.1. Milieu biphasique.....	52
2.3. Simulations de Monte Carlo de l'équation d'onde dans un milieu aléatoirement inhomogène	54
2.3.1. Principe des simulations de Monte Carlo.....	54
2.3.2. Algorithme d'obtention de la solution	57
2.4. Résolution numérique de l'équation d'onde	58
2.5. Résultats et discussions.....	59
2.5.1. Réponse d'une couche de sol aléatoirement inhomogène à une excitation de surface.....	59

2.5.2. Réponse d'un milieu aléatoirement inhomogène à une onde sismique.....	64
2.2.5.1. <i>Fonction d'amplification</i>	65
2.5.3. Résolution numérique d'un problème aux valeurs limites.....	72
2.6. Conclusions.....	74

Chapitre 3

Propagation des ondes de cisaillement dans les milieux poreux

3.1 Introduction.....	76
3.2. Equations de base.....	76
3.2.1. Relations contrainte-déformation pour un milieu poroélastique saturé	76
3.2.2 Équations de mouvement.....	79
3.2.3 Les conditions aux limites.....	82
3.3. Solutions déterministes des équations d'onde.....	83
3.3.1. Solution pour l'onde SH verticale	83
3.3.2. Solution pour l'onde de <i>Love</i> horizontale.....	84
3.4 Simulation de Monte Carlo des paramètres incertains.....	88
3.5. Conclusion.....	89

Chapitre 4

Effets des incertitudes sur la réponse d'un milieu poreux aux ondes de cisaillement

4.1. Introduction.....	91
4.2. Influence des incertitudes sur la vitesse des ondes de cisaillement <i>SH</i>	91
4.3. Dispersion de l'onde de Love dans un milieu poreux à paramètres incertains.....	97
4.3.1 Vitesse des ondes de <i>Love</i>	99

4.4. Effet des incertitudes des paramètres de sol sur la fonction d'amplification des ondes SH.....	112
4.5. Conclusion.....	114

Chapitre 5

Propagation des ondes de compression dans les milieux poreux

5.1 Introduction.....	116
5.2. Equations de base.....	117
5.3 Vitesse et atténuation des ondes P	118
5.4. Calcul des déplacements moyens.....	122
5.5. Résultats et discussions.....	124
5.5.1. Effets des incertitudes sur la vitesse des ondes de compression.....	124
5.5.2. Effets des variations aléatoires sur amplification des mouvements sismiques...	130
5.6. Conclusion.....	134

Chapitre 6

Etude d'un cas : site d'Adapazari, séisme de Kocaeli en 1999

6.1. Introduction.....	136
6.2. Séisme de Kocaeli en 1999 et Bref aperçu de la ville de Adapazari	136
6.3. Données expérimentales au site d'Adapazari.....	139
6.4. Estimation du mouvement du sol dans le bassin d'Adapazari	142
6.5 Conclusions.....	147

Conclusions et Recommandations

1. Conclusions générales.....	150
2. Recommandations futures.....	151

References bibliographiques

1. références bibliographiques.....	154
-------------------------------------	-----

Liste des Figures

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 1.1	<i>VER du sable saturé montrant la microstructure granulaire et le modèle TMP macro biphasique avec $\Phi = \Phi^S \cup \Phi^F$ (Heider 2011).</i>	09
Figure 1.2	<i>Modélisation du milieu poreux à l'échelle macroscopique comme superposition de deux milieux continus (Barboura. 2007).</i>	10
Figure 1.3	<i>Définition du volume élémentaire représentatif (V_{re}) à l'aide de la porosité (d'après Kutilek et Nielson, 1994)(Coussy, 1991).</i>	11
Figure 1.4	<i>Différents types de porosités à l'échelle microscopique.</i>	12
Figure 1.5	<i>Homogénéisation des phases fluides et solides (Bastien, 2011).</i>	13
Figure 1.6	<i>Diagrammes simplifiés des limites d'air poreux : a) frontière ouverte; (b) frontière fermée (Lin et al 2001).</i>	13
Figure 1.7	<i>Description d'un milieu poreux saturé.</i>	16
Figure 1.8	<i>Schématisation des principes de Terzaghi et de Biot (Lion, 2008)</i>	18
Figure 1.9	<i>Ondes sismiques dans un milieu poroélastique saturé (Schanz, 2002).</i>	20
Figure 1.10	<i>Granulométrie du sol avec : (a) classification du sol ; (b) taille effective des pores ; (c) perméabilité et état de drainage ; (d) fréquence f_i; et (e) plage de D_{10} où la théorie de Biot est applicable (zone grise) (Lin et al., 2001).</i>	22
Figure 1.11	<i>Phase de la vitesse de l'onde de Love pour différentes valeurs de la porosité (Ghorai et al. 2010).</i>	24
Figure 1.12	<i>Courbes de dispersion de la vitesse d'ondes de Love dans une couche poreuse pour diverses valeurs de la porosité (Gupta et al. 2013).</i>	25

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 1.13	<i>Effets des paramètres de sol aléatoires sur la fonction d'amplification des ondes SH (Wang et Hao, 2002).</i>	26
Figure 1.14	<i>Effet de l'anisotropie des couches de sol sur la phase de la vitesse de l'onde de Love en fonction du nombre d'onde (Konczak et al.1989).</i>	28
Figure 1.15	<i>Mécanisme de l'écoulement induit par les ondes pendant le cycle de compression d'une onde (Muller et al. 2008).</i>	29
Figure 1.16	<i>Type d'incertitude dans l'estimation des propriétés des sols d'après Kulhawy, 1992 dans (kim2012).</i>	31
Figure 1.17	<i>Echantillonnage au moyen de la méthode de Monte Carlo (Dunn et Shultis, 2012).</i>	32
Figure 1.18	<i>Milieu stochastique hétérogène et milieu stochastique homogène (Scherer et Faschingbauer, 2005).</i>	33
Figure 1.19	<i>Variabilité des propriétés d'un monocouche : modèle de champs aléatoire</i>	34
Figure 2.1	<i>Géométrie d'un problème unidimensionnel</i>	44
Figure 2.2	<i>Distribution normale $N(\mu, \sigma^2)$.</i>	57
Figure 2.3	<i>Distribution normale standard.</i>	57
Figure 2.4	<i>Effets des variations stochastiques de la masse volumique sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{11}^2, \sigma_{22}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à base.</i>	60
Figure 2.5	<i>Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{22}^2, \sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à base.</i>	61

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 2.6	<i>Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{22}^2, \sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à la surface.</i>	63
Figure 2.7	<i>Effets des variations aléatoire du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne du déplacement sous excitation harmonique à sa base obtenue par la méthode de Monté Carlo.</i>	64
Figure 2.8	<i>Effets des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d 'amplification d' une couche de sol.</i>	69
Figure 2.9	<i>Effets des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d 'amplification du profil de sol multicouche.</i>	70
Figure 2.10	<i>Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la fonction d 'amplification d'une couche de sol obtenu par la méthode de Monté Carlo.</i>	71
Figure 2.11	<i>Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la fonction d'amplification du profil de sol multicouche par la méthode de Monté Carlo .</i>	72
Figure 2.12	<i>Effets des variations aléatoire du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne du déplacement sous excitation harmonique à sa base obtenue par la méthode BVL.</i>	73
Figure 2.13	<i>Effets des variations aléatoire du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne du déplacement sous excitation harmonique à sa base obtenue par :(a) la méthode analytique, (b) SMC, (c) BVL</i>	73
Figure 3.1	<i>Géométrie d'un problème de propagation d'ondes .</i>	76
Figure 3.2	<i>Algorithme des simulations de Monte Carlo de la réponse dynamique des milieux poreuses anisotropes.</i>	88
Figure 4.1	<i>Exemples de diagrammes de dispersion et de densité de probabilité pour la porosité et la perméabilité aléatoires avec une distribution Normale et Lognormale, avec Cv de 20% pour la porosité et 40% pour la perméabilité : (a) sol rocheux, (b) sol meuble.</i>	92

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 4.2	<i>Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisailent SH : (a) phase, (b) atténuation.</i>	94
Figure 4.3	<i>Effet des variations aléatoires de la perméabilité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisailent SH : (a) phase, (b) atténuation.</i>	95
Figure 4.4	<i>Effet des variations aléatoires de la porosité et la perméabilité sur les composantes de la vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisailent SH : (a) phase, (b) atténuation.</i>	96
Figure 4.5	<i>Vitesse déterministe normalisée de l'onde de Love pour différentes valeurs du facteur d'anisotropie N_j/G_j ($j = 1,2$).</i>	98
Figure 4.6	<i>Détermination des limites de la vitesse de l'onde de Love pour une couche poreuse reposant sur un demi-espace élastique pour la variation de la porosité: La ligne continue se réfère au côté gauche de l'équation. (3.29-b) et la ligne pointillée se réfère au côté droit de l'équation. (3.29-b) : a) déterministe, b) aléatoire.</i>	100
Figure 4.7	<i>Vitesse déterministe normalisée de l'onde de Love pour différentes valeurs du facteur d'anisotropie N_j/G_j ($j = 1,2$).</i>	102
Figure 4.8	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe anisotrope sur un demi-espace aléatoire isotrope.</i>	103
Figure 4.9	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace déterministe isotrope.</i>	104
Figure 4.10	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire isotrope sur un demi-espace déterministe anisotrope.</i>	105
Figure 4.11	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe isotrope sur un demi-espace déterministe aléatoire anisotrope.</i>	106
Figure 4.12	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace déterministe anisotrope.</i>	107
Figure 4.13	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe anisotrope sur un demi-espace aléatoire anisotrope.</i>	108
Figure 4.14	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace aléatoire anisotrope.</i>	109

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 4.15	<i>Vitesse normalisée de l'onde de Love en fonction de nombre d'onde (kh) pour des variations aléatoires de la porosité.</i>	111
Figure 4.16	<i>Effets des variations aléatoire de la porosité sur la fonction d'un milieu poreux.</i>	113
Figure 4.17	<i>Effets des variations aléatoire de la perméabilité sur la fonction d'amplification d'un milieu poreux.</i>	114
Figure 5.1	<i>Une couche de sol soumise à une excitation verticale à sa base.</i>	122
Figure 5.2	<i>Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_1 : (a) phase, (b) atténuation.</i>	126
Figure 5.3	<i>Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_2 : (a) phase, (b) atténuation.</i>	127
Figure 5.4	<i>Effet des variations aléatoires du degré de saturation sur les composantes de la vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_1 : (a) phase, (b) atténuation.</i>	128
Figure 5.5	<i>Effet des variations aléatoires du degré de saturation sur les composantes de la vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_2 : (a) phase, (b) atténuation.</i>	129
Figure 5.6	<i>Effet des Variations aléatoires de la porosité sur la fonction d'amplification des: (a) onde de compression P_1, (b) onde de compression P_2.</i>	130
Figure 5.7	<i>Effet des Variations aléatoires du degré de saturation la fonction d'amplification d'une couche partiellement saturé pour: (a) onde de compression P_1, (b) onde de compression P_2</i>	131
Figure 5.8	<i>Effet des Variations aléatoires du degré de saturation la fonction d'amplification d'une couche totalement saturé pour: (a) onde de compression P_1, (b) onde de compression P_2</i>	132
Figure 6.1	<i>Effets de sites dans la zone de remplissage alluvial d'Adapazari (Rapport AFPS 1999).</i>	137
Figure 6.2	<i>Fissures émissives et volcans de sables à Adapazari (Rapport AFPS 1999).</i>	138

N° de la Figure	Titre de la figure	Page
Figure 6.3	<i>Basculement (de 55°) d'un immeuble à Adapazari (Celebi et al., 2000).</i>	138
Figure 6.4	<i>Sondage de pénétration au carottier (SPT), à Adapazari (Rapport AFPS 1999).</i>	139
Figure 6.5	<i>Coupe transversale des couches de sol et topographie de surface autour du site d'Adapazari (Komazawa et al. 2002).</i>	140
Figure 6.6	<i>Accélérations enregistrées à la station de Sakarya (site E) lors du tremblement de terre de Kocaeli du 17 août 1999.</i>	141
Figure 6.7	<i>Effets des incertitudes de la porosité sur la fonction d'amplification moyenne au site d'Adapazari.</i>	144
Figure 6.8	<i>Accélérations estimées à la surface libre du site d'Adapazari: (a) non poreux avec des données expérimentales, (b) poreux avec des données expérimentales et porosité déterministe (c) poreux avec des données expérimentales et porosité aléatoire.</i>	145
Figure 6.9	<i>Accélérations estimées à la surface libre du site d'Adapazari: (a) non poreux avec des données identifiées, (b) poreux avec des données identifiées et porosité déterministe, (c) Poreux avec données identifiées et porosité aléatoire.</i>	146

Liste des Tableaux

N° du Tableau	Titre du Tableau	Page
Tableau 1.1	Coefficient de variation des propriétés du sol (d'après Harr, 1987).	38
Tableau 1.2	Exemples de types courants des fonctions d'auto-covariance normalisée unidimensionnelle (Rackwitz et al. 2002).	39
Tableau 4.1	<i>Valeurs moyennes et C_v des paramètres incertains d'une couche de sol poreuse anisotrope.</i>	92
Tableau 5.1	<i>Valeurs moyennes des paramètres incertains d'une couche de sol poreuse anisotrope.</i>	125
Tableau 6.1	<i>Caractéristiques des profils de sol des sites SKR et Adapazari.</i>	141
Tableau 6.2	<i>Caractéristiques corrigées (h, VS et ρ) et identifiées (ξ) du profil de sol du site d'Adapazari (Khellafi et al., 2016).</i>	143

Introduction Générale

1. Introduction

Les conditions locales de sol ont une profonde influence sur la réponse des dépôts de sol durant les tremblements de terre. Des observations des dommages causés par nombreux tremblements de terre historiques (El Asnam, 1980; Mexico, 1985; Loma Prieta, 1989; Northridge, 1994; Kobe, 1995 ; Boumerdes, 2003) ont montré que les aspects géotechniques peuvent fortement influencer la performance des structures durant un tremblement de terre. La prévision du comportement des structures durant un séisme nécessite la modélisation des composantes géotechniques du système sol-structure. Les propriétés géologiques et mécaniques des sols sous-jacents doivent aussi être évaluées pour le dimensionnement des structures. Ces propriétés varient grandement d'un point du milieu à un autre, ce qui a pour résultat que différents sites répondent différemment à des ondes incidentes pourtant similaires. De ce fait, la connaissance précise et la modélisation des propriétés du sol environnant, est requise pour décrire le comportement dynamique complet vis-à-vis d'une excitation donnée du sol.

La détermination de certains paramètres de sol aux laboratoires se fait sur des échantillons de faibles épaisseurs par rapport aux dépôts de sol étudiés alors que cette variation est importante particulièrement dans la direction verticale et la précision dans la reconnaissance se révèle parfois insuffisante. Alors, la représentation aléatoire de ces propriétés pourrait apporter une précision dans l'évaluation de la réponse du site étudié.

Les propriétés du sol peuvent être décrites en utilisant des modèles déterministes ou probabilistes. Les modèles déterministes utilisent un paramètre discret unique, alors que les modèles probabilistes décrivent ces propriétés en utilisant des paramètres statistiques discrets ou des fonctions de densité de probabilité. Les études déterministes ont montré leur limite. En effet, celles-ci nécessitent la connaissance exacte (déterministe) des caractéristiques du sol et donc un nombre élevé d'échantillons pour les caractériser, conduisant ainsi à un coût élevé. De

ce fait, la recherche concernant la réponse d'un sol hétérogène à des excitations sismiques s'est naturellement orientée vers les techniques probabilistes qui peuvent tenir compte de l'aspect aléatoire des caractéristiques du sol et peuvent en modéliser les fluctuations. En effet, négliger cet aspect aléatoire des propriétés géologiques et mécaniques du sol peut conduire à une sous-estimation de la sécurité des structures qui y sont implantées.

2. Objectifs visés

L'objectif principal de la thèse consiste en la prise en compte des effets des paramètres incertains des dépôts de sol poreux saturés ou non sur leurs réponses dynamiques. A cette fin, les équations de propagation d'ondes sont formulées et résolues par différentes méthodes. Les effets des variations aléatoires des principaux paramètres régissant les équations d'ondes sont quantifiés en faisant appel aux simulations de Monte Carlo. Les équations d'ondes de volume (ondes P et SH) ou de surface (Onde de Love) sont formulées et les solutions sont obtenues en termes de différentes variables (déplacements et contraintes normalisés, accélérations, ...).

3. Organisation du mémoire

Ce mémoire est constitué de six chapitres qui sont organisés de la manière suivante:

Le premier chapitre, est consacré à une étude bibliographique, divisée en trois parties principales. La première partie présente une définition succincte de la théorie des milieux poreux (TMP) et les différentes échelles spatiales de modélisation d'un milieu poreux. Nous présentons ensuite la dynamique du milieu continu biphasique se basant sur la théorie générale de Biot et les considérations théoriques et applications techniques de cette théorie. La deuxième partie est consacrée à la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux saturés de manière générale et la propagation et l'atténuation des ondes sismiques dans les milieux poreux à paramètres incertains en particulier. En dernier, différents modèles pour la prise en compte d'incertitude dans les paramètres du milieu de sol sont présentés.

Dans *le deuxième chapitre*, en premier lieu la réponse sismique d'une couche de sol homogène à masse volumique et module de cisaillement considérés comme des variables aléatoires, soumise, à sa base à une onde de cisaillement de type SH ou bien à sa surface à une contrainte harmonique est obtenue à l'aide d'une méthode analytique stochastique. L'étude est ensuite élargie à un profil de sol constitué de plusieurs couches à paramètres aléatoires. La formulation analytique stochastique est étendue par la suite au cas d'un milieu poreux. Puis, dans le but de comparer cette méthode analytique si laborieuse avec les méthodes numériques, nous avons choisi les simulations de Monte Carlo vu leur puissance et efficacité dans plusieurs domaines. Celles-ci peuvent être couplées à la solution analytique déterministe aussi bien qu'aux méthodes numériques traitant les problèmes aux valeurs limites à travers la résolution de systèmes d'équations différentielles à paramètres variables.

Ainsi, *le troisième chapitre* concerne la proposition d'une formulation unifiée de la propagation dans le plan (x, z) des ondes de cisaillement de types SH et l'onde de Love dans un milieu poreux anisotrope saturé d'un fluide vu la similitude entre les différentes équations gouvernant leur propagation. Les incertitudes autour des deux paramètres de sol (porosité et perméabilité) sont prises en compte par des champs aléatoires à l'aide des Simulations de Monte Carlo (MCS).

Le quatrième chapitre porte sur l'application de la formulation développée au chapitre 3. La solution des équations de propagation d'onde dans un milieu poreux anisotrope est obtenue en termes de fonctions d'amplification pour les ondes SH et en termes d'équation de dispersion pour les ondes de Love. Des échantillons aléatoires de la porosité et de la perméabilité sont générés, respectivement, selon les fonctions de distribution normale et lognormale, avec une valeur moyenne et un coefficient de variation pour chacun des deux paramètres. Finalement, les effets de l'anisotropie du milieu à paramètres incertains sur la vitesse des ondes de Love ont été étudiés où le facteur d'anisotropie de la couche et du demi-espace ont été considérés.

Le cinquième chapitre vise globalement l'étude de l'effet du degré de saturation considéré comme incertain en conjonction avec la porosité incertaine sur les différentes composantes des mouvements sismiques des sols induits par la propagation des ondes de compression dans les dépôts de sol poreux partiellement saturés.

Dans *le sixième chapitre*, l'approche présentée est appliquée à l'étude d'un cas réel dans le bassin de la ville d'Adapazari (en Turquie) afin d'estimer les accélérations du mouvement du sol qui n'ont pas été enregistrées pendant le choc principal du séisme de Kocaeli en 1999 de magnitude de 7.4.

Le manuscrit se termine par des conclusions générales et des recommandations futures.

Chapitre 1

Recherche bibliographique sur le comportement biphasique d'un milieu de sol

1.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à une étude bibliographique portant sur le comportement biphasique des milieux de sol. Elle est divisée en trois parties principales. Dans la première partie on présente une définition succincte de la théorie des milieux poreux (TMP) et les différentes échelles spatiales de modélisation d'un milieu poreux. Ensuite, la dynamique d'un milieu continu biphasique se basant sur la théorie générale de Biot et les considérations théoriques et applications techniques de cette théorie sont abordées. La deuxième partie est consacrée à la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux saturés de manière générale et la propagation et l'atténuation des ondes sismiques dans les milieux poreux avec des paramètres incertains en particulier. Enfin différents modèles pour la prise en compte des incertitudes dans les paramètres du milieu sont présentés.

1.2. Théorie des milieux poreux (TMP)

La TMP consiste en une démarche complète et excellente pour la modélisation macroscopique d'un milieu poreux biphasique constitué d'un squelette solide immiscible saturé par un seul fluide interstitiel. A cet effet, le squelette solide à géométrie granulaire aléatoire est supposé réparti statistiquement sur un volume élémentaire représentatif (VER) (Bourbié et al., 1986). Les dimensions du VER choisies par rapport aux diamètres moyens des microcanaux ou tailles des grains jouent un rôle important dans la validité de l'approche macroscopique dans la description du flux à travers l'espace poreux. Par la suite, l'homogénéisation est appliquée du VER. La figure 1.1 présente un milieu macroscopique continu biphase Φ avec des phases solide et fluide superposées et interactives Φ^α ($\alpha = S$: phase solide ; $\alpha = F$: phase fluide), de sorte que $\Phi = \Phi^S \cup \Phi^F$ à tout point spatial macroscopique. Ensuite, le concept de fractions volumiques est introduit

afin d'intégrer les informations microscopiques constitutives. Ainsi, un procédé de calcul de la moyenne volumétrique de l'ensemble des constituants est prescrit sur VER et les champs physiques incorporés de la microstructure sont représentés par leurs proportions volumiques locales (Coussy, 1991). En particulier, la fraction volumique ($n = dv^\alpha / dv$) est définie comme le rapport d'un élément de volume partiel dv^α à un élément de volume total dv du domaine Φ . La contrainte de saturation dans le cas d'un milieu totalement saturé est donnée par (Heider, 2011):

$$\sum_{\alpha} n^{\alpha} = n^S + n^F = 1 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} n^S : \text{solidité} \\ n^F : \text{porosité} \end{cases} \quad (1.1)$$

Elle est supposée satisfaite pendant tout le processus de déformation. De plus, le traitement actuel procède dans l'intervalle ($0 < n^{\alpha} < 1$), où la transition du matériau multiphasique dans un milieu dense monophasique (solide ou fluide pur) n'est pas un cas d'étude (Heider, 2012). L'introduction de la fraction n^{α} est en outre associée à deux fonctions de densité, i. e. une densité matérielle (efficace ou intrinsèque) $\rho^{\alpha R}$ et une densité partielle ρ^{α} reliant la masse locale de Φ^{α} à l'élément de volume partiel ou volumique, respectivement. Ici, la densité globale ρ résulte de la somme des densités constitutives et les densités partielles et matérielles sont liées via n^{α} . La densité ($\rho^{\alpha} = n^{\alpha} \rho^{\alpha R}$) montre que dans le cas de constituants matériellement incompressibles ($\rho^{\alpha R} = \text{const.}$) du modèle biphasique, la compressibilité du milieu global (compressibilité globale) n'est possible que dans des conditions drainées par variation des fractions volumiques (Heider, 2012).

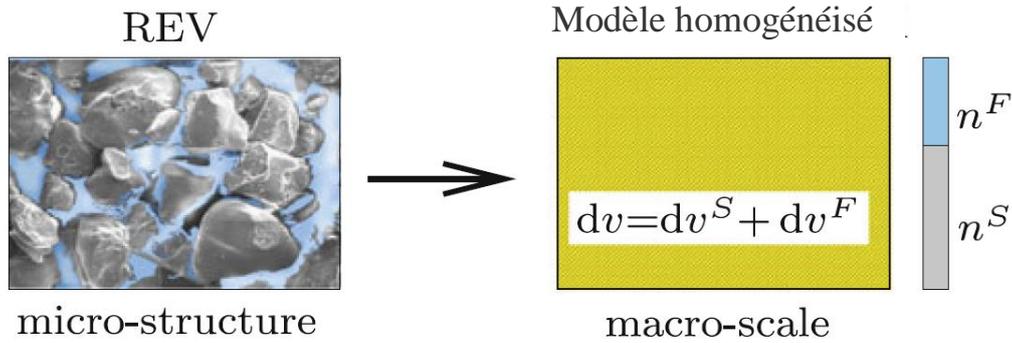


Figure 1.1. VER du sable saturé montrant la microstructure granulaire et le modèle TMP macro biphasique avec $\Phi = \Phi^S \cup \Phi^F$ (Heider 2011).

1.3. Notion de base de la théorie des milieux poreux

1.3.1. Echelle spatiale d'étude des milieux poreux

L'étude des milieux poreux est basée sur deux types d'échelles d'espace distinctes, l'échelle microscopique et l'échelle macroscopique. Au niveau d'échelle microscopique, les phases solide et fluide constituent des domaines géométriques distincts dans un volume élémentaire de milieu poreux. Un point géométrique se trouve ainsi à un instant donné dans une des deux phases solide ou fluide bien identifiée. C'est à cette échelle qu'est écrit l'ensemble des équations mécaniques, physiques et chimiques régissant les comportements des phases et les interactions entre celles-ci (Barboura, 2007).

L'échelle macroscopique, est adaptée à l'étude des problèmes "à taille réelle" tels que ceux rencontrés en mécanique des sols et des structures, en aéromécanique ou bien encore en sismologie. L'étude des problèmes d'ingénierie au sens large en géosciences nécessite donc de travailler à cette échelle (Mesgouez, 2005).

L'échelle macroscopique consiste à considérer un volume élémentaire de milieu poreux comme la superposition de plusieurs particules matérielles occupant aux mêmes instants les mêmes points géométriques mais avec des cinématiques a priori différentes, (Figure 1.1). Le comportement du milieu poreux à cette échelle macroscopique peut être décrit en adaptant les

outils classiques de la thermodynamique des milieux continus. Le point de vue macroscopique pour d'écrire les milieux poreux a été adopté par Biot (Biot, 1941) puis par Coussy (Coussy, 1991).

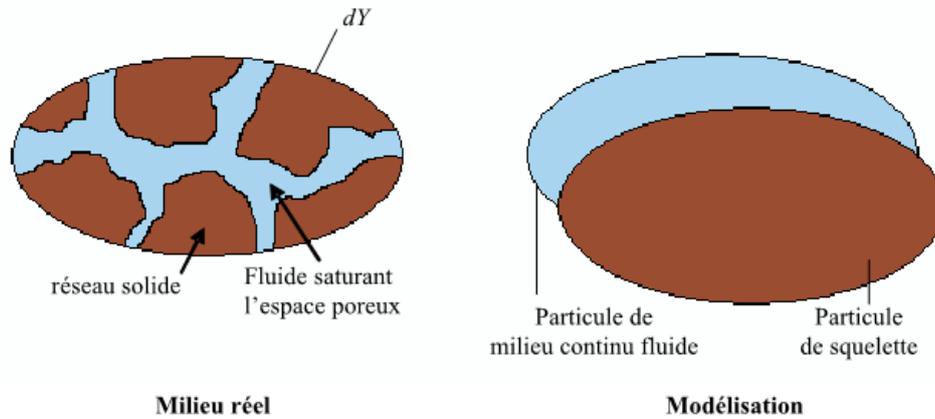


Figure 1.2. Modélisation du milieu poreux à l'échelle macroscopique comme superposition de deux milieux continus (Barboura. 2007).

1.3.2 Volume élémentaire représentatif (VER)

Pour comprendre le sens de concept de volume élémentaire représentatif (VER), Il est commode de considérer la valeur de la porosité totale et sa variation en fonction du volume utilisé pour l'évaluer (Figure 1.3), Quand ce volume est grand par rapport à la dimension des pores, il englobe un certain nombre de pores et la valeur correspondante de la porosité totale peut être considérée comme représentative de la valeur moyenne de la porosité totale du milieu. En revanche, quand le volume d'évaluation diminue, la valeur de la porosité fluctue de plus en plus selon les portions du milieu qui sont comprises dans ce volume. Cette fluctuation devient maximum entre 0 et 1 quand le volume est suffisamment petit. On appelle le volume élémentaire représentatif du milieu, le volume V_{re} au-delà duquel la porosité moyenne ne varie plus compte tenu des limites de la précision expérimentale. La notion de porosité totale moyenne du milieu n'a de sens que pour des volumes égaux ou supérieurs à V_{re} . De la même façon, On peut définir n'importe quelle grandeur moyenne pour un milieu poreux. Les valeurs

associées à V_{re} sont qualifiées de macroscopiques et l'échelle d'espace correspondante est souvent appelée, échelle de Darcy (Coussy, 1991).

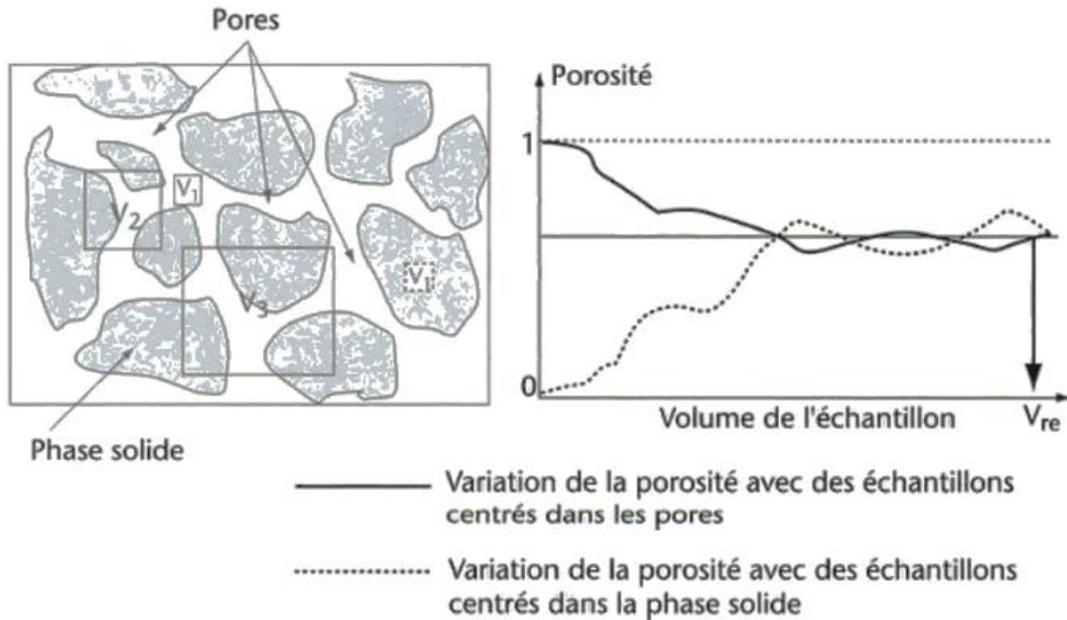


Figure 1.3 Définition du volume élémentaire représentatif (V_{re}) à l'aide de la porosité. (d'après Kutilek et Nielson, 1994)(Coussy, 1991).

Quand le volume de mesure fictif est très petit (V_1), il peut être entièrement situé dans un pore et la porosité est égale à 1 : il peut aussi être situé dans la phase solide et la porosité est égale à 0. Au fur et à mesure que le volume utilisé pour la mesure croît, la porosité des échantillons centrés dans les pores diminue ; inversement la porosité des échantillons centrés dans la phase solide augmente. Ces deux porosités tendent vers une même valeur et sont identiques à partir d'un certain volume d'échantillon. Ce volume est appelé le volume élémentaire représentatif (Coussy, 1991).

1.3.3. Notion de porosité

La porosité dans un milieu poreux saturé représente le rapport des volumes des vides au volume total du corps considéré sans tenir compte de la localisation et de la connectivité de ces vides.

$$\varphi = \frac{\text{Volume des vides}}{\text{Volume total}} \quad (1.2)$$

Il existe deux types de porosité, la porosité connectée correspond à l'espace interstitiel continu, ou connecté, où s'effectue l'écoulement de la phase solide ou des phases fluides. La porosité occluse, saturée de fluide ou non, piégée dans la matière, n'est quant à elle le lieu d'aucun écoulement fluide (Figure. 1.4).

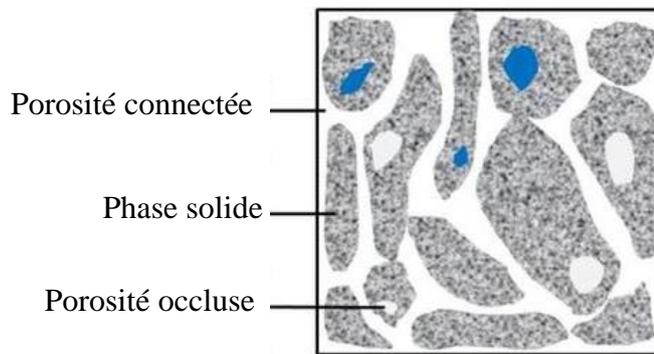


Figure 1.4. Différents types de porosités à l'échelle microscopique.

1.4. Description des sols poreux

Généralement, le sol peut être considéré comme un milieu poreux hétérogène complexe composé d'une phase solide (squelette du sol) et d'une phase liquide (eau et gaz). Des paramètres mécaniques définissent le processus d'homogénéisation des phases fluide et solide pour construire un milieu équivalent. Ce processus d'homogénéisation est résumé dans un cas simple par la figure 1.5. On distingue deux cas extrêmes qui permettent de déterminer l'interaction entre la phase fluide et le squelette :

1. Le cas drainé : le milieu est un système ouvert qui permet l'échange de matière avec l'extérieur et donc la dissipation des surpressions interstitielles (Figure 1.6a).
2. Le cas non drainé : le milieu est un système fermé qui ne permet pas l'échange de matière avec l'extérieur (Figure 1.6b).

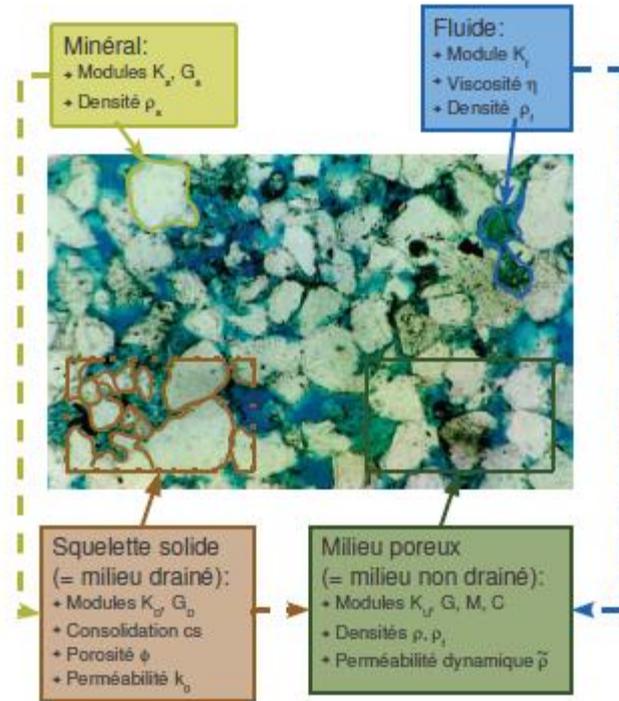


Figure.1.5. Homogénéisation des phases fluides et solides (Bastien, 2011).

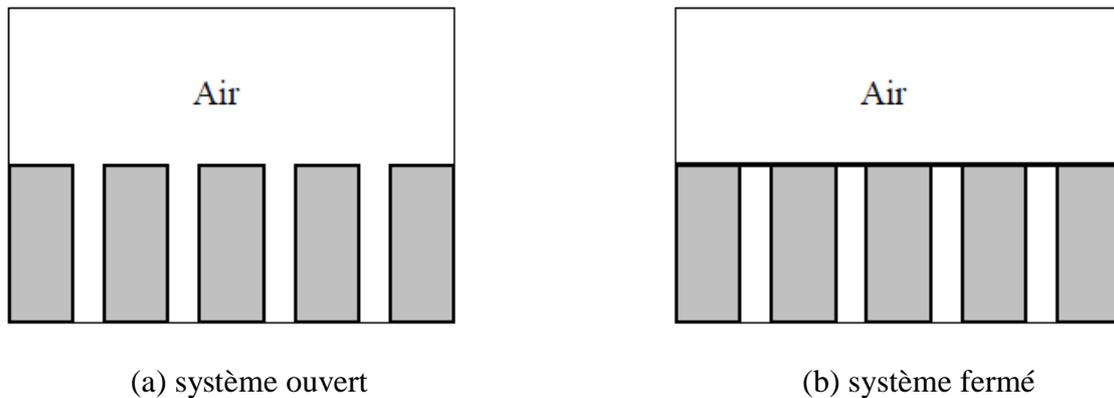


Figure.1.6. Diagrammes simplifiés des limites d'air poreux : a) frontière ouverte; (b) frontière fermée (Lin et al 2001).

1.5. Dynamique des milieux poreux

Pendant la déformation, les particules solides, qui forment le squelette du sol, subissent des mouvements irréversibles tels que des glissements aux bords des grains, des créations de vides par des particules sorties d'une configuration tassée et des combinaisons de tels mouvements

irréversibles. Lorsque la nature particulière et l'origine microscopique des phénomènes impliqués ne sont pas explicitement déterminées, les équations phénoménologiques fournissent alors une description adéquate du comportement des différentes phases qui forment le milieu du sol (Popescu et al., 2006).

Dans les théories multiphasiques, le modèle conceptuel est donc celui dans lequel chaque phase (ou constituant) entre par ses propriétés moyennes obtenues comme si les particules étaient étalées dans l'espace. En d'autres termes, la nature des particules des constituants est décrite en termes de lois phénoménologiques lorsque les particules se comportent collectivement comme un milieu continu. Le sol est donc considéré ici comme étant constitué d'un squelette solide interagissant avec les fluides interstitiels (Popescu et al., 2006).

Lorsqu'une onde sismique interagit avec une frontière entre un milieu élastique et un milieu saturé en fluide, une partie de l'énergie de l'onde est réfléchiée et le reste est transmis ou dissipé. Il est bien connu que les coefficients de transmission et de réflexion d'un milieu poreux saturé de fluide sont des fonctions de la fréquence (Silin et al., 2004).

Le mouvement dans le sol est supposé être gouverné par la théorie de Biot (1956a) de la propagation des ondes dans un milieu poroélastique complètement saturé, postulé en supposant que le mouvement de la matrice solide est un mouvement d'onde, tandis que celui du fluide par rapport au solide est un processus de diffusion décrit par la loi de Darcy (Al Rjoub, 2007).

1.6. Théories de Biot

1.6.1. Principaux travaux de Biot

La théorie de Biot décrit la propagation d'onde dans un milieu poreux saturé, composé d'une matrice solide (squelette), complètement saturée avec un fluide (Figure.1.7). Bien que la propagation des ondes dans les milieux poreux ait été étudiée assez longtemps, les travaux de

Biot (1956a, b) sur la propagation des ondes semblent être les premiers à utiliser les principes fondamentaux de la mécanique des milieux poreux. Les travaux de Biot ont dominé le domaine sur trois décennies et ont influencé l'orientation de la recherche plus que tout autre travail dans ce domaine. Biot (1956a, b) ignore l'échelle microscopique et suppose que la mécanique des milieux continus peut être appliquée à des quantités macroscopiques mesurables. Il a postulé le Lagrangien et a utilisé le principe de Hamilton pour obtenir les équations qui régissent la propagation des ondes. En plus de sa théorie dynamique, Biot (1941) a également présenté une théorie quasi-statique pour les solides poreux élastiques saturés d'un fluide.

Biot (1956a) a étudié la propagation des ondes sismiques harmoniques planes dans les solides poreux saturés de fluides. Sa théorie est applicable aux basses fréquences pour lesquelles le flux du fluide dans les pores est de type Poiseuille. Biot (1956b) a présenté une extension de cette théorie à des fréquences plus élevées, au-delà de la fréquence critique pour laquelle l'hypothèse de Poiseuille n'est plus valable, mais toujours assez petite pour que les longueurs d'onde associées sont encore beaucoup plus grandes que la taille des pores. Il a développé les équations pour la déformation d'un solide poreux viscoélastique contenant un fluide visqueux sous les hypothèses les plus générales de l'anisotropie. Biot (1962) a présenté la mécanique de la déformation et de la propagation acoustique dans les milieux poreux, où le milieu liquide-solide est considéré comme un système physico-chimique complexe avec relaxation résultante et propriétés viscoélastiques. Il a présenté une extension aux milieux anisotropes et milieux à dissipation solide et à d'autres effets de relaxation.

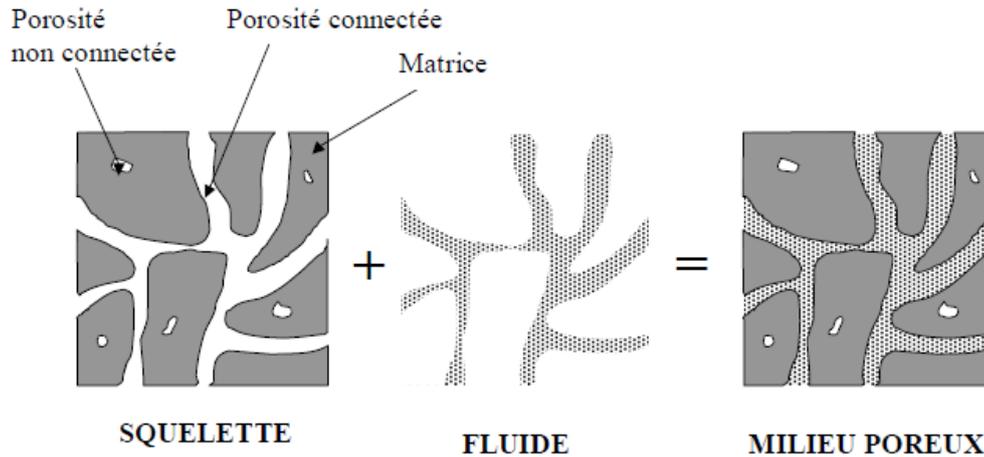


Figure.1.7 Description d'un milieu poreux saturé.

1.6.2 Principales hypothèses de la théorie de Biot

Biot (1956) a déterminé les équations dynamiques en milieux poreux avec des hypothèses complémentaires à celles faites dans le cas de l'élastrodynamique.

1. Les transformations infinitésimales se produisent entre l'état de référence et l'état actuel de la déformation. Les déplacements, les déformations et les vitesses des particules sont faibles. Par conséquent, les formulations Eulérienne et Lagrangienne coïncident au premier ordre. Les équations constitutives, les forces de dissipation et les moments cinétiques sont linéaires (l'énergie de déformation, le potentiel de dissipation et les énergies cinétiques sont de forme quadratique en fonction des variables du champ) (Bourbié et al, 1986).
2. Les principes généraux de la mécanique des milieux continus peuvent être appliqués à des valeurs macroscopiques mesurables. Les quantités macroscopiques utilisées dans la théorie de Biot sont des moyennes volumiques des quantités microscopiques correspondantes des constituants.
3. La longueur d'onde est grande devant les dimensions du volume macroscopique. Ce volume a des propriétés bien définies telles que la porosité, la perméabilité et les modules élastiques, qui sont représentatifs du milieu. Les effets de diffusion sont ainsi négligés.

Cette hypothèse, généralement vérifiée dans les applications du type géophysique, est nécessaire pour effectuer une description des phénomènes étudiés par la mécanique des milieux continus. La longueur d'onde est ainsi grande devant la dimension des canaux élémentaires où s'effectue l'écoulement microscopique. On peut alors montrer que la viscosité joue un rôle majeur dans l'écoulement.

4. Les conditions sont isothermes, absence de tout couplage et, en particulier, l'absence de couplage thermomécanique. Notons toutefois que ce couplage a été abordé par Biot (1977).
5. La répartition des contraintes dans le fluide est hydrostatique.
6. La phase liquide est continue. La matrice est constituée de la phase solide et des pores déconnectés, qui ne contribuent pas à la porosité. La matrice considérée sera celle des canaux où s'effectue l'écoulement.
7. Dans la plupart des cas, la matrice est supposée élastique et isotrope. L'anisotropie est due à un alignement préférentiel des pores (ou fissures). Il est évidemment possible d'étendre la théorie au cas élastique anisotrope. Les phénomènes d'origine visqueuse liés à la matrice (par exemple dus à la présence de fluide dans les pores occlus) ne seront pas abordés.

1.6.3. Théorie de Biot et loi de Terzaghi

En 1923, Terzaghi a introduit la notion de contrainte effective dans le cas des sols (milieux sans cohésion) et a noté que la pression interstitielle joue un rôle important dans la déformabilité d'un milieu poreux (squelette) (Figure.1.8) en aboutissant à la relation suivante :

$$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} + p\delta_{ij} \quad (1.3)$$

Où σ_{ij}^{eff} est le tenseur des contraintes effectives et p la pression interstitielle.

Cette relation permet d'exprimer la déformabilité d'un milieu poreux mais sous certaines conditions uniquement. En effet, les hypothèses qui sont faites consistent à dire que le squelette

du milieu poreux se déforme mais que les grains solides (la matrice) ne se déforment pas. En 1941, Biot (Biot 1941) a développé la théorie des milieux poreux en considérant que la matrice solide subissait également des déformations. Ces considérations sont adaptées aux milieux cohérents comme les roches. L'interaction entre la déformabilité des différents constituants d'un milieu poreux a causé un réajustement de la formulation des contraintes effectives (Bourbie et al., 1986) :

$$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} + bp\delta_{ij} \quad (1.4)$$

Où b est le coefficient de Biot.

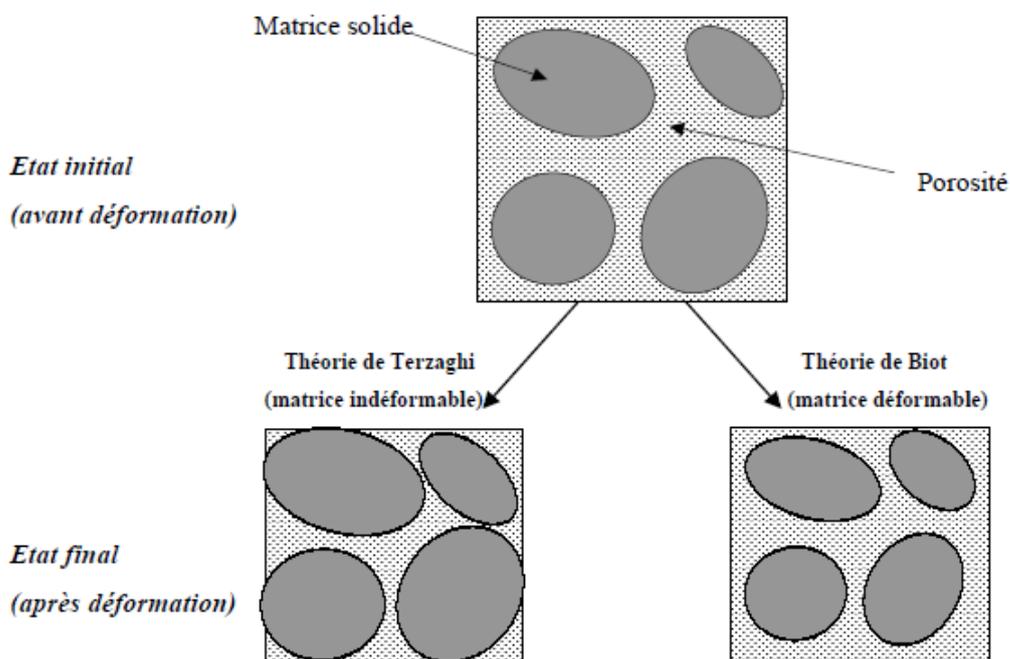


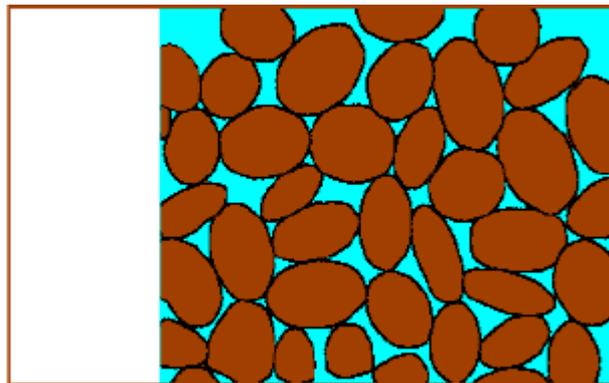
Figure.1.8. Schématisation des principes de Terzaghi et de Biot (Lion, 2008).

1.7. Propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux saturés

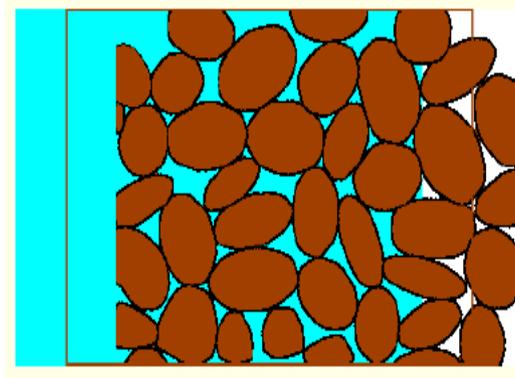
Classiquement, la propagation des ondes dans les milieux naturels (dépôts de sol) est étudiée en considérant l'approximation de l'élastodynamique linéaire (Pecker, 1984) à partir des

équations des ondes élastiques. La théorie de la propagation des ondes dans un milieu poroélastique totalement saturé par un fluide compressible visqueux a été publiée par Biot dans une série de travaux (Biot, 1956a, b, 1962). Les autres approches pour obtenir les équations du mouvement sont la théorie d'homogénéisation (Burrige et Keller, 1985) et les méthodes de moyenne volumique (Pride, Gangi et Morgan, 1992 ; Pride et Berryman, 1998), qui relie à la fois les méthodes microscopique et macroscopique et qui sont des méthodes très compliquées. Dans notre étude nous suivrons l'approche de Biot, en raison de sa simplicité.

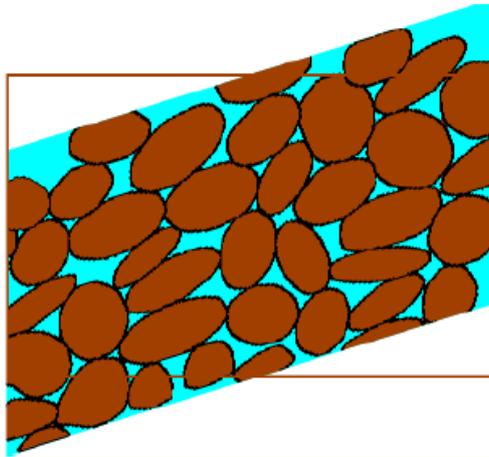
La théorie de Biot et les théories apparentes de la déformation et de la propagation des ondes dans les milieux poreux sont discutées dans plusieurs revues et livres notamment, (Bourbié, et al., 1986 ; Coussy and Zinszner 1987 ; Coussy 1995 ; Wang 2000 ; and Müller et al., 2010). Alors que dans un milieu élastique (monophasique), il existe deux types d'ondes : une onde primaire de compression (P) et une onde secondaire rotationnelle (S), la théorie de Biot prédit l'existence d'une onde de compression supplémentaire (P_2) dans un milieu poroélastique (biphasique), qui est le résultat du mouvement relatif du fluide par rapport au solide. Cette seconde onde (P_2), appelée onde de Biot ou onde "lente", est beaucoup plus lente et est beaucoup plus atténuée et dispersée que la "vraie" onde appelée aussi onde P_1 "rapide". La figure 1.9 représente l'état de déformations d'un milieu poroélastique saturé d'eau et le mouvement des phases solides et liquide sous l'effet de la propagation de ces ondes.



(a) - Onde de compression rapide - solide et fluide en phase



(b) - Onde de compression lente - mouvement des phase solide et fluide dans des directions opposées



(c) - Onde de cisaillement - pas de changement de volume

Figure 1.9. Ondes sismiques dans un milieu poroélastique saturé (Schanz, 2002).

1.8 Considérations théoriques et applications techniques de la théorie de Biot

Du point de vue géotechnique et dynamique des sols, il existe de nombreuses contraintes lors de l'application de la théorie de Biot sur la propagation des ondes dans les milieux poreux tels que la granulométrie, la distribution des particules, la classification des sols ASTM (ASTM, 2009) la taille effective des pores, la perméabilité des sols et la gamme de fréquences. Les sables et les graviers bien triés avec une taille de grain comprise entre 0.1 mm et 1 mm et une taille de pores efficace avec une taille de grain comprise entre 0.05 mm et 1 mm sont éligibles pour

l'application de la théorie de Biot. La fréquence où la théorie de Biot est valable dépend du diamètre des pores du sable et la viscosité cinématique du fluide ($f_i = \pi \hat{\nu} / 4d^2$ où $\hat{\nu}$ est la viscosité cinématique et d le diamètre des pores). La viscosité cinématique est liée à la densité du fluide ρ_f et à la viscosité dynamique ν ($\hat{\nu} = \nu / \rho_f$). Dans le cas de l'eau en tant que fluide interstitiel, l'équation de la fréquence donne une fréquence maximale ($f_i = 10,000$ Hz pour $d = 0.01$ mm) et une fréquence minimale ($f_i = 25$ Hz pour $d = 0.2$ mm). Selon Terzaghi et al (1923), les caractéristiques de perméabilité et de drainage des sols dépendent du type du matériau géologique. Les sables et graviers perméables non consolidés, tels que le gravier et le sable bien triés ou le sable et le gravier et les roches consolidées, comme les roches fortement fracturées, ont une perméabilité intrinsèque de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-10} m² (Al Rjoub, 2013). Le sable et gravier semi-perméables non consolidés, tels que le sable très fin, le limon, et les roches consolidées telles que les roches réservoirs, l'argile non consolidée et les sols organiques, tels que l'argile stratifiée, ont une perméabilité intrinsèque de 10^{-11} à 10^{-14} m². L'argile imperméable, non consolidée et le sol organique, comme l'argile non altérée, et les roches consolidées, comme le calcaire frais, la dolomie et le granite frais, ont une perméabilité intrinsèque de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-19} m². Freeze et Cherry (1979) donnent une gamme de porosité de divers matériaux géologiques, tels que le sable (0.25-0.5), le grès (0.05-0.3), le calcaire (0-0.2), le schist (0-0.1), et roche cristalline fracturé (0-0.1) (Al Rjoub, 2013).

Pour les applications en génie parasismique, la validité de la théorie de Biot peut être déterminée en termes de la distribution granulométrique. En général, le sol consiste en une collection de grains solides de différentes tailles. La distribution granulométrique contrôle la taille des pores ainsi que la perméabilité des sols. Le diamètre effectif des pores d'un sol peut être défini comme un cinquième de D_{10} , où D_{10} est la taille du grain qui correspond à 10% de l'échantillon de sol. La perméabilité indique la mobilité du fluide interstitiel dans le sol. Terzaghi et Peck (1996)

ont suggéré que les sols sont considérés comme ayant un « mauvais drainage » ou comme « imperméables » lorsque la perméabilité est inférieure à 10^{-3} mm/s. Dans ce cas, l'écoulement relatif du fluide interstitiel est négligeable dans les sols à faible perméabilité tels que le limon et l'argile fins, dans lesquels les équations d'onde de Biot ne sont pas applicables. Compte tenu de la perméabilité et de la fréquence, les sols avec $D_{10}=0.05$ mm à 1 mm peuvent être décrits par la théorie de Biot. La figure 1.10 (zone grise) montre la gamme des tailles des grains de sol, avec la taille effective des pores, la perméabilité, la fréquence f_t et la plage de D_{10} correspondantes pour chacun, où la théorie de Biot est applicable. Les sols avec D_{10} compris entre 0.05 et 1.0 mm peuvent être classés en sables, limons ou graviers, car il existe de nombreuses possibilités de répartition des grains. Par conséquent, les sols saturés constitués de sables fins à moyens peuvent être décrits par la théorie de Biot (Lin et al., 2005).

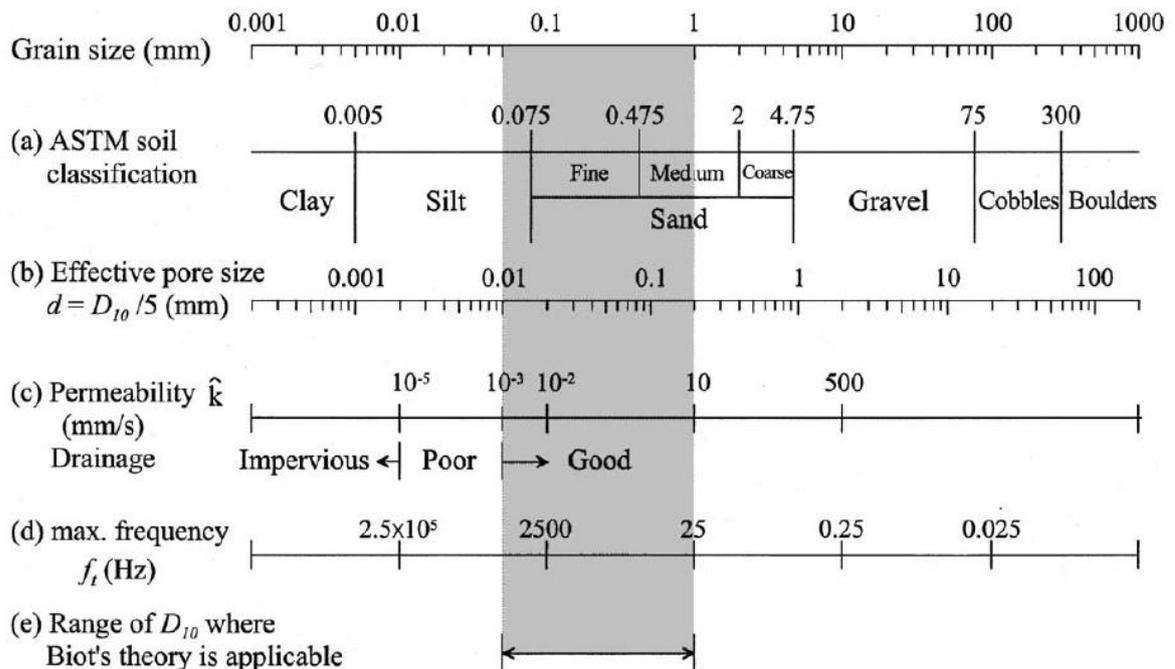


Figure. 1.10. Granulométrie du sol avec : (a) classification du sol ; (b) taille effective des pores ; (c) perméabilité et état de drainage ; (d) fréquence f_t ; et (e) plage de D_{10} où la théorie de Biot est applicable (zone grise) (Lin et al., 2001).

1.9. Synthèse des travaux de recherches utilisant la théorie de Biot

1.9.1. Amplification et dispersion due, aux ondes de cisaillement

Un grand nombre de chercheurs ont modifié, révisé et utilisé la formulation de Biot. Dans cette section, quelques un de ces travaux sont passés en revue.

Rao Rama et Sharma (1984) ont discuté le problème de génération d'ondes SH dû à une discontinuité de la contrainte de cisaillement à l'interface d'un demi-espace en couches formées de matériaux poroélastiques. Sharma et Gogna (1993) ont étudié la réflexion et la réfraction des ondes SH dans un milieu initialement sous contraintes constitué d'une couche sableuse reposant sur un semi-espace solide poreux saturé de fluide. 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.

Ghorai et al. (2010) ont étudié la propagation des ondes de *Love* dans une couche poreuse saturée de liquide sous une interface rigide et reposant sur un demi-espace élastique sous l'effet de la gravité et ont discuté principalement les limites inférieure et supérieure de la vitesse de l'onde (Figure 1.11).

Bansal et Kuldeepak (2011) ont obtenue l'équation de dispersion qui relie la phase de la vitesse au nombre d'onde, les vitesses d'ondes de cisaillement des couches, les facteurs d'anisotropie et l'inhomogénéité du demi-espace, basé sur la propagation d'ondes de type *SH* dans un milieu multicouche poreux saturé de fluide.

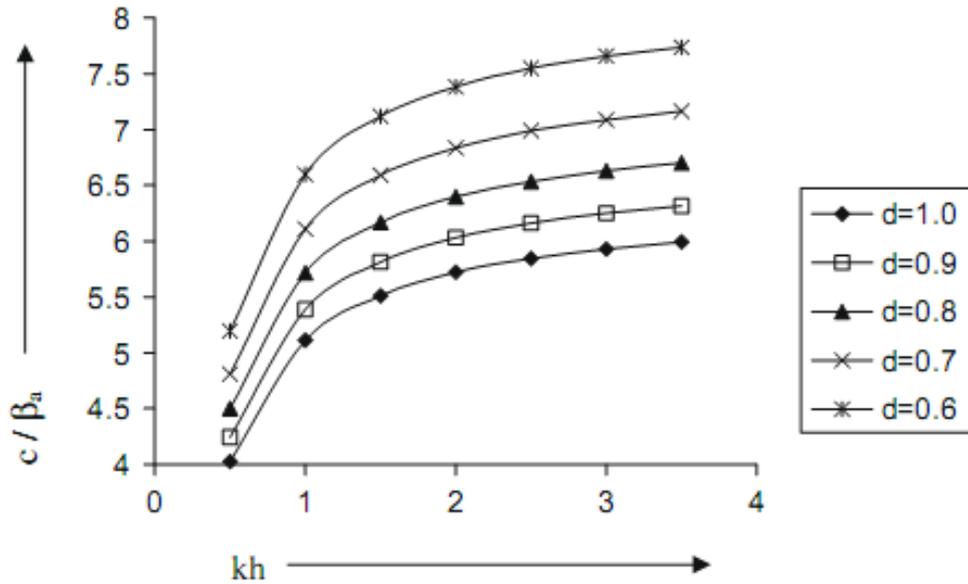


Figure 1.11 Phase de la vitesse de l'onde de Love pour différentes valeurs de la porosité (Ghorai et al. 2010).

Son et Kang (2012) ont étudié la propagation des ondes de cisaillement dans une couche poroélastique transversalement isotrope entre deux couches élastiques et Gupta et al. (2013) ont étudié la propagation de l'onde de Love dans un milieu orthotrope initialement sollicité par un milieu semi-infini homogène et non homogène (Figure 1.12). Dans les deux travaux, l'équation de dispersion pour les ondes de cisaillement a été obtenue et il a été montré la dépendance de la phase de la Vitesse sur les caractéristiques du milieu telles que la porosité et l'anisotropie. Kakar (2015) a étudié la propagation de l'onde SH dans une couche hétérogène reposant sur un demi-espace élastique isotrope inhomogène et a observé que la vitesse de l'onde SH augmente avec l'augmentation du paramètre d'inhomogénéité.

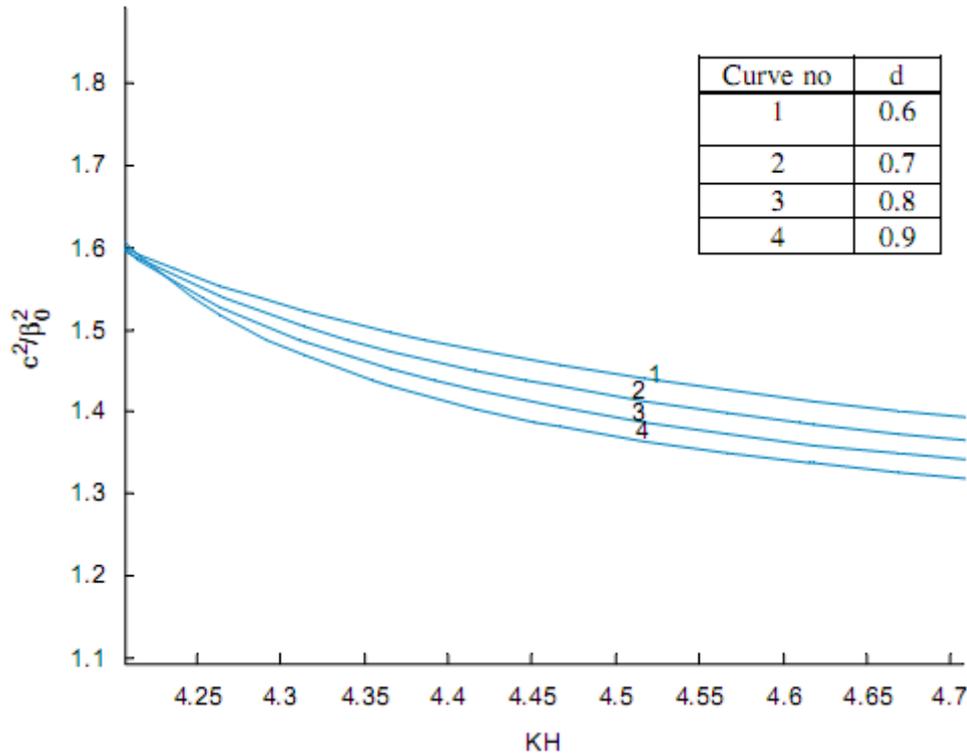


Figure 1.12 Courbes de dispersion de la vitesse d'ondes de Love dans une couche poreuse pour diverses valeurs de la porosité (Gupta et al. 2013).

La variabilité naturelle (ou inhérente) des propriétés du sol et les hétérogénéités du fluide interstitiel peuvent produire une atténuation et une dispersion importantes dans la gamme des basses fréquences sismiques (Ren et al., 2009). Ainsi, les propriétés du sol comme la densité, le module de cisaillement et le coefficient d'amortissement sont exposés à des incertitudes et une analyse déterministe peut ne pas être appropriée (Assimaki et al., 2003) puisque les incertitudes des propriétés induisent des incertitudes dans les réponses prédites. Par conséquent, l'étude de l'amplification du site ne sera pas complète si l'influence des variations spatiales aléatoires des propriétés du sol et, dans certains cas, du niveau de saturation du sol ne sont pas inclus dans l'analyse. En effet, Guellil et al. (2017) ont montré que l'épaisseur et la vitesse de l'onde de cisaillement d'une couche de sol surmontant un demi-espace affectent de manière significative les fonctions d'impédance et la réponse sol-fondation-structure.

Sidhu (1971) a étudié la propagation des ondes de *love* dans un demi-espace hétérogène à deux couches et a présenté les courbes de dispersion en tenant compte de la variation des paramètres élastiques avec la profondeur pour conclure que la vitesse minimale du modèle hétérogène est plus faible que celle d'un modèle homogène. Wang et Hao (2002) ont étudié les effets des variations aléatoires des propriétés du sol sur l'amplification des ondes sismiques dues aux ondes SH ou des ondes P et SV combinées en considérant le module de cisaillement, le coefficient d'amortissement, la masse volumique et le niveau des eaux souterraines comme des variables aléatoires (Figure 1.13). Ils ont montré que les mouvements estimés en surface diffèrent considérablement avec les variations aléatoires des propriétés du sol. Saha et al. (2015) ont obtenu l'équation de dispersion et ont montré que l'hétérogénéité et la porosité du demi-espace poreux ont un effet notable sur la propagation des ondes de *Love*.

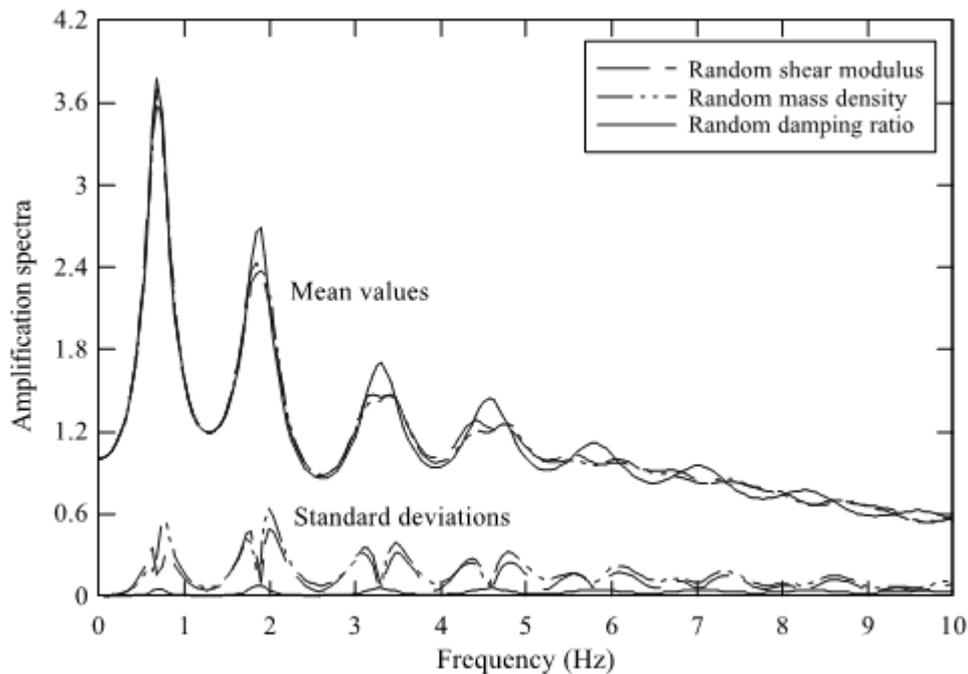


Figure 1.13 Effets des paramètres de sol aléatoires sur la fonction d'amplification des ondes SH (Wang et Hao, 2002).

D'autre part, la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux dépend de diverses propriétés matérielles telles que la porosité, les propriétés élastiques du squelette, les propriétés

visqueuses des fluides interstitiels et la perméabilité. Les effets de ces paramètres peuvent être mis en évidence sur la phase de la vitesse et l'atténuation (Albers et Wilmanski, 2006). En raison de sa corrélation directe avec le module de cisaillement et de la possibilité d'obtenir des mesures *in situ*, la vitesse de l'onde de cisaillement est largement utilisée en génie parasismique. Les ondes de Love sont des ondes de surface dont les propriétés dispersives peuvent être utilisées pour caractériser les matériaux (Strobbia, 2005).

Au cours des dernières décennies, beaucoup d'efforts ont été déployés pour étudier les effets des fluctuations de la perméabilité du sol (Ren et al., 2009, Pride et al., 2003, Müller et al., 2007, Liu et al., 2010, Al Rjoub, 2013), la porosité du sol (Müller et Gurevich, 2006a, Rong et al., 2012, Yang et al., 2014), le module d'écoulement du liquide (Müller et Gurevich, 2005a, 2005b, Müller et Rothert, 2006b) et le niveau de saturation du sol (Wang et Hao, 2002, Yazdi et al., 1994, Degrande et al., 1998, Yang, 2001, Sahebkar et Morteza, 2016) sur la vitesse et l'atténuation sismique. Pradhan et al. (2002) ont étudié la propagation des ondes de cisaillement transversales dans une plaque poreuse saturée de fluide isotrope et ont montré que la fréquence et la vitesse des ondes de cisaillement dans les milieux poreux diffèrent significativement de celles des milieux élastiques isotropes.

Les effets de l'anisotropie et de l'hétérogénéité ont été étudiés par Konczak et al. (1989) où le facteur d'anisotropie de la couche et le caractère d'inhomogénéité du demi-espace ont été résolus à l'aide de l'équation de dispersion de l'onde de Love (Figure 1.14.). Il a été constaté que la vitesse des ondes de Love est influencée par l'inhomogénéité et l'anisotropie du milieu.

Vaishnav et al. (2016) ont étudié les effets de certains paramètres tels que la porosité, l'irrégularité et la contrainte initiale sur la vitesse de propagation des ondes de Love et ont montré l'effet significatif de ces paramètres.

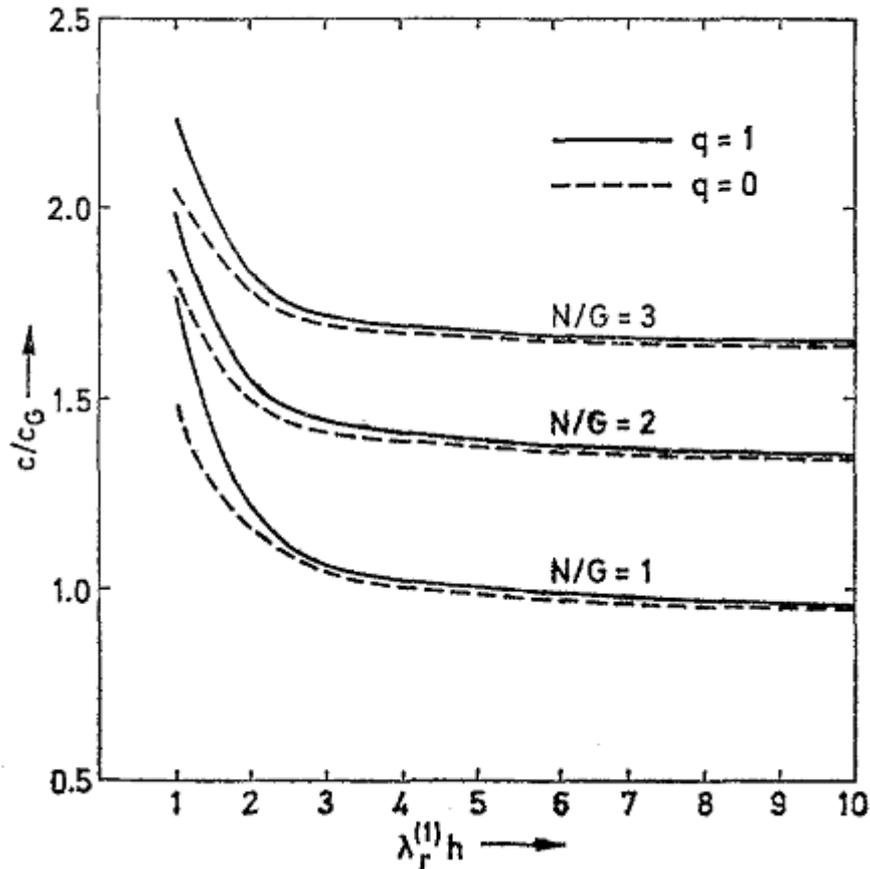


Figure 1.14 Effet de l'anisotropie des couches de sol sur la phase de la vitesse de l'onde de Love en fonction du nombre d'onde (Konczak et al.1989).

Plusieurs études fondées sur des essais in situ et de laboratoire (Phoon et Kulhawy, 1999a, 1999b) ont proposé des intervalles pour les coefficients de variation (C_v) des paramètres du sol. Le coefficient de variation de la porosité est compris entre 10% et 60% (Kim, 2005, Fenton et Vanmarcke, 1998) et celui de la perméabilité entre 90% et 240% pour une gamme de variation de 80% à 100% de la saturation tel que rapporté par Kim (2005).

Muller et al. (2007) ont montré que les modèles existants d'écoulement des fluides induits par les ondes sismiques dans des milieux poreux aléatoires inhomogènes sont souvent limités à une faible variation dans tous les paramètres poroélastiques (porosité, perméabilité, densité, modules élastiques, ...), d'autre part les effets des variations de la perméabilité sur la vitesse sismique et l'atténuation sont négligeables par rapport à une même variation de la porosité ou de module de compressibilité drainé.

1.9.2. Atténuation des ondes sismiques dans les milieux poreux aléatoirement hétérogènes

La propagation des ondes élastiques dans des structures hétérogènes s'accompagne toujours d'une atténuation et d'une dispersion. Il est largement admis que l'atténuation est une combinaison d'atténuation intrinsèque (absorption) et d'atténuation de diffusion (Aki et Chouet, 1975).

Une cause majeure de l'atténuation des ondes élastiques dans les milieux poreux saturés de fluide est la dissipation visqueuse due à l'écoulement du fluide interstitiel induit par le passage d'onde. L'écoulement des fluides induit par les ondes se produit lorsque le passage d'onde crée des gradients de pression locaux dans la phase fluide et que le flux de fluide résultant s'accompagne d'un frottement visqueux jusqu'à ce que la pression interstitielle soit équilibrée. Ce phénomène est représenté schématiquement sur la figure 1.15.

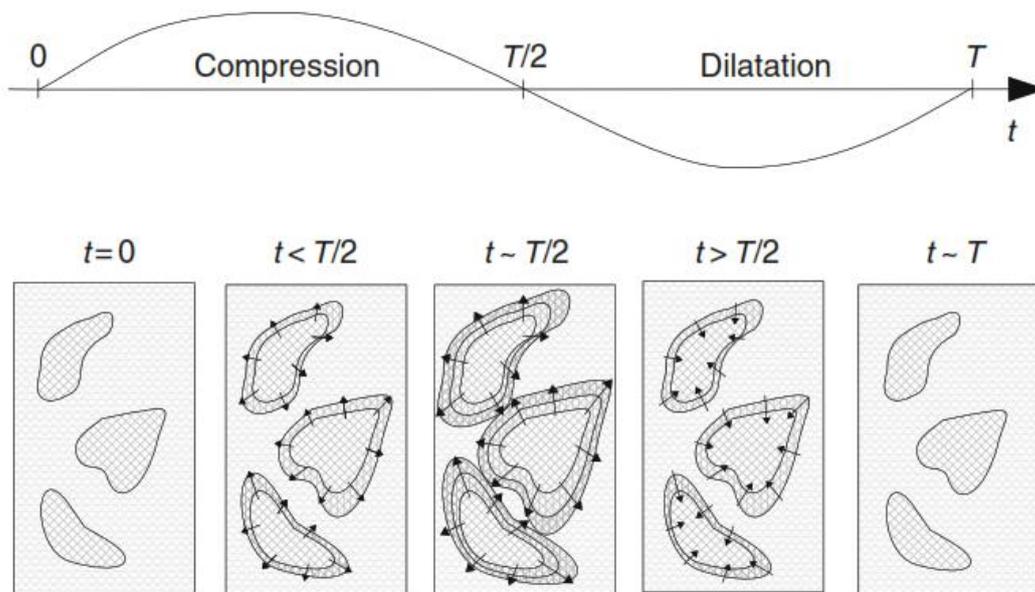


Figure 1.15. Mécanisme de l'écoulement induit par les ondes pendant le cycle de compression d'une onde (Muller et al. 2008).

L'atténuation et la dispersion des ondes dues à une répartition aléatoire des couches poroélastiques ont été étudiées pour la première fois par Gurevich et Lopatnikov, Lopatnikov et Gurevich et Gelinsky et al. (Muller et al. 2008) en analysant les équations de la poroélasticité de Biot avec des coefficients considérés comme des fonctions aléatoires. Les résultats de cette analyse ont montré que la stratification aléatoire produit un comportement d'atténuation différent aux basses fréquences. L'atténuation en fonction de la fréquence pour les couches aléatoires était proportionnelle à $t_I = 2$, tandis que pour les couches périodiques, elle était proportionnelle à t_0 . Muller et Gurevich (2005) ont spécialisé ces résultats dans le cas de la saturation partielle, où il n'existait que des hétérogénéités dans les propriétés des fluides. Shapiro et Muller ont montré que tels modèles peuvent être utilisés dans des milieux présentant des fluctuations spatiales de la perméabilité ainsi que des propriétés des fluides (Toms et al. 2006).

1.10. Incertitudes dans les paramètres du milieu

Les propriétés du sol sont affectées par divers facteurs au cours du processus de formation des dépôts de sol et varient d'un endroit à l'autre dans les directions horizontales et verticales (Cao et al., 2017). Cette variabilité spatiale inhérente des propriétés du sol peut être rationnellement intégrée dans l'analyse géotechnique et / ou dans les conceptions dans le cadre des théories probabilistes et statistiques.

Plusieurs méthodes pour incorporer l'incertitude autour des propriétés du sol sont disponibles dans la littérature. Trois principales sources d'incertitude sont identifiées : la variabilité inhérente du sol, l'erreur de mesure et l'incertitude de la transformation (Figure 1.16). La variabilité inhérente est la conséquence du processus de formation géologique naturel des dépôts de sol qui modifie continuellement la masse du sol in situ. L'erreur de mesure résulte de l'équipement, des opérateurs de test et des effets de test aléatoires pendant les mesures.

L'incertitude statistique résulte d'une quantité limitée d'informations et peut être réduite en extrayant plus d'échantillons (Kulhawy, 1992). D'un autre côté, le biais systématique causé par le processus d'échantillonnage et de mesure ne peut pas être éliminé par des statistiques et nécessite une correction appropriée supplémentaire. L'incertitude de transformation est introduite lorsque des mesures in-situ ou au laboratoire sont « transformées » en propriétés de sol avec des modèles empiriques ou d'autres modèles de corrélation.

Plusieurs méthodes d'analyse probabiliste peuvent être utilisées (Vanmarcke, 1977, Vanmarcke, 1983, Wang et al., 2010) mais les plus simples et des analyses probabilistes sont les méthodes de Simulation de Monte Carlo (SMC).

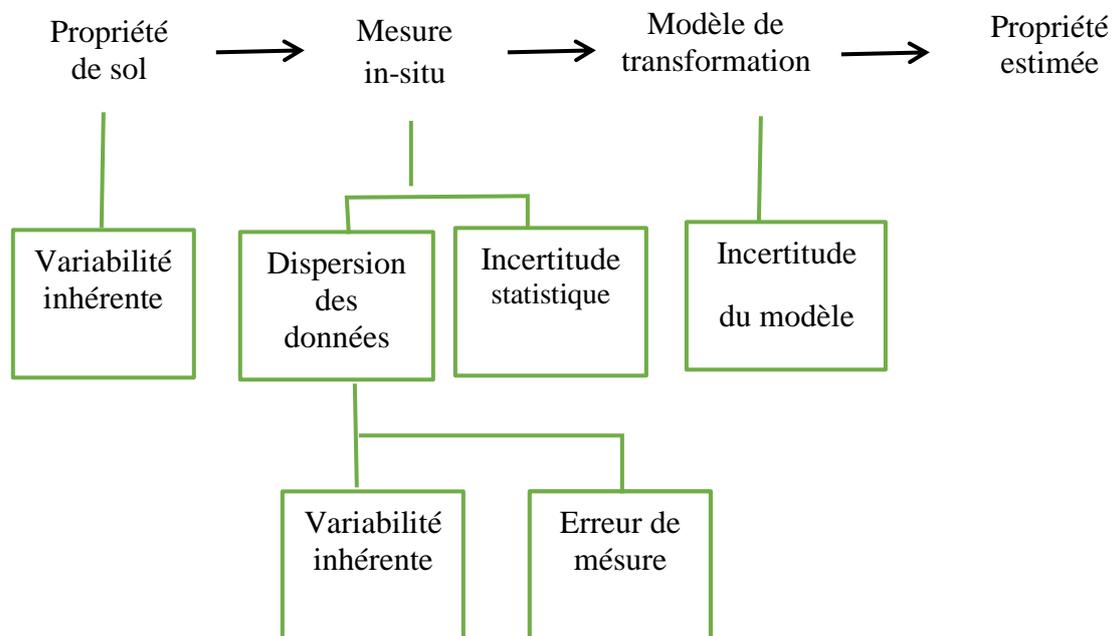


Figure 1.16 Type d'incertitude dans l'estimation des propriétés des sols d'après Kulhawy, 1992 dans (kim2005).

1.10.1. Modèles de champs aléatoires pour les propriétés de sol

Réellement, les sols sont des milieux hétérogènes. Leurs propriétés mécaniques et physiques présentent une variation souvent considérable d'un point à un autre du milieu étudié. Il est reconnu que les propriétés des sols sont des fonctions aléatoires spatiales. Les mesures expérimentales nécessaires pour obtenir des valeurs caractéristiques des événements, sont

couramment réalisées à des positions discrètes dans l'espace. Le coût élevé de ces expérimentations et la difficulté de mesurer un évènement en tous points nécessite que les valeurs mesurées (échantillons) puissent caractériser la représentation "exacte" de l'évènement à tous les points du milieu continu avec une précision satisfaisante (Figure 1.17).

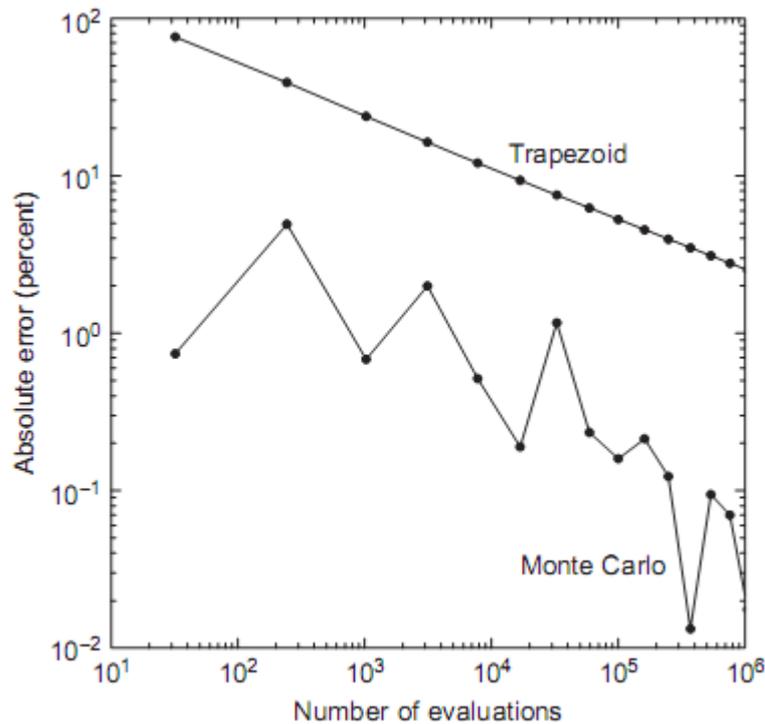


Figure 1.17 Échantillonnage au moyen de la méthode de Monte Carlo (Dunn et Shultis, 2012).

Les techniques utilisées pour l'analyse de la variabilité naturelle des sols sont très variées. La panoplie des méthodes statistiques étant très étendue à l'heure actuelle, il est donc possible de déterminer des moyennes et des écarts types, rechercher la forme des lois de répartition des paramètres, tester leur signification, analyser les lois de variations spatiales, etc.

Les champs aléatoires ont été utilisés dans la modélisation et l'analyse des propriétés du sol. Un champ aléatoire peut être défini comme une famille de variables aléatoires spatialement corrélées ou de processus aléatoires. La plupart de ces analyses se sont concentrées sur les champs aléatoires homogènes. Les propriétés du sol telles que la résistance au cisaillement, la pression interstitielle, la conductivité hydraulique, la perméabilité, la porosité, la vitesse de

l'onde et la densité ont été modélisées comme des champs aléatoires. Les techniques d'estimation des paramètres des champs aléatoires ont été aussi développées par plusieurs chercheurs (Scherer et Faschingbauer, 2005). La figure 1.18 représente la variation stochastique d'un paramètre K dans l'espace.

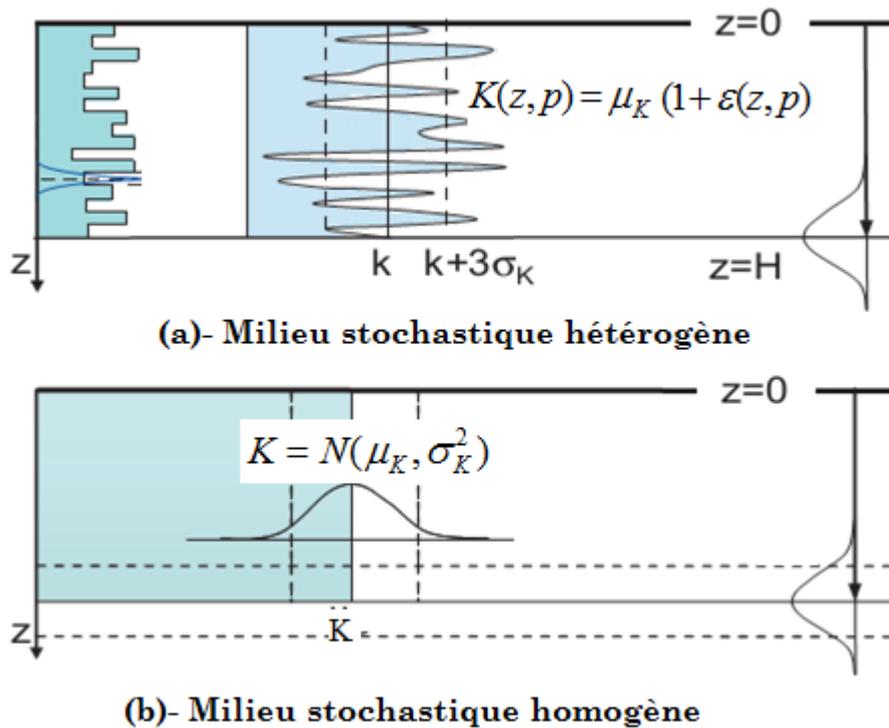


Figure 1.18 Milieu stochastique hétérogène et milieu stochastique homogène (Scherer et Faschingbauer, 2005).

1.10.1.1. Représentation générale d'un champ aléatoire

La théorie du champ aléatoire, utilisée en géotechnique, est une extension de l'analyse classique de la série chronologique. Elle est basée sur la statistique spatiale par la prise en considération de la position de l'échantillon.

La technique d'analyse la plus courante pour les variations spatiales des propriétés du sol consiste à décomposer les variations observées de chaque propriété en une fonction déterministe

appelée tendance (ou moyenne) et une composante aléatoire de moyenne nulle. Dans une telle décomposition, la tendance représente l'effet de phénomène qui influence la formation du sol pendant de longues périodes, tandis que la composante aléatoire décrit les fluctuations de courte durée des états de formation du sol (Puel 2007).

Pour la description probabiliste des propriétés du sol comme un champ aléatoire homogène $X(x)$ (Figure 1.19), où x est la variable spatiale, trois paramètres sont indispensables :

- la valeur moyenne $m_x(x)$.
- l'écart type de la fluctuation $\sigma_x(x)$, qui mesure le degré de déviation de la valeur réelle $X(x)$ par rapport à la valeur moyenne $m_x(x)$.
- l'échelle de fluctuation, δ , qui mesure la distance dans laquelle $X(x)$ montre une corrélation relativement grande d'un point à un autre. De faibles valeurs de δ impliquent une fluctuation rapide autour de la moyenne, alors que de larges valeurs de ce paramètre montre une variation lente (Rackwitz et al. 2002).

Par exemple, la variation de la propriété du sol $\Phi(x)$ peut être représentée comme suit (Chu et al.1981, Hryniewicz et Hermans 1988):

$$X(x) = m_x(x) + \varepsilon(x) \quad (1.5)$$

où $\varepsilon(x)$ représente la fluctuation autour de la moyenne.

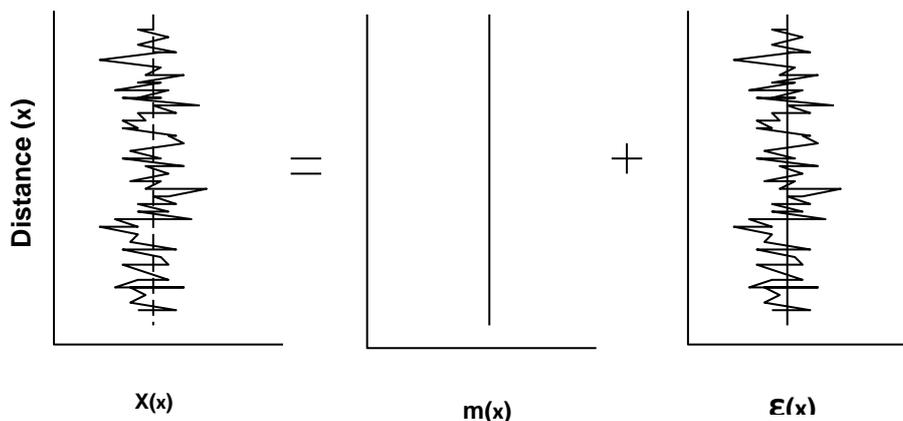


Figure. 1.19 Variabilité des propriétés d'un monocouche : modèle de champs aléatoires.

1.10.1.2. Propriétés statistiques des champs aléatoires

Les propriétés statistiques sont des valeurs représentatives d'un champ sur la base d'un ensemble de réalisations. Pour une description probabiliste des propriétés du sol, trois paramètres sont indispensables : la moyenne, la variance et l'auto-covariance ou la fonction de corrélation.

- La moyenne m_x , mesure de la tendance est donné par :

$$m_x = E[X(x)] = \int_{-\infty}^{+\infty} yf(y(x))dy \quad (1.6)$$

ou $f(y)$ est la fonction de densité de probabilité caractérisant une variable aléatoire qui permet le calcul de la probabilité que X prend une valeur inférieure à y :

$$P(X \leq y) = F(y) = \int_{-\infty}^y f(y)dy \quad (1.7)$$

- La variance est une quantité importante qui donne une indication de la façon dont la variable aléatoire est distribuée autour de la moyenne. Si la variance est faible, la variable aléatoire prendra presque toujours des valeurs proches de la moyenne ; sinon elle peut s'en écarter souvent. La variance est donc une mesure de la concentration de la probabilité autour de la moyenne, définie par :

$$\sigma_x^2 = \text{var}[X] = E[(X - m_x)^2] = \text{var}[\varepsilon(x)] \quad (1.8)$$

La racine carrée de la variance s'appelle dispersion ou écart-type.

- L'auto-covariance (Cov) ou la fonction de corrélation (r) décrit les dépendances moyennes des valeurs du champ aléatoire en deux positions différentes.

$$\begin{cases} \text{cov}(X_i, X_j) = E[(X_i - m_{X_i}) \cdot (X_j - m_{X_j})] \\ r(X_i, X_j) = \frac{\text{cov}(X_i, X_j)}{\sigma_{X_i} \sigma_{X_j}} \end{cases} \quad (1.9)$$

La moyenne et la variance décrivent les propriétés statistiques à un point donné dans le champ, et sont communément appelées “propriétés de point”. L'autocovariance (Cov) ou la fonction de corrélation présente le moment croisé entre deux points dans le champ et sont généralement appelés “propriétés croisés entre points”. Un champ aléatoire est totalement défini par ses moments de point et ses moments croisés entre points. Les propriétés de point et croisés entre points sont utilisés pour classer un champ comme soit homogène ou non homogène (Blanzé 2000).

- **Champ aléatoire homogène**

Un champ aléatoire est dit homogène lorsque les valeurs statistiques de point sont constantes et les valeurs statistiques croisées entre points dépendent uniquement de la distance entre les points.

$$\begin{cases} E[X] = m \\ \text{Var}[X] = \sigma^2 \\ \text{Cov}(X_i, X_j) = \sigma^2 r(\zeta) \end{cases} \quad (1.10)$$

ζ étant la distance entre les deux points X_i et X_j . Lorsque les propriétés croisées entre points,

i.e. l'auto-covariance et la fonction de corrélation, sont fonction de la valeur absolue de la distance des points, le champ est dit isotrope. Dans ce cas

$$\text{Cov}(X_i, X_j) = \sigma^2 r(|\zeta|) \quad (1.11)$$

- **Champ aléatoire non homogène**

Un champ aléatoire est dit non homogène lorsque les valeurs des propriétés statistiques de point ou croisées entre points dépendent de la position. En particulier, ces valeurs sont données par :

$$\begin{cases} E[X] = E[X(x)] = m(x) \\ Var[X] = E[(X(x) - m(x))^2] = \sigma^2(x) \\ Cov(X(x_i), X(x_j)) = E[(X(x_i) - m(x_i))(X(x_j) - m(x_j))] = \sigma^2 r(x_i, x_j) \end{cases} \quad (1.12)$$

Un champ aléatoire non homogène peut être décomposé en une série de champs homogènes.

Dans une classification suivant la dimension du champ, quatre possibilités existent : champ unidimensionnel, champ bidimensionnel, champ tridimensionnel et champ spatio-temporel.

1.10.1.3. Coefficient de variation (Cv)

Le Cv peut être considérablement plus grand que la variabilité intrinsèque du sol en raison de quatre effets potentiels (Phoon et Kulhawy, 1999): (1) les données pédologiques de différentes unités géologiques sont mélangées, (2) les contrôles matériels et procéduraux sont généralement insuffisants (3) les tendances déterministes dans les données sur les sols ne sont pas correctement éliminées, et (4) les données sur les sols sont collectées sur une longue période de temps avec différentes techniques de test (Kim 2005). Les valeurs typiques de Cv pour diverses propriétés du sol sont résumées dans le tableau 1.1.

1.10.1.4. Fonction de corrélation d'un champ aléatoire

La fonction de corrélation ou l'auto-covariance ou encore les propriétés croisées entre points est une mesure de la similitude entre les valeurs du champ en deux positions. C'est le reflet de l'effet de la distance de séparation sur les valeurs du champ en deux positions. Cette fonction indique que les valeurs d'un champ à deux points rapprochés sont susceptibles d'être semblables tandis que les valeurs pour des points éloignés sont susceptibles d'être indépendantes.

Tableau 1.1 Coefficient de variation des propriétés du sol (d'après Harr, 1987).

Paramètre	Coefficient de variation [%]	Source
porosité	10	Schultze (1972)
Teneur en eau (Argile silteuse)	20	Padilla and Vanmarcke (1974)
Teneur en eau (Argile)	13	Fredlund and Dahlman (1972)
Degré de saturation	10	Fredlund and Dahlman (1972)
Masse volumique	3	Hammit (1966)
Coefficient de perméabilité	240 à 80%	Nielsen et al. (1973)
	90 à 100%	Nielsen et al. (1973)
Facteur de compressibilité	16	Padilla and Vanmarcke (1974)
Pression de préconsolidation	19	Padilla and Vanmarcke (1974)
Indice de compression (Argile silteuse)	26	Lumb (1966)
Indice de compression (Argile)	30	Fredlund and Dahlman (1972)
Test de pénétration standard	26	Schultze (1972)
Test de cône standard	37	Schultze (1972)
Angle de frottement (gravier)	7	Schultze (1972)
Angle de frottement (sable)	12	Schultze (1972)

La fonction d'auto-corrélation est une caractéristique qui doit être représentée pour le champ.

La fonction d'auto-corrélation peut être unidimensionnelle, bidimensionnelle ou tridimensionnelle. Plusieurs fonctions ont été utilisées pour modéliser la corrélation et sont en général de forme exponentielle décroissante (Tableau 1.2).

Tableau 1.2- Exemples de types courants des fonctions d'auto-covariance normalisée unidimensionnelle (Rackwitz et al. 2002).

Type	Fonction d'autocorrélation normalisée	Échelle de fluctuation
Exponentiel	$e^{-\frac{ \zeta }{l_{corr}}}$	$2l_{corr}$
Gaussien	$e^{-\pi\left(\frac{ \zeta }{l_{corr}}\right)^2}$	l_{corr}
Bilinéaire	$\begin{cases} \left(1 - \frac{ \zeta }{l_{corr}}\right) & \zeta \leq l_{corr} \\ 0 & \zeta > l_{corr} \end{cases}$	l_{corr}

1.10.1.5. Longueur de corrélation

La longueur de corrélation (l_{corr}) est définie comme la distance pour laquelle la fonction de corrélation normalisée diminue jusqu'à atteindre e^{-1} (correspondant au fait que $\frac{|\zeta|}{l_{corr}} = 1$).

- **Échelle de fluctuation**

L'échelle de fluctuation (ou le rayon de corrélation) δ , est défini par (Rackwitz et al. 2002).

$$\delta = 2 \int_0^{\infty} r(\zeta) d\zeta \quad (1.13)$$

C'est une mesure de la distance dans laquelle le champ aléatoire montre une similitude relativement forte. Un petit δ , implique une fluctuation rapide autour de la tendance et une large réduction dans la variance.

1.11. conclusions

Plusieurs méthodes traitant la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux anisotropes saturées avec de fluides avec des paramètres incertains existent. Cependant, la théorie de Biot a dominé le domaine sur plusieurs décennies et a influencé la direction de la recherche plus que toute autre théorie.

L'hétérogénéité du milieu a été exposée dans ce présent chapitre. Des rappels sur les champs aléatoires et les processus stochastiques adoptés au traitement des incertitudes des caractéristiques des milieux, sont brièvement revus.

A travers cette revue bibliographique, il est clair que les études déterministes ne suffisent pas pour caractériser le comportement du milieu "sol", vu les incertitudes affectant ses caractéristiques géologiques et mécaniques. Ainsi, la nécessité d'une étude plus objective, i.e. utilisant une méthodologie probabiliste tenant compte des incertitudes autour des différentes variables impliquées dans le comportement du sol s'avère inévitable.

Chapitre 2

Méthodes de résolution des équations d'onde en milieux stochastiques

2.1. Introduction

Un milieu stochastique est un milieu dont les paramètres évoluent de manière aléatoire par opposition à un milieu déterministe. L'analyse de la réponse d'un site est généralement effectuée pour tenir compte des effets des conditions locales du site sur la propagation des ondes sismiques. La plupart des analyses des réponses de sites impliquent un mouvement horizontal du sol, en considérant la propagation verticale des ondes de cisaillement dans les systèmes à couches stratifiées horizontalement.

En réalité, le sol est simultanément soumis à des secousses dans les directions horizontale et verticale pendant un séisme, mais la réponse verticale a généralement reçu une attention limitée dans la littérature. Cependant, des séismes antérieurs ont mis en évidence des dégâts de structures (bâtiments en béton et ponts) attribués à des mouvements verticaux importants du sol (Kontoe et al. 2013).

Il est généralement répandu que les mouvements de sol verticaux sont dominés par la propagation des ondes de compression (ondes P) et dépendent de la compressibilité du fluide interstitiel, de la perméabilité, de la rigidité du sol et de la porosité. Les sols saturés sont des matériaux biphasiques constitués d'une phase solide (squelette du sol) et d'une phase fluide (l'eau interstitielle remplissant les vides). En fonction de la perméabilité du sol, du taux de chargement et des conditions aux limites hydrauliques, il est souvent nécessaire d'utiliser une analyse couplée pour modéliser avec précision le comportement biphasique des sols. C'est en particulier le cas lorsque l'on considère la réponse au mouvement vertical.

Dans le présent chapitre, les équations de propagation d'ondes dans les milieux aléatoirement inhomogènes sont formulées et résolues. En premier lieu, une couche de sol homogène, à masse volumique et module de cisaillement considérés comme des variables aléatoires, est soumise à sa base à une onde de compression (P) ou de cisaillement (SH) ou bien à sa surface à une contrainte harmonique est obtenue à l'aide d'une méthode analytique stochastique. L'étude est

en suite élargie à un profil de sol constitué de plusieurs couches à paramètres aléatoires. Puis, l'équation d'onde dans un milieu biphasique aléatoire est formulée suivant la théorie de Biot. Ensuite, la solution stochastique analytique est comparée aux solutions numériques combinées aux méthodes de Monte Carlo dans le but de tenir compte du caractère aléatoire des couches de sol, vue leurs puissance et efficacité, par rapport aux solutions analytiques laborieuses.

2.2. Formulation stochastique de l'équation d'onde dans un milieu aléatoirement inhomogène

2.2.1. Milieu monophasique

2.2.1.1. Equations de base

Considérons une couche de sol viscoélastique isotrope hétérogène sur une roche rigide (figure 2.1), excitée de manière harmonique dans le temps à l'une de ses faces supérieure et inférieure par des ondes de cisaillement SH. L'équation du mouvement et l'équation constitutive sont respectivement:

$$\frac{\partial \tau_I(z,t)}{\partial z} = \rho_I(z,p) \frac{\partial^2 u_I(z,t)}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

et

$$\tau_I(z,t) = \mu_I(z,p) \frac{\partial u_I(z,t)}{\partial z} + \eta_I \frac{\partial^2 u_I(z,t)}{\partial t \partial z} \quad (2.2)$$

Où $u_I(z, t)$ est le déplacement, $\tau_I(z, t)$ la contrainte de cisaillement et η_I la viscosité dans la couche. L'équation (2.1) est connue sous le nom d'équation d'onde. $\rho_I(z, p)$ et $\mu_I(z, p)$ sont, respectivement, la masse volumique et le module de cisaillement de la couche de sol qui sont des fonctions stochastiques de la coordonnée spatiale z (figure 2.1) et de la variable de probabilité p . Dans le concept de la description statistique des systèmes stochastiques (Klyatskin 2005), ces paramètres peuvent être exprimés comme la somme de leurs valeurs moyennes et des fluctuations comme suit:

$$\rho_1(z, p) = \rho_{01}(1 + \varepsilon_1(z, p)) \quad (2.3a)$$

$$\mu_1(z, p) = \mu_{01}(1 + \varepsilon_2(z, p)) \quad (2.3b)$$

Où ρ_{01} et μ_{01} sont les valeurs moyennes de $\rho_1(z, p)$ et $\mu_1(z, p)$ et, par conséquent; $\langle \rho_1(z, p) \rangle = \rho_{01}$; $\langle \mu_1(z, p) \rangle = \mu_{01}$; $\langle \varepsilon_1(z, p) \rangle = \langle \varepsilon_2(z, p) \rangle = 0$.

Les crochets $\langle . \rangle$ sont utilisés pour désigner la valeur moyenne des propriétés de sol avec une densité de probabilité P définie comme :

$$\langle f(z) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, p) P(p) dp \quad (2.4)$$

Sous l'hypothèse d'une excitation harmonique, le déplacement et la contrainte résultants sont exprimés

$$u_1(z, t) = u_1(z) \exp(i\omega t) \quad (2.5a)$$

$$\tau_1(z, t) = \tau_1(z) \exp(i\omega t) \quad (2.5b)$$

où $u_1(z)$ et $\tau_1(z)$ sont des fonctions complexes, ω la fréquence angulaire et i le nombre complexe ($i^2 = -1$).

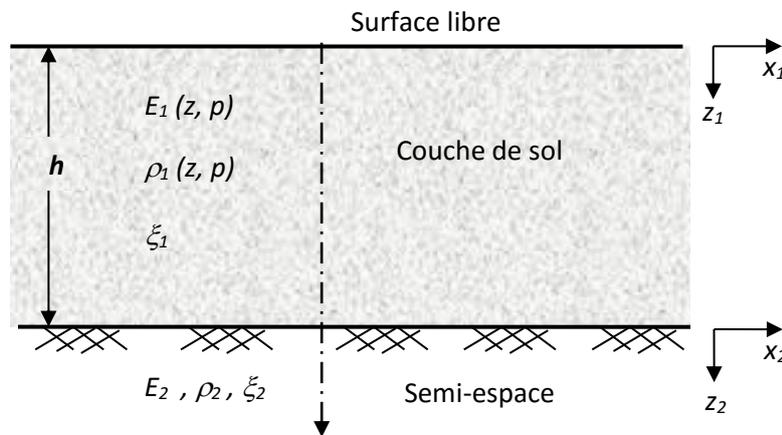


Figure 2.1 Géométrie d'un problème unidimensionnel.

En substituant l'équation (2.2) dans l'équation (2.1) avec :

$$\eta_1 \frac{\omega}{\mu_{01}} = 2\xi_1 \quad ; \quad k_1^2 = \omega^2 \frac{\rho_{01}}{\mu_{01}} \quad (2.6)$$

avec ξ_1 désigne le rapport d'amortissement hystérétique linéaire et k_1, k_2 le nombre d'onde :

$$k_1^{*2} = \frac{\omega^2}{V_s^{*2}} \quad \text{ou} \quad k_2^{*2} = \frac{\omega^2}{V_p^{*2}}$$

Exprimé en terme de la vitesse moyenne complexe (V_s^{*2} et V_p^{*2}) de l'onde de cisaillement (Wolf 1985):

$$V_{s1}^{*2} = (1 + 2i\xi_1) \frac{\mu_{01}}{\rho_{01}}, \quad V_{p1}^{*2} = (1 + 2i\xi_1) \frac{(\lambda + 2\mu_{01})}{\rho_{01}} \quad (2.7)$$

on obtient

$$Lu_1(z) + Ru_1(z) = 0 \quad (2.8)$$

Dans cette équation, L est l'opérateur déterministe et R est l'opérateur aléatoire comme ci-dessous

$$L = \frac{d^2}{dz^2} + k_1^{*2} \quad (2.9a)$$

$$R = \frac{I}{(1 + 2i\xi_1)} \frac{d}{dz} \left(\varepsilon_2(z, p) \frac{d}{dz} \right) + k_1^{*2} \varepsilon_1(z, p) \quad (2.9b)$$

Définis par

$$\langle L \rangle = L, \quad \langle R \rangle = 0$$

Dans le cas d'une onde de cisaillement, la contrainte (Eqs 2.2 et 2.5b) est alors

$$\tau_1(z) = \mu_{01} [(1 + 2i\xi_1) + \varepsilon_2(z, p)] \frac{du_1(z)}{dz} \quad (2.10)$$

Le même raisonnement peut être suivi pour l'onde P.

L'équation (2.8) est l'équation de propagation d'onde de cisaillement dans un milieu viscoélastique aléatoire non homogène. Introduisons de nouvelles variables

$$u_1(z) = y_1(z) \quad (2.11a)$$

$$\frac{du_1(z)}{dz} = y_2(z) \quad (2.11b)$$

L'équation différentielle du second ordre (2.8) prend l'équation différentielle classique du problème stochastique de premier ordre suivante (Klyatskin 2005) :

$$\frac{d\underline{y}(z)}{dz} + \underline{A} \cdot \underline{y}(z) = \underline{g}(\underline{y}(z)) \quad (2.12)$$

Dans l'équation (2.12)

$$\underline{y}(z) = \begin{Bmatrix} y_1(z) \\ y_2(z) \end{Bmatrix} ; \quad \underline{A} = \begin{bmatrix} 0 & I \\ k_1^{*2} & 0 \end{bmatrix} ; \quad \underline{g}(\underline{y}(z)) = \begin{Bmatrix} 0 \\ g_2(y(z)) \end{Bmatrix} \quad (2.13a)$$

avec

$$g_2(\underline{y}(z)) = -\frac{I}{1+2i\xi_1} \frac{d}{dz} (\varepsilon_2(z, p) y_2(z)) - k_1^{*2} \varepsilon_1(z, p) y_1(z) \quad (2.13b)$$

En utilisant l'approche matricielle, la solution de l'équation (2.12) est obtenue après quelques opérations simples mais longues comme

$$\underline{y}(z) = \underline{\Phi}(z) \cdot \underline{Y}_0 + \underline{C} \cdot (\underline{Y}_0 - \underline{y}(z)) + \int_{z_1=0}^z \underline{\Phi}(z - z_1) \cdot \underline{h}(\underline{y}(z_1)) dz_1 \quad (2.14)$$

où $\underline{\Phi}(z)$ est la matrice fondamentale

$$\underline{\Phi}(z) = \begin{bmatrix} \frac{dG(z)}{dz} & G(z) \\ -k_1^{*2} G(z) & \frac{dG(z)}{dz} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

qui satisfait la condition

$$\underline{\Phi}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.16a)$$

et dans laquelle $G(z)$ est une fonction définie comme

$$G(z) = \frac{sh(ik_1^* z)}{ik_1^*} \quad (2.16b)$$

La résolution de l'équation différentielle est faite selon l'approche matricielle, cependant cette équation est aussi généralement résolue par la méthode de variation des paramètres (Chu et al 1981, Jeffrey 2012) en utilisant la fonction de Green, que l'on note G.

Dans la même équation (2.14), $\underline{\underline{C}}$ et $\underline{h}(y(z))$ sont, respectivement, une matrice et un vecteur utilisés pour la construction de la solution (2.14) définie comme

$$\underline{\underline{C}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.17-a)$$

$$\underline{h}(y(z)) = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{1+2i\xi_1} \varepsilon_2(z, p) \\ -k_1^{*2} \varepsilon_1(z, p) & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} y_1(z) \\ y_2(z) \end{Bmatrix} \quad (2.17-b)$$

et

$$\underline{Y}_0 = \underline{y}(0) = \begin{Bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{Bmatrix} \quad (2.18)$$

est le vecteur des valeurs initiales.

La substitution de l'expression (2.14) dans l'équation (2.10) conduit à

$$\begin{aligned} \tau_1(z) = \mu_{01} \left\{ \left[(1+2i\xi_1) - \frac{1}{1+2i\xi_1} \varepsilon_2(z, p) \varepsilon_2(z, p) \right] y_2(z) - k_1^{*2} \varepsilon_2(z, p) G(z) Y_1 \right. \\ \left. + \varepsilon_2(z, p) \frac{\partial G}{\partial z} \left[1 + \frac{1}{1+2i\xi_1} \varepsilon_2(0, p) \right] Y_2 \right. \\ \left. + k_1^{*2} \int_{z_1=0}^z \left[\frac{1}{1+2i\xi_1} G(z-z_1) \varepsilon_2(z, p) \varepsilon_2(z_1, p) y_2(z_1) \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\partial G(z-z_1)}{\partial z} \varepsilon_2(z, p) \varepsilon_1(z_1, p) y_1(z_1) \right] dz_1 \right\} \quad (2.19) \end{aligned}$$

2.2.2.2. Equation intégro-différentielle

Dans la pratique, le champ de déplacement obtenu à partir de la propagation de l'onde harmonique à travers un milieu naturellement hétérogène est donné en termes des valeurs moyennes (Chu et al. 1981, Hryniewicz 1988).

Ainsi, à travers l'équation (2.19), nous obtenons la contrainte de cisaillement moyenne

$$\begin{aligned} \langle \tau_1(z) \rangle = \mu_{01} \left\{ (1 + 2i\xi_1) \left[1 - \frac{1}{(1 + 2i\xi_1)^2} N_{22}(0) \right] \frac{d\langle u_1(z) \rangle}{dz} + \frac{1}{(1 + 2i\xi_1)} N_{22}(z) \frac{\partial G(z)}{\partial z} Y_2 + \right. \\ \left. k_1^{*2} \int_{z_1=0}^z \left[\frac{1}{(1 + 2i\xi_1)} G(z - z_1) N_{22}(z - z_1) \frac{d\langle u_1(z_1) \rangle}{dz_1} - \frac{\partial G(z - z_1)}{\partial z} N_{12}(z - z_1) \langle u_1(z_1) \rangle \right] dz_1 \right\} \quad (2.20) \end{aligned}$$

En obtenant les équations des valeurs moyennes $\langle u_1(z) \rangle$ et $\langle \tau_1(z) \rangle$ nous avons adopté le processus aléatoire gaussien de $\varepsilon_i(z, p)$ (Klyatskin 2005) où les paramètres $\langle \varepsilon_i(z, p) \rangle = 0$ et

$$\langle \varepsilon_i(z) \varepsilon_j(z_1) \rangle = N_{ij}(z - z_1); \quad (i, j = 1, 2) \quad (2.21)$$

avec $N_{ij}(z - z') = \langle \varepsilon_i(z) \varepsilon_j(z') \rangle$ et les approximations suivantes (Klyatskin 2005, Chu et al. 1981)

$$\langle \varepsilon_i(z, p) \varepsilon_j(z_1, p) u_1(z) \rangle \approx \langle \varepsilon_i(z, p) \varepsilon_j(z_1, p) \rangle \langle u_1(z) \rangle; \quad (i, j = 1, 2) \quad (2.22)$$

En substituant les équations (2.5-a) et (2.5-b) dans l'équation (2.1) pour les grandeurs moyennes et en utilisant la règle de Leibnitz, on obtient l'équation intégral-différentielle pour le déplacement moyen comme ci-dessous

$$\frac{d^2 \langle u_1(z) \rangle}{dz^2} + C_1 \langle u_1(z) \rangle = g^*(z) \quad (2.23)$$

avec

$$C_1 = \frac{k_1^{*2}}{A_1}; \quad A_1 = 1 - \frac{1}{(1 + 2i\xi_1)^2} N_{22}(0) \quad (2.24)$$

Le deuxième membre de l'équation (2.23) est défini comme

$$g^*(z) = \frac{1}{A_1} \left[B_1(z) Y_1 + B_2(z) Y_2 - \frac{k_1^{*2}}{1 + 2i\xi_1} \int_{z_1=0}^z f(z - z_1) dz_1 \right] \quad (2.25)$$

avec

$$B_1(z) = \frac{k_1^{*2}}{(1+2i\xi_1)} N_{12}(z) \frac{\partial G(z)}{\partial z} \quad (2.26a)$$

$$B_2(z) = -\frac{1}{(1+2i\xi_1)^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(N_{22}(z) \frac{\partial G(z)}{\partial z} \right) - \frac{k_1^{*2}}{(1+2i\xi_1)} N_{12}(z) G(z) - \frac{k_1^{*2}}{(1+2i\xi_1)^2} N_{22}(z) G(z) \quad (2.26b)$$

$$f(z-z_1) = -\frac{1}{(1+2i\xi_1)} N_{22}(z-z_1) G(z-z_1) \frac{d^2 \langle u_1(z_1) \rangle}{dz_1^2} - 2N_{12}(z-z_1) \frac{\partial G(z-z_1)}{\partial z} \frac{d \langle u_1(z_1) \rangle}{dz_1} - k_1^{*2} (1+2i\xi_1) N_{11}(z-z_1) G(z-z_1) \langle u_1(z_1) \rangle \quad (2.26c)$$

• Déplacement moyen

Pour une fonction de corrélation spatiale donnée, le modèle markovien le plus couramment utilisé est probablement celui unidimensionnel, il a une fonction de corrélation exponentielle décroissante (Fenton, 1999 ; Vanmarcke, 1983)

$$N_{ij}(z-z_1) = \sigma_{ij}^2 \exp\left(-\left(\frac{|z-z_1|}{\alpha}\right)\right), \quad (i, j = 1, 2) \quad (2.27)$$

Où σ_{ij}^2 ($\sigma_{ij}^2 = N_{ij}(0)$) désigne le coefficient de variation et α est la longueur de corrélation.

La forme de l'intégrale dans l'équation (2.26-c), étant de type convolutionnel, la méthode de transformation de Laplace est la plus appropriée pour évaluer la solution de l'équation (2.23). Prenons la transformée de Laplace de l'équation (2.23), nous obtenons la solution dans le domaine des fréquences comme :

$$\mathcal{L}\{\langle u_1(z) \rangle\} = \sum_{j=1}^2 \frac{F_j(s)}{D(s)} Y_j \quad (2.28)$$

où $\mathcal{L}\{\langle u_1(z) \rangle\}$ est la transformée de Laplace de $\langle u_1(z) \rangle$

$$\mathcal{L}\{\langle u(z) \rangle\} = \int_0^{\infty} \langle u(z) \rangle \exp(-sz) dz \quad (2.29)$$

La transformée inverse de Laplace est

$$\langle u(z) \rangle = \frac{1}{2\pi i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} \mathcal{L}\{\langle u(z) \rangle\} \exp(sz) dz \quad (2.30)$$

Dans l'équation (2.28), $F_j(s)$; ($j = 1, 2$) et $D(s)$ sont des polynômes de degré 3, 2, 4 en variable s . En utilisant le théorème des résidus, la transformée inverse de Laplace de l'équation (2.28) donne le déplacement moyen $\langle u_I(z) \rangle$ sous la forme suivante

$$\langle u_I(z) \rangle = \sum_{j=1}^2 [Y_j f_j(z)] \quad (2.31)$$

avec

$$f_j(z) = \sum_{k=1}^4 \frac{F_j(s_k)}{D'(s_k)} \exp(s_k z) \quad (2.32)$$

où s_k ($k = 1, 2, 3, 4$) sont les racines du polynôme $D(s)$ ($D(s) = 0$).

Pour la construction de la solution (2.31), une vérification du calcul est possible par les considérations ci-dessus (équations (2.11-a), (2.11-b)) qui donnent, à partir de l'équation (2.31)

$$f_j(0) = \begin{cases} 1; & j = 1 \\ 0; & j = 2 \end{cases} \quad (2.33a)$$

et

$$\left. \frac{df_j(z)}{dz} \right|_{z=0} = \begin{cases} 0; & j = 1 \\ 1; & j = 2 \end{cases} \quad (2.33b)$$

En substituant l'équation (2.31) et sa dérivée dans l'équation (2.20) et après des opérations simples mais longues, nous obtenons la contrainte moyenne dans la couche de sol comme ci-dessous :

$$\langle \tau_1(z) \rangle = \mu_{01} \sum_{j=1}^2 Y_j \phi_j(z) ; \text{ pour } 0 \leq z \leq h \quad (2.34)$$

où les fonctions $\phi_j(z)$ pour $j = 1, 2$ sont données par (Sadouki et al. 2012).

Puisque la solution (2.31) n'est valable que pour $0 \leq z \leq h$ où h est l'épaisseur de la couche de sol de la figure 2.1, la solution pour le semi-espace ($z \geq h$) sera obtenue à partir de l'équation déterministe ($Lu(z)=0$) adaptée aux notations du demi-espace et écrite comme suit :

$$\frac{d^2 u_2(z)}{dz^2} + k_2^{*2} u_2(z) = 0 \quad (2.35)$$

où $u_2(z)$ est le déplacement dans le semi-espace et k_2^* le nombre d'onde ($k_2^* = \omega / V_{S2}^*$) avec

$$V_{S2}^{*2} = (1 + 2i\xi_2) \frac{\mu_2}{\rho_2} .$$

l'onde de cisaillement

La contrainte de cisaillement dans le demi-espace doit être obtenue à partir de l'équation ci-dessous

$$\tau_2(z) = \mu_2 (1 + 2i\xi_2) \frac{du_2(z)}{dz} \quad (2.36)$$

En utilisant la condition de radiation (Borcherdt 2009, Duffy 2001) qui signifie que l'onde se propage à l'infini, la solution de l'équation (2.35) prend la forme

$$u_2(z) = Y_3 \exp(-ik_2^* z_2) \quad (2.37)$$

Ici, z_2 ($z_2 \geq 0$) est une coordonnée spatiale avec une valeur nulle à la surface du semi-espace (figure 2.1). Après différenciation de l'équation (2.37) et substitution dans l'équation (2.36), nous obtenons la contrainte de cisaillement dans le demi-espace comme ci-dessous

$$\tau_2(z) = -i\mu_2 (1 + 2i\xi_2) k_2^* Y_3 \exp(-ik_2^* z_2) \quad (2.38)$$

2.2.2. Milieu biphasique

En suivant le même raisonnement que dans le cas monophasique, une formulation stochastique est suivie. Le cas de propagation d'une onde de compression P est présenté.

Considérons un milieu poreux saturé dont les grains solides ont un module de compressibilité K_s , module de cisaillement μ_s , de masse volumique ρ_s . La phase fluide est caractérisée par un module d'incompressibilité K_f de viscosité η et de masse volumique ρ_f . Le squelette, supposé à comportement élastique, est caractérisé par une porosité ϕ , une perméabilité κ , de modules de compressibilité (K) et de cisaillement (μ).

Les paramètres du milieu sont supposés varier aléatoirement dans la direction verticale (z).

L'équation de Biot (1962) s'écrit (Gurevich et Lopatnikov, 1995) :

$$\frac{d}{dz} \left(H \frac{du}{dz} + C \frac{dw}{dz} \right) + \omega^2 (\rho u + \rho_f w) = 0 \quad (2.39.a)$$

$$\frac{d}{dz} \left(C \frac{du}{dz} + M \frac{dw}{dz} \right) + \omega^2 (\rho_f u + q w) = 0 \quad (2.39.b)$$

Où u est le déplacement des grains solides et w le déplacement relatif du fluide. La masse volumique du milieu biphasique est :

$$\rho = \phi \rho_f + (1 - \phi) \rho_s \quad (2.40.a)$$

Les coefficients q , H , C et M sont données par :

$$q = i \eta / k \omega \quad (2.40.b)$$

$$H = k + \frac{3}{4} \mu + \sigma C \quad (2.40.c)$$

$$C = \sigma M \quad (2.40.d)$$

$$M = 1 / \left[\frac{\sigma - \phi}{K_s} + \frac{\phi}{K_f} \right] \quad (2.40.e)$$

$$\sigma = 1 - K / K_s \quad (2.40.f)$$

En introduisant un vecteur (\underline{y}) contenant les fonctions contrôlant le mouvement, les équations (2.39) s'écrivent sous forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre (Norris 1996, Gelinsky et al. 1998, Kohler et al. 1996, Lenoach 1999) similaire à l'Eq. (2.12) :

$$\frac{d\underline{y}(z)}{dz} + \underline{\underline{A}} \cdot \underline{y}(z) = 0 \quad (2.41)$$

avec :

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{\underline{E}} \\ \underline{\underline{F}} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Où :

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{K + \frac{4}{3}\mu} & \frac{\sigma}{K + \frac{4}{3}\mu} \\ \frac{\sigma}{K + \frac{4}{3}\mu} & \frac{1}{N} \end{pmatrix}, \quad \underline{\underline{F}} = \omega^2 \begin{pmatrix} \rho & \sigma_f \\ -\rho_f & -q \end{pmatrix} \text{ et } N = M(k + \frac{4}{3}\mu)/H \quad (2.43)$$

En supposant que les paramètres du milieu varient aléatoirement dans la direction z , autours de leurs valeurs moyennes notées entre $\langle \rangle$, l'équation (2.41) est réécrite :

$$\frac{d\underline{y}(z)}{dz} + \langle \underline{\underline{A}}(z) \rangle \cdot \underline{y}(z) + \underline{\underline{A}}'(z) \cdot \underline{y}(z) = 0 \quad (2.44)$$

Comme dans le cas monophasique, l'équation (2.44) peut être considérée comme une équation stochastique de la même forme que l'équation (2.8) :

$$L\underline{y}(z) + R\underline{y}(z) = 0 \quad (2.45)$$

Tel que l'opérateur différentiel déterministe L s'écrit :

$$L = \frac{d}{dz} + \langle \underline{\underline{A}}(z) \rangle \quad (2.46)$$

Et l'opérateur aléatoire est :

$$R = \underline{\underline{A}}'(z) \quad (2.47)$$

Tel que

$$\underline{\underline{A}}'(z) = \underline{\underline{A}}(z) - \langle \underline{\underline{A}}(z) \rangle \quad (2.48)$$

Où $\langle \underline{\underline{A}} \rangle$ est la matrice « moyenne ».

L'équation de la forme (2.45) est classiquement résolue en se basant sur l'approximation de Bourret comme dans le cas monophasique. Dans le cas déterministe ($\underline{\underline{A}}'(z) = 0$), on retrouve l'équation d'onde dans un milieu déterministe.

2.3. Simulations de Monte Carlo de l'équation d'onde dans un milieu aléatoirement inhomogène

2.3.1. Principe des simulations de Monte Carlo

Les Simulations de Monte Carlo ont montré leur efficacité à traiter différents problèmes (William et al., 2012). Ce sont des méthodes visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires, c-à-d en manipulant des nombres choisis aléatoirement.

Notre calcul par la méthode de Monte Carlo commence en considérant une fonction continue $z(x)$ qui dépend d'une variable stochastique (ou aléatoire) x . Sa valeur moyenne est (Dunn et Shultis, 2012) :

$$\langle z \rangle = \int_a^b z(x) f(x) dx \quad (2.49)$$

Où $f(x).dx$ est la probabilité que la variable aléatoire x ait une valeur dx sur x . Ici, on suppose que les valeurs de x sont dans l'intervalle $[a, b]$. Idéalement, la partie droite de l'équation (2.49) peut être évaluée analytiquement. Cependant, dans de nombreuses situations, l'intégrale est trop complexe pour permettre une évaluation analytique. Plus souvent encore, une expression explicite de la fonction à intégrer est inconnue. Dans ces deux cas, les techniques de Monte Carlo peuvent être utilisées avec une grande efficacité pour estimer la valeur de $\langle z \rangle$. La

technique numérique la plus fréquemment utilisée est d'appliquer une quadrature numérique (ou tout simplement une quadrature). Une quadrature n'est autre qu'une approximation des intégrales par des sommations finies.

Dans l'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour la quadrature numérique, les abscisses sont choisies de façon aléatoire conformément à la fonction de densité de probabilité (FDP) $f(x)$ et la valeur moyenne est estimée à partir d'une somme. Explicitement, le schéma simple de la quadrature de Monte Carlo est le suivant :

- Générer N valeurs x_i de la variable aléatoire x à partir de la FDP $f(x)$.
- Définir les abscisses de la quadrature comme les valeurs échantillonnées x_i .
- Former la moyenne arithmétique des valeurs correspondantes de $z(x_i)$, i.e.,

$$\bar{z} \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z(x_i) \quad (2.50)$$

Pour estimer la variance, on considère la quantité:

$$\sigma^2(z) \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [z(x_i) - \langle z \rangle]^2 \quad (2.51)$$

Cependant, $\langle z \rangle$ est inconnue, alors on utilise souvent l'expression suivante pour la variance:

$$s^2(z) \equiv \frac{N}{N-1} (\bar{z}^2 - \bar{z}^2) \quad (2.52)$$

L'écart type est simplement:

$$s(z) = \sqrt{s^2(z)} \quad (2.53)$$

- **Générateurs de nombre pseudo-aléatoires**

Le cœur de tout calcul par les méthodes de Monte Carlo est un mécanisme pour produire une longue séquence de nombres aléatoires qui sont uniformément distribués sur l'intervalle ouvert $[0, 1]$. Une telle séquence de nombres aléatoires consiste à utiliser un générateur de nombres pseudo-aléatoires. Un tel générateur est un algorithme déterministe qui permet de générer une

séquence de nombres aléatoires selon un schéma spécifique (Allen, 2007; Dunn et Shultis, 2012).

Le générateur de nombre aléatoire le plus largement utilisé est basé sur le *générateur de congruence linéaire (linear congruential generator)*:

$$x_{i+1} = (ax_i + c) \bmod m, \quad i \geq 0 \quad (2.54)$$

Où l'entier a est le multiplicateur, l'entier c l'incrément et l'entier m le module du générateur. Fréquemment, l'incrément c est pris égal à zéro, l'équation (2.54) prend le nom de "*générateur de congruence linéaire multiplicatif*" (Press et al. 1992; Tanizaki, 2004; Allen, 2007; Dunn et Shultis, 2012).

$$x_{i+1} = ax_i \bmod m, \quad i > 0 \quad (2.55)$$

Plusieurs « *recettes* » numériques de ces générateurs sont disponibles. Ces recettes (sous-programmes) peuvent facilement être injectées dans notre programme.

Nous utilisons ici une distribution normale (Figure 2.2) $N(\mu, \sigma^2)$ pour générer les nombres aléatoires (Tanizaki, 2004), où μ est la moyenne et σ^2 la variance:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \sigma^2}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(x-\mu)^2} \quad (2.56)$$

Lorsque $\mu=0$ et $\sigma^2=1$, cette densité se réduit à la distribution normale standard $N(0,1)$ définie par:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}x^2} \quad (2.57)$$

Pour $-\infty < x < +\infty$, représenté sur la figure 2.3.

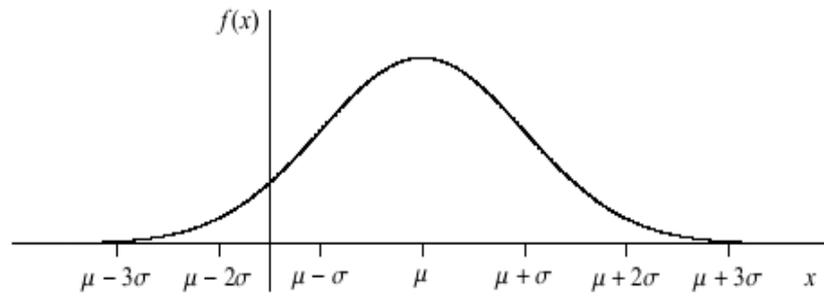


Figure 2.2 Distribution normale $N(\mu, \sigma^2)$.

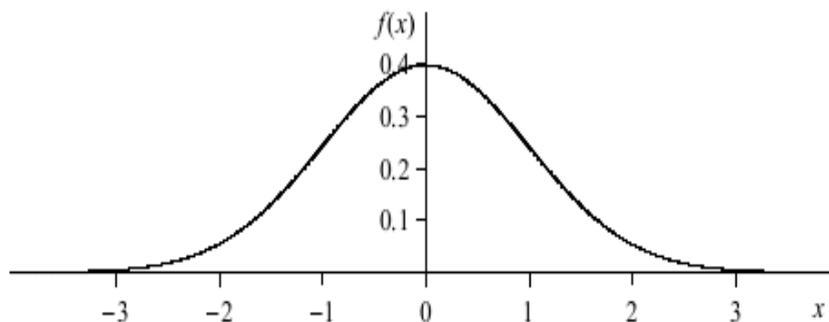


Figure 2.3 Distribution normale standard.

2.3.2. Algorithme d'obtention de la solution

Le problème formulé ci-dessus peut être résolu numériquement au moyen des méthodes de Monte Carlo. Dans ces méthodes un problème déterministe est résolu des milliers voire des millions de fois. L'équation d'onde est résolue analytiquement de façon déterministe mais en considérant les paramètres dont dépend la solution comme des variables aléatoires générées selon une loi de probabilité bien définie et en définissant les valeurs moyennes et les écarts types (ou coefficients de variation) de chaque paramètre.

2.4. Résolution numérique de l'équation d'onde

Etant donné que l'équation d'onde formulée dans le cas monophasique (Eq. 2.12) et biphasique (2.45), s'est mise sous la forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre,

plusieurs méthodes numériques existent pour la résolution de ce problème aux valeurs aux limites.

Parmi ces méthodes on cite celles utilisant les méthodes de Monte Carlo (Akhtar et al. 2015) calculant principalement l'intégrale sur une surface bornée par les conditions aux limites. Les méthodes numériques classiques telles que la méthode de tir non linéaire (*nonlinear shooting method*) (Shampine et al. 2003, Stanoyevitch 2005) ou bien la méthode de Runge Kutta en tirant profit des codes numériques disponibles dans l'environnement Matlab.

Dans la résolution d'un problème de conditions aux limites, un problème d'équations différentielles du second ordre et plus peut être ramené à un système d'équations différentielles du premier ordre de la forme de l'équation (2.12) ou (2.41). Ensuite, on résolu le système par une des méthodes citées ci-dessus. Le caractère aléatoire du milieu est considéré en combinant ces méthodes aux Simulations de Monte Carlo et ainsi le problème est résolu des milliers de fois pour avoir la solution sous formes des valeurs moyennes ou des variations autour des valeurs moyennes en termes d'écart types ou coefficients de variation.

2.5. Résultats et discussions

2.5.1. Réponse d'une couche de sol aléatoirement inhomogène à une excitation de surface

L'excitation de surface en termes de charge ponctuelle dynamique, souvent appelée problème de Lamb (Verruijt 2008), a un certain nombre d'applications importantes en génie civil. Si une excitation de la forme :

$$\tau(z,t) = \tau_0 \exp(i\omega t) \quad (2.58)$$

est appliqué à la surface de la couche ($z_I = 0$ sur la figure 2.1) où τ_0 est son amplitude, à partir de l'équation (2.34), on obtient

$$Y_2 = \frac{I}{(I + 2i\xi_1)} \frac{\tau_0}{\mu_{01}} \quad (2.59)$$

En appliquant les conditions de continuité

$$\langle u_1(h) \rangle = u_2(0), \quad \langle \tau_1(h) \rangle = \tau_2(0)$$

aux équations (2.31), (2.37), (2.34) et (2.38) et à la condition aux limites (2.59), nous écrivons

$$Y_1 = -\frac{I}{(I + 2i\xi_1)} \frac{\tau_0}{\mu_{01}} \frac{\left(\phi_2(h) + i \frac{\mu_2}{\mu_{01}} (I + 2i\xi_2) k_2^* f_2(h) \right)}{\left(\phi_1(h) + i \frac{\mu_2}{\mu_{01}} (I + 2i\xi_2) k_2^* f_1(h) \right)} \quad (2.60a)$$

$$Y_3 = -\frac{I}{(I + 2i\xi_1)} \frac{\tau_0}{\mu_{01}} \frac{(\phi_2(h)f_1(h) - \phi_1(h)f_2(h))}{\left(\phi_1(h) + i \frac{\mu_2}{\mu_{01}} (I + 2i\xi_2) k_2^* f_1(h) \right)} \quad (2.60b)$$

La variation du déplacement moyen et de la contrainte de cisaillement en fonction de la profondeur, dans tout le système étudié ($z \succ 0$), peut être étudiée comme le rapport des amplitudes entre le déplacement moyen et la contrainte de cisaillement ($z = z_I = 0$), $\left| \langle u_j(z) \rangle / \langle u_1(z=0) \rangle \right|$, $\left| \langle \tau_j(z) \rangle / \tau_0 \right|$, respectivement. Les résultats numériques sont obtenus pour une couche de sol de profondeur h soumise à la contrainte de cisaillement et pour les paramètres adimensionnelles $\rho_2 / \rho_{01} = 1$, $\mu_2 / \mu_{01} = 4$, et amortissement $\xi_1 = \xi_2 = 5\%$, pour $\sigma = \omega h / V_{S1}$ sélectionné. Les distributions des mouvements moyens adimensionnels sont représentés sur les figures 2.4 et 2.5 pour les fluctuations corrélées et non corrélées $\sigma_{ij}^2 = 0.4$ ($i, j = 1, 2$) et pour différentes valeurs de pulsation. Les résultats obtenus analytiquement sont comparés à ceux obtenus par les méthodes de Monte Carlo.

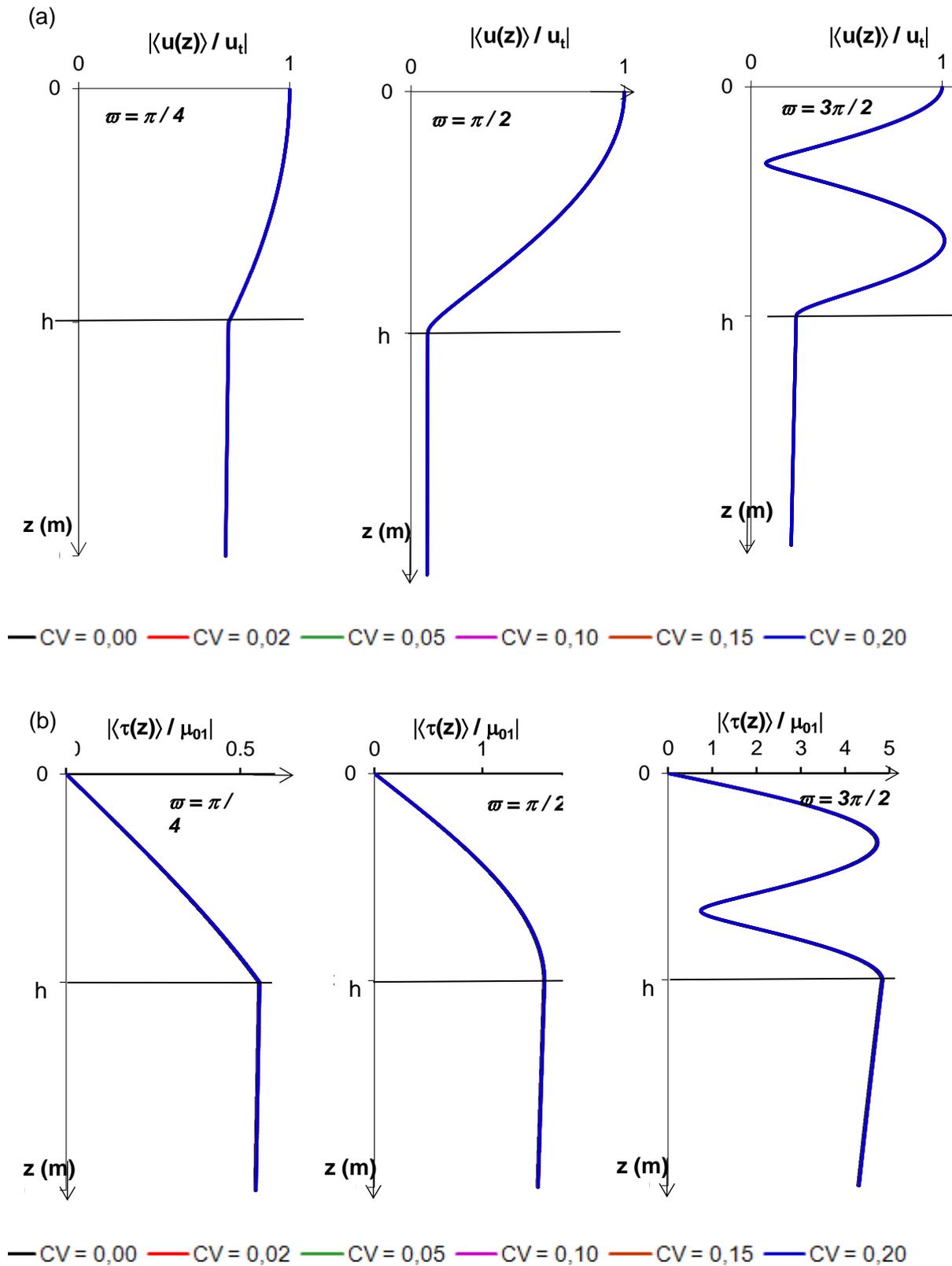


Figure. 2.4 Effets des variations stochastiques de la masse volumique sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{11}^2, \sigma_{22}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à sa base.

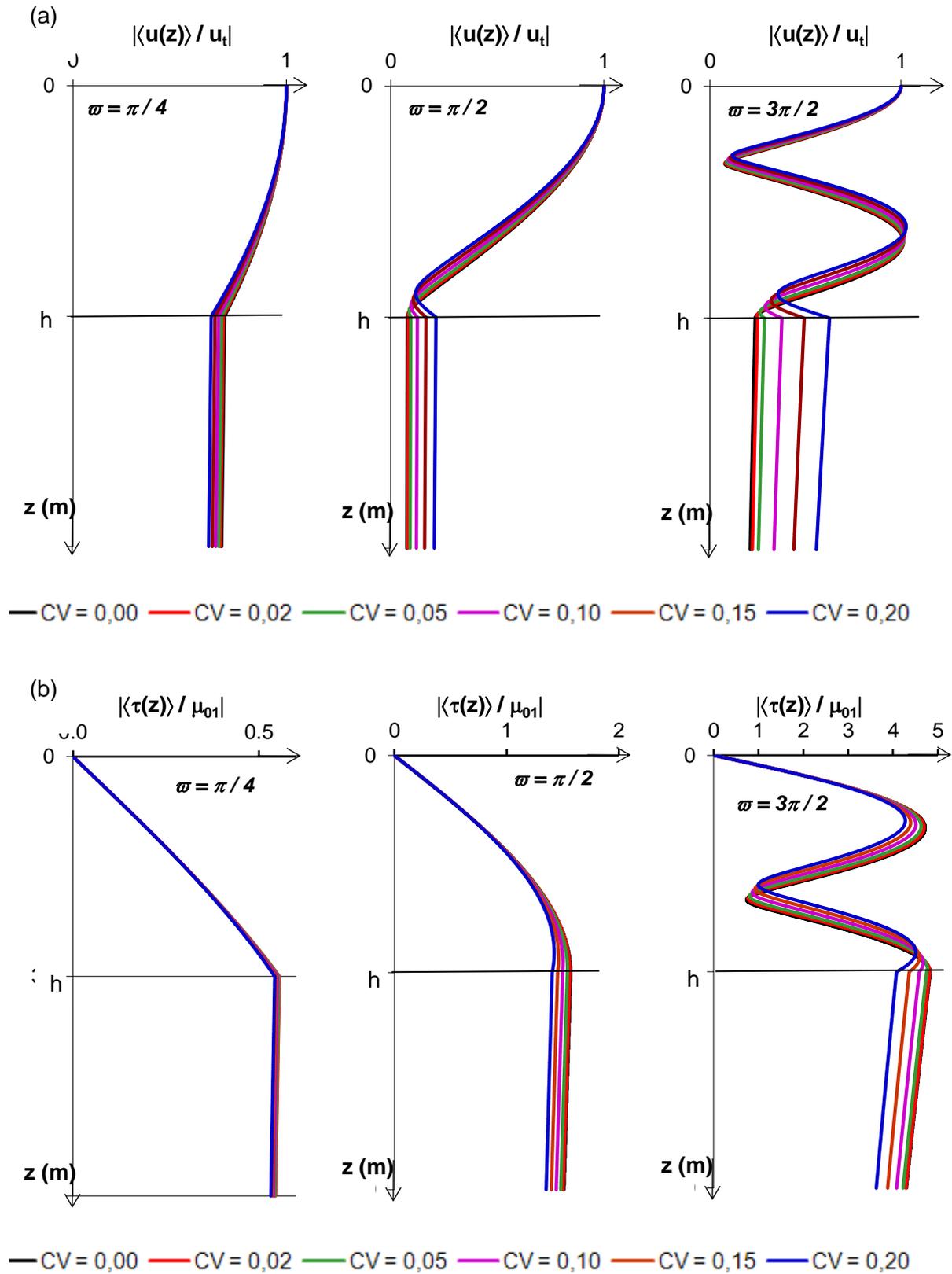


Figure. 2.5 Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{22}^2, \sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à sa base.

L'amplification de l'onde est obtenue dans le cas de fluctuations corrélées de paramètres aléatoires sur le déplacement adimensionnel moyen pour des modes de vibration plus élevés (figure 2.4-a) que dans le cas de fluctuations non corrélées (figure 2.4-b). Au contraire, l'atténuation des ondes est observée sur la contrainte de cisaillement moyenne adimensionnelle pour des modes de vibration plus élevés dans le cas des fluctuations corrélées (figure 2.5-a) que dans le cas des fluctuations non corrélées (figure 2.5-b). La figure 2.6 illustre l'effet de la longueur de corrélation sur la distribution des mouvements moyens. L'effet de la longueur de corrélation est plus significatif sur la contrainte de cisaillement moyenne adimensionnelle que sur le déplacement moyen adimensionnel et est exprimé en tant qu'atténuation de l'onde avec la profondeur. La figure 2.6 illustre l'effet des variations stochastiques de la masse volumique (σ_{11}^2) et du module de cisaillement (σ_{22}^2) et de leur corrélation (σ_{12}^2) sur les distributions du déplacement adimensionnel moyen et de la contrainte de cisaillement pour la fréquence fondamentale

$$\omega = \pi V_{s1} / 2h = 10\pi / 3; \quad V_{s1} = \sqrt{\mu_{01} / \rho_{01}}$$

La figure 2.6 montre une augmentation de l'amplification d'onde dans la couche de sol avec une taille de fluctuation croissante (figure 2.6-a) dans une distribution de déplacement adimensionnel moyenne, au contraire, l'atténuation des ondes est observée avec une taille de fluctuation croissante (figure 2.6-b) dans la distribution moyenne des contraintes de cisaillement adimensionnelles.

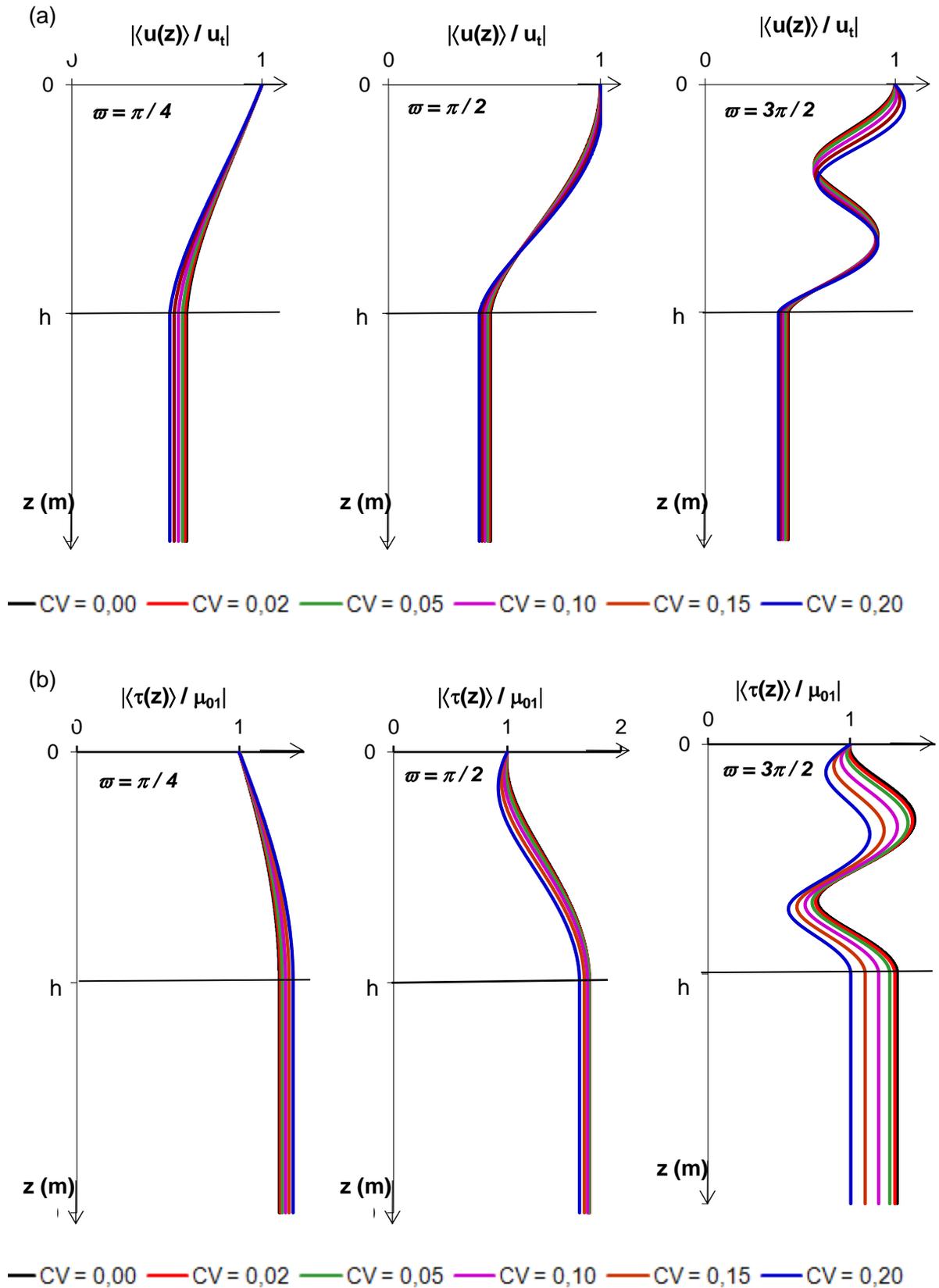


Figure. 2.6 Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne: (a) du déplacement et (b) contrainte de cisaillement dans le système couche de sol - semi-espace; pour $\alpha = 0,2$ ($CV = \sigma_{22}^2, \sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0$) sous excitation harmonique à la surface.

Afin de tester la validité et l'efficacité de la méthode de Monté Carlo, nous reprenons un exemple qui a été traité ci-dessus. Dans cet exemple, la fonction à simuler est le déplacement dû à la propagation d'une onde de cisaillement verticale ascendante de type SH dans une couche de sol dont le module de cisaillement est supposé comme une variable aléatoire (Figure 2.7).

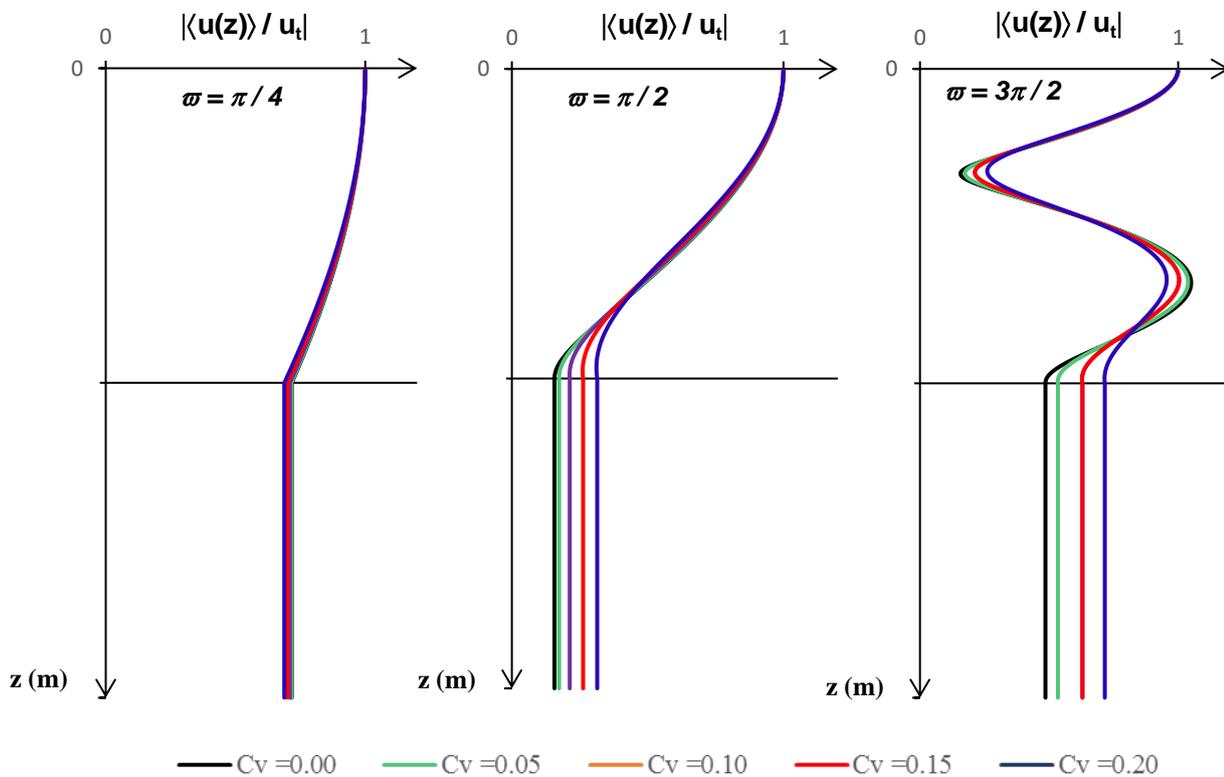


Figure. 2.7 Effets des variations aléatoire du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne du déplacement sous excitation harmonique à sa base obtenue par la méthode de Monté Carlo.

2.5.2. Réponse d'un milieu aléatoirement inhomogène à une onde sismique

Dans cette section, nous étudions les effets des variations aléatoires des propriétés du sol (module de cisaillement et masse volumique) sur l'amplification des ondes sismiques dans les milieux stratifiés. D'abord l'amplification des ondes de cisaillement au moyen de la fonction d'amplification dans un système stratifié (Fig. 2.5) excité harmoniquement à sa base (interface entre le système stratifié et le rocher) et libre sur la face supérieure (surface du sol) est étudié.

2.5.2.1. Fonction d'amplification

Considérons, une couche de sol avec un déplacement harmonique sous la forme

$$u(z,t) = U_0 \exp(i\omega t) \quad (2.61)$$

est prescrit à sa face inférieure ($z_1 = h$ (figure 2.1)) tandis que la contrainte est nulle à sa face supérieure (surface libre). En substituant les équations (2.31) et (2.34) dans les conditions aux limites ($\langle u_1(z=h) \rangle = U_0$; $\langle \tau_1(z=0) \rangle = 0$), on obtient

$$Y_2 = 0 \quad ; \quad Y_1 = \frac{U_0}{f_1(h)} \quad (2.62)$$

Avec ces conditions, le déplacement et la contrainte deviennent

$$\langle u_1(z) \rangle = \frac{U_0}{f_1(h)} f_1(z) \quad ; \quad \langle \tau_1(z) \rangle = \mu_{01} \frac{U_0}{f_1(d)} \phi_1(z) \quad (2.63)$$

La fonction d'amplification qui est le rapport entre l'amplitude de déplacement à la surface libre ($\langle u_1(z=0) \rangle$) et l'amplitude de déplacement à l'interface entre la couche de sol et la base rocheuse ($\langle u_1(z=h) \rangle = U_0$) (Roesset 1977) prend l'expression :

$$T_{I,R}(\omega) = \frac{I}{f_1(h)} \quad (2.64)$$

Il convient de noter que la solution obtenue pour une couche surmontant un demi-espace peut être étendue à un système multicouche par le formalisme habituel de la matrice de transfert.

Le déplacement et la contrainte à ces interfaces sont notés $\langle u_{j-1} \rangle$, $\langle \tau_{j-1} \rangle$ et $\langle u_j \rangle$, $\langle \tau_j \rangle$ respectivement. A partir des équations (2.31) et (2.34) nous avons sur la face supérieure ($z_j = 0$ z) pour la couche j

$$\langle u_{j-1} \rangle = X_{j-1} \quad (2.65a)$$

$$\langle \tau_{j-1} \rangle = \mu_{0j} Y_{j-1} (I + 2i\xi_j) \quad (2.65b)$$

et sur la face inférieure ($z_j = h_j$)

$$\langle u_j \rangle = X_{j-1} f_{1j}(h_j) + Y_{j-1} f_{2j}(h_j) \quad (2.66a)$$

$$\langle \tau_j \rangle = \mu_{0j} (X_{j-1} \phi_{1j}(h_j) + Y_{j-1} \phi_{2j}(h_j)) \quad (2.66b)$$

Nous avons utilisé dans les expressions ci-dessus, les conditions de construction

$$X_{j-1} = \langle u_j(z_j) \rangle \Big|_{z_j=0} \quad (2.67a)$$

$$Y_{j-1} = \frac{d\langle u_j(z_j) \rangle}{dz} \Big|_{z_j=0} \quad (2.67b)$$

Les notations $\langle u_j(z_j) \rangle$, $\langle \tau_j(z_j) \rangle$ signifient, respectivement, le déplacement et la contrainte moyens dans la couche j de la coordonnée spatiale z_j .

La substitution des termes X_{j-1} et Y_{j-1} des équations (2.65) dans les équations (2.66) conduit à l'équation matricielle de transfert

$$\begin{Bmatrix} \langle u_j \rangle \\ \langle \tau_j \rangle \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} f_{1j}(h_j) & \frac{1}{\mu_{0j}(I + 2i\xi_j)} f_{2j}(h_j) \\ \mu_{0j} \phi_{1j}(h_j) & \frac{1}{(I + 2i\xi_j)} \phi_{2j}(h_j) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \langle u_{j-1} \rangle \\ \langle \tau_{j-1} \rangle \end{Bmatrix} \quad (2.68)$$

Dans l'équation (2.50) f_{1j} , f_{2j} , ϕ_{1j} et ϕ_{2j} sont introduits pour généraliser les solutions (2.31), (2.32), et (2.34) pour un système multicouches constitué de N couches référencées par l'indice j ($1 \leq j \leq N$) et satisfait les conditions de continuité suivantes

$$\begin{aligned} f_{1j}(0) = 1 & \quad ; \quad f_{2j}(0) = 0 \\ \phi_{1j}(0) = 0 & \quad ; \quad \phi_{2j}(0) = 1 \end{aligned} \quad (2.69)$$

notons

$$\underline{V}_j = \begin{bmatrix} \langle u_j \rangle \\ \langle \tau_j \rangle \end{bmatrix}; \quad \underline{M}_j = \begin{bmatrix} f_{1j}(h_j) & \frac{1}{\mu_{0j}(1+2i\xi_j)} f_{2j}(h_j) \\ \mu_{0j}\phi_{1j}(h_j) & \frac{1}{(1+2i\xi_j)} \phi_{2j}(h_j) \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

l'équation (2.68) est réécrite sous la forme condensée suivante

$$\underline{V}_j = \underline{M}_j \underline{V}_{j-1} \quad (2.71)$$

Les multiplications matricielles successives, la condition au limite de contrainte nulle à la surface libre ($\langle \tau_1(z_1 = 0) \rangle = \langle \tau_0 \rangle = 0$) et les équations (2.65-a) et (2.67-a) permettent de réécrire l'équation (2.71) sous la forme

$$\underline{V}_j = \underline{M}_j \underline{M}_{j-1} \dots \underline{M}_1 \underline{V}_0 Y_l; \quad 1 \leq j \leq N \quad (2.72)$$

avec

$$\underline{V}_0 = \begin{bmatrix} I \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

L'équation (2.72) devrait également être réécrite sous la forme

$$\underline{V}_j = \underline{B}_j \underline{V}_0 Y_l \quad (2.74)$$

avec

$$\underline{B}_j = \prod_{k=j}^l (\underline{M}_k) \quad (2.75)$$

En utilisant les équations (2.74) et (2.75), la fonction d'amplification telle que définie dans la section précédente est

$$T_{l,R}(\omega) = \frac{Y_l}{\langle u_N \rangle} \quad (2.76a)$$

Ou bien

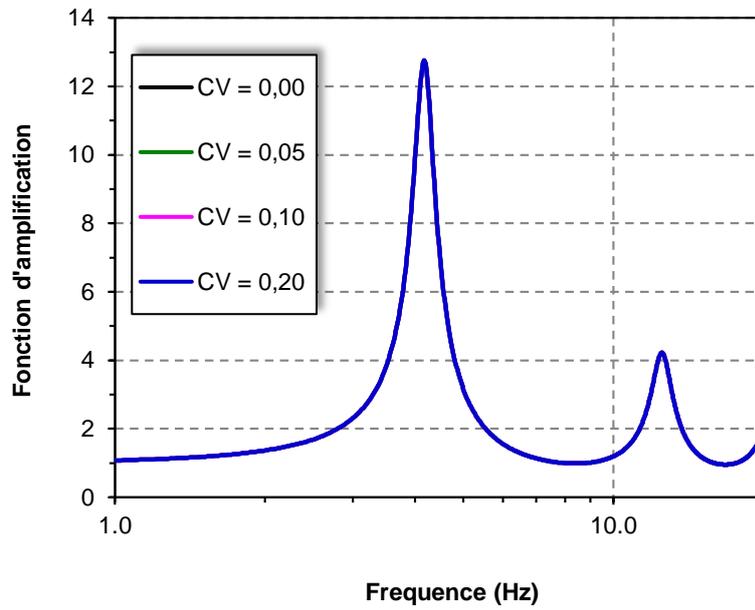
$$T_{I,R}(\omega) = \frac{I}{\underline{B}_N(I,I)} \quad (2.76b)$$

Les effets de la longueur de corrélation et des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d'amplification d'un profil de sol monocouche posé sur un rocher rigide sont étudiés. La couche de sol est supposée avoir une épaisseur de 30m et des valeurs moyennes de la masse volumique et du module de cisaillement de 2000 kg/m³ et de 500 MPa, respectivement. L'amortissement est supposé égal à 5%.

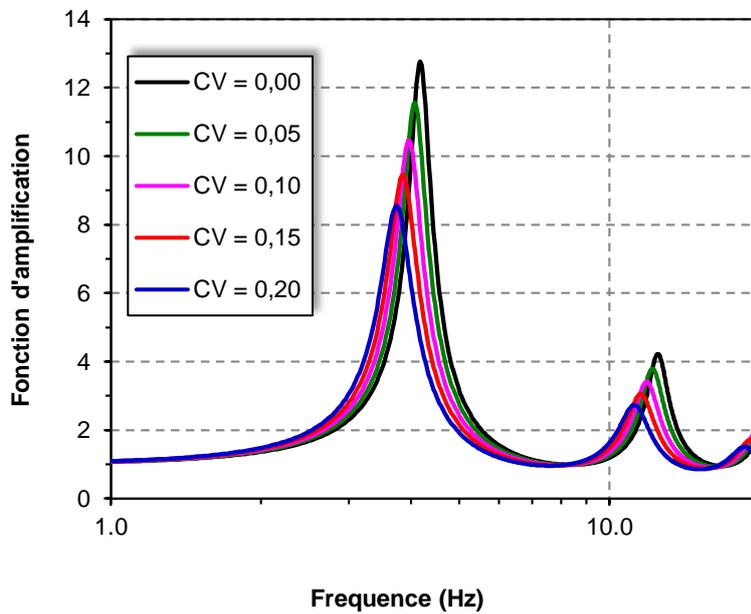
Des études sur des variations statistiques des paramètres du sol ont montré que pour une argile typique, la longueur de corrélation est d'environ 5 m et les variations statistiques de la plupart des propriétés du sol suivent une distribution normale (Wang et Hao 2002). On sait également qu'en général, la longueur de corrélation des milieux stratifiés horizontalement dans la direction horizontale est 5 à 50 fois plus grande que celle dans la direction verticale. La longueur de la corrélation verticale est estimée entre moins de 0.5 m et rarement plus de 10 m.

Les effets des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d'amplification sont étudiés et montrés sur les figures 2.8 et 2.9. La taille des fluctuations de la masse volumique (σ_{11}^2) et du module de cisaillement (σ_{22}^2) est considérée variable entre 5% et 20% notons que pour toutes les valeurs de σ_{22}^2 , l'amplitude de la fonction d'amplification est sensiblement atténuée avec une extension du contenu fréquentiel (figure 2.8-b).

De plus, lorsque ces fluctuations augmentent, la fréquence fondamentale est décalée vers la gauche, l'amplitude correspondante diminue avec une extension des contenus fréquentsiels et une atténuation importante de la fonction d'amplification pour les fréquences les plus hautes. Ce résultat indique que lorsque l'hétérogénéité du milieu augmente, les fréquences sont dominées par les fréquences les plus basses et le sol simulé devient plus lâche.

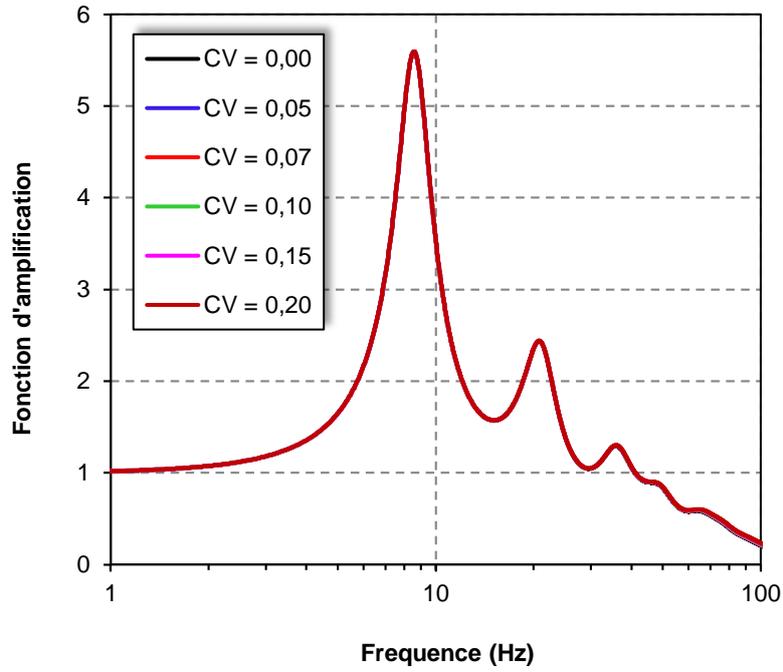


(a) $\sigma_{22}^2 = \sigma_{12}^2 = 0, CV = \sigma_{11}^2, \beta = 5, \xi = 5\%$

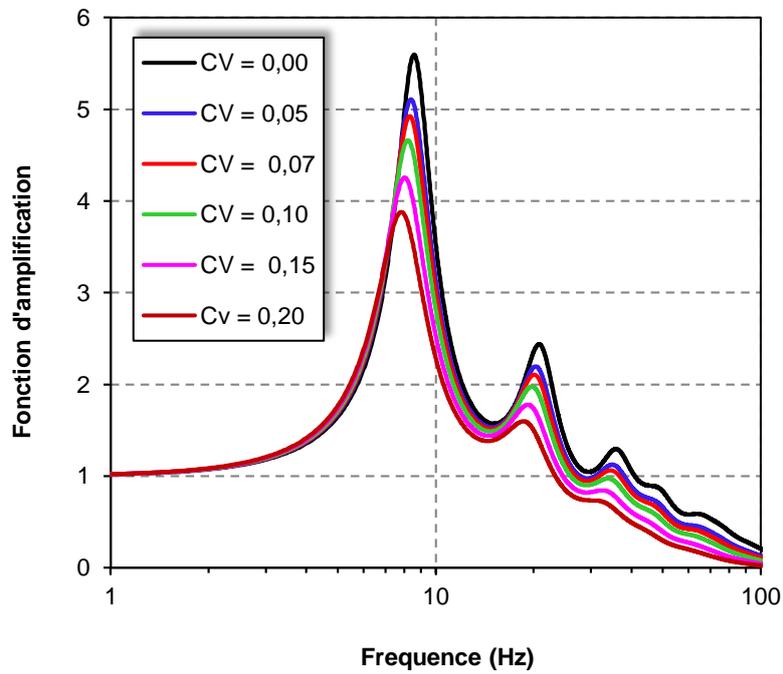


(b) $\sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0, CV = \sigma_{22}^2, \beta = 5, \xi = 5\%$

Figure. 2.8 Effets des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d'amplification d'une couche de sol.



(a) $\sigma_{22}^2 = \sigma_{12}^2 = 0, CV = \sigma_{11}^2, \beta = 5, \xi = 5\%$



(b) $\sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 = 0, CV = \sigma_{22}^2, \beta = 5, \xi = 5\%$

Figure. 2.9 Effets des variations stochastiques de la masse volumique et du module de cisaillement sur la fonction d'amplification du profil de sol multicouche.

De plus, l'effet de la variation de la densité du sol est négligeable (figure 2.9-a) et est interprété par le fait que l'effet de la variation statistique de ce facteur est faible par rapport à celui des autres propriétés du sol (Wang et Hao 2002). En effet, pour une couche de sol rocheux de 10 m de profondeur et de masse volumique et un module de cisaillement de 2000 kg/m^3 et 2880 MPa respectivement, les effets des fluctuations sont plus visibles pour des fréquences supérieures à la fréquence fondamentale.

Afin de voir la différence entre le modèle stochastique proposé et les simulations de Monté Carlo, nous supposons que le module de cisaillement varie aléatoirement selon une distribution normale de la densité de probabilité autour d'une valeur moyenne. Les autres paramètres sont supposés déterministes. Nous traçons la fonction d'amplification pour des valeurs du coefficient de variation de 0, à 20%, avec un pas de 5% autour de la valeur moyen de G (Figures 2.10 et 2.11).

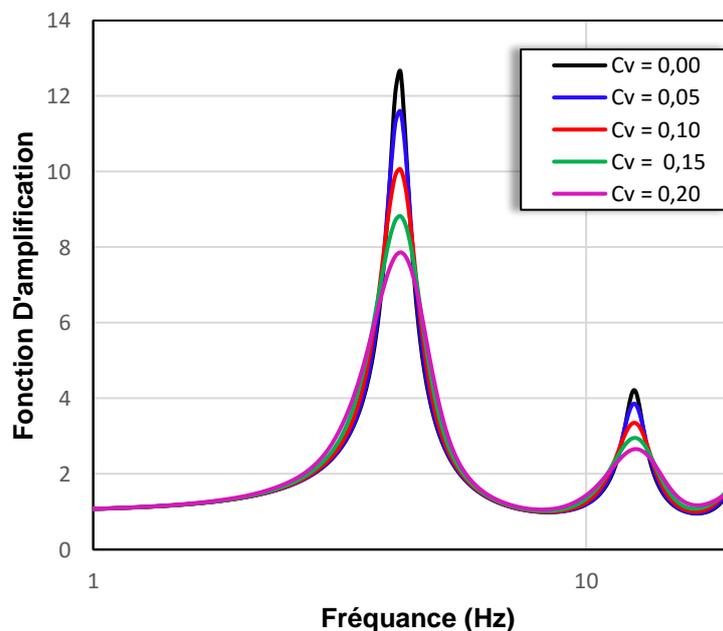


Figure. 2.10 Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la fonction d'amplification d'une couche de sol obtenu par la méthode de Monté Carlo.

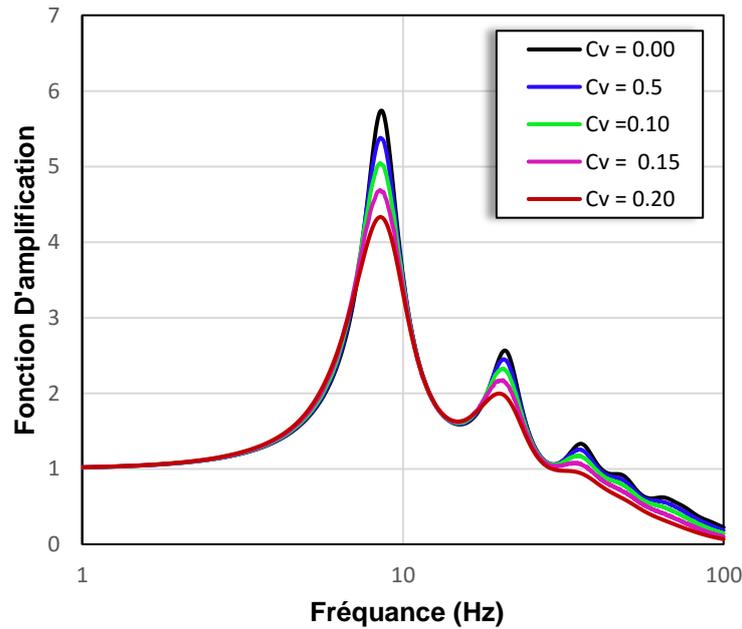


Figure. 2.11 Effets des variations stochastiques du module de cisaillement sur la fonction d'amplification du profil de sol multicouche par la méthode de Monté Carlo .

En comparant les figures (2.8b et 2.10) et les figures (2.9b et 2.11), nous constatons que pour les faibles coefficients de variations, l'amplitude de la fonction d'amplification diminue du même ordre de grandeur pour les deux cas monocouche et multicouche, respectivement.

2.5.3. Résolution numérique d'un problème aux valeurs limites

Le système d'équations différentielles (2.12) est résolu et validé dans cette section en utilisant une méthode numérique d'un problème aux valeurs aux limites. Pour cela, nous avons repris l'équation (2.12) que nous avons résolu en utilisant des subroutine intégrés dans le programme Matlab (BVP). Ces subroutine sont combinées aux simulations de monté Carlo pour tenir compte des incertitudes autour des paramètres du milieu (Figure 2.12).

Afin de dégager des constatations plus raffinées, on compare dans la figure 2.13 les résultats en terme de déplacement obtenu par les trois méthodes, pour une pulsation $\varpi = \pi / 2$. En comparant ces résultats, on peut conclure que du point de vue d'ingénierie les méthodes numériques sont aussi efficaces que la méthode analytique.

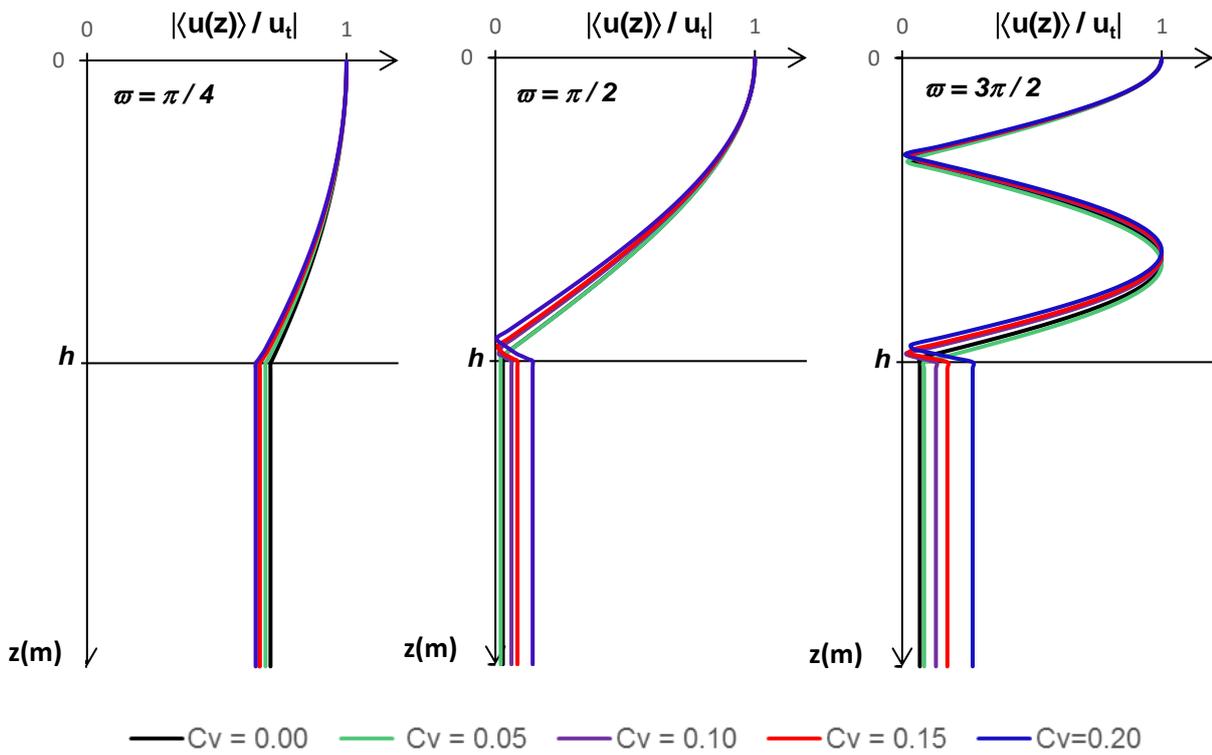


Figure. 2.12 Effets des variations aléatoire du module de cisaillement sur la distribution adimensionnelle moyenne du déplacement sous excitation harmonique à sa base obtenue par la méthode BVL.

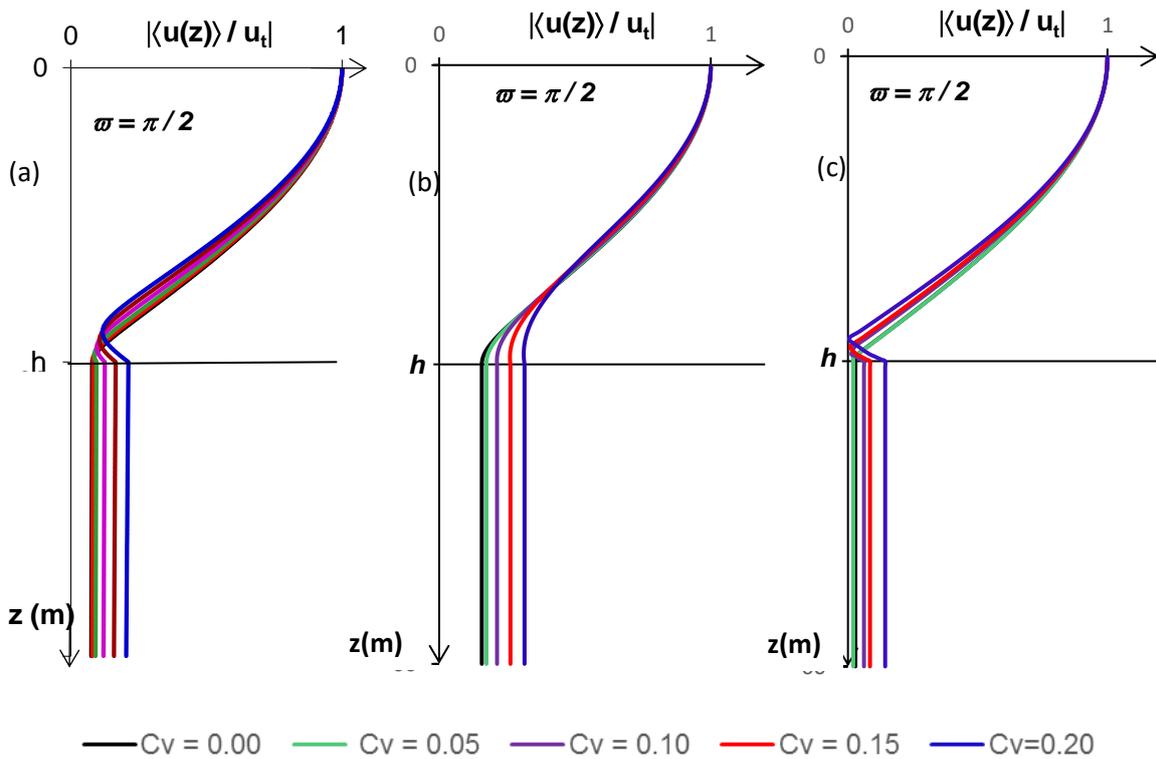


Figure. 2.13 Comparaison entre les résultats obtenus en terme de déplacement pour une pulsation $\omega = \pi/2$, par les trois méthodes: (a) méthode analytique, (b) SMC, (c) BVL.

2.6. Conclusions

L'objectif du présent chapitre était de tester l'efficacité des méthodes de résolution d'un problème de propagation d'ondes dans les milieux stochastiques (ou aléatoires).

La formulation stochastique présentée ici est assez laborieuse. Tandis que les simulations de Monte Carlo sont efficaces mais permettent d'obtenir rapidement la solution en traitant un problème déterministe des centaines de milliers de fois, voire des millions.

La comparaison des résultats obtenus par les différentes méthodes a permis de conclure que les simulations de Monte Carlo, elles-mêmes appartenant aux méthodes stochastiques, sont aussi efficaces à étudier la propagation des ondes dans les milieux stochastiques mais de façon rapide. Dans la suite, les simulations de Monte Carlo seront adoptées pour investiguer la réponse sismique des milieux poreux.

Chapitre 3

Propagation des ondes De cisaillement dans les milieux poreux

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, une formulation unifiée de la propagation des ondes planes de cisaillement *SH* et de *Love* dans un milieu poroélastique anisotrope saturé de fluide est présentée, en raison de l'utilité de ces types d'ondes dans la pratique. En effet, la formulation et la résolution des équations de mouvement dues à la propagation de ces types d'ondes sont souvent effectuées séparément dans la littérature, alors qu'ils peuvent être traités de la même manière et que seules les conditions aux limites doivent être prises en compte.

3.2. Equations de base

3.2.1. Relations contrainte-déformation pour un milieu poroélastique saturé

Considérons la propagation d'une onde de type *SH* se propageant dans le plan vertical (x, z) ou une onde de *Love* se propageant dans le plan horizontal (y, x) (Figure.3.1). La déformation d'un milieu poreux peut être liée aux champs de déplacements moyens en utilisant la théorie de la déformation infinitésimale, c'est-à-dire que les dérivées de déplacement du second ordre et d'ordre supérieur sont négligées.

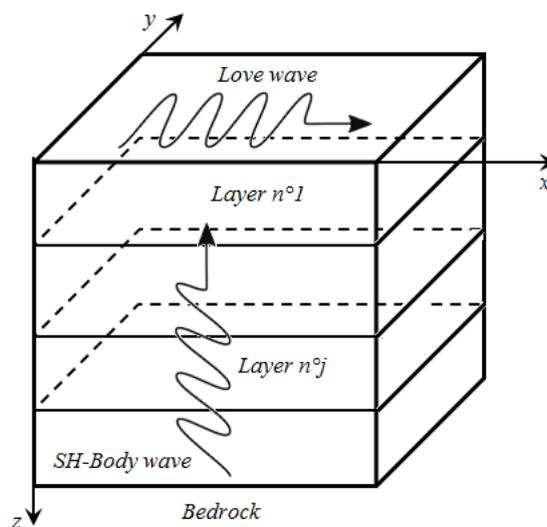


Figure 3.1 Géométrie d'un problème de propagation d'ondes .

En introduisant la notation fondamentale, les composantes du tenseur de déformation de la matrice solide sont:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad (3.1.a)$$

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}, \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z}, \quad \gamma_{yz} = \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \quad (3.1.b)$$

D'après Biot (1956a), nous supposons que le squelette solide du milieu poreux est isotrope et que, pour les écarts relativement faibles, il est parfaitement élastique. Pour une telle matrice solide, les relations contrainte-déformation sont exprimées par :

$$\sigma_{xx} = 2N \varepsilon_{xx} + A e + Q E \quad (3.2.a)$$

$$\sigma_{yy} = 2N \varepsilon_{yy} + A e + Q E \quad (3.2.b)$$

$$\sigma_{zz} = 2N \varepsilon_{zz} + A e + Q E \quad (3.2.c)$$

$$\sigma_{xy} = 2N \varepsilon_{xy} \quad (3.2.d)$$

$$\sigma_{yz} = 2G \varepsilon_{yz} \quad (3.2.e)$$

$$\sigma_{xz} = 2G \varepsilon_{xz} \quad (3.2.f)$$

où σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} sont les contraintes normales dans les directions x , y et z , respectivement, et σ_{xy} , σ_{yz} et σ_{xz} sont les contraintes de cisaillement. Dans ces équations, les composants du tenseur de déformation sont:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3.a)$$

Tandis que e et E sont les dilatations correspondantes dans la matrice solide et le fluide, respectivement :

$$e = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \quad (3.3.b)$$

$$E = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \quad (3.3.c)$$

A , G , N sont les coefficients élastiques du squelette solide correspondant aux constantes de Lamé. Q est le coefficient élastique de couplage entre la phase fluide et la phase solide. La contrainte dans le fluide, σ , est proportionnelle à la pression du fluide p par la relation $\sigma = \phi p$ où ϕ est la porosité effective qui représente l'espace poreux interconnecté. Biot (1956) a considéré l'espace poreux mis à l'échelle comme faisant partie du solide. Notons que les contraintes sont positives en traction et la pression du fluide est positive en compression bien que Biot néglige les contraintes de cisaillement dans le fluide en raison de la viscosité. La relation contrainte-déformation pour le fluide est donnée par :

$$\sigma = -\phi p = Q e + R E \quad (3.4)$$

où R est défini comme une mesure de la pression du fluide. Si une contrainte est appliquée à la matrice solide alors que la pression du fluide est nulle, la dilatation du solide (et une diminution de la porosité) produit une dilatation inverse (dilatation volumique) du fluide. Comme montré dans l'équation (3.4), le rapport de dilatation serait égal au rapport Q/R . Biot et Willis (1957) ont exprimé A , N , Q et R comme :

$$Q = \frac{\phi(\alpha - \phi)}{\gamma + \alpha\alpha^*} \quad (3.5.a)$$

$$R = \frac{\phi^2}{\gamma + \alpha\alpha^*} \quad (3.5.b)$$

$$A = \frac{\gamma/k + \phi^2 + \alpha(1 - 2\phi)}{\gamma + \alpha\alpha^2} - \frac{2G}{3} \quad (3.5.c)$$

$$N = G \quad (3.5.d)$$

où $\alpha = 1 - \alpha^* / K$, $\gamma = \phi(1 / \beta - \alpha^*)$. G est le module de cisaillement de la matrice solide, α^* est la compressibilité non comprimée (compressibilité des grains) qui est l'inverse du module de compressibilité des grains solides et K est le module de compressibilité.

3.2.2 Équations de mouvement

Biot (1956a) a développé sa théorie de propagation des ondes dans les milieux poreux en introduisant la description Lagrangienne et le concept des coordonnées généralisées. Dans la description Lagrangienne, on suit le mouvement d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER) plutôt que d'interpréter en termes de ce qui se passe à un VER fixe (description Eulérienne). Dans ce cas, la fonction d'énergie cinétique T et la fonction de dissipation D sont exprimées en termes de six composantes de déplacement des phases solide et fluide. L'énergie cinétique T du milieu poreux isotrope saturé par unité de volume est exprimée par :

$$2T = \rho_{11} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_t}{\partial t} \right)^2 \right] + 2\rho_{12} \left[\frac{\partial u_x}{\partial t} \frac{\partial U_x}{\partial t} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \frac{\partial U_y}{\partial t} + \frac{\partial u_t}{\partial t} \frac{\partial U_t}{\partial t} \right] + \rho_{22} \left[\left(\frac{\partial U_x}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_t}{\partial t} \right)^2 \right] \quad (3.6.a)$$

T ne dépend que des six composantes du déplacement. La dissipation dépend du mouvement relatif entre le solide et le fluide. Lorsqu'il n'y a pas de mouvement relatif, la fonction de dissipation D s'annule alors:

$$2D = b \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial t} - \frac{\partial U_x}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial t} - \frac{\partial U_y}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} - \frac{\partial U_z}{\partial t} \right)^2 \right] \quad (3.6.b)$$

où b est une constante (coefficient de dissipation) pour un milieu isotrope et elle est liée à la

viscosité du fluide ν_f et la perméabilité \mathcal{K} par la relation $b = \phi^2 \frac{\nu}{\mathcal{K}}$

ρ_{11} , ρ_{12} et ρ_{22} sont appelés "coefficients de masse" et ils sont liés aux masses volumiques des phases solide ρ_s et fluide ρ_f par:

$$\rho_{11} = (1-\phi)\rho_s - \rho_{12} \quad (3.7.a)$$

$$\rho_{22} = \phi\rho_f - \rho_{12} \quad (3.7.b)$$

$$\rho_{12} = \phi(1-a)\rho_f \quad (3.7.c)$$

Où $a = \frac{1}{2}(1 + \frac{1}{\phi})$ est la tortuosité dynamique de sorte que la densité apparente soit donnée par:

$$\rho = \phi\rho_f + (1-\phi)\rho_s \quad (3.7.d)$$

Le coefficient ρ_{12} représente le paramètre de couplage de masse (effet de masse virtuelle) entre les phases fluide et solide et est toujours négatif. Les coefficients dynamiques obéissent aux inégalités

$$\rho_{11} > 0, \quad \rho_{12} \leq 0, \quad \rho_{22} > 0, \quad \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2 > 0 \quad (3.7.e)$$

Si nous désignons la force totale agissant sur les phases solide et fluide par unité de volume dans la direction x par F_x^s et F_x^f , respectivement, nous pouvons déduire les équations de

Lagrange suivantes :

$$F_x^s = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial T}{\partial (\partial u_x / \partial t)} \right] + \frac{\partial D}{\partial (\partial u_x / \partial t)} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11}u_x + \rho_{12}U_x) + b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.8.a)$$

$$F_x^f = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial T}{\partial (\partial U_x / \partial t)} \right] + \frac{\partial D}{\partial (\partial U_x / \partial t)} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12}u_x + \rho_{22}U_x) - b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.8.b)$$

Des équations similaires peuvent être écrites dans les directions y et z . Si nous exprimons les composantes de force, F_x^s et F_x^f , comme des gradients de contrainte, les équations (3.8a) et

(3.8b) peuvent être réécrites sous la forme suivante

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11} u_x + \rho_{12} U_x) + b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.8.c)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_x + \rho_{22} U_x) - b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.8.d)$$

Puisque les contraintes sont liées aux déplacements en employant les équations (3.8) - (3.4), les équations du mouvement peuvent être dégagées comme :

$$N \nabla^2 u_x + (A + N) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + Q \frac{\partial e}{\partial x} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11} u_x + \rho_{12} U_x) + b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.9.a)$$

$$N \nabla^2 u_y + (A + N) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + Q \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11} u_y + \rho_{12} U_y) + b \frac{\partial}{\partial t} (u_y - U_y) \quad (3.9.b)$$

$$N \nabla^2 u_z + (A + N) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + Q \frac{\partial e}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11} u_z + \rho_{12} U_z) + b \frac{\partial}{\partial t} (u_z - U_z) \quad (3.9.c)$$

$$Q \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + R \frac{\partial e}{\partial x} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_{xy} + \rho_{22} U_x) - b \frac{\partial}{\partial t} (u_x - U_x) \quad (3.9.d)$$

$$Q \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + R \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_y + \rho_{22} U_y) - b \frac{\partial}{\partial t} (u_y - U_y) \quad (3.9.e)$$

$$Q \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + R \frac{\partial e}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_z + \rho_{22} U_z) - b \frac{\partial}{\partial t} (u_z - U_z) \quad (3.9.f)$$

Biot (1956a) limite la gamme de fréquence inférieure avec une valeur de "fréquence critique", f_i , définie par

$$f_t = \frac{\mu_t \pi}{4 \rho_f d^2}$$

où d est le diamètre des pores et ν est la viscosité dynamique.

3.2.3 les conditions aux limites

Pour un milieu poreux dissipatif anisotrope saturé en fluide en l'absence des forces de volume, les équations du mouvement (3.8) se mettent sous la forme (Biot 1956a, b).

$$\sigma_{ij,j} = \rho_{11} \ddot{u}_i + \rho_{12} \ddot{U}_i - b_{ij} (\dot{U}_j - \dot{u}_j) \quad (3.10.a)$$

$$\sigma_{ij,j} = \rho_{11} \ddot{u}_i + \rho_{12} \ddot{U}_i - b_{ij} (\dot{U}_j - \dot{u}_j) \quad (3.10.b)$$

Où σ_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes dans le squelette solide (phase solide), $u_i, U_i, \dot{u}_i, \dot{U}_i, \ddot{u}_i, \ddot{U}_i$ ($i, j = x, y, z$) sont les composantes de déplacement, de vitesse et d'accélération du squelette solide et du fluide interstitiel, respectivement, selon les coordonnées cartésiennes (Figure. 3.1) et b_{ij} sont les coefficients de dissipation. Les coefficients de masse ρ_{11} , ρ_{12} et ρ_{22} prennent en compte les effets d'inertie du fluide en mouvement et sont associés aux densités du solide (ρ_s) et du fluide (ρ_f) telles que donnés par les équations 3.2.

Sous l'hypothèses des déplacements hors plan dans les formes suivantes, le problème peut être simplifié (Ghorai et al., 2010, Son et al., 2012):

$$u_x = u_z = 0, u_y = u(x, z, t) \quad (3.11.a)$$

$$U_x = U_z = 0, U_y = U(x, z, t) \quad (3.11.b)$$

Sous ces hypothèses, les équations constitutives deviennent :

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xz} = 0 \quad (3.12.a)$$

$$\sigma_{xy} = 2N \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.12.b)$$

$$\sigma_{yz} = 2G \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.12.c)$$

A l'aide de l'Eq. (3.6) en posant $b_{22} = b$, les équations (3.10a) et (3.10b) deviennent :

$$N \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + G \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \rho_{11} \ddot{u}_2 + \rho_{12} \ddot{U}_2 - b (\dot{U}_2 - \dot{u}_2) \quad (3.13.a)$$

$$\rho_{12} \ddot{u}_2 + \rho_{22} \ddot{U}_2 + b (\dot{U}_2 - \dot{u}_2) = 0 \quad (3.13.b)$$

Pour des ondes de cisaillement harmoniques, se propageant dans le plan (x, z) , les déplacements peuvent prendre la forme :

$$\begin{Bmatrix} u(x, z, t) \\ U(x, z, t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} u_0(z) \\ U_0(z) \end{Bmatrix} e^{i(k_x l_x x + k_z l_z z - \omega t)} \quad (3.14)$$

tels que $u_0(z)$ et $U_0(z)$ sont les amplitudes de déplacement dans le solide et le fluide. i est le nombre complexe ($i^2 = -1$), l_x et l_z sont les cosinus directeurs de direction de propagation de l'onde, ω est la pulsation propre, et k_l ($l = x, z$) le nombre d'onde dans les directions x et z , respectivement.

3.3. Solutions déterministes des équations d'onde

3.3.1. Solution pour l'onde SH verticale

Pour l'onde de cisaillement *SH* se propageant verticalement ($l_x = 0, l_z = 1$), l'Eq. (3.14) devient :

$$\begin{Bmatrix} u(x, z, t) \\ U(x, z, t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} v_0(z) \\ V_0(z) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t} \quad (3.15)$$

Avec:

$$\begin{Bmatrix} v_0(z) \\ V_0(z) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} u_0(z) e^{ik_z z} \\ U_0(z) e^{ik_z z} \end{Bmatrix} \quad (3.16)$$

En substituant l'Eq. (3.15) dans les Eqs. (3.13.a) et (3.13.b) on obtient l'équation d'onde sous la forme suivante :

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_z^2 \right) v_0(z) = 0 \quad (3.17)$$

Dans l'Eq. (3.17), k_z est le nombre d'onde ($k_z = \frac{\omega}{V_\beta}$), et V_β est la vitesse de l'onde de cisaillement *SH* du milieu poreux saturé de fluide dans la direction z obtenue comme:

$$V_\beta = \sqrt{\frac{G \left(\rho_{22} - \frac{ib}{\omega} \right)}{\left(\rho_{11} \rho_{22} - \rho_{12}^2 \right) - \frac{ib}{\omega} (\rho_{11} + \rho_{22} + 2\rho_{12})}} \quad (3.18)$$

Toutes les équations ci-dessus sont établies pour une couche de sol reposant sur un demi-espace. Pour un milieu multicouches composé de plusieurs couches horizontales, toutes les équations restent valables en ajoutant un indice j (nombre de la couche concernée, $j = 1, N$ où N est le nombre de couches reposant sur un demi-espace ou un affleurement rocheux). La solution de l'équation (3.17) est bien connue sous la forme:

$$v_0(z_j) = A_j e^{ik_z z_j} + A'_j e^{-ik_z z_j} \quad (3.19)$$

Où A_j et A'_j sont les amplitudes de l'onde incidente et réfléchie, respectivement, dans chaque couche j qui peuvent être obtenues à partir des conditions aux limites.

3.3.2. Solution pour l'onde de Love horizontale

Pour l'onde de *Love* horizontale ($l_x = 1, l_z = 0$) se propageant dans une couche de sol anisotrope surmontant un substratum rocheux, l'Eq. (3.14) devient:

$$\begin{cases} u(x, z, t) \\ U(x, z, t) \end{cases} = \begin{cases} u_0(z) \\ U_0(z) \end{cases} e^{i(k_x x - \omega t)} \quad (3.20)$$

Les équations (3.20), (3.13.a) et (3.13b) prennent la forme :

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_x^2 \right) u_0(z) = 0 \quad (3.21)$$

Où k_x est le nombre d'onde dans la direction x

$$k_x^2 = \left(\frac{\alpha}{Gk^2} - \frac{N}{G} \right) k^2 \quad (3.22.a)$$

Où

$$k_x^2 = \frac{N}{G} \left(\frac{\alpha}{Nk^2} - 1 \right) k^2 \quad (3.23.b)$$

Et $k = \frac{\omega}{V_\alpha}$ avec V_α la vitesse de l'onde de Love. Le paramètre α est obtenu comme:

$$\alpha = \frac{(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2) - \frac{ib}{\omega}(\rho_{11} + \rho_{22} + 2\rho_{12})}{\rho_{22} - \frac{ib}{\omega}} \quad (3.24)$$

Dans le cas d'une couche non visqueuse ($b = 0$), $\alpha = \omega^2 d'$ avec $d' = \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2$, k_x^2 prend la forme suivante également obtenue par (Ghorai et al., 2010):

$$k_x^2 = \frac{N}{G} \left(\frac{V^2}{V_\alpha^2} - 1 \right) k^2 \quad (3.24.a)$$

Dans l'Eq. (3.24-a), V_α' est la vitesse de l'onde de cisaillement dans la direction x ($V_\alpha' = \sqrt{N/d'}$).

Alternativement, k_x^2 peut être écrit comme:

$$k_x^2 = \gamma d' \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_1}^2} - \frac{1}{d'} \right) k^2 \quad (3.24.b)$$

avec $V_{\alpha_1} = \sqrt{N/\rho'}$, $V_\alpha' = V_{\alpha_1} \sqrt{1/d'}$ et $\gamma = N/G$. V_{α_1} est la vitesse de l'onde de cisaillement dans le milieu élastique anisotrope non poreux dans la direction x .

Si le milieu est composé de N couches anisotropes horizontales, la solution de l'équation (3.21) est obtenue sous la forme :

$$u_0(z_j) = C_j e^{ik_x z_j} + C'_j e^{-ik_x z_j} \quad (3.25)$$

Où C_j et C'_j sont les amplitudes de l'onde incidente et réfléchie, respectivement, dans chaque couche j qui peut être obtenue à partir des conditions aux limites (Crampin 1970, Kielczynski et al., 2015).

Les déplacements et les contraintes de cisaillement générés par les ondes de cisaillement *SH* et les ondes de *Love* se propageant dans un multicouche anisotrope doivent satisfaire les conditions aux limites suivantes:

- (1) La nullité de la contrainte de cisaillement à la surface libre ($\sigma_{yz}(z=0) = 0$) conduit à l'égalité des amplitudes d'onde incidente et réfléchie dans la couche superficielle: $A'_1 = A_1$ et $C'_1 = C_1$.
- (2) La satisfaction de la continuité des déplacements ($v_{0j}(z_j = h_j) = v_{0j+1}(z_{j+1} = 0)$, $u_{0j}(z_j = h_j) = u_{0j+1}(z_{j+1} = 0)$) et des contraintes ($\sigma_{yz_j}(z_j = h_j) = \sigma_{yz_{j+1}}(z_{j+1} = 0)$) à chaque interface entre deux couches successives conduit à:

$$A_{j+1} = \frac{1}{2} A_j (1 + q_j) e^{ik_x h_j} + \frac{1}{2} A'_j (1 - q_j) e^{-k_x h_j}, \quad (3.26.a)$$

$$A'_{j+1} = \frac{1}{2} A_j (1 - q_j) e^{ik_x h_j} + \frac{1}{2} A'_j (1 + q_j) e^{-k_x h_j} \quad (3.26.b)$$

$$C_{j+1} = \frac{1}{2} A_j (1 + q_j) e^{ik_x h_j} + \frac{1}{2} A'_j (1 - q_j) e^{-k_x h_j}, \quad C_{j+1} = \frac{1}{2} C_j (1 - r_j) e^{ik_x h_j} + \frac{1}{2} C'_j (1 + r_j) e^{-k_x h_j} \quad (3.26.c)$$

avec $q_j = \sqrt{\rho_j G_j / \rho_{j+1} G_{j+1}}$

- (3) Pour les ondes *Love*, à des grandes distances ($z \rightarrow \infty$) de la surface libre ($z = 0$), le déplacement généré devrait tendre vers zéro, soit $u_0(z \rightarrow \infty) = 0$ (Kaczynski 2018) de sorte que le déplacement dans le demi-espace est alors:

$$u_0(z_{N+1}) = C'_{N+1} e^{-ik_{xN+1} z_{N+1}} \quad (3.27)$$

Pour l'onde de *Love*, les conditions aux limites d'une couche de sol surmontant un substratum rocheux sont réécrites sous la forme suivante:

$$\begin{cases} A_1 - A_1' & = 0 \\ A_1' e^{ik_{x1}h_1} + A_1' e^{-ik_{x1}h_1} - A_2' & = 0 \\ A_1 e^{ik_{x1}h_1} - A_1' e^{-ik_{x1}h_1} + \frac{G_2 k_{x2}}{G_2 k_{x1}} A_2' & = 0 \end{cases} \quad (3.28)$$

Ce système a une solution non nulle seulement si le déterminant est nul, ce qui donne:

$$\operatorname{tg} \left[\sqrt{\gamma d \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_1}^2} - \frac{1}{d} \right)} k h_1 \right] = i \frac{G_2}{G_1} \frac{\left[\frac{N_2}{G_2} \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_2}^2} - 1 \right) \right]}{\left[\sqrt{\gamma d \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_1}^2} - \frac{1}{d} \right)} \right]} \quad (3.29.a)$$

ou

$$\operatorname{tg} \left[\sqrt{\gamma d \left(1 - \frac{1}{d} \frac{V_{\alpha_1}^2}{V^2} \right)} \frac{\omega h_1}{V_{\alpha_1}} \right] = i \frac{G_2}{G_1} \frac{\left[\frac{N_2}{G_2} \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_2}^2} - 1 \right) \right]}{\left[\sqrt{\gamma d \left(\frac{V^2}{V_{\alpha_1}^2} - \frac{1}{d} \right)} \right]} \quad (3.29.b)$$

Les équations (3.29.a) ou (3.29.b) sont appelées équation de dispersion de l'onde de *Love* dans un milieu anisotrope poreux stratifié. Pour un milieu non poreux isotrope stratifié ($N_2 = G_2$, $V_{\alpha_1} = V_{s1}$, $V_{\alpha_2} = V_{s2}$, $d = 1$, $\gamma = 1$), l'Eq. (3.29.b) devient :

$$\operatorname{tg} \left[\sqrt{1 - \frac{V_{s1}^2}{V^2}} \frac{\omega h_1}{V_{s1}} \right] = i \frac{G_2}{G_1} \frac{\sqrt{\frac{V^2}{V_{s2}^2} - 1}}{\sqrt{\frac{V^2}{V_{s1}^2} - 1}} \quad (3.30.c)$$

Dans l'Eq. (3.30.c), $V_{s1} = \sqrt{G_1/\rho_1}$ et $V_{s2} = \sqrt{G_2/\rho_2}$ sont les vitesses de l'onde de cisaillement dans le milieu isotrope non poreux : 1) de la couche et 2) demi-espace, respectivement.

3.4 Simulation de Monte Carlo des paramètres incertains

Afin de prendre en compte les incertitudes dues à la variabilité inhérente des propriétés du sol, il est suggéré de modéliser certains paramètres associés à la structure du milieu poreux (porosité et perméabilité) en tant que variables aléatoires selon des fonctions de distribution prédéfinies. Ainsi, les équations gouvernantes sont résolues plusieurs milliers de fois à l'aide des Simulations de Monte Carlo (SMC). Chacun des deux paramètres sélectionnés est traité comme une variable aléatoire.

Après avoir effectué plusieurs milliers d'échantillons d'un ou de plusieurs paramètres aléatoires, les moyennes arithmétiques de la vitesse, de la fonction d'amplification ou de la réponse transitoire du système considéré sont obtenues comme expliqué sur la figure 3.2.

Début

Initialisation des données (valeurs moyennes et écarts types des variables)

For $i = 1$ to m **do** m est le nombre de fréquences si la solution est souhaitée en domaine fréquentiel si non l'échantillonnage se fait sur la profondeur z

$$f(i) = (i-1) * \Delta f$$

For $nr = 1$ to $Nrun$ **do** ($Nrun$ est le nombre d'échantillonnage dans la procédure de Monte Carlo)

- Générer $Nrun$ valeurs de chaque paramètre considéré comme aléatoire
- Calculer la réponse sous forme d'amplification, de dispersion, de réponse sismique, distribution des déplacements,

end for

- Calculer la valeur moyenne de la réponse

end for

end

Figure. 3.2. Algorithme des simulations de Monte Carlo de la réponse dynamique des milieux poreuses anisotropes.

3.5. Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre une formulation unifiée de la propagation des ondes de cisaillement *SH* et onde de *Love* dans un milieu poreux anisotrope saturé de fluide dans le plan (x, z) est sa résolution de manière déterministe.

La formulation menée dans ce chapitre, va être appliquée à des profils de sol avec des paramètres incertains. Les incertitudes autour des paramètres sont prises en compte par des champs aléatoires à l'aide des Simulations de Monte Carlo (SMC) suivant l'algorithme proposé.

Chapitre 4

Effets des incertitudes sur la réponse d'un milieu poreux aux ondes de cisaillement

4.1. Introduction

Afin de prendre en compte les effets des incertitudes des paramètres du sol sur le comportement d'un milieu poreux saturé vis à vis de la propagation des ondes de cisaillement, les paramètres associés à la structure du milieu poreux comme la porosité et la perméabilité sont modélisés comme des variables aléatoires selon une fonction de distribution de probabilité présélectionnée parmi les plus utilisées en géotechnique (Normal et Lognormal) à l'aide de simulations de Monte Carlo (MCS). Les équations gouvernantes d'équilibres présentées dans le chapitre 3 sont résolues de manière déterministe plusieurs fois en utilisant plusieurs milliers de variables aléatoires générées selon une loi de probabilité pour obtenir des propriétés statistiques (la moyenne dans notre cas) de la phase et l'atténuation de la vitesse des ondes *SH* et pour résoudre l'équation de dispersion pour les ondes de *Love*.

Ensuite, l'amplification du mouvement sismique due à la propagation des ondes de cisaillement *SH* est étudiée et discutée. Finalement, les effets de l'anisotropie du milieu poreux avec des paramètres de sol incertains sur la vitesse des ondes de *Love* sont étudiés en considérant le facteur d'anisotropie entre une couche et le demi-espace sous-jacent.

4.2. Influence des incertitudes sur la vitesse des ondes de cisaillement *SH*

Les effets des incertitudes en termes de variations aléatoires de la porosité et de la perméabilité d'une couche poreuse saturée de 30 m d'épaisseur reposant sur un demi-espace élastique (Tableau 4.1) sur la phase et l'atténuation normalisées de la vitesse de l'onde de cisaillement sont étudiés. Les autres paramètres sont maintenus déterministes. Dans le tableau 4.1, C_v se réfère au coefficient de variation d'un paramètre.

Les figure 4.1a et 4.1b représentent, la dispersion et la fonction de densité de probabilité de la porosité et de la perméabilité selon les distributions normale et lognormale, respectivement, avec des valeurs moyennes et des coefficients de variation présentés dans le tableau 4.1. les deux paramètres sont générés plusieurs milliers de fois au moyen des SMC afin d'étudier l'influence des incertitudes autour de la porosité et de la perméabilité sur la vitesse normalisée de l'onde SH dans la direction z pour deux types extrêmes de sols (rocheux et meuble).

Tableau 4.1 Valeurs moyennes et C_v des paramètres incertains d'une couche de sol poreuse anisotrope.

	Porosité ϕ		Perméabilité K (m/s)		Masse volumique (kg/m ³)		viscosité ν (kg/m.s)	Module de cisaillement (Pa)
	moyenne	C_v (%)	moyenne	C_v (%)	ρ_s	ρ_f		
Sol rocheux	0.30	0	10^{-3}	0	2000	1000	0,001	$5 \cdot 10^8$
		10		20				
Sol meuble	0.55	20	10^{-7}	40				$5 \cdot 10^7$
		30		60				
				80				

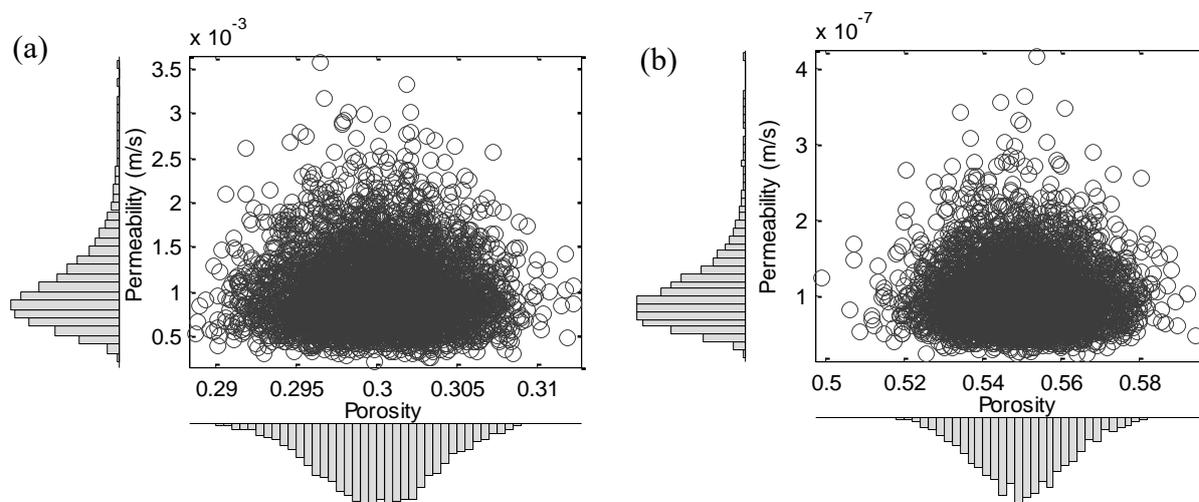


Figure. 4.1 Exemples de diagrammes de dispersion et de densité de probabilité pour la porosité et la perméabilité aléatoires avec une distribution Normale et Lognormale, avec C_v de 20% pour la porosité et 40% pour la perméabilité : (a) sol rocheux, (b) sol meuble.

Les figures. 4.2a et 4.2b montrent, respectivement, la phase moyenne normalisée (partie réelle de la vitesse) et l'atténuation (partie imaginaire) pour les deux types de sol (rigide et meuble) avec des C_v dans la plage de 0 à 30% où $C_v = 0\%$ correspond au cas déterministe. Elles sont normalisées par leurs valeurs respectives en absence de force d'infiltration ($b/\omega = 0$). La figure 4.2 montre que la variation de la phase et l'atténuation se produit principalement dans une plage de fréquences entre 10^{-6} et 10^{-3} Hz pour le sol rocheux et entre 10^{-3} et 10^2 Hz pour le sol meuble. La figure 4.3a illustre le fait que la vitesse change de manière significative dans la gamme de fréquences entre les deux lignes verticales. Cette gamme est connue comme la fréquence de transition qui inclut le pic de relaxation (Ren et al., 2009). En dehors de cette plage, la vitesse est indépendante de la fréquence. Dans le cas déterministe (ligne noire), la figure 4.3a montre que la vitesse normalisée varie d'environ 0.047 à partir de très basses fréquences (10^{-6}) à des fréquences plus élevées (10^{-3}) pour le sol dur et environ 0.17 entre 10^{-3} Hz à 10^2 Hz pour le sol meuble.

L'atténuation dans le sol meuble est beaucoup plus faible que dans le sol dur. On voit que l'atténuation est nulle aux basses fréquences, passe par un maximum et tend vers zéro à des fréquences plus élevées pour les deux types de sol.

Pour la variation aléatoire de la porosité, il est clair de la figure 4.2a que lorsque le coefficient de variation (C_v) de la porosité augmente, la vitesse moyenne décroît pour les sols dur et meuble alors que les atténuations moyennes (Figure 4.2b) gardent cette tendance avant une fréquence correspondant à son pic puis la tendance est inversée.

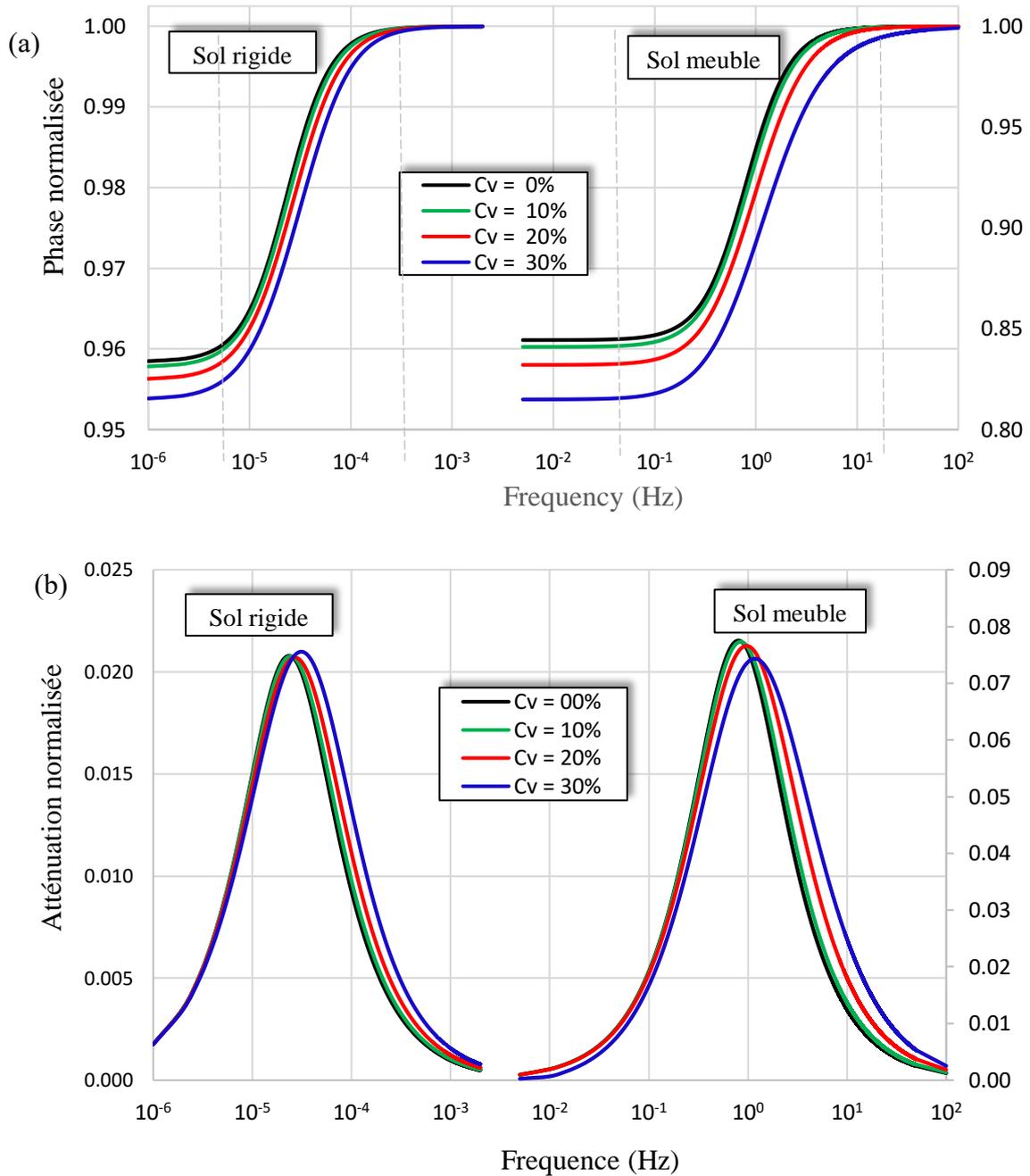


Figure 4.2. Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisaillement SH : (a) phase, (b) atténuation.

Les figures 4.3 montrent la variation des mêmes quantités présentées sur les figures. 4.2 mais pour une variation aléatoire de la perméabilité. On peut noter que la vitesse et l'atténuation normalisées moyennes sont plus sensibles aux variations aléatoires de perméabilité et dans la gamme de fréquences où les amplitudes maximales de l'atténuation sont atteintes (Figure. 4.3b),

la vitesse et l'atténuation diminuent à mesure que le C_v de la perméabilité augmente. On peut observer que même de faibles fluctuations de la perméabilité peuvent produire une atténuation significative de la vitesse de l'onde SH . Pour les fréquences plus élevées, le comportement est inversé pour les deux types de sol.

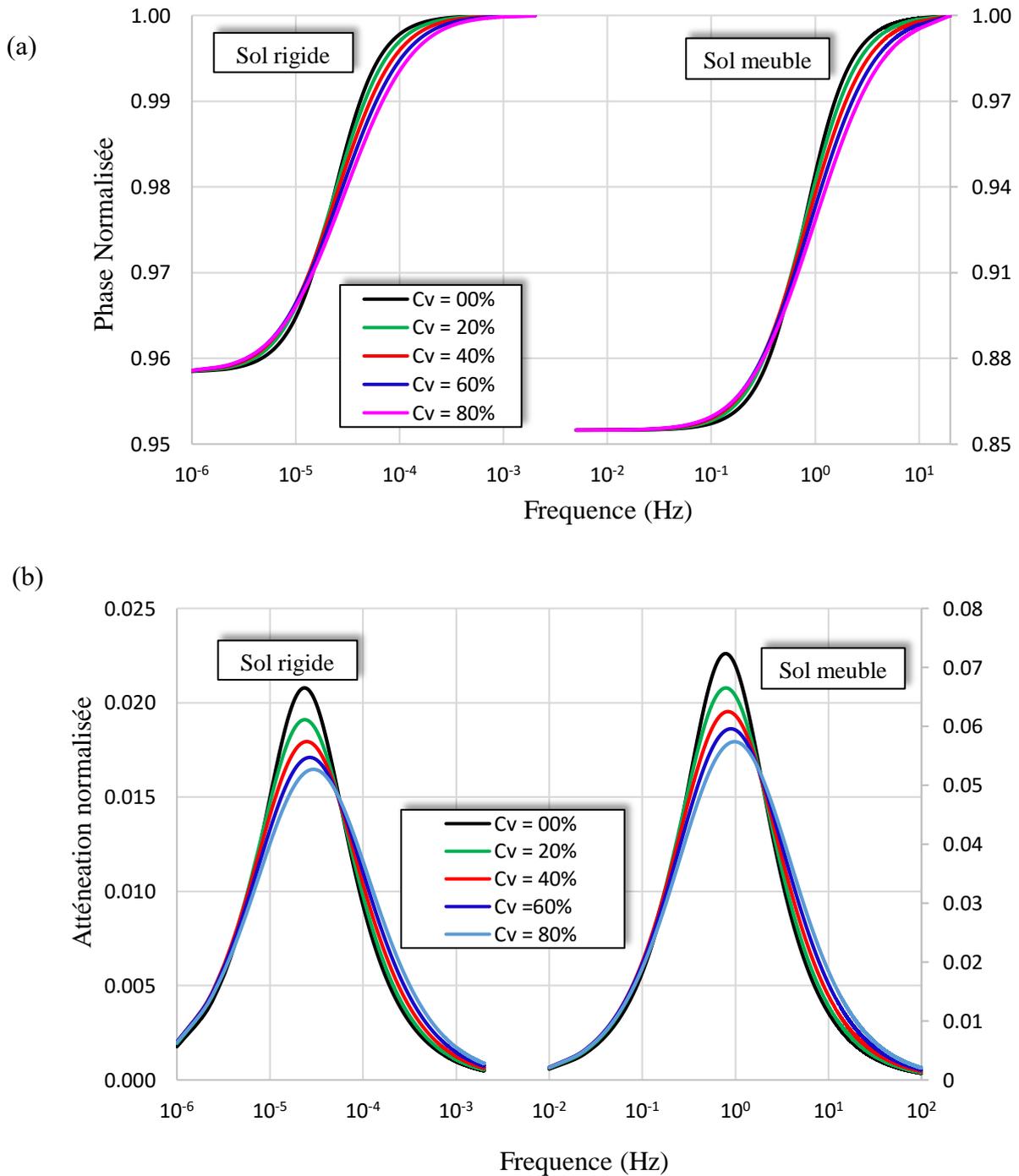


Figure 4.3. Effet des variations aléatoires de la perméabilité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisaillement SH : (a) phase, (b) atténuation.

Les vitesses moyennes et les atténuations normalisées sont représentées sur la figure 4.4 pour plusieurs Cvs de la porosité et de la perméabilité en même temps.

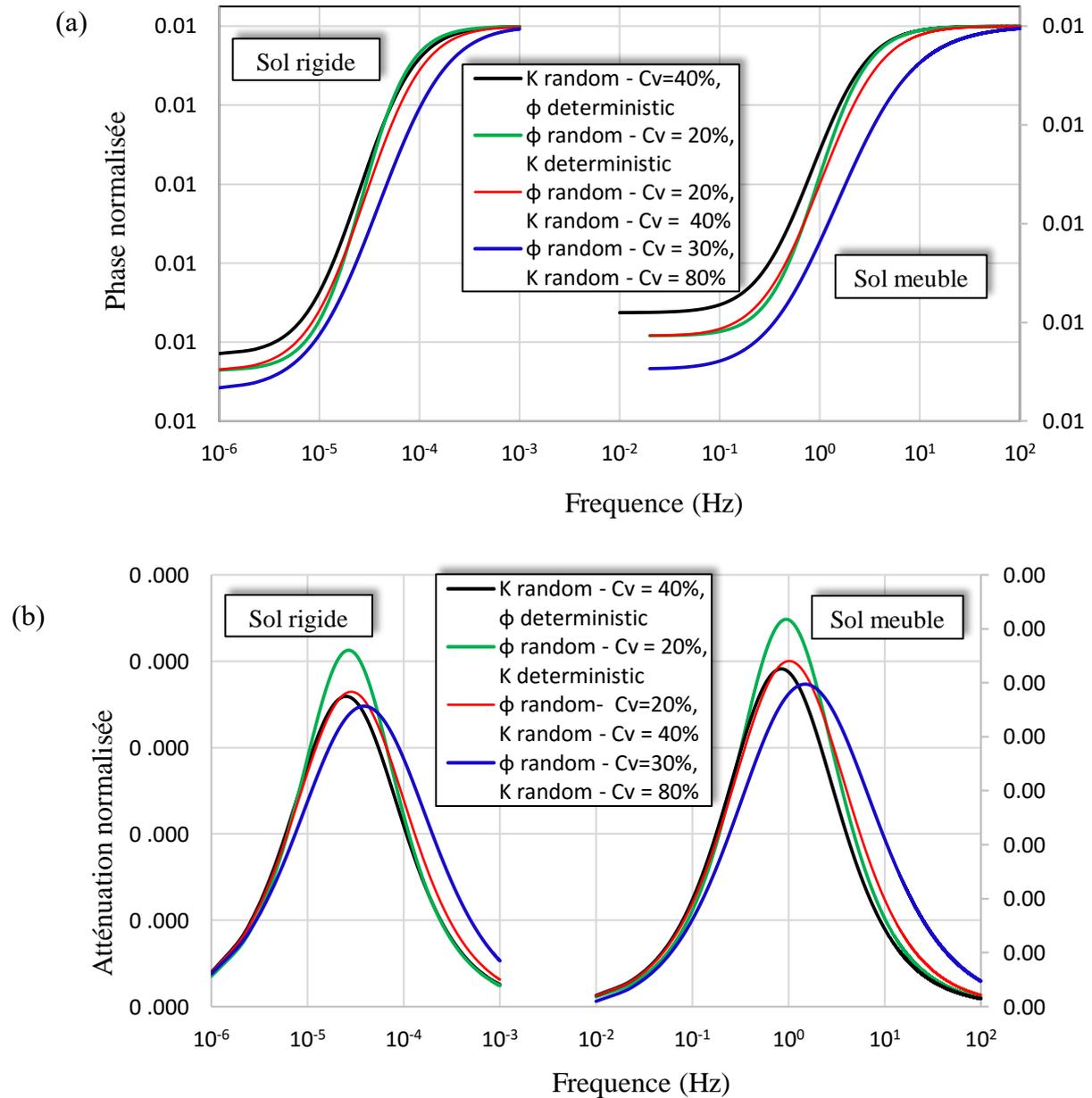


Figure 4.4. Effet des variations aléatoires de la porosité et la perméabilité sur les composantes de la vitesse moyenne normalisée de l'onde de cisailent SH : (a) phase, (b) atténuation.

Des tendances différentes sont observées mais des valeurs moyennes visiblement plus faibles de la phase et de l'atténuation sont obtenues pour les Cvs plus élevés de la porosité et de

perméabilité simultanément. En d'autres termes, des variations aléatoires de la porosité et de la perméabilité réduisent les vitesses de l'onde de cisaillement dans l'environnement étudié et par conséquent la rigidité est réduite car l'environnement a tendance à être fluide.

4.3. Dispersion de l'onde de Love dans un milieu poreux à paramètres incertains

Dans cette section, on étudie la dispersion de l'onde de *Love* dans la même couche de sol anisotrope poreuse avec une porosité et une perméabilité aléatoires. Les paramètres de la couche étudiée sont donnés dans le tableau 4.1. Cette étude concerne la détermination des limites inférieure et supérieure de la vitesse de l'onde de *Love* vu leur grande importance dans la pratique (Ghorai et al., 2010). Les ondes de *Love* trouvent également leur application dans les essais non destructifs (END) aussi qu'en géophysique (Kielczynski et al., 2015). Le rôle de la porosité du milieu dans l'existence ou la non-existence des ondes de *Love* est indiqué par le paramètre d . En effet, la couche est poreuse quand $0 < d < 1$, elle est solide et non poreuse lorsque $d \rightarrow 1$ et a tendance à être fluide quand $d \rightarrow 0$. L'équation de dispersion de l'onde de *Love* (Equation 3.29-b) est résolue où la valeur de la vitesse de l'onde est obtenue en déterminant le point d'intersection des courbes des deux fonctions du côté gauche et du côté droit de l'équation (3.29-b), comme représenté sur la figure 4.5a.

Premièrement, l'équation de dispersion est résolue de façon déterministe pour une couche de sol non visqueuse ($b=0$) reposant un demi-espace élastique isotrope. Deux paramètres gouvernent l'équation de dispersion: $V/V_{\alpha 1}$ et V/V_{S2} . L'équation de dispersion est représentée sur la figure 4.5 pour un rapport $V_{S1}/V_{S2} = 5$, $\omega h/V_{S1} = 8$ et trois valeurs de la porosité: $\phi=0$ (couche élastique non poreuse), $\phi=0,2$ (couche élastique relativement poreuse) et $\phi=0,4$ (couche poreuse élastique). La masse volumique de la couche est proche de celle du demi-espace ($\rho_1 =$

ρ_2). Plusieurs solutions de l'équation d'onde peuvent être obtenues en fonction de V_{S1}/V_{S2} et $\omega h/V_{S1}$.

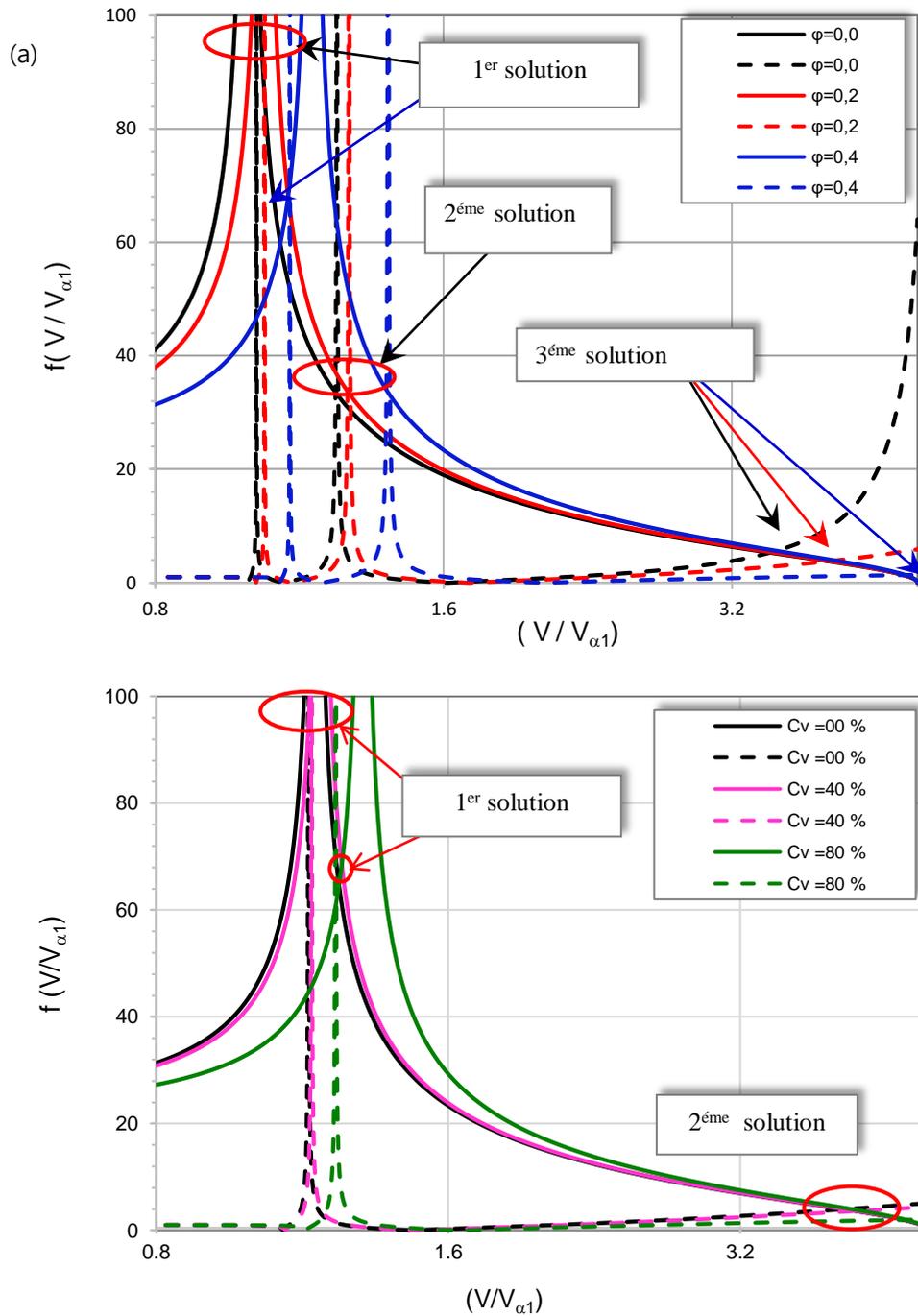


Figure. 4.5 Détermination des limites de la vitesse de l'onde de Love pour une couche poreuse reposant sur un demi-espace élastique pour la variation de la porosité: La ligne continue se réfère au côté gauche de l'équation. (3.29-b) et la ligne pointillée se réfère au côté droit de l'équation. (3.29-b) : a) déterministe, b) aléatoire

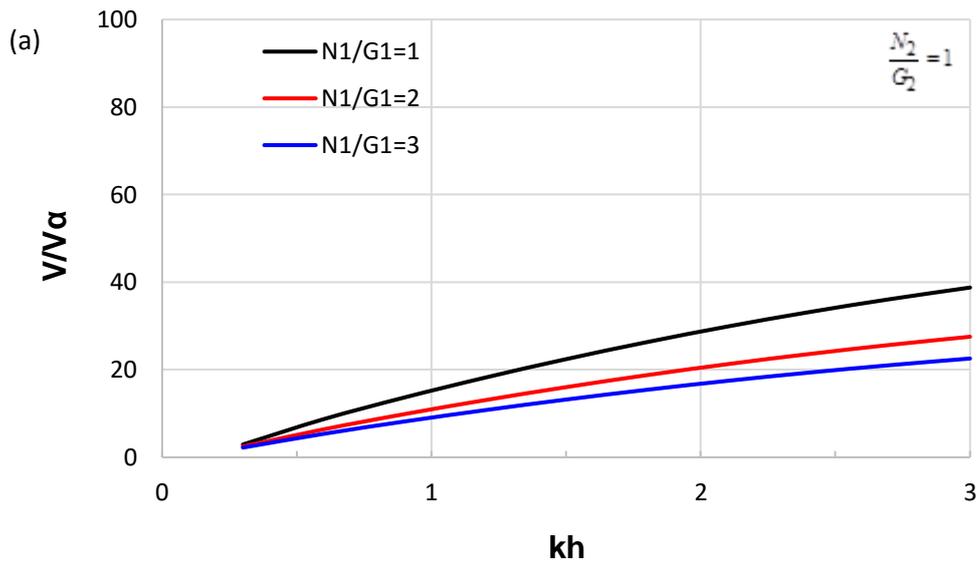
Les points d'intersection sur la figure montrent que pour ce cas intermédiaire de vibration ($\omega h/V_{SI} = 8$), les premières solutions sont proches de V_{SI} lorsque la porosité diminue, ce qui signifie que l'onde de *Love* est dominée par celle de la couche. Mais les autres solutions sont proches de celle du demi-espace à mesure que la porosité augmente. Ainsi, pour les milieux très poreux, la vitesse de l'onde est dominée par celle du demi-espace.

Deuxièmement, l'équation de dispersion est résolue pour des paramètres variant de manière aléatoire. Les courbes moyennes des deux fonctions sont tracées en fonction de $V/V_{\alpha I}$ pour plusieurs Cvs de la porosité sur la figure 4.5b. On observe que des fluctuations modérées de la porosité (jusqu'à 40%) n'exercent pas d'effets significatifs sur la vitesse de l'onde de *Love*. Alors que pour une variation aléatoire élevée ($Cv = 80\%$), la vitesse de l'onde s'approche de celle du demi-espace. Ainsi, les variations aléatoires de la porosité changent les solutions de l'équation d'onde.

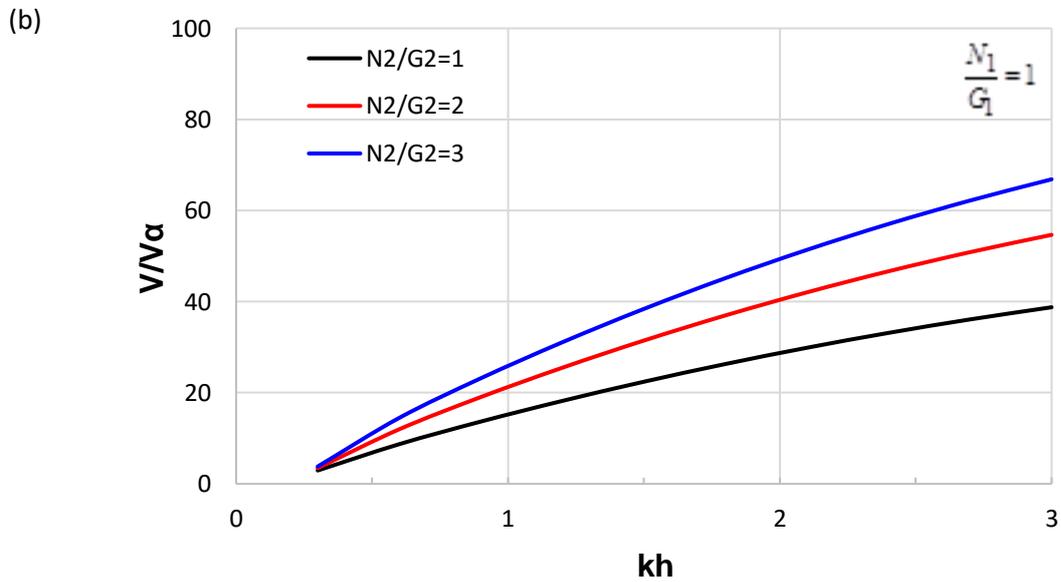
4.3.1 Vitesse des ondes de *Love*

L'équation de dispersion (3.29-b) est résolue numériquement afin de montrer les caractéristiques de propagation des ondes de *Love* dans une couche poreuse anisotrope reposant sur un demi-espace anisotrope. Le rapport des vitesses V/V_{α} a été calculé pour différentes valeurs du nombre kh et pour une porosité incertaine et quelques valeurs particulières de N_i/G_i ($i = 1, 2$). Dans le calcul, les premières racines de l'équation (3.29-b) sont considérées.

L'amplitude de la vitesse normalisée V/V_{α} pour les milieux à la fois isotropes et anisotropes et pour les deux cas déterministe et aléatoire sont représentés graphiquement. Les figures 4.6 représentent la variation de la vitesse normalisée de l'onde de *Love*, obtenue en résolvant numériquement l'équation de dispersion (3.29-b) dans l'environnement Matlab.



(a) Couche anisotrope surmontant un demi-espace isotrope



(b) Couche isotrope surmontant un demi-espace anisotrope.

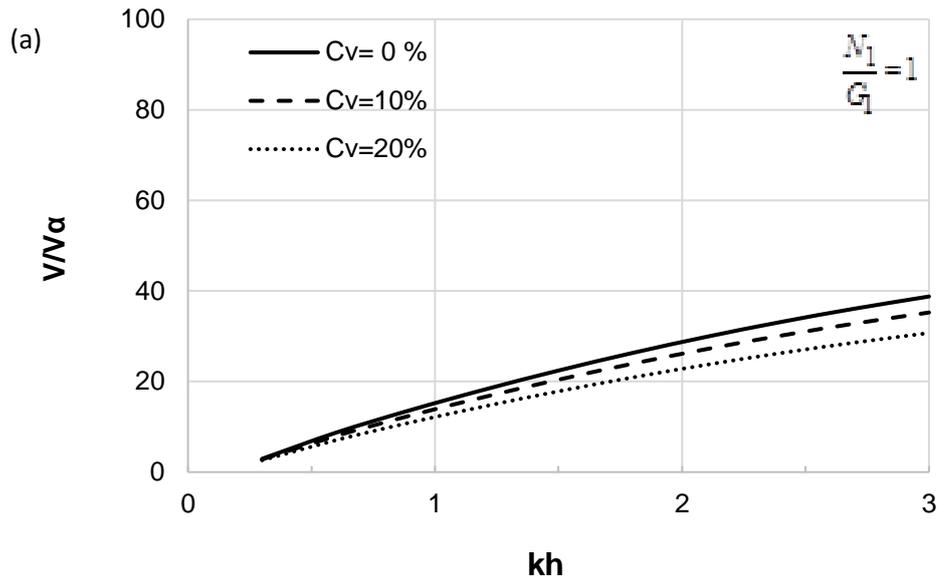
Figure.4.6 Vitesse déterministe normalisée de l'onde de Love pour différentes valeurs du facteur d'anisotropie N_j / G_j ($j = 1, 2$).

Il est clair de ces figures que l'amplitude de la vitesse V/V_α augmente à mesure que le nombre

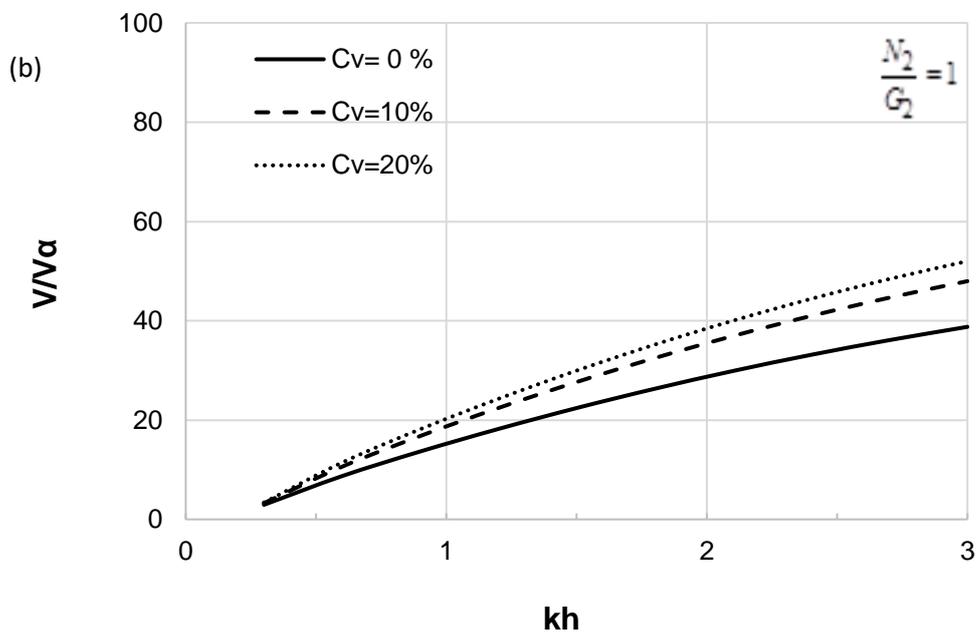
d'ondes kh augmente. Il est intéressant de noter que pour des valeurs fixes de kh , l'amplitude de la vitesse est plus grande dans la couche isotrope surmontant un demi-espace anisotrope (figure 4.6b) que dans le cas d'une couche anisotrope surmontant un demi-espace isotrope (Figure 4.6 a). L'amplitude de la vitesse augmente lorsque le facteur d'anisotropie N_2/G_2 augmente pour le demi-espace (Figure 4.6b) et diminue lorsque le facteur d'anisotropie N_1/G_1 augmente pour la couche (Figures 4.6a).

Les Figures 4.7 montrent la variation de la vitesse normalisée de l'onde de *Love* pour les variations aléatoires des paramètres ($N_j, G_j, j = 1, 2$) et pour une couche isotrope surmontant un demi-espace isotrope. Plus le coefficient de variation de demi-espace isotrope est important plus l'amplitude de V/V_α est importante (Figure 4.7b) mais cette tendance est inversée pour la couche (Figure 4.7a).

De même, la variation aléatoire de la vitesse normalisée des ondes de *Love* en fonction du nombre d'onde kh est représentée dans les Figures 4.8 à 4.14 pour une couche anisotrope surmontant un demi-espace isotrope, une couche isotrope surmontant un demi-espace anisotrope et une couche anisotrope surmontant un demi-espaces anisotropes respectivement, et pour différents niveaux d'anisotropie (différentes valeurs de N_j/G_j).



(a) Couche aléatoire surmontant un demi-espace déterministe



(b) Couche déterministe surmontant un demi-espace aléatoire

Figure.4.7 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche isotrope sur un demi-espace isotrope.

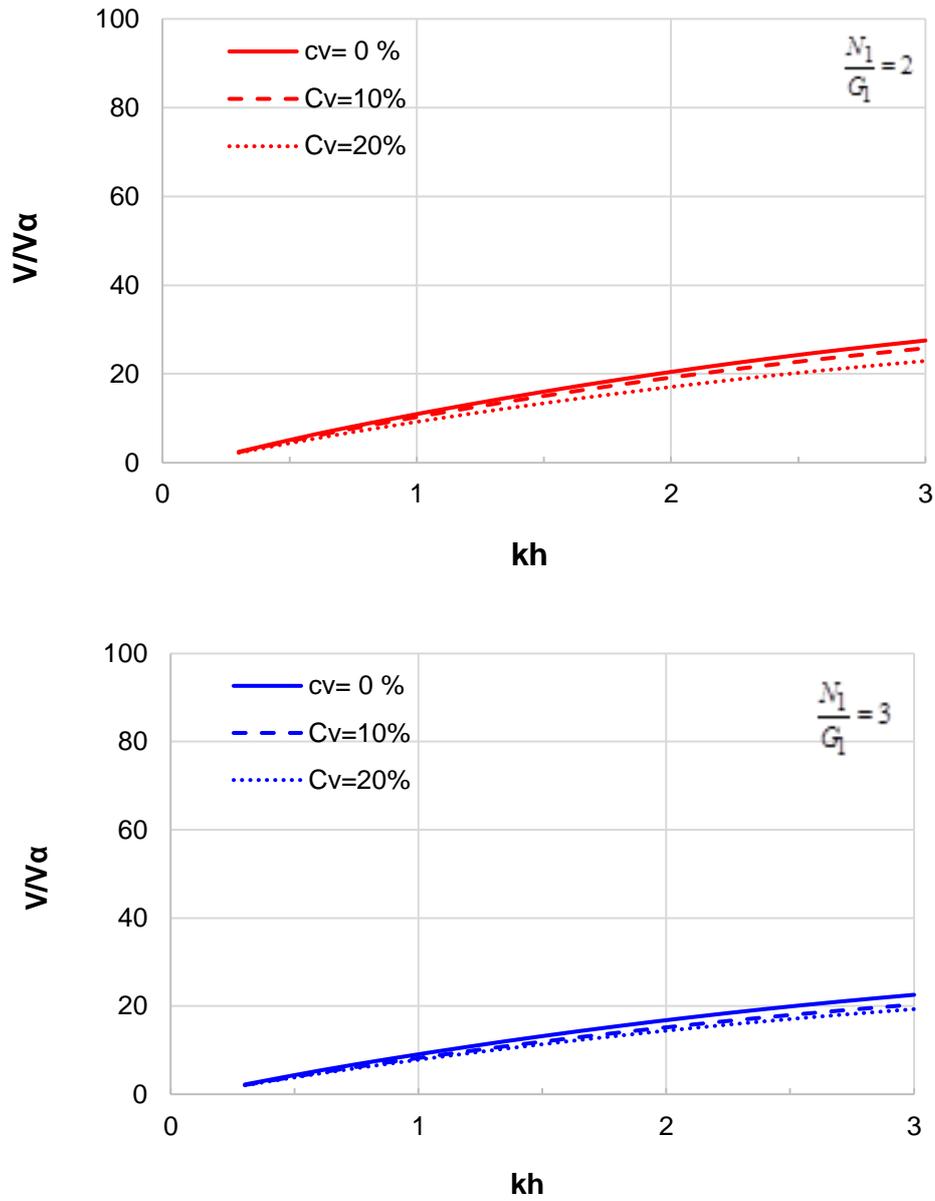


Figure.4.8 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe anisotrope sur un demi-espace aléatoire isotrope.

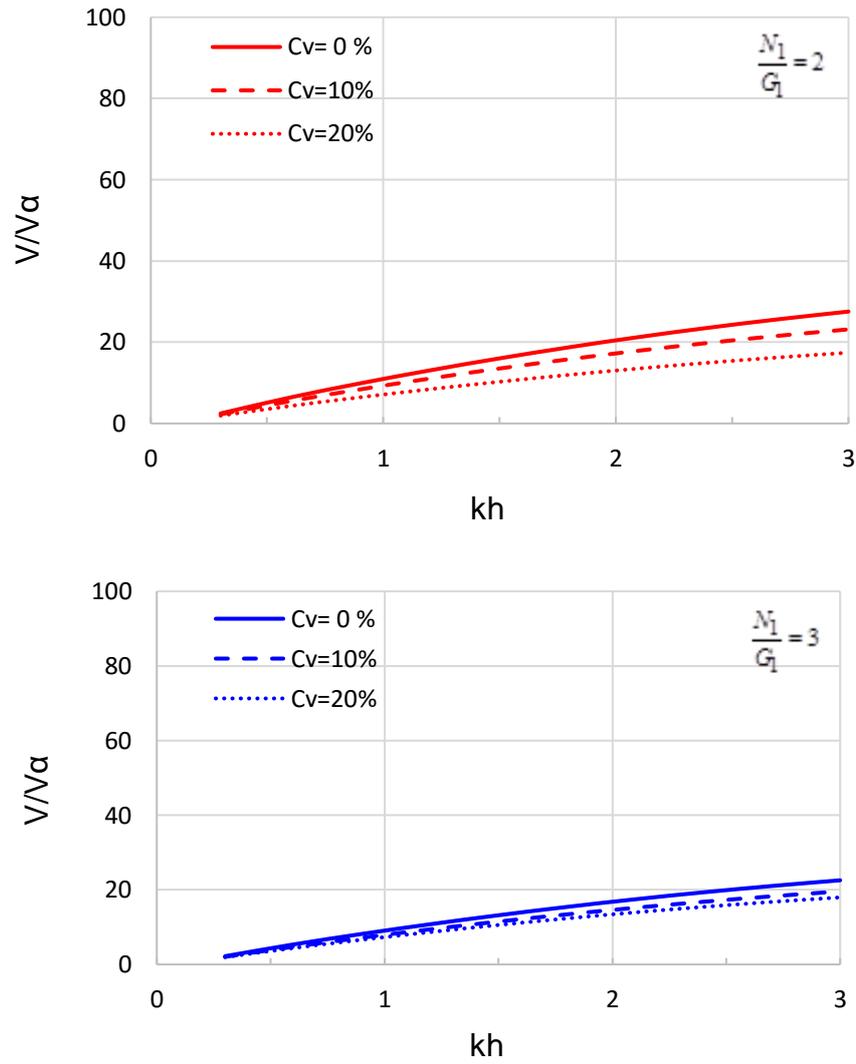


Figure.4.9 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace déterministe isotrope.

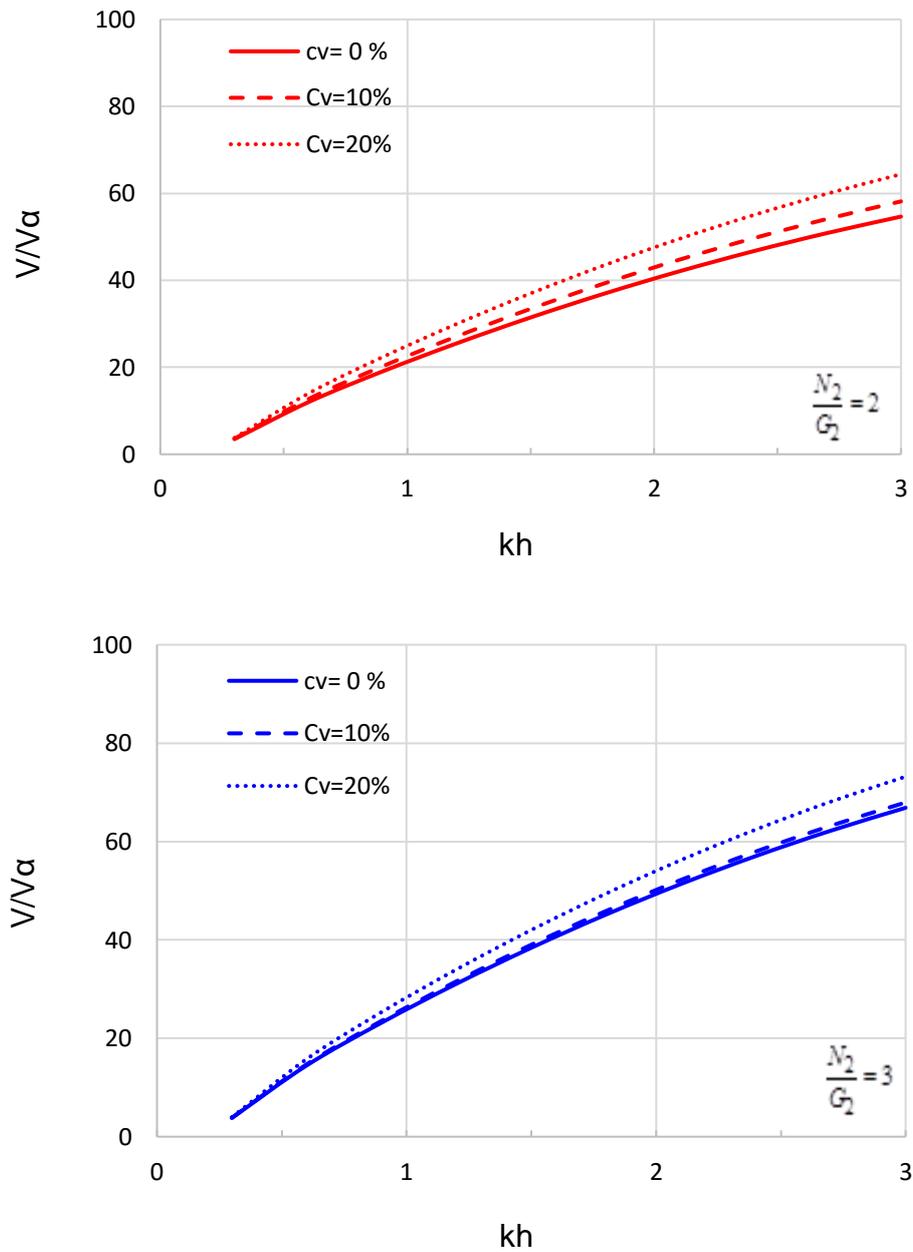


Figure.4.10 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire isotrope sur un demi-espace déterministe anisotrope.

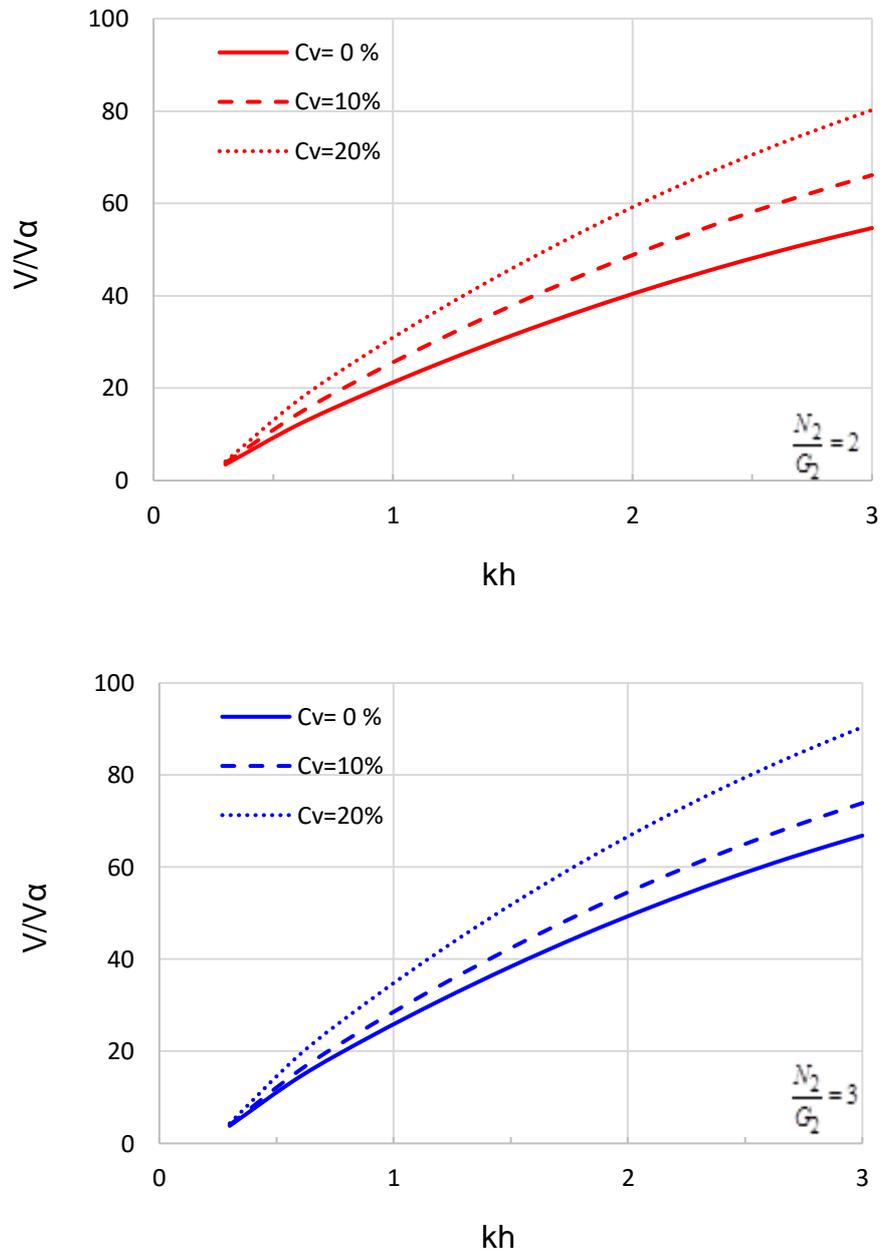


Figure.4.11 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe isotrope sur un demi-espace déterministe aléatoire anisotrope.

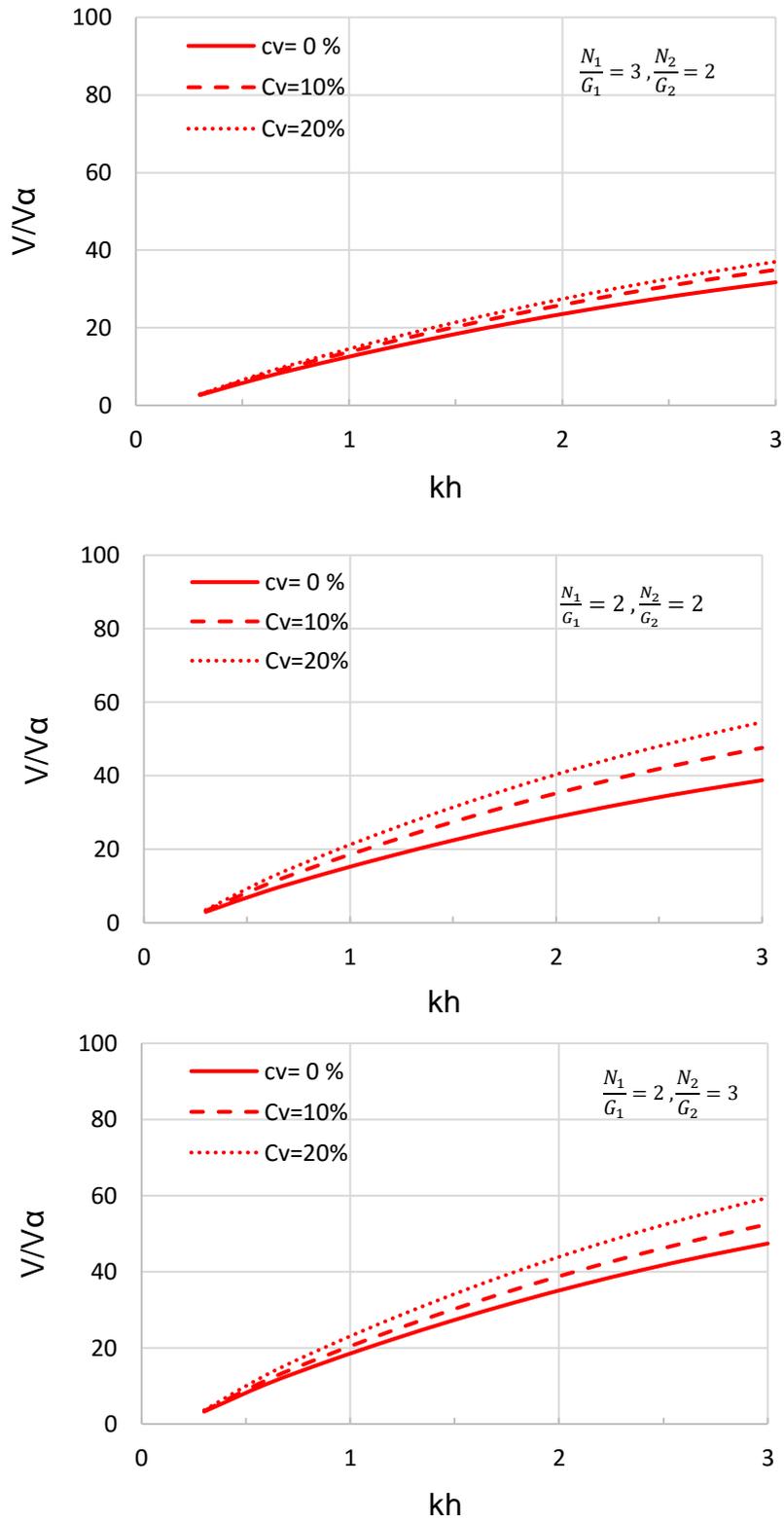


Figure.4.12 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace déterministe anisotrope.

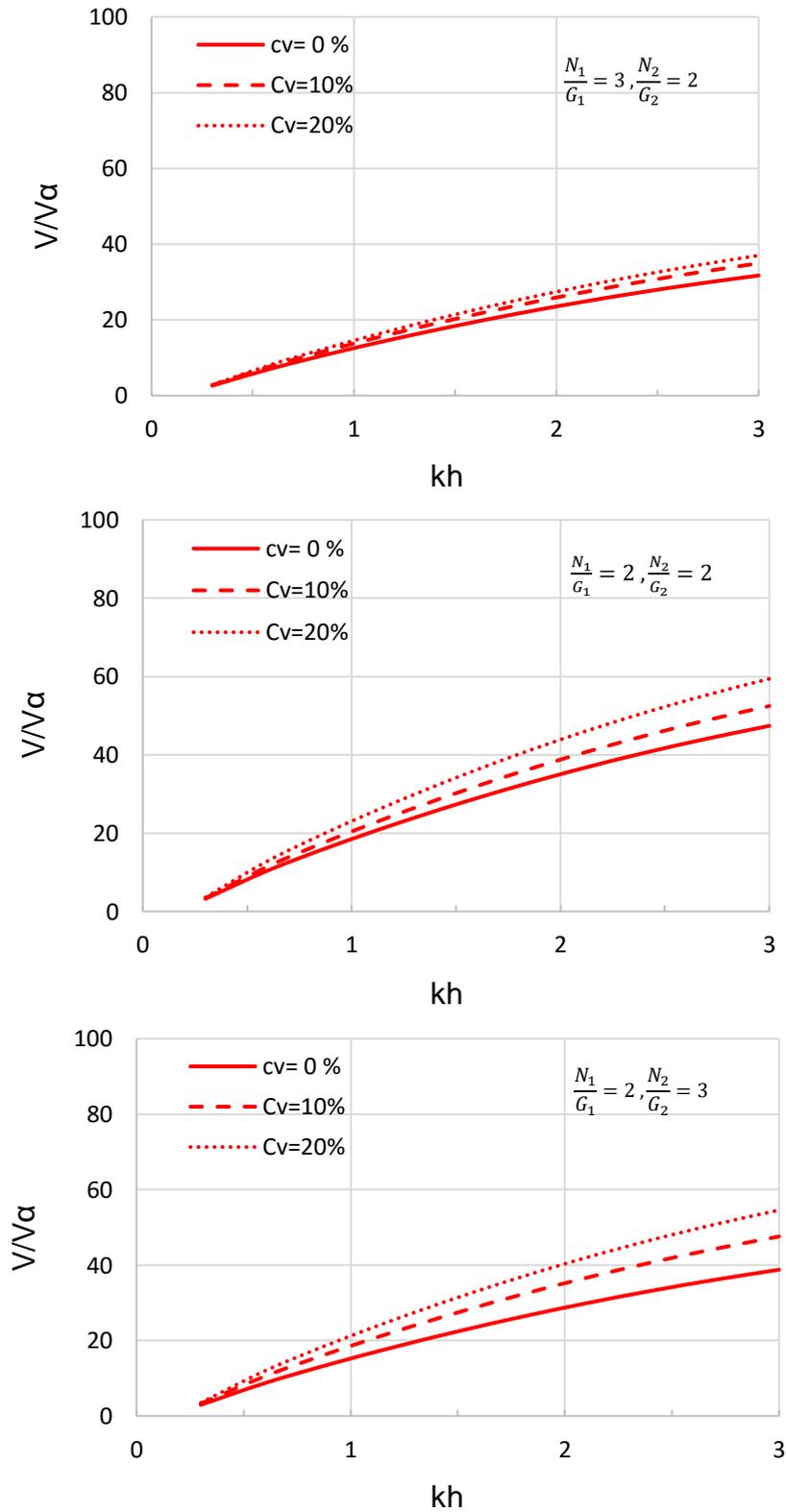


Figure.4.13 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche déterministe anisotrope sur un demi-espace aléatoire anisotrope.

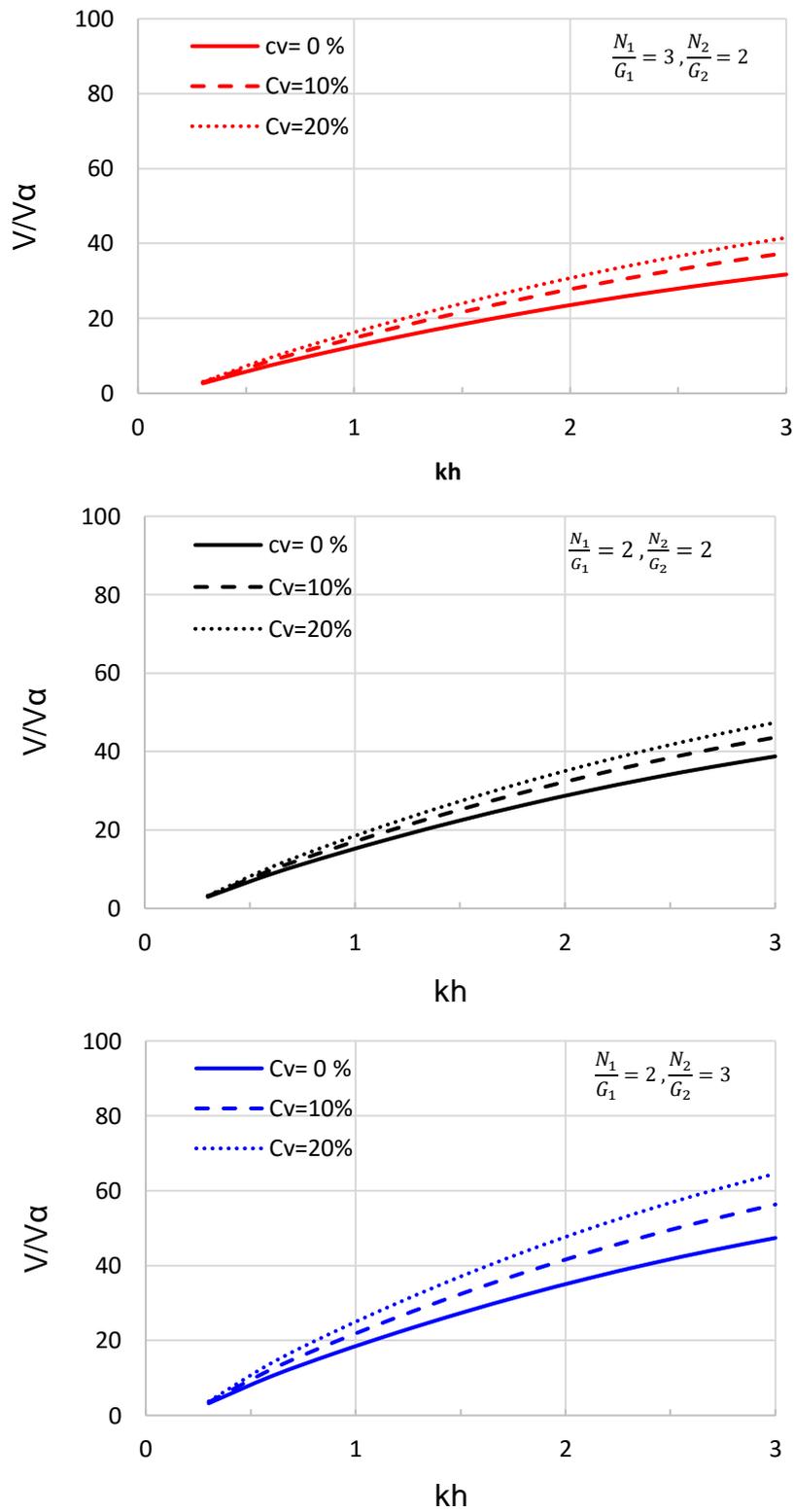
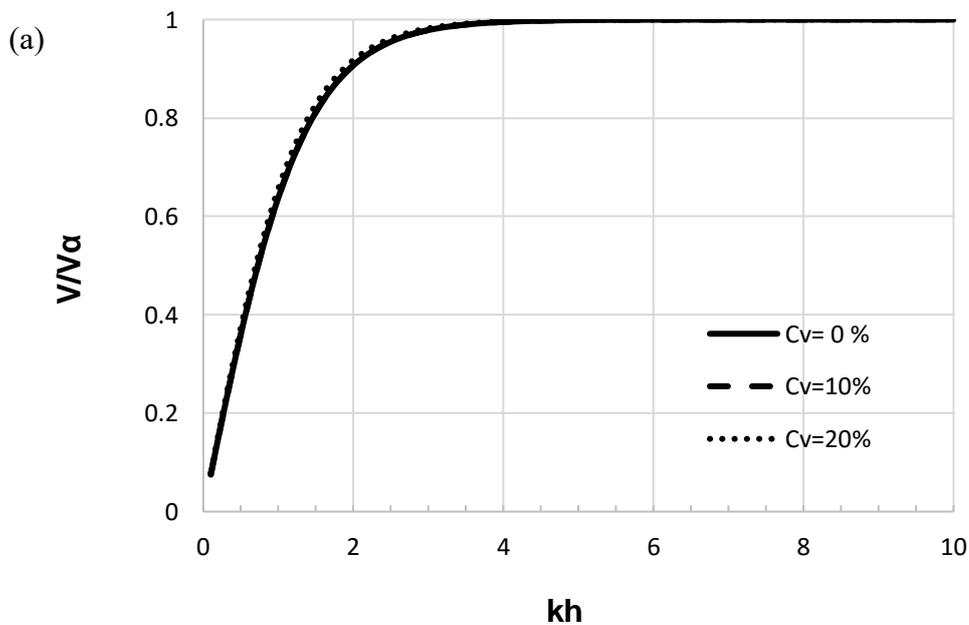


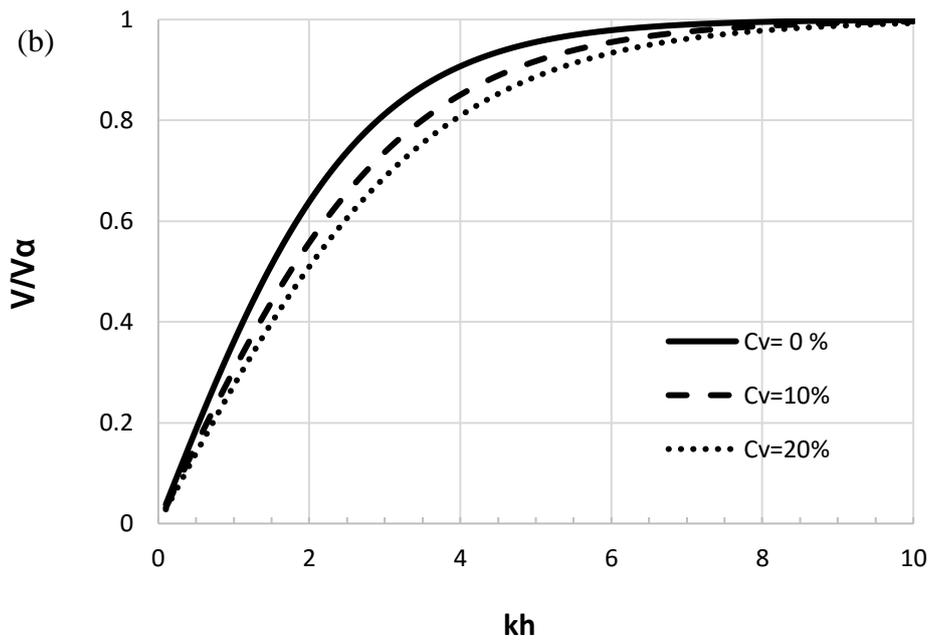
Figure.4.14 Vitesse normalisée de l'onde de Love pour une couche aléatoire anisotrope sur un demi-espace aléatoire anisotrope.

On peut observer que lorsque le coefficient de variation des quatre paramètres (N_1 , G_1 , N_2 , G_2) augmente la vitesse des ondes de *Love* diminue pour le cas d'une couche anisotrope surmontant un semi-espace isotrope (Figures 4.8 à 4.11) et augmente pour les deux autres cas (Figures 4.12 à 4.14). En d'autres termes, la dispersion des ondes de *Love* dépend fortement du niveau d'anisotropie et du caractère aléatoire du milieu.

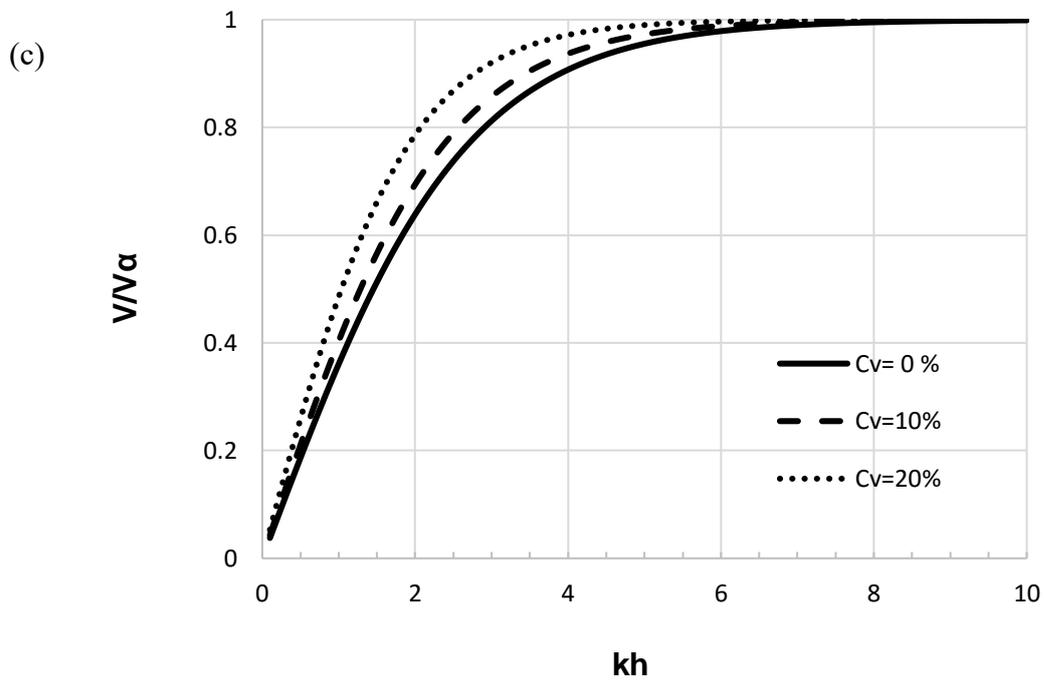
Les Figures 4.15 montrent l'influence de la porosité incertaine sur la vitesse normalisée de l'onde de *Love* V/V_α avec une valeur moyenne de 0.4 et plusieurs C_v (0%, 10% et 20%). On observe que les variations maximums se produisent sur la vitesse pour des valeurs de kh entre 1 et 8 dans le cas d'une couche isotrope surmontant un demi-espace anisotrope (Figure 4.15b). Néanmoins cette tendance est inversée dans le cas d'une couche isotrope surmontant un demi-espace isotrope mais pour des valeurs de kh entre 1 et 5 (Figure 4.15c). Dans le cas d'une couche anisotrope surmontant un demi-espace isotrope, aucun changement n'est observé pour les variations aléatoires de la porosité (Figure 4.15a).



(a) couche anisotrope recouvrant un semi-espace isotrope.



(b) couche isotrope recouvrant un semi-espace anisotrope.



(c) couche isotrope recouvrant un semi-espace isotrope.

Figure 4.15. Vitesse normalisée de l'onde de Love en fonction de nombre d'onde (kh) pour des variations aléatoires de la porosité.

4.4. Effets des incertitudes des paramètres de sol sur la fonction d'amplification des ondes SH

Dans cette section, il est prévu d'étudier les effets de l'incertitude des propriétés du milieu poreux (porosité et perméabilité) sur l'amplification des ondes sismiques dans les mêmes environnements précédents (Tableau 4.1) mais pour deux types de matériaux : sol rocheux et sol meuble. Les paramètres incertains sont également modélisés comme des variables aléatoires.

Les figures 4.16 et 4.17 représentent les effets des variations aléatoires de la porosité et de la perméabilité, respectivement, sur les amplitudes moyennes de la fonction d'amplification. On peut conclure que les variations aléatoires de la perméabilité n'exercent pas d'effets significatifs sur les fonctions d'amplification moyennes. Cependant, pour différentes valeurs de la porosité moyenne, les amplitudes moyennes de la fonction d'amplification diminuent à mesure que le C_v de la porosité augmente pour le sol rocheux. Mais pour le sol meuble, pour différentes valeurs moyennes de la porosité, les amplitudes moyennes de la fonction d'amplification diminuent à mesure que le C_v de la porosité augmente et que les fréquences fondamentales sont décalées vers la gauche.

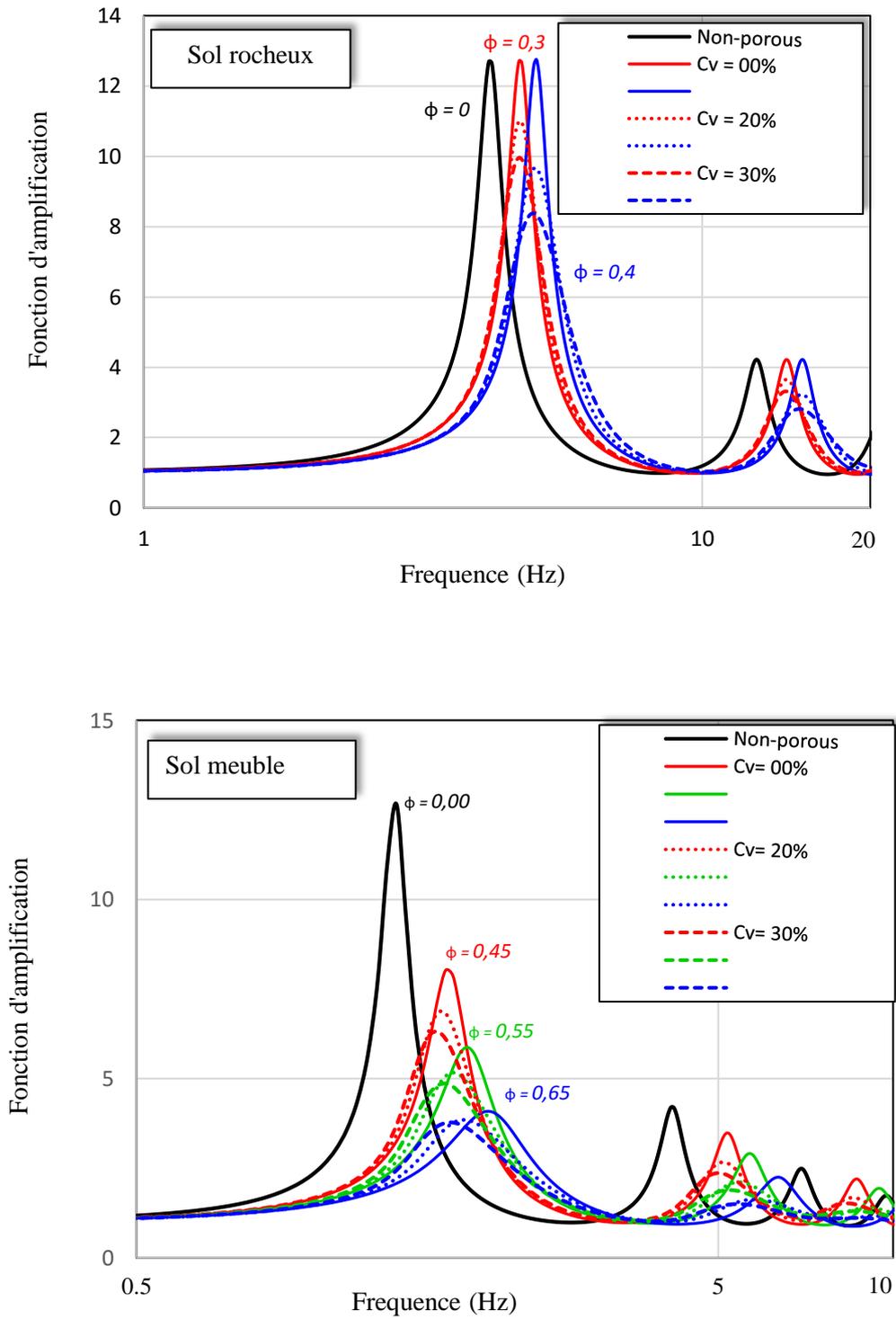


Figure. 4.16 Effets des variations aléatoire de la porosité sur la fonction d'un milieu poreux.

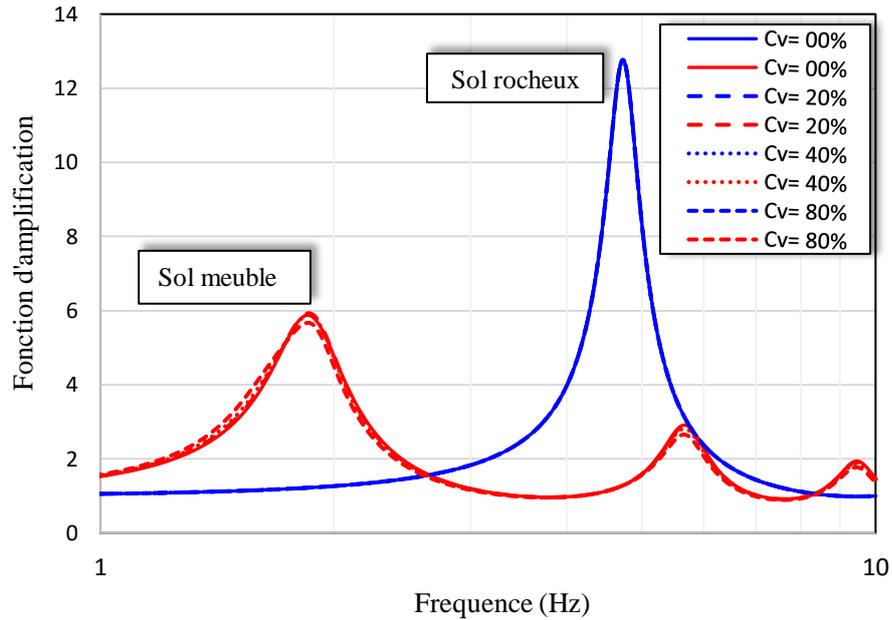


Figure. 4.17 Effets des variations aléatoire de la perméabilité sur la fonction d'amplification d'un milieu poreux.

4.5. Conclusions

A travers cette étude, on a obtenu les limites de la vitesse de l'onde de Love dans une couche de sol poreuse reposant sur un demi-espace homogène graphiquement. On conclut que les variations aléatoires de la porosité changent les solutions de l'équation de dispersion d'onde. De plus, l'augmentation des incertitudes dans la porosité (coefficient de variation élevé) diminue les amplitudes moyennes de la fonction d'amplification et déplace les fréquences fondamentales. Cependant, aucun effet n'est observé à la fois sur la dispersion des ondes de Love et sur la fonction d'amplification pour les variations aléatoires de la perméabilité.

Chapitre 5

Propagation des ondes de compression dans les milieux poreux

5.1 Introduction

Afin d'étudier la propagation des différents types d'ondes dans les milieux poreux, et vu son importance dans l'explication de beaucoup de phénomènes annexes aux séismes, ce chapitre est consacré à l'étude de la propagation des ondes de compressions (P) dans les milieux poreux à paramètres incertains.

Il a été prouvé dans des études antérieures menées par différents chercheurs sur la base d'analyse des mouvements sismiques enregistrés durant des séismes antérieurs, à différentes profondeurs dans des milieux de sol poreux non saturés, que la saturation partielle en eau affecte de façon significative ces mouvements.

Le présent chapitre vise globalement l'étude de l'effet du degré de saturation considéré comme paramètre incertain en conjonction avec la porosité incertaine sur les différentes composantes des mouvements sismiques des sols induits par la propagation des ondes de compression dans les dépôts de sol poreux partiellement saturés.

A cet effet, une formulation de la propagation des ondes dans les milieux poreux non saturés basée sur la théorie de Biot est présentée. Des investigations numériques, menées afin d'étudier d'éventuelles amplifications des mouvements sismiques liées au degré de saturation en eau dans de tels milieux, ont mis en évidence que le degré de saturation affecte l'amplification des mouvements verticaux. Il est également montré que des variations même faibles dans le degré de saturation provoquent des variations importantes dans les mouvements sismiques.

5.2. Equations de base

La résolution des équations d'ondes en milieu poreux, réalisée par Biot (1962) a mis en évidence la présence de deux types de compression, une onde (P₁) appelée onde rapide et une deuxième onde (P₂) appelée onde lente ou de Biot et notée Biot ou Ps (*the Biot slow wave*) à des fréquences beaucoup plus basses que la fréquence caractéristique de Biot.

$$\omega_c = \frac{\phi\eta}{k_0\rho_f} \quad (5.1)$$

où ϕ est la porosité, k la perméabilité, η la viscosité du fluide et ρ_f la densité du fluide. Cette onde lente P₂ est une onde de diffusion. On obtient les équations d'onde suivantes dans le domaine fréquentiel (Muller et al., 2008) :

$$\rho\omega^2 u_i + \rho_f\omega^2 w_i + \tau_{ij,j} = 0 \quad (5.2.a)$$

$$\rho_f\omega^2 u_i + b\omega^2 w_i - p_i = 0 \quad (5.2.b)$$

où τ_{ij} est le tenseur des contraintes, p pression interstitielle, u_i le déplacement moyen des grains solides et w_i le déplacement relatif solide/fluide défini par :

$$w_i = \phi(U_i - u_i) \quad (5.3)$$

Avec U_i le déplacement du fluide. Les masses volumiques des phases solide et liquide sont désignées par ρ_g et ρ_f de telle sorte que la densité apparente est donnée par :

$$\rho = \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho_g \quad (5.4)$$

Le paramètre b est défini par :

$$b = i\eta/(\omega k_0) \quad (5.5)$$

Pour obtenir les équations de propagation d'onde on fonction de u_i et w_i , nous complétons les équations du mouvement avec les relations contrainte-déformation pour un milieu poroélastique isotrope (Biot, 1962) :

$$\tau_{ij} = G[u_{i,j} + u_{j,i} - 2\delta_{ij}u_{j,j}] + \delta_{ij}[Hu_{j,j} + Cw_{j,j}] \quad (5.6)$$

$$P = -Cu_{j,j} - Mw_{j,j} \quad (5.7)$$

Dans les équations ci-dessus G et H sont les modules de cisaillement du matériau poreux, avec H est donné par l'équation de Gassmann (Gassmann, 1951):

$$H = P_d + \alpha^2 M \quad (5.8)$$

Avec

$$M = [(\alpha - \phi)/K_g + \phi/K_f]^{-1} \quad (5.9)$$

$P_d = K_d + 4/3\mu$ est le module d'onde P de la phase drainé. $\alpha = 1 - K_d/K_g$ est le coefficient de Biot-Willis, $C = \alpha.M$ et K_g , K_d et K_f désignent les modules d'incompressibilité de la phase solide drainé et la phase liquide, respectivement.

5.3 Vitesse et atténuation des ondes P

Examinons le cas des ondes P planes harmoniques dans les milieux poreux, se propageant dans la direction x telles que :

$$\underline{u} = \text{grad } \phi_1, \quad \underline{U} = \text{grad } \phi_2 \quad (5.10)$$

Avec

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \phi_{10} e^{i(kx - \omega t)} \\ \phi_2 &= \phi_{20} e^{i(kx - \omega t)}\end{aligned}\quad (5.11)$$

Où ϕ_{10} et ϕ_{20} sont des constants, ω la pulsation et k le nombre d'onde. Reportons les expressions des contraintes en fonction des déplacements u et U dans les équations (5.2) on considérons le cas général avec effets dissipatifs $b(\dot{u} - \dot{U})$ nous obtenons les équations du mouvement sous la forme :

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad}(\nabla^2 \phi_1) + y \text{grad}(\nabla^2 \phi_2) = \rho_{11} \text{grad} \ddot{\phi}_1 + \rho_{12} \text{grad} \ddot{\phi}_2 + b \text{grad}(\dot{\phi}_1 - \dot{\phi}_2) \quad (5.12.a)$$

$$y \text{grad}(\nabla^2 \phi_1) + R \text{grad}(\nabla^2 \phi_2) = \rho_{12} \text{grad} \ddot{\phi}_1 + \rho_{22} \text{grad} \ddot{\phi}_2 - b \text{grad}(\dot{\phi}_1 - \dot{\phi}_2) \quad (5.12.b)$$

où l'on a posé :

$$y = (1 - \phi) K_f \quad (5.13.a)$$

$$\lambda = \lambda_s + y^2 / R, \quad \lambda_s = \frac{2\nu_s}{1 + \nu_s} \mu_s \quad (5.13.b)$$

$$R = \phi K_f \quad (5.13.c)$$

Avec les coefficients massiques:

$$\rho_{11} = \rho + \phi \rho_f (a - 2) \quad (5.14.a)$$

$$\rho_{12} = \phi(1 - a) \rho_f \quad (5.14.b)$$

$$\rho_{22} = a \phi \rho_f \quad (5.14.c)$$

Et la tortuosité

$$a = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\phi} \right) \quad (5.15)$$

Que l'on écrit sous forme vectorielle :

$$\underline{\underline{R}} \nabla^2 \underline{\phi} = \underline{\underline{A}} \dot{\underline{\phi}} + \underline{\underline{M}} \ddot{\underline{\phi}} \quad (5.16)$$

Avec :

$$\underline{\underline{R}} = \begin{bmatrix} (\lambda + 2\mu) & y \\ y & R \end{bmatrix}, \quad \nabla^2 \underline{\phi} = \begin{Bmatrix} \nabla^2 \phi_1 \\ \nabla^2 \phi_2 \end{Bmatrix}, \quad \underline{\underline{M}} = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{12} & \rho_{22} \end{bmatrix}, \quad \ddot{\underline{\phi}} = \begin{Bmatrix} \ddot{\phi}_1 \\ \ddot{\phi}_2 \end{Bmatrix}$$

Où $\underline{\underline{R}}$ et $\underline{\underline{M}}$ sont, respectivement, les matrices de rigidité et de masse, $\underline{\underline{A}}$ la matrice d'amortissement donnée par :

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} b & -b \\ -b & b \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

Pour des ondes planes, avec ϕ_{10} et ϕ_{20} constantes,

$$\nabla^2 \phi_1 = \nabla^2 \phi_{10} e^{i(kx - \omega t)} = \phi_{10} \frac{\partial^2}{\partial x^2} e^{i(kx - \omega t)} \quad (5.18)$$

Si l'on porte ces expressions dans (5.16) on obtient :

$$-\underline{\underline{R}} \begin{Bmatrix} \phi_{10} \\ \phi_{20} \end{Bmatrix} k^2 e^{i(kx - \omega t)} = -\underline{\underline{A}} \begin{Bmatrix} \phi_{10} \\ \phi_{20} \end{Bmatrix} i\omega e^{i(kx - \omega t)} \quad (5.20)$$

C'est un système de deux équations pour ϕ_{10} et ϕ_{20} dont le déterminant doit être nul pour que ϕ_{10} et ϕ_{20} ne soient pas nuls. Ceci conduit à une équation liant K à ω . Cette équation admet

deux solutions K_{p1} et K_{p2} , qui correspondent aux ondes P de première et seconde espèce (P₁ et P₂).

La résolution de l'équation (5.17) est obtenue pour $|k^2 \underline{\underline{R}} - i\omega \underline{\underline{A}} - \omega^2 \underline{\underline{M}}| = 0$ d'ou:

$$|k^2 \underline{\underline{R}} - i\omega \underline{\underline{A}} - \omega^2 \underline{\underline{M}}| = \left| k^2 \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & Y \\ Y & R \end{bmatrix} - i\omega \begin{bmatrix} b & -b \\ -b & b \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{12} & \rho_{22} \end{bmatrix} \right| = 0 \quad (5.21.a)$$

on obtient :

$$\left[(k^2(\lambda + 2\mu) - \omega^2 \rho_{11}) - i\omega b \right] \left[(k^2 R - \omega^2 \rho_{22}) - i\omega b \right] - \left[(k^2 Y - \omega^2 \rho_{12}) - i\omega b \right]^2 = 0 \quad (5.21.d)$$

Sous la forme :

$$Dk^4 + \omega^2 Ek^2 + \omega^4 F = 0 \quad (5.21.c)$$

Avec :

$$D = ((\lambda + 2\mu)R - Y^2), \quad E = \rho_{11}R + \rho_{22}(\lambda + 2\mu) - 2\rho_{12}Y - \frac{ib}{\omega}((\lambda + 2\mu) + R + 2Y),$$

$$F = \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2 - \frac{ib}{\omega}(\rho_{11} + \rho_{22} + 2\rho_{12})$$

Cette équation admet deux solutions K_{p1} et K_{p2} , qui correspondent aux ondes P complexes de première et seconde espèce (P₁ et P₂) en raison des phénomènes d'atténuation :

$$k_{pi}(\omega) = \text{Re } k_{pi}(\omega) + i \text{Im } k_{pi}(\omega) \quad (5.22)$$

Avec le nombre d'onde $k_{pi} = \frac{\omega}{V_{pi}}$ ($i=1,2$). Ces expressions montrent que la partie imaginaire

est le coefficient d'atténuation des ondes P.

D'où la vitesse des ondes de compression P est (Al Rjoub, 2007 ; Lin et al., 2001):

$$V_{pi} = \sqrt{\frac{2D}{E \mp (E^2 - 4DF)}}, \quad i=1,2 \quad (5.23)$$

5.4. Calcul des déplacements moyens

Pour un problème linéaire couplé, et pour séparer les contributions individuelles des deux types d'ondes de compression (P_1) et (P_2).

Dans le cas, où on considère une propagation unidimensionnelle (Figure 5.1) s'agissant d'une onde de compression se propageant verticale dans une couche homogène reposant sur un demi-espace excité à sa base rigide imperméable avec un déplacement d'amplitude U_0 et fréquence ω et avec une surface libre. On peut directement décomposer les déplacements :

$$u = u_1 + u_2 \quad w = w_1 + w_2 \quad (5.24.a)$$

où u_1, w_1, u_2, w_2 doivent satisfaire les relations suivantes

$$u_1 = \partial w_1 \quad u_2 = \partial w_2 \quad (5.24.b)$$

u_1 et w_1 sont attribués à la première onde de compression, tandis que u_2 et w_2 sont associés à l'onde de compression du second type.

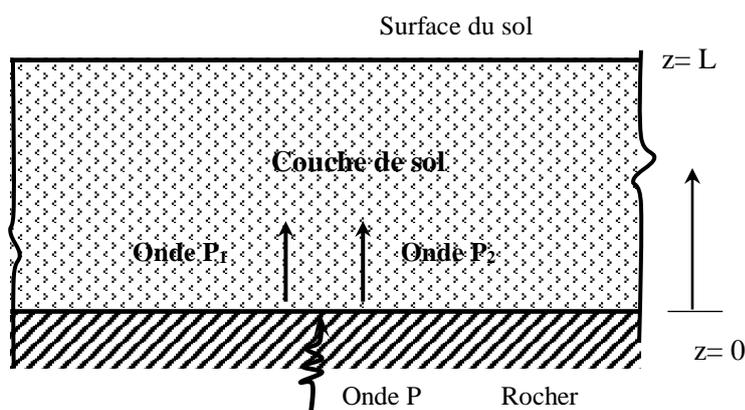


Figure 5.1 Une couche de sol soumise à une excitation verticale à sa base.

Pour des vibrations en régime permanent avec un mouvement harmonique de fréquence circulaire $\omega(e^{i\omega t})$, la substitution des équations ci-dessus (Eqs.2.24) aux équations gouvernantes (Eqs.2.12) mènent à:

$$\underline{\underline{K}}\underline{\underline{L}}w + (\underline{\underline{N}} - \underline{\underline{C}})\underline{\underline{\Omega}}w = \underline{\underline{0}} \quad (5.25)$$

Avec :

$$\underline{\underline{K}} = \begin{bmatrix} (\lambda_c + 2\mu)\partial_1 + \alpha M & (\lambda_c + 2\mu)\partial_2 + \alpha M \\ \alpha M\partial_1 + M & \alpha M\partial_2 + M \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{N}} = \begin{bmatrix} p\partial_1 + p_f & p\partial_2 + p_f \\ p_f\partial_1 + m & p_f\partial_2 + m \end{bmatrix}, \quad (5.26)$$

$$\underline{\underline{C}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{ib}{\omega} & \frac{ib}{\omega} \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{L}} = \begin{bmatrix} \nabla^2 & 0 \\ 0 & \nabla^2 \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{\Omega}} = \begin{bmatrix} \omega^2 & 0 \\ 0 & \omega^2 \end{bmatrix} \quad w = \begin{Bmatrix} w_1 \\ w_2 \end{Bmatrix}$$

Avec $\lambda_c = \lambda\alpha^2 M$

L'Eq. (5.25) peut être découplée seulement si δ_1 et δ_2 satisfont les équations suivantes :

$$\left[p_i(\lambda_c + 2\mu) - p_a M \right] \partial^2 + \left[(\lambda_c + 2\mu) \left(m - \frac{ib}{\omega} \right) - pM \right] \partial + \left[\alpha M \left(m - \frac{ib}{\omega} - p_f M \right) \right] = 0 \quad (5.27)$$

Les conditions aux limites pour le modèle considéré sont :

$$\text{à } z = 0, \quad u = u_0 e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad w = 0 \quad (5.28.a)$$

$$\text{à } z = L, \quad p_f = 0 \quad \text{et} \quad \sigma = 0 \quad (5.28.b)$$

où p_f est la pression interstitielle.

En appliquant ces conditions aux limites et l'équation (5.24a), les déplacements peuvent être dérivés en termes de parties individuelles des deux ondes de compression comme :

$$u_1 = u_0 \frac{\delta_1}{\delta_1 - \delta_2} \frac{\cos[k_1(L-z)]}{\cos(k_1L)} \quad (5.27.a)$$

$$u_2 = -u_0 - \frac{\delta_2}{\delta_1 - \delta_2} \frac{\cos[k_2(L-z)]}{\cos(k_2L)} \quad (5.27.b)$$

$$w_1 = u_0 \frac{1}{\delta_1 - \delta_2} \frac{\cos[k_1(L-z)]}{\cos(k_1L)} \quad (5.27.c)$$

$$w_2 = -u_0 - \frac{1}{\delta_1 - \delta_2} \frac{\cos[k_2(L-z)]}{\cos(k_2L)} \quad (5.27.d)$$

où k_1 et k_2 sont les nombres d'onde des première et seconde ondes de compression (P_1) et (P_2), respectivement, qui s'expriment :

$$k_1^2 = \frac{(K_{12}M_{21} - K_{22}M_{11} - iK_{12}b/\omega)\omega^2}{K_{12}K_{21} - K_{11}K_{22}} \quad (5.28.a)$$

$$k_2^2 = \frac{(K_{11}M_{22} - K_{21}M_{11} - iK_{12}b/\omega)\omega^2}{K_{11}K_{22} - K_{21}K_{12}} \quad (5.29.b)$$

5.5. Résultats et discussions

5.5.1. Effets des incertitudes sur la vitesse et l'atténuation des ondes de compression

Les effets des variations aléatoires de la porosité et du degré de saturation d'une couche saturée de 30 m d'épaisseur reposant sur un demi-espace élastique sur les composantes de vitesse moyenne normalisée en fonction de la fréquence et l'inverse de la perméabilité ($1/\kappa$) pour les deux types d'ondes de compression P_1 et P_2 sont étudiés les autres paramètres sont maintenus déterministes avec des valeurs moyennes présentés dans le Tableau 5.1.

Tableau 5.1 Valeurs moyennes des paramètres incertains d'une couche de sol poreuse anisotrope.

Quantités	Notation	Valeur
Module de compression de squelette solide	K_h	86.7 MP _a
Module de compression des grains solides	K_s	36 GP _a
module de compression d'eau	K_w	2 GP _a
Constante de Lamé de squelette solide	μ	40 MPa
Perméabilité	k	10^{-10} m/s
Viscosité de fluide	η	10^{-3} N s/m ²
Densité des grains	ρ_s	2650 kg/m ³
Porosité	ϕ	0.4

D'après les figures 5.2 à 5.5 on peut voir que la tendance de variation de la vitesse normalisée des ondes de compression avec une fréquence croissante est la même que la tendance avec une perméabilité croissante.

Les figures (5.2a et 5.3a) et les figures (5.2b et 5.3b) montrent l'effet des variations aléatoire de la porosité sur la phase moyenne normalisée et l'atténuation pour les deux types d'onde de compression P_1 et P_2 , respectivement, avec des Cvs dans la plage de 0 à 30%. La figure 5.2 montre que la variation aléatoire de la porosité provoque une diminution d'atténuation pour les ondes P_1 , d'autre part les ondes de compression secondaire P_2 sont sensiblement influencé par ces variations (Figure 5.3).

Pour la variation aléatoire du degré de saturation, il est clair de la figure 5.4 que lorsque le coefficient de variation (Cv) du degré de saturation augmente, la vitesse moyenne normalisée des ondes P_1 décroît alors que les atténuations moyennes (Figure 5.4b) augmentent, d'autre part les ondes de compression secondaire P_2 sont toujours sensiblement influencé par ces variations (Figure 5.5).

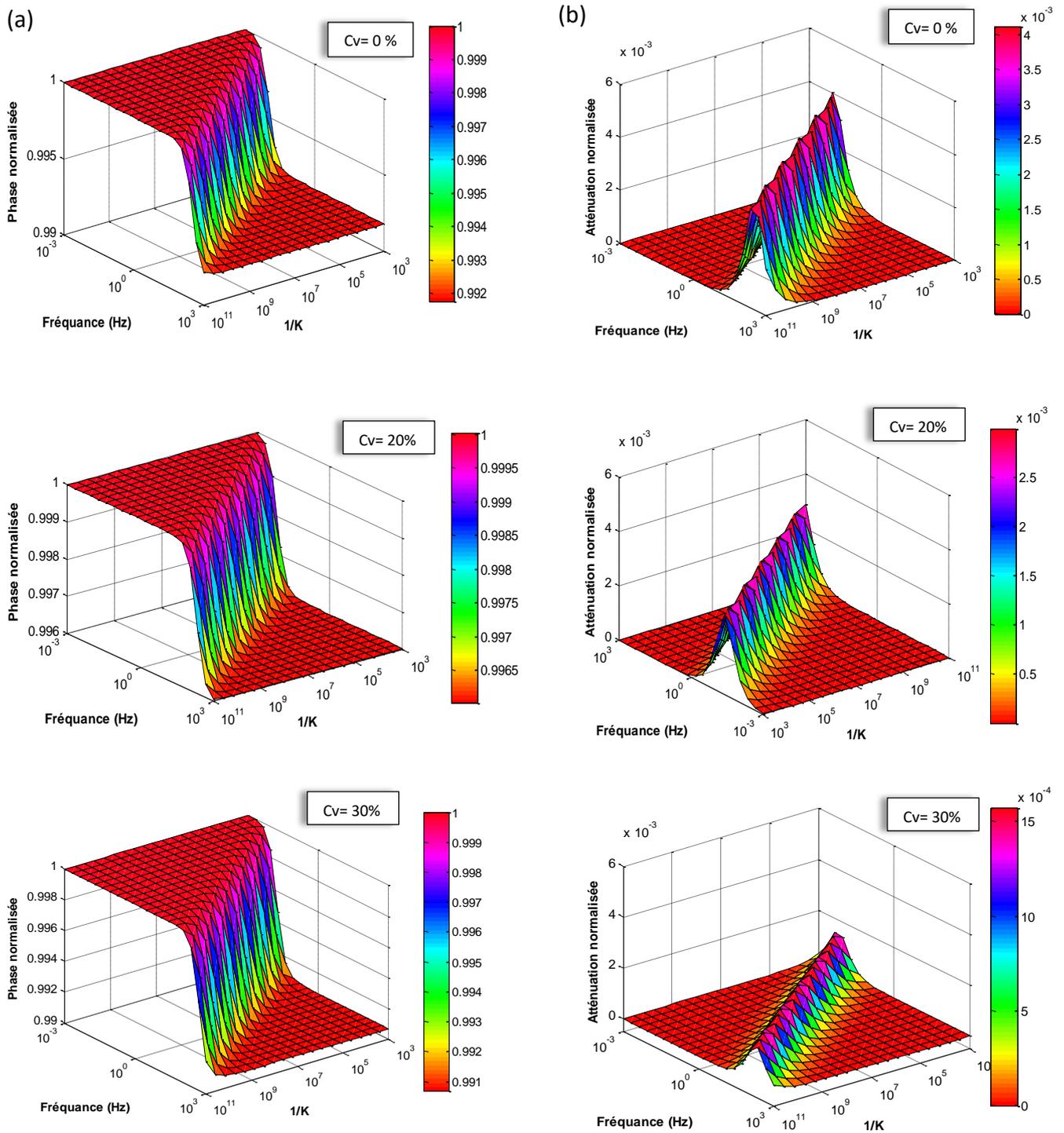


Figure 5.2. Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_1 : (a) phase, (b) atténuation.

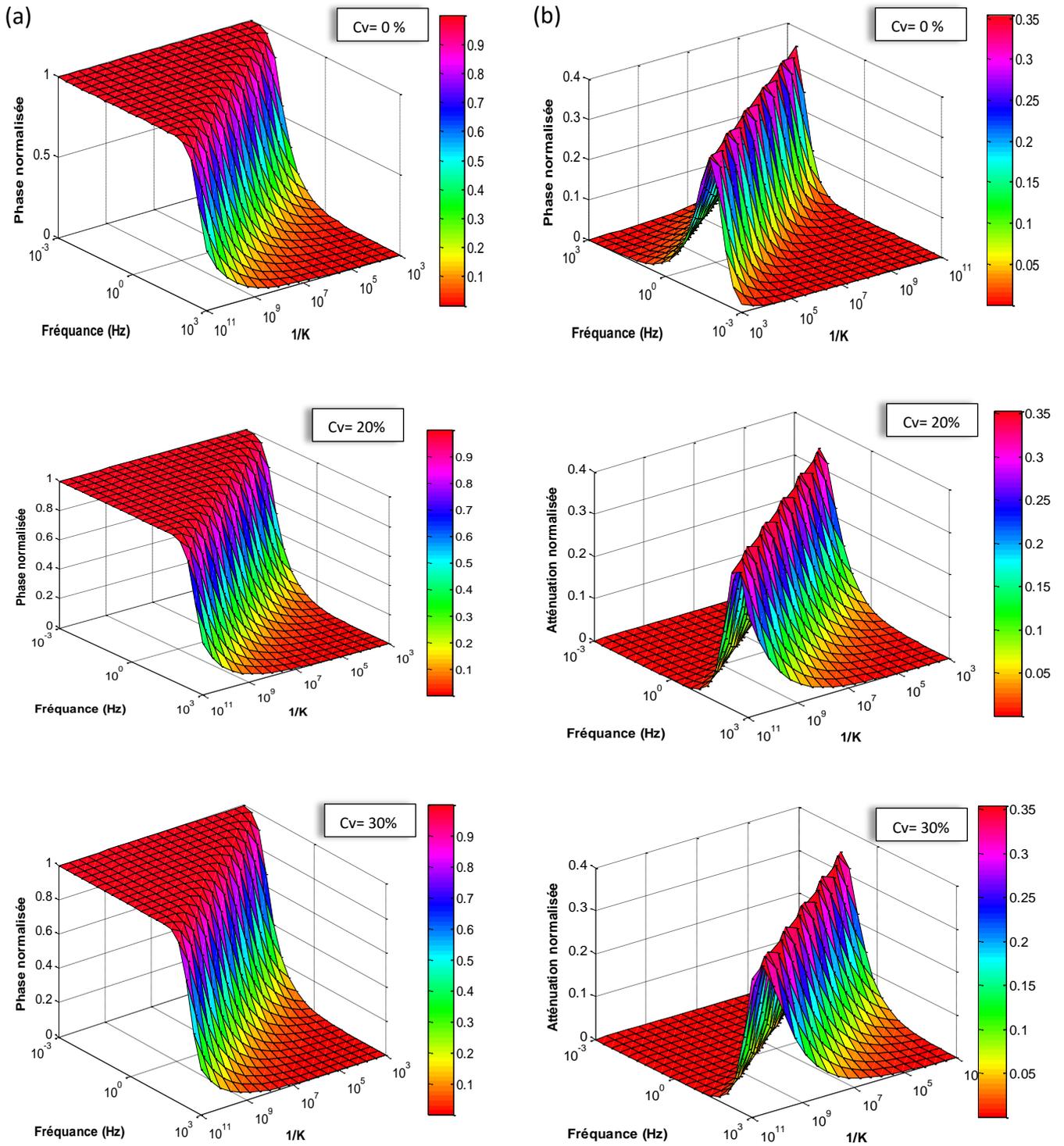


Figure 5.3. Effet des variations aléatoires de la porosité sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_2 : (a) phase, (b) atténuation.

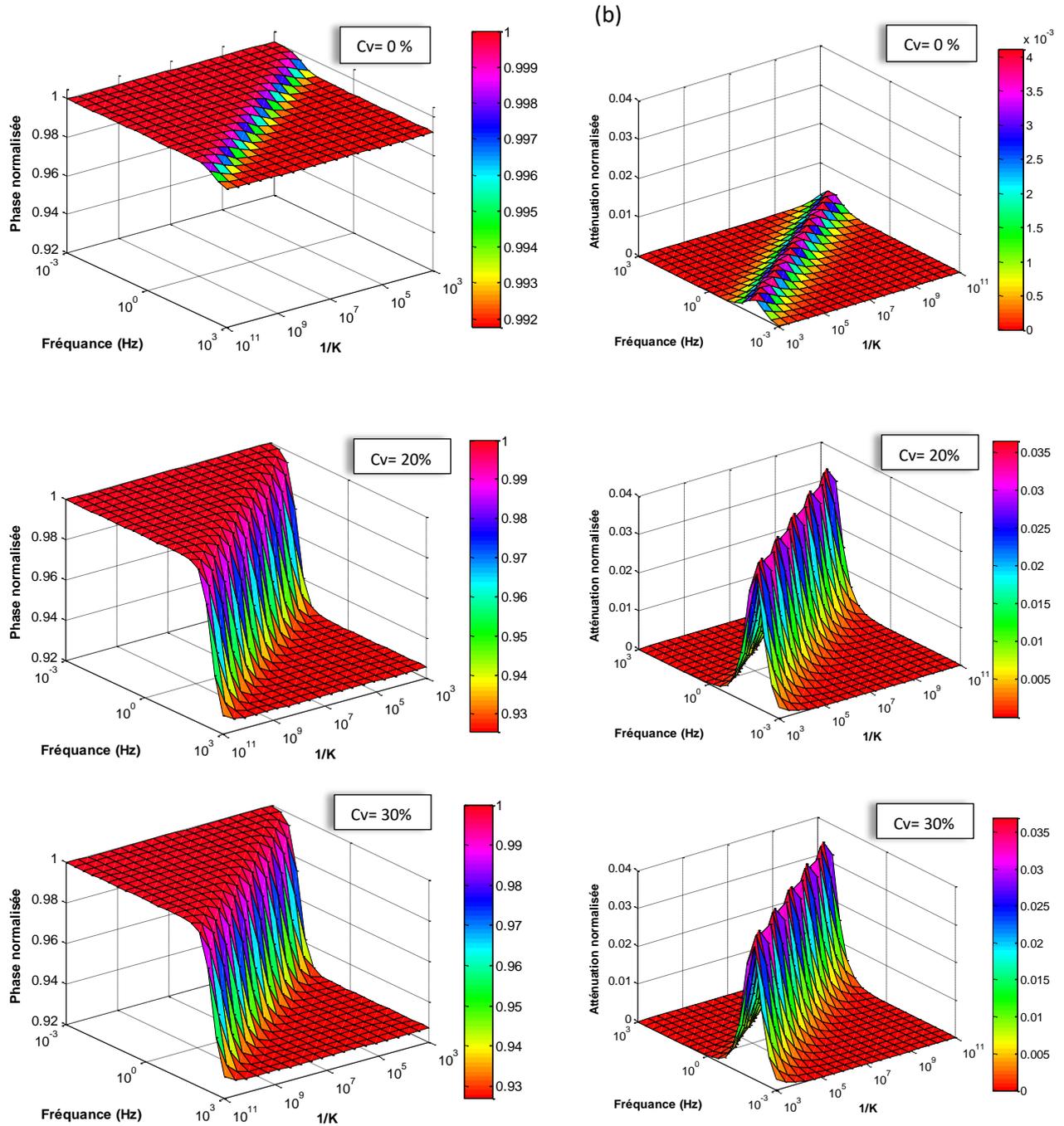


Figure 5.4. Effet des variations aléatoires du degré de saturation sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_1 : (a) phase, (b) atténuation.

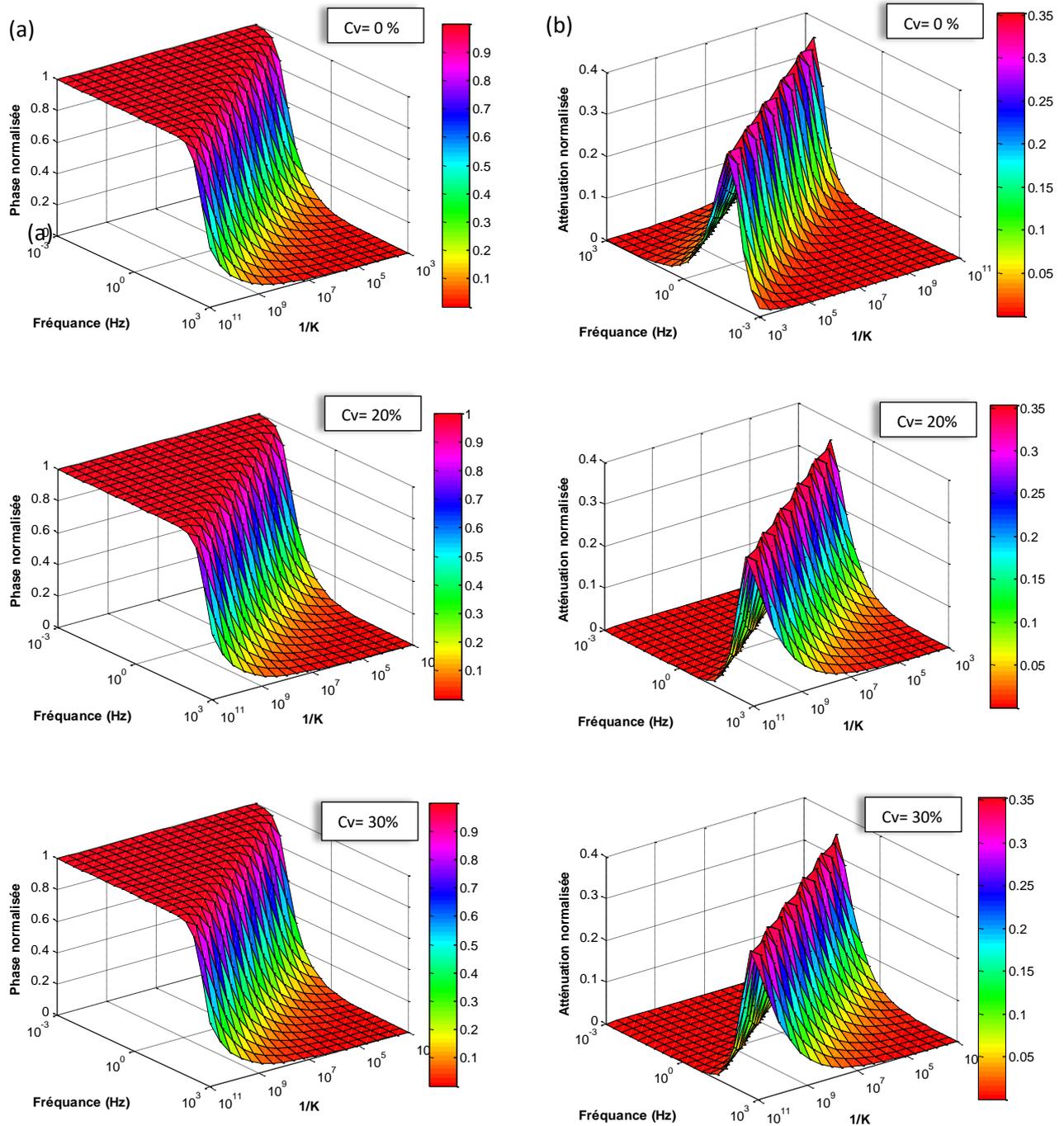


Figure 5.6. Effet des variations aléatoires du degré de saturation sur les composantes de vitesse moyenne normalisée de l'onde de compression P_2 : (a) phase, (b) atténuation.

5.5.2. Effet des variations aléatoire sur amplification des mouvements sismique

Dans cette section, nous étudions les effets de l'incertitude des propriétés du milieu poreux (porosité et degré de saturation) sur l'amplification sismiques pour les deux types d'ondes de compression (P_1) et (P_2) dans les mêmes environnements précédents (Tableau 5.1) ou les paramètres incertains sont modélisés comme des variables aléatoires, les autres paramètres sont maintenus déterministes. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 représentent les effets des variations aléatoires de la porosité et du degré de saturation pour deux niveaux de saturation : 1) pour un milieu totalement saturé $Sr = 1$, (Figure 5.8) et 2) pour un milieu partiellement saturé $Sr = 0.9$ (Figure 5.9).

Il est clair d'après ces figures que l'amplification des mouvements verticaux dans un milieu totalement saturé ($Sr = 100\%$) est faible par rapport à celle dans un milieu partiellement saturé. D'autre part, dès que le degré de saturation commence à augmenter légèrement dans un milieu partiellement saturé, l'amplification due à l'onde (P_1) augmente également tandis que ce comportement est inversé pour l'onde (P_2). Par ailleurs, le comportement du milieu poreux vis-à-vis des deux ondes (P_1) et (P_2) est guidée par celle de l'onde P_1 .

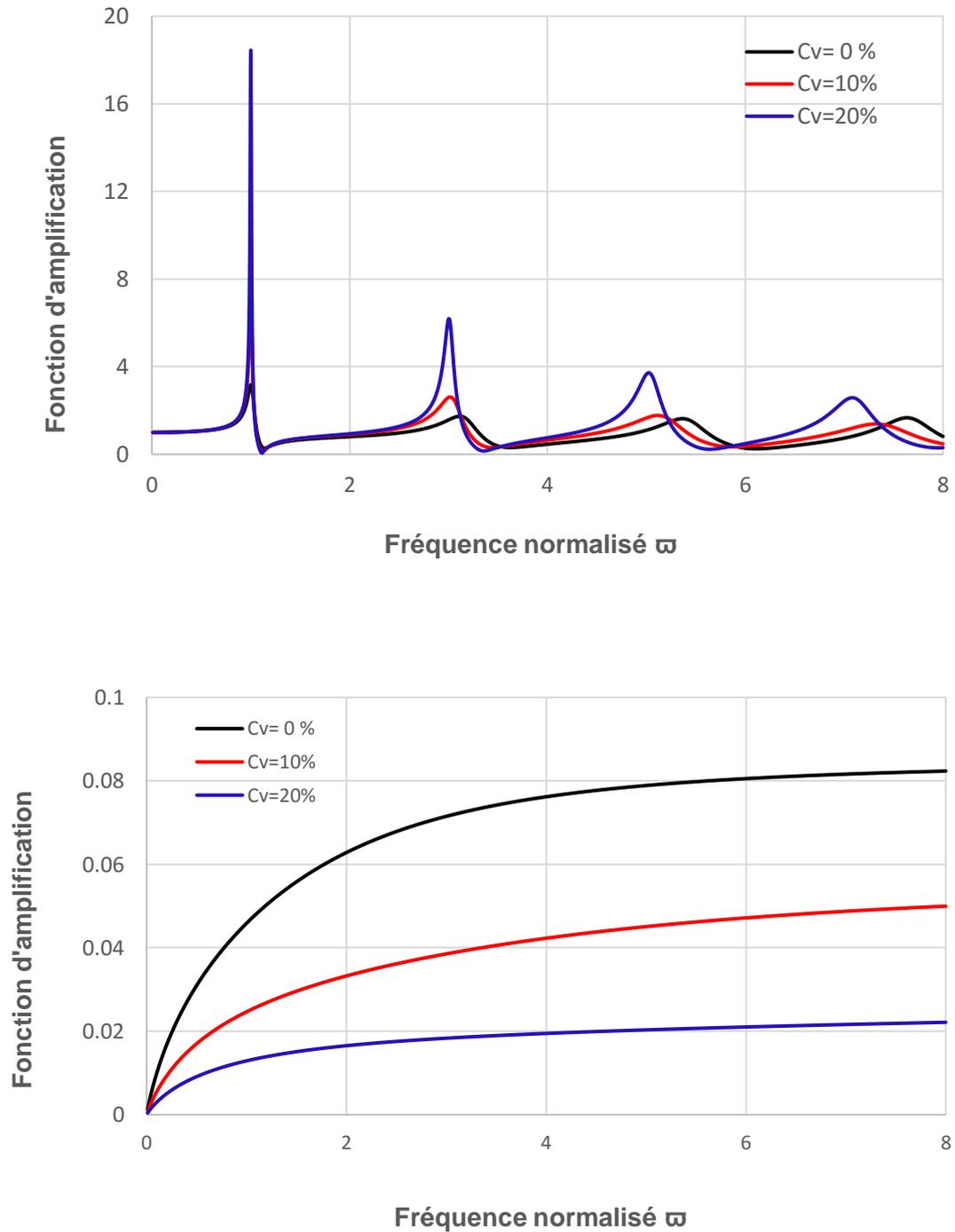


Figure 5.7 Effet des Variations aléatoires de la porosité sur le déplacement moyen normalisé des: (a) onde de compression P_1 (b) onde de compression P_2 .

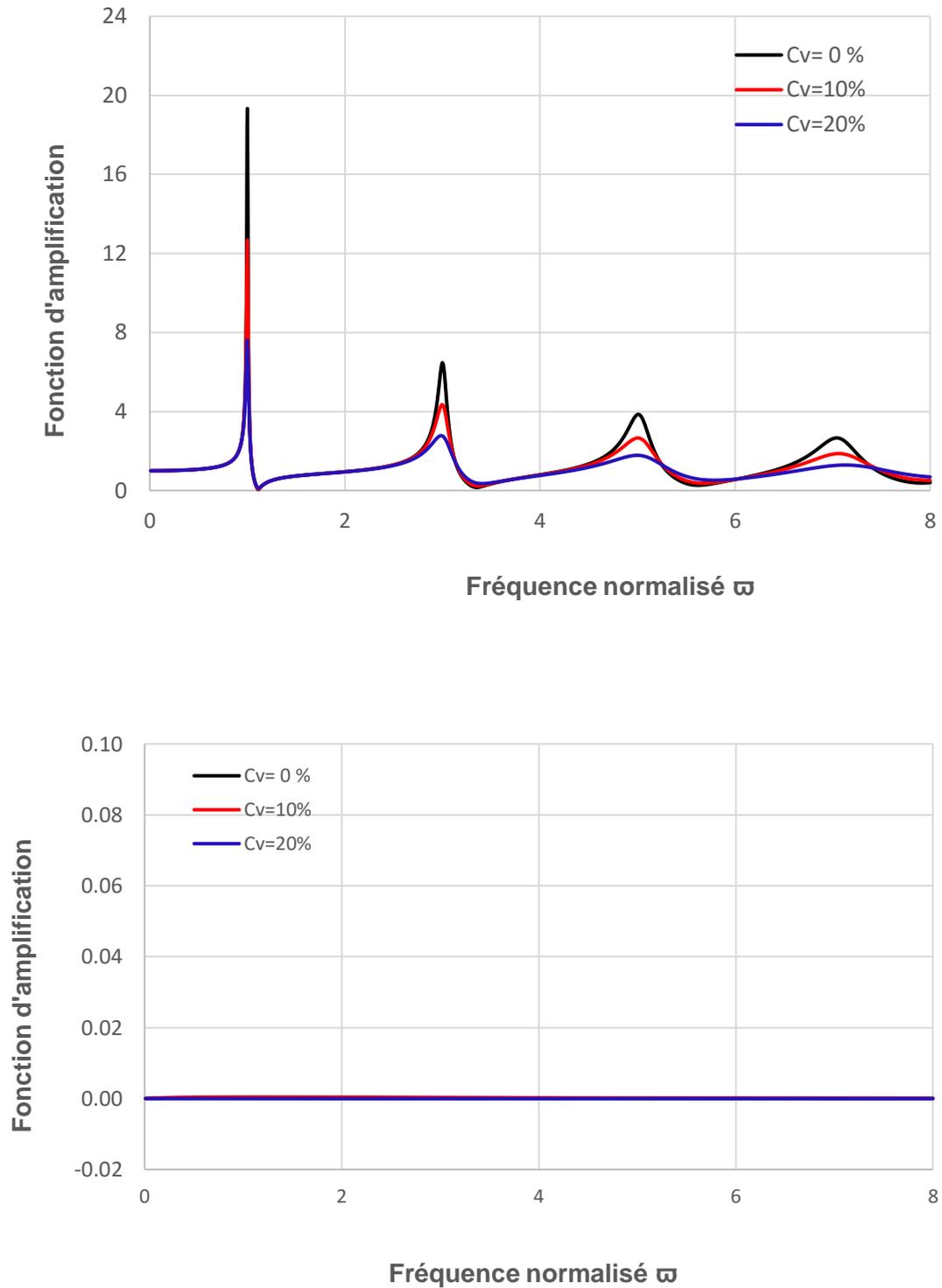


Figure 5.8 Effet des Variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement moyen normalisé d'une couche partiellement saturé pour: (a) onde de compression P_1 (b) onde de compression P_2

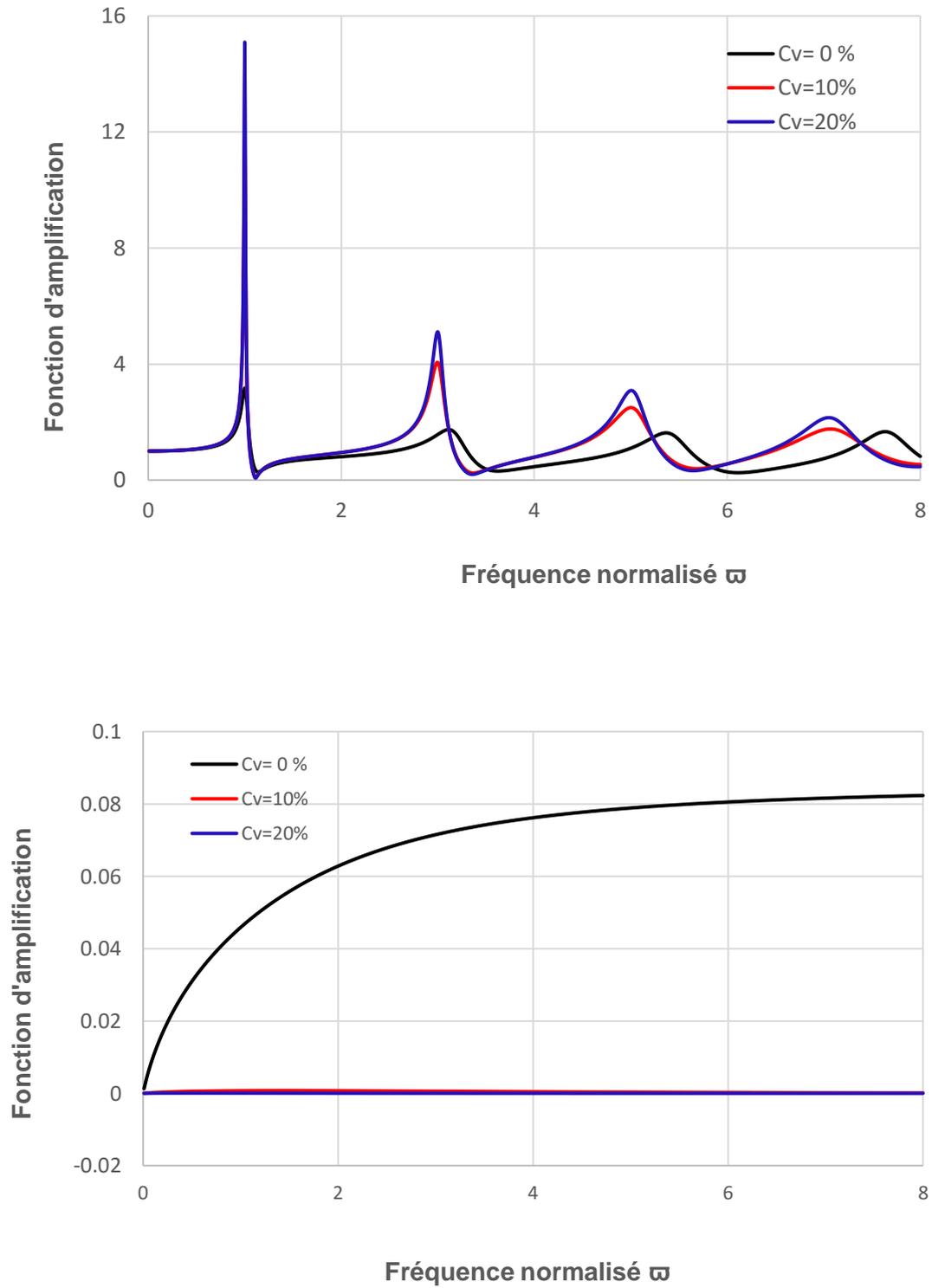


Figure 5.9 Effet des Variations aléatoires du degré de saturation sur le déplacement moyen normalisé d'une couche totalement saturé pour: (a) onde de compression P_1 (b) onde de compression P_2

5.6. Conclusions

A travers cette étude, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la prise en compte du degré de saturation en eau comme paramètre incertain sur le déplacement normalisé ou l'amplification des mouvements sismiques dans les milieux poreux non saturés.

Il est également montré que même des faibles variations dans le degré de saturation provoquent des variations importantes notamment dans l'amplification due à l'onde de compression P_1 . Tandis que l'amplification due à la seconde onde de compression (P_2) est très faible.

Chapitre 6

*Etude d'un cas : site d'Adapazari,
séisme de Kocaeli en 1999*

6.1. Introduction

L'approche présentée dans les chapitres précédents est appliquée à l'étude d'un cas concernant le bassin de la ville d'Adapazari (en Turquie) afin d'estimer les accélérations du mouvement du sol qui n'ont pas été enregistrés pendant le choc principal du séisme de Kocaeli en 1999 de magnitude de 7.4 et afin de comprendre le processus dommageable en intégrant les effets des incertitudes de la porosité.

Ayant le profil de sol d'un site rocheux (Sakarya), près du site d'Adapazari, le mouvement de référence sous forme d'un accélérogramme est considéré celui déconvolué à la base du site de Sakarya. Après l'obtention de la fonction d'amplification, le mouvement du sol ainsi obtenu à la base rocheuse d'Adapazari est utilisé pour estimer les accélérations en surface du site d'Adapazari.

6.2. Séisme de Kocaeli en 1999 et bref aperçu de la ville d' Adapazari

Le 17 août 1999, à 3h00 du matin, la Turquie est frappée par un nouveau séisme ravageur de magnitude 7.4. Cette fois, ce sont les régions de Kocaeli et de Sakarya, au voisinage d'Istanbul, sur les limites ouest de la faille Nord Anatolienne, qui sont particulièrement touchées.

Le séisme a généré six mouvements dans un rayon de 20 km de la faille (Sakarya, Yarimca, Izmit, Duzce, Arcelik et Gebze), qui enrichit la base de données des mouvements du sol fort enregistré près de la source lors du séisme de $M_w = 7.4$. Les deux stations les plus proches de la faille sont Sakarya (3,3 km) et Yarimca (4,4 km). Sakarya est fondée sur un sol rigide, tandis que Yarimca est fondée sur un sol meuble. Mais, l'accélération maximale du sol d'environ 0.4 g a été enregistré à Sakarya, près d'Adapazari. De nombreuses répliques ont été enregistrées à Yalova, Izmit et Adapazari. Cette dernière a été fortement endommagée suite au séisme. Des

dégâts importants (Figure 6.1) dans cette zone loin de l'épicentre ont été attribuées aux effets de site (Erdik 2000).



Figure 6.1 Effets de sites dans la zone de remplissage alluvial d'Adapazari (Rapport AFPS 1999).

La ville d'Adapazari a été sévèrement touchée et les phénomènes annexes tel que la liquéfaction y ont été nombreux (Figure 6.2) (Cetin et al, 2002). La ville repose sur un substrat essentiellement alluvial (Sables et sols non consolidés). De nombreux immeubles se sont enfoncés et d'autres ont basculé (Figure 6.3). Les basculements et le renversement des immeubles d'Adapazari relèvent indiscutablement d'un phénomène de liquéfaction. En d'autres termes, la consolidation du sous-sol et les paramètres annexes ont joué un rôle important dans l'étendue et l'importance des dommages causés aux différentes structures.



Figure 6.2 Fissures émissives et volcans de sables à Adapazari (Rapport AFPS 1999).



Figure 6.3 Basculement (de 55°) d'un immeuble à Adapazari (Celebi et al., 2000).

Au -delà des manifestations de ruptures cosismiques de la faille, toutes les formes d'effets dus aux conditions de sol (effets de site, effets induits tels que la liquéfaction et mouvements de terrain) ont été observées en de très nombreuses localités et en particulier à l'Est et l'Ouest d'Adapazari,

Les formations superficielles testées sont des sables, parfois limoneux ou graveleux, des limons et des argiles éventuellement organiques. Les caractéristiques mécaniques sont médiocres (sols de type C au sens de l'Eurocode) à moyennes (sols de type B) et deviennent bonnes (sols de type A) (Figure 6.4).

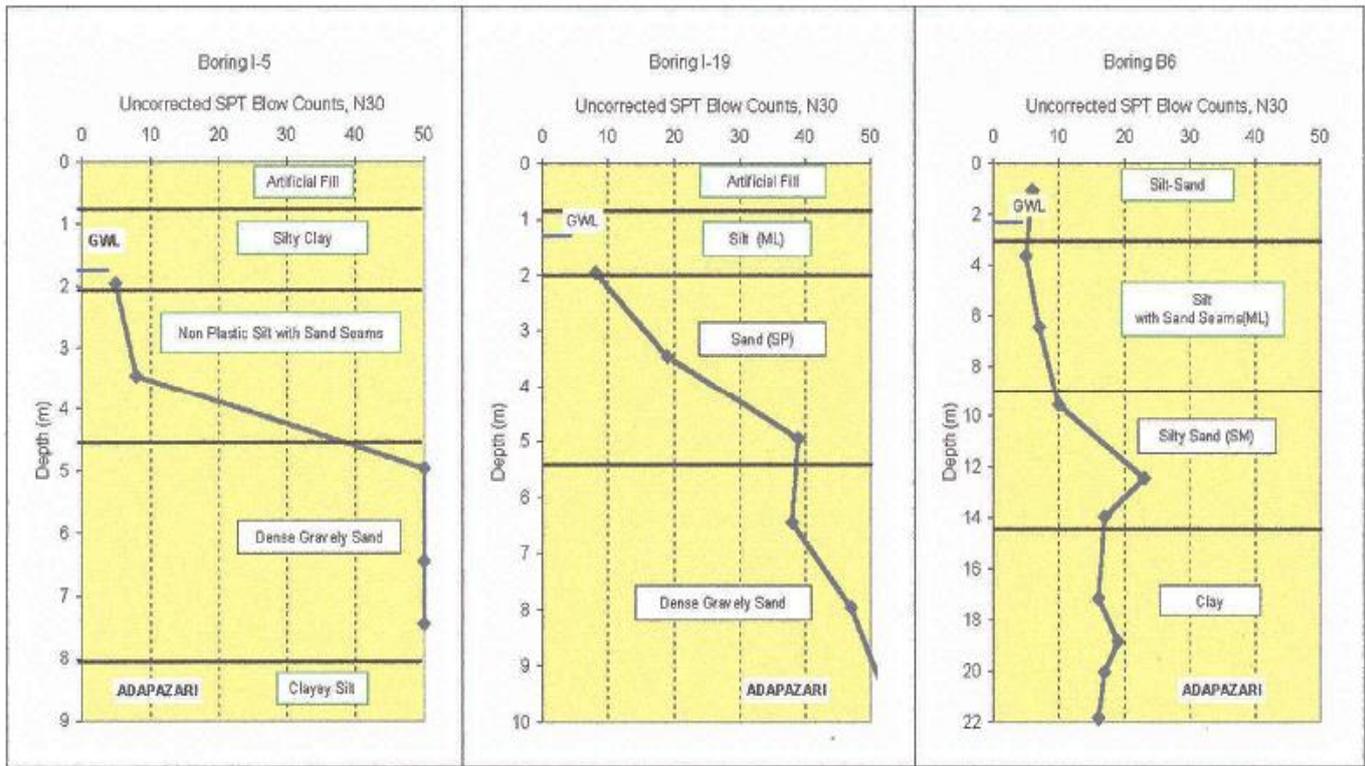


Figure 6.4 Sondage de pénétration au carottier (SPT), à Adapazari (Rapport AFPS 1999).

6.3. Données expérimentales au site d'Adapazari

Le site d'Adapazari a été développé sur de jeunes dépôts de plaine inondable de la rivière de Sakarya. Par conséquent, on pensait que les dépôts de sol meubles avaient des effets importants sur ces dommages (Komazawa et al., 2000). La coupe transversale des couches de sol et la topographie de surface autour du site d'Adapazari est illustrée à la figure 6.5.

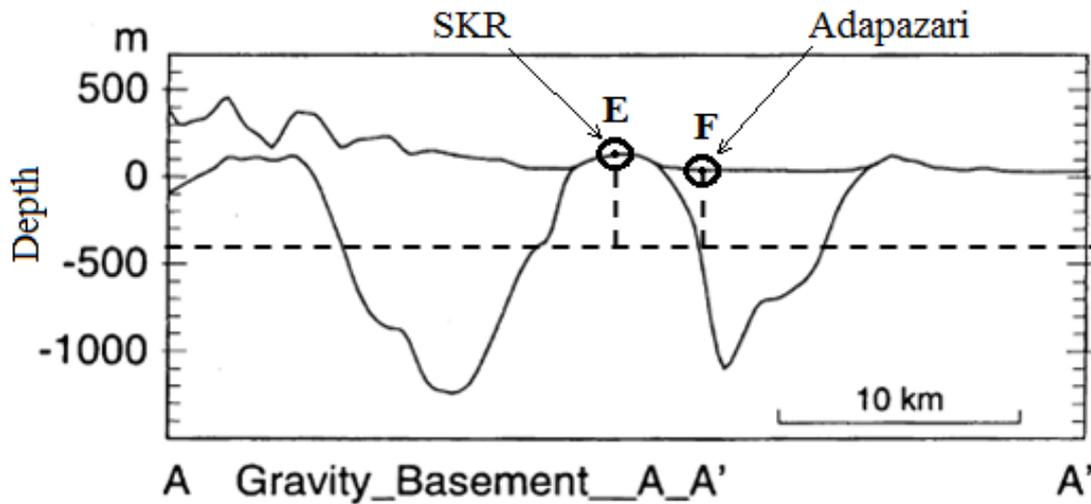


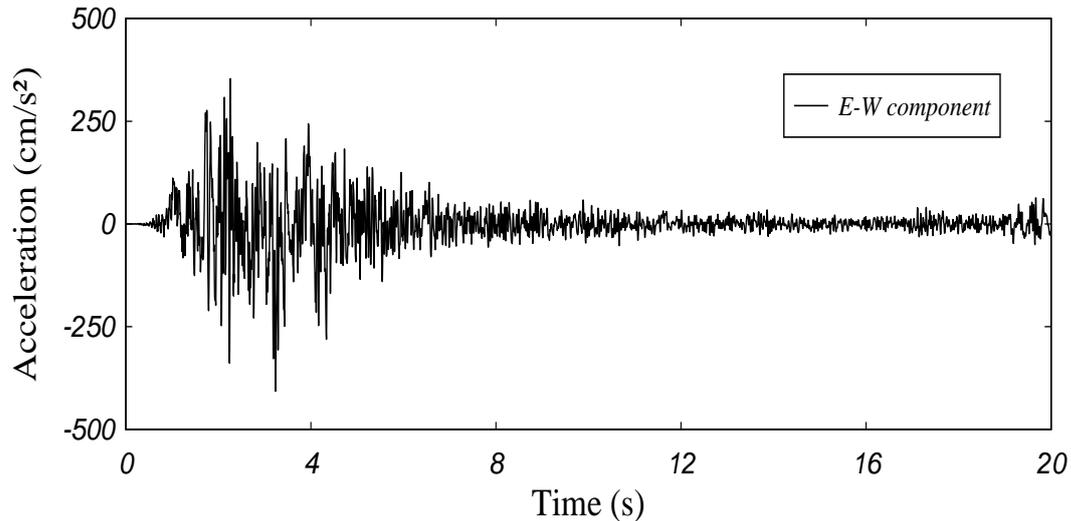
Figure. 6.5 Coupe transversale des couches de sol et topographie de surface autour du site d'Adapazari (Komazawa et al. 2002).

Le site de Sakarya (SKR) est situé sur un sol très dur ($V_s > 1000$ m/sec), tandis que les sédiments épais et mous recouvrent le centre-ville d'Adapazari. Les données géotechniques des sites sélectionnés sont indiquées dans le tableau 6.1. Les valeurs moyennes de la porosité et la perméabilité sont supposées égales à 0.4 et 10^{-7} m/s, respectivement. L'amortissement a été fortement estimé à 7%.

Le tremblement de terre a généré un grand nombre d'enregistrements de mouvements de sol à moins de 200 km de la faille. La composante E-W des enregistrements d'accélération à la surface du site rocheux de Sakarya (site E) est représentée sur la figure 6.6. Le mouvement du sol au centre de la ville d'Adapazari pendant le choc principal (non enregistré) était estimé à deux ou trois fois supérieur à celui de SKR (Kudo et al. 2000). Mais il était difficile d'interpréter quantitativement la variation de la gravité du mouvement du sol et sa relation avec les dommages causés par le séisme dus à la limitation des données géologiques de la surface et / ou géotechniques près des sites d'observation et des zones endommagées (Kudo et al 2000).

Tableau 6.1 Caractéristiques des profiles de sol des sites SKR et Adapazari.

Site rocheux SKR (E)				
N°couche	Epaisseur (m)	Vitesse de Cisaillement (m/s)	Masse volumique (kg/m ³)	Amortissement (%)
1	72	1050	2500	7
2	56	1500	2500	7
Rocher	-	2000	2500	7
Site meuble d'Adapazari (F)				
1	65	200	1700	7
2	90	500	1800	7
3	250	1000	2000	7
Rocher	-	3500	2500	7

**Figure. 6.6** Accélérations enregistrées à la station de Sakarya (site E) lors du tremblement de terre de Kocaeli du 17 août 1999.

6.4. Estimation du mouvement du sol dans le bassin d'Adapazari

Afin de comprendre le processus dommageable et parce qu'aucun enregistrement de mouvement fort n'a été obtenu durant le choc principale, il est prévu dans cette section d'estimer le mouvement du sol fort dans cette zone en intégrant les effets des incertitudes de la porosité. D'autre part, afin d'avoir une meilleure idée de la contribution des conditions de sol dans les mouvements du sol estimés à Adapazari, les caractéristiques corrigées du sol et les coefficients d'amortissement identifiés de toutes les couches du profil de sol d'Adapazari (site F) obtenues par une analyse inverse (Khellafi et al., 2016) sont utilisés (Tableau 6.2). Les fonctions d'amplification correspondant aux données expérimentales (Tableau 6.1) et aux données identifiées (Tableau 6.2) sont représentées sur les Figures. 6.7a et 6.7b, respectivement, pour des variations aléatoires de la porosité.

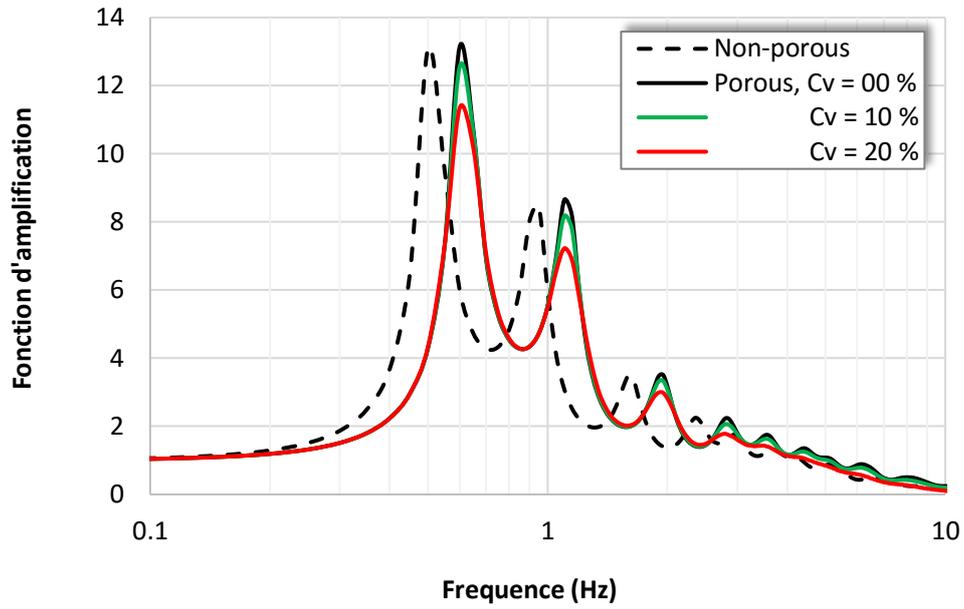
A partir de la figure 6.7, on constate que l'augmentation des variations aléatoires de la porosité diminue l'amplitude de la fonction d'amplification dans les deux cas de profils de sol (avec des données expérimentales et identifiées). Pour un C_v de la porosité de 20%, l'amplitude de la fonction d'amplification à la fréquence fondamentale (0.6 Hz) est atténuée d'environ 14% et 20% pour les données expérimentales et identifiées, respectivement. Les amplitudes de la fonction d'amplification obtenues en utilisant les données identifiées (Figure 6.7b) sont significativement supérieures à celles obtenues avec les données expérimentales (Figure 6.7a) en raison des faibles valeurs d'amortissement identifiées mais les fréquences fondamentales sont conservées.

Tableau 6.2 Caractéristiques corrigées (h , V_s et ρ) et identifiées (ξ) du profil de sol du site d'Adapazari (Khellafi et al., 2016).

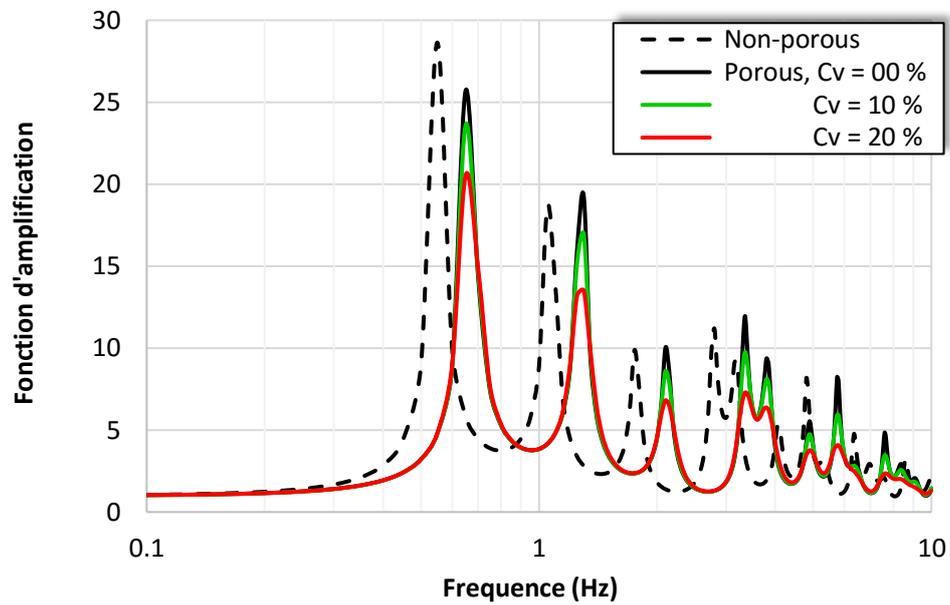
Épaisseur (m)	Vitesse de cisaillement (m/s)	Masse volumique (kg/m^3)	Amortissement (%)
13.0	210	1670	0.3
23.5	260	1750	0.2
27.0	250	1740	0.9
28.0	540	1780	0.6
29.5	470	1760	0.3
33.0	530	1770	4.3
83.5	1070	2040	3.1
83.0	1040	2010	3.9
90.0	1050	2030	5.8
Bedrock	3500	2500	1.0

Cette variation peut être expliquée par la longue durée du mouvement enregistré au site SKR (Erdik 2000) en raison des réflexions et réfractions multiples aux interfaces des couches. Après l'obtention de la fonction d'amplification, la composante E-W du mouvement du sol à SKR (Figure 6.6) est déconvoluée à la base rocheuse du site d'Adapazari pour être utilisée comme mouvement d'excitation pour estimer les accélérations à la surface du site d'Adapazari.

En utilisant les données expérimentales (Tableau 6.1) et identifiées (Tableau 6.2) au site d'Adapazari, la réponse en surface libre est obtenue sous formes des accélérations (Figures 6.8 et 6.9), respectivement. Les résultats à la surface libre du site étudié correspondant au cas non poreux (Figures 6.8 (a) et 6.9 (a)) et pour le cas poreux (Figures 6.8 (b,c) - Figures 6.9 (b,c)) sont obtenus et comparés



(a) Pour les données expérimentales



(b) Pour les données identifiées

Figure. 6.7 Effets des incertitudes de la porosité sur la fonction d'amplification moyenne au site d'Adapazari.

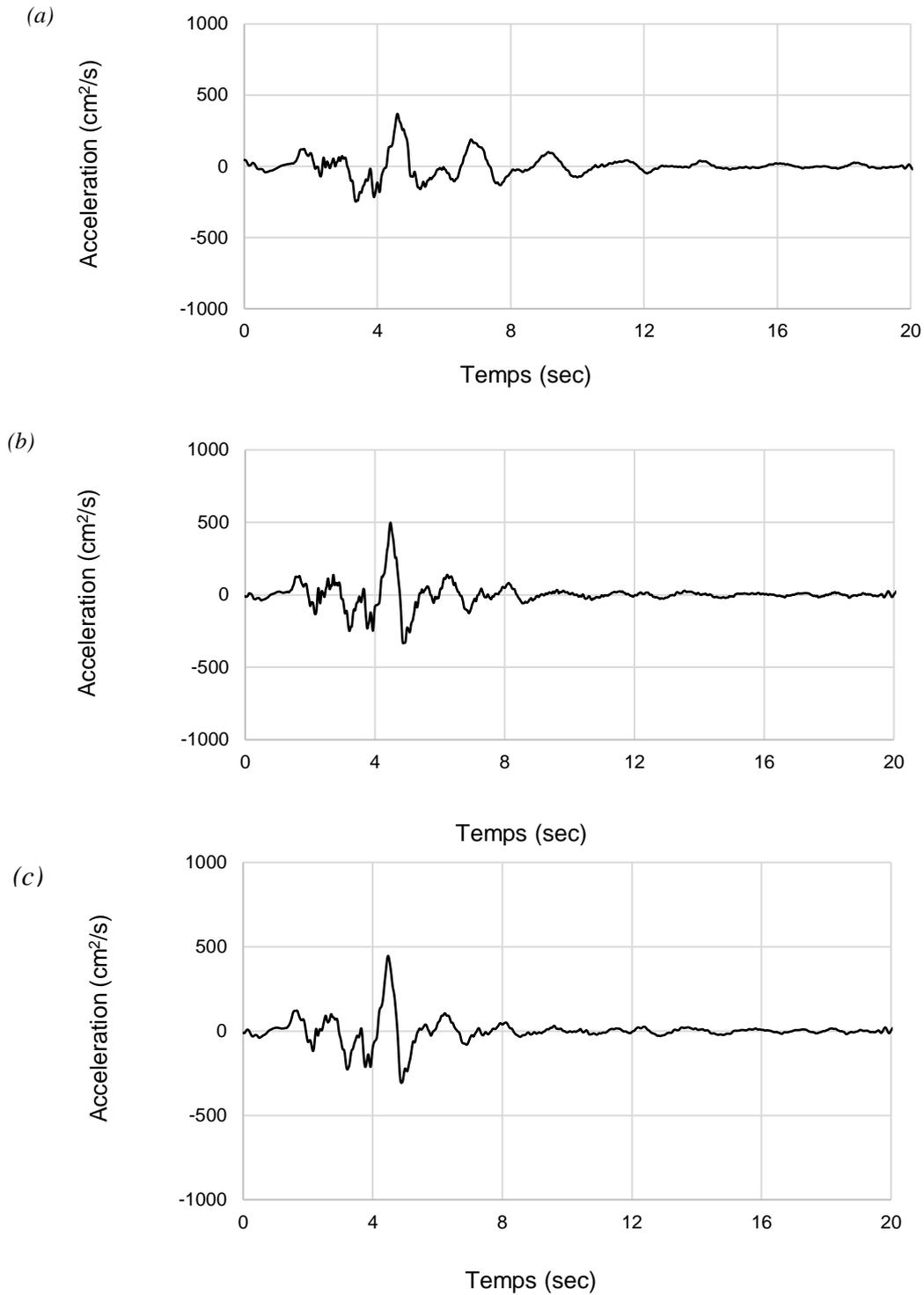


Figure. 6.8. Accélérations estimées à la surface libre du site d'Adapazari: (a) non poreux avec des données expérimentales, (b) poreux avec des données expérimentales et porosité déterministe (c) poreux avec des données expérimentales et porosité aléatoire.

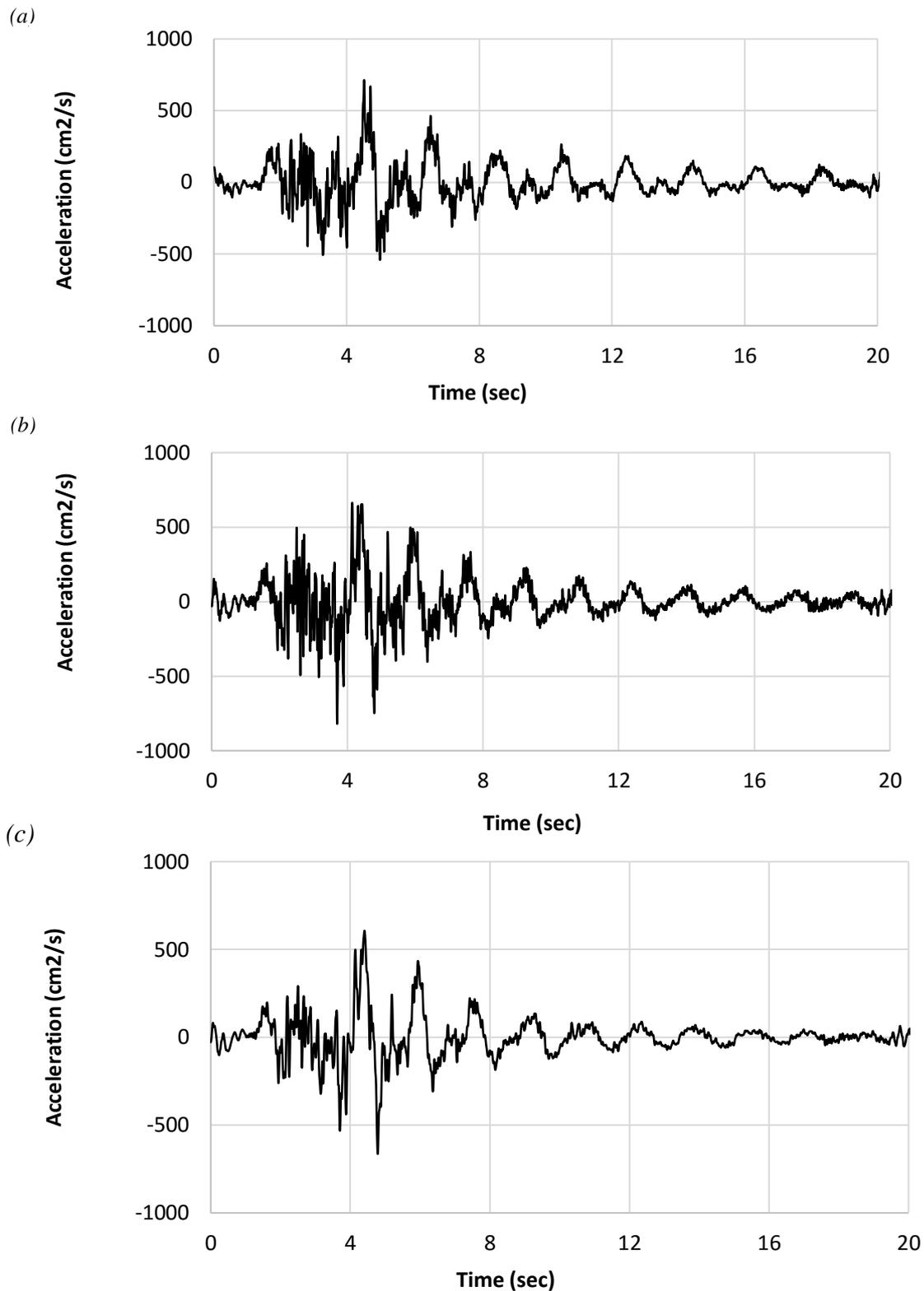


Figure. 6.9 Accélérations estimées à la surface libre du site d'Adapazari: (a) non poreux avec des données identifiées, (b) poreux avec des données identifiées et porosité déterministe, (c) Poreux avec données identifiées et porosité aléatoire.

D'après la figure 6.8, on peut noter que lorsque le profil de sol du site d'Adapazari est considéré comme non poreux, les accélérations maximales à la surface du sol sont de 0.37 g et de 0.71g pour les données expérimentales et identifiées, respectivement.

Cependant, lorsque la porosité est prise en compte ($\phi = 0.4$), les accélérations maximaux en surface du sol du même site augmentent à 0.49 g et de 0.82 g pour les données expérimentales et identifiées, respectivement. L'accélération de 0.82g à la surface du sol est proche de celle obtenue par Khellafi et al. (2016) par une approche stochastique et concorde avec les dommages élevés des constructions au centre-ville d'Adapazari. Mais lorsque la porosité est considérée comme variable aléatoire avec une valeur de Cv de 20% (Figures 6.8(c) et 6.9 (c)), l'accélération maximale en surface du sol est réduite à 0.45g et 0.66g pour les données expérimentales et identifiées, respectivement.

Cette variation dans la réponse du site d'Adapazari montre l'importance de considérer la caractère bi-phasique dans l'analyse sismique, d'autre part elle met en évidence de l'effet qu'exerce les incertitudes au tour de la porosité dans la réponse du site.

6.5 Conclusions

L'analyse de la réponse du site d'Adapazari dans le cadre de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux avec une porosité incertaine a permis une meilleure compréhension du processus de dommages enregistrés dans cette zone lors du séisme de Kocaeli en 1999. Par conséquent, les conclusions suivantes peuvent être dégagées :

- (i) Sous l'hypothèse d'un milieu non poreux, l'accélération maximale du sol obtenue avec les données expérimentales est modérée (0.37g) mais inférieure à celle obtenue avec les données identifiées (0.71g) mais les deux ne concordent pas avec le niveau de dommages élevé observé dans cette zone,

- (ii) Les accélérogrammes obtenues avec les données identifiées présentent plus de pics dus aux multiples réflexions et réfractions des ondes sismiques aux interfaces des couches et les valeurs maximales sont plus élevées en raison des faibles valeurs d'amortissement identifiées comme l'indiquent les multiples pics de la figure 6.7 (b),
- (iii) sous l'hypothèse d'un milieu poreux, les accélérations maximales du sol atteignent des valeurs très élevées (Figures 6.8 (b), 6.9 (b)) et concordent avec la déformation du sol induite par la liquéfaction observée dans cette zone,
- (iv) sous l'hypothèse d'un milieu poreux à porosité aléatoire, les accélérations maximales du sol sont réduites (figures 6.8 (c) -6.9 (c)) par rapport au cas non poreux (figures 6.8 (a) – 6.9(a)).

Conclusions Générales
et
Recommandations Futures

1. Conclusions générales

Le travail contenu dans ce mémoire a visé, essentiellement, la mise en évidence des effets des paramètres incertains du sol sur la réponse dynamique des milieux poreux multiphasiques afin d'étudier les effets et les applications de la propagation des ondes de compression P et ondes de cisaillement *SH* ainsi que l'onde de *Love* dans les milieux poreux à paramètres incertains.

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

La comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes a permis de conclure que les simulations de Monte Carlo, elles mêmes appartenant aux méthodes stochastiques, sont aussi efficaces à étudier la propagation des ondes dans les milieux stochastiques mais de façon rapide.

Les simulations de Monte Carlo ont été adoptées pour investiguer la réponse sismique des milieux poreux où l'on trouve que les variations aléatoires de la porosité changent les zéros de l'équation d'onde. De plus, l'augmentation des incertitudes dans la porosité (coefficient de variation élevé) diminue les amplitudes moyennes de la fonction d'amplification et déplace les fréquences fondamentales. Cependant, aucun effet n'est observé à la fois sur la dispersion des ondes de Love et sur la fonction d'amplification pour les variations aléatoires de la perméabilité.

Enfin, l'approche présentée est appliquée à l'étude d'un cas réel afin de déterminer la réponse en surface du sol en termes d'accélération. L'analyse de la réponse du site d'Adapazari dans le cadre de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux avec une porosité

incertaine a permis une meilleure compréhension du processus de dommages dans cette zone lors du séisme de Kocaeli en 1999 de magnitude de 7.4.

Sous l'hypothèse d'un milieu non poreux, l'accélération maximale du sol obtenue avec les données expérimentales est modérée mais inférieure à celle obtenue avec les données identifiées mais les deux ne concordent pas avec le niveau de dommages élevé observé dans cette zone, sous l'hypothèse d'un milieu poreux, les accélérations maximales du sol atteignent des valeurs très élevées et concordent avec la déformation du sol induite par la liquéfaction observée dans cette zone.

A travers cette étude, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la prise en compte de l'incertitude sur les propriétés des dépôts de sol dans n'importe quelle investigation dynamique stochastique de sol en utilisant les méthodes numériques stochastiques telle que les simulations de Monte Carlo qui sont aussi efficaces à étudier la propagation des ondes dans les milieux stochastiques mais de façon rapide.

2. Recommandations futures

Nous avons investigué ici les effets des incertitudes des milieux poreux sur les effets de propagation des ondes sismiques avec des variations aléatoires sur la porosité et la perméabilité.

Une étude stochastique complète sur les équations d'onde éclaircira mieux l'efficacité ou non des méthodes numériques dans le traitement de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux stochastiques par rapport aux simulations de Monte Carlo. D'autres paramètres peuvent également être étudiés en vue d'une étude complète.

D'autre part, si le dépôt de sol présente des irrégularités importantes, une étude telle que celle présentée ici, ne peut être convenable. A cet effet, la méthode des éléments finis stochastiques prend place.

Aussi, si nous voudrions que l'étude soit plus complète, il faudra introduire une excitation aléatoire en faisant appel aux concepts de la mécanique des vibration aléatoires.

Références Bibliographiques

- Aki K. and Chouet, B. (1975). Origin of coda waves: Source, attenuation and scattering effects. *J. Geophysics Research*. **80**, 3322–3342.
- Albers, B. and Wilmanski, K. (2006), “Influence of coupling through porosity changes on the propagation of acoustic waves in linear poroelastic materials”, *Arch. Mech.*, **58**, 313–325.
- 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**, 218–30.
- Al Rjoub Y.S. *Soil Structure Interaction In Poroelastic Soils*, Thèse de Doctorat, University Of Southern California, 2007, 133p.
- Assimaki, D., Pecker, A., Popescu, R. and Prevost, J. (2003), “Effects of spatial variability of soil properties on surface ground motion”, *J. Earthquake Eng.*, **7**, 1–44.
- ASTM. (2009). “Standard practice for classification of soils and soil aggregate mixtures for highway construction purposes.” ASTM D3282, West Conshohocken, PA.
- Baecher G. and Christian J. (2003). *Reliability and Statistics in Geotechnical Engineering*. Wiley, 1 Edition, 618 p.
- Bansal, S.R. and Kuldeepak. (2011), “Study of propagation of shear waves in a multilayer medium including a fluid-saturated porous stratum”, *International Journal of Theoretical and Applied Science*, **3**, 57-61.
- Barboura, S. *Modélisation micromécanique du comportement de milieux poreux non linéaires: Applications aux argiles compactées*. Thèse de Doctorat, Université De Pierre Et Marie Curie, 2007, 200p.
- Bastien D., *Propagation des ondes sismiques dans les milieux multiphasiques hétérogènes : modélisation numérique, sensibilité et inversion des paramètres poroélastiques*, thèse de doctorat, université de Grenoble, 2011, 230 p.
- Bezih, K., Chateauneuf, A., Kalla, M. and Bacconnet, C. (2015), “Effect of soil–structure interaction on the reliability of reinforced concrete bridges”, *Ain Shams Engineering Journal*, **01**, 2090-4479.
- Biot, MA. (1956a), “Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range”, *Journal of the Acoustical Society of America*, **28**, 168–178.
- Biot, M.A. (1956b), “Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range”. *Journal of the Acoustical Society of America*, **28**, 179–191.
- Blanzé C., (2000), *Incertitudes et probabilités dans le calcul des structures*, *Rapport Interne, Laboratoire De Mécanique Et Technologie, Université Paris 6*, 83 p.
- Bourbie T., Coussy O., Zinszner B., *Acoustique des milieux poreux*, *Publication Du L’institut Français Du Pétrole*, 1986, 214p.
- Cao Z. Wang Y. and Li D. (2017). *Probabilistic Approaches for Geotechnical Site Characterization and Slope stability analysis*. *Zhejiang University Press and Springer-Verlag Berlin Heidelberg*.

- Celebi, M., Toprak, S. and Holzer, T. (2000), “Strong-motion, site-effects and Hazard Issues in rebuilding Turkey: in light of the 17 August 1999 earthquake and its aftershocks”, *Int. J. for Housing Sci. and Its Applications*, **24**, 21-38.
- Cetin, K.O., Youd. T.L., Seed, R.B., Bray, J.D., Sancio, R., Lettis, W., Tolga, Yilmaz, M and Turan, D.H. (2002), “Liquefaction-induced ground deformations at Hotel Sapanca during Kocaeli (Izmit), Turkey earthquake, *Soil dynamics and earthquake engineering*, **22**, 1083–92.
- Chu L., Askar, A. Cakmak A.S. (1981), *Earthquake waves in a random medium*, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 5, 79-96.
- Crampin, S. (1970), “The Dispersion of Surface Waves in Multilayered Anisotropic Media”, *Geophysical Journal International*, **21**, 387-402.
- Coussy O., Mécanique des milieux poreux. Ed. Technip Paris, 1991.
- Coussy, O., (1995), Mechanics of porous media, John Wiley & Sons. Inc.
- Degrande G. De R.G. and Broeck V.D. (1998). P Wave Propagation In Layered Dry\ Saturated And Unsaturated Poroelastic Media, *International Journal of Solids and Structures*, **24**, 3642-3667.
- Dunn W.L. and Shultis J. K, (2012), Exploring Monte Carlo Methods, *Academic Press is an imprint of Elsevier*, 391p.
- Erdik, M. (2000), “ Report on 1999 kocaeli and düzce (turkey) earthquakes. *Bogazici University*, Turkey.
- Fenton G. A. and Vanmarcke E.H. (1998). Spatial Variation In Liquefaction Risk, *Géotechnique*, **48**, 819–831.
- Freeze RA, Cherry JA. Ground water. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice Hall; 1979.
- 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.
- Guellil, M.E., Harichane, Z., Berkane, H.D. and Sadouki, A. (2017), “Soil and structure uncertainly on the Foundation Structure dynamic response”, *Earthquakes and Structure*, **12**, 153-163.
- Gupta, S., Vishwakarma, S.K., Majhi, D.K. and Kundu, S. (2013), “Possibility of Love wave propagation in a porous layer under the effect of linearly varying directional rigidities”. *Applied Mathematical Modelling*, **37**, 6652–6660.
- Heider Y., Markert B. and Ehlers W., (2011), Dynamic Wave Propagation in Infinite Saturated Porous Media Half Spaces, *Computational Mechanics*, **27**, 1-19.
- Heider Y. *Saturated Porous Media Dynamics with Application to Earthquake Engineering*, Thèse de Doctorat, Université Stuttgart, Germany, 2012, 181p.

- Harichane, Z. Afra H. and Elachachi S. M. (2005). An identification procedure of soil profile characteristics from two free field accelerometer records, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **25**, 431-438.
- Hryniewicz Z., Hermans A.J. (1984), *Intensity of waves in a randomly non homogeneous Layered Medium*, Earthquake Engineering and Structural Dynamics, Vol. 12, pp.1-8.
- Hryniewicz Z., Hermans A.J. (1988), *Response of a randomly inhomogeneous layer overlying a homogeneous half-space to surface harmonic excitation*, Earthquake Engineering and Structural Dynamics, Vol. 16, pp. 735-744.
- Hryniewicz Z., Hermans A.J., *Free-field response from inclined body waves in a viscoelastic random medium*, Earthquake Engineering and Structural Dynamics, 1989, Vol. 18, pp.1025-40.
- Jeffrey A., *Advanced engineering mathematics*, University of Newcastle-upon-Tyne, (2002), 1155 p.
- Kakar, R. (2015), "SH-wave propagation in a heterogeneous layer over an inhomogeneous isotropic elastic half-space", *Earthquakes and Structures*, **9**(2), 305-320.
- Kim H. (2005). Spatial variability in soils: Stiffness and Strength. Ph.D. thesis, Georgia Institute of Technology, Géorgie.
- Kielczyński, P. (2018), "Surface Love waves in a lossy layered planar waveguide with a viscoelastic guiding layer", *Applied Mathematical Modelling*, **53**, 419-432.
- Kielczynski, P., Szalewski, M., Balcerzak, A. and Wieja, K. (2015), "Group and phase velocity of Love waves propagating in elastic functionally graded materials, *Archives of Acoustics*, **40**, 273–281.
- Khellafi, M.A., Harichane, Z., Afra, H. and Erken, A. (2016), "Prediction of parameters of soil stratum and earthen dams from free field acceleration records", *International Journal of Geotechnical Earthquake Engineering (IJGEE)*, **7**, 33-56.
- Konczak Z. Poznan Poland (1989). The Propagation of Love Waves in a Fluid- Saturated Porous Anisotropic Layer, *Acta Mechanica*, **79**, 155—168.
- Komazawa, M., Morikawa, H., Nakamura, K., Akamatsu, J., Nishimura, K., Sawada, S., Erken, A. and Onalp, A. (2002), "Bedrock structure in Adapazari, Turkey – a possible cause of severe damage by the 1999 Kocaeli earthquake, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **22**, 829-836.
- Kudo, K., Kanno, T., Okada, H., Özel, O., Erdik, M., Takahashi, M., Sasatani, T., Higashi, S. and Yoshida, K. (2000) "Site specific issues on strong ground motion during the Kocaeli, Turkey earthquake of August 17, 1999, as Inferred from Array Observations of Microtremors and Aftershocks", *Bulletin of the Seismological Society of America*, **92**, 448-465.
- Pallavika, V.K.K., Chakraborty, S.K. and Amalendu, S. (2008), "Finite Difference Modeling of SH-Wave Propagation in Multilayered Porous Crust", *J. Ind. Geophys. Union*, **12**, 165-172.

- Pradhan, A., Samal, S.K. and Mahanti, N.C. (2002), “Shear waves in a fluid saturated elastic plate”, *Sadhana*, **27**, 595–604.
- Rao Rama, Y.V. and Sarma, K.S. (1984), “Generation of SH type of waves due to stress discontinuity in a poroelastic-layered medium”, *Indian Institute of Science*, **64**, 21.28.
- Ren, H., Goloshubin, G. and Hilterman, F.J. (2009), “Poroelastic analysis of amplitude-versus-frequency variations”, *Geophysics*, **74**, 41-48.
- Rohan, E. (2013), “Homogenization of acoustic waves in strongly heterogeneous porous structures”, *Wave Motion*, **50**, 1073-1089.
- Lion M., Influence de la température sur le comportement poroélastique ou hydraulique d’une roche carbonatée et d’un mortier .Etudes expérimentales, thèse de doctorat, *Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107) Ecole Centrale de Lille*, (2008), 185p.
- Liu J. Ba J. Ma J.W. and Yang H.Z. (2010). An analysis of seismic attenuation in random porous media, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, **53**, 628–637.
- Lin C.H., Lee V.W., and Trifunac M. D., (2001), On The Reflection Of Elastic Waves In A Poroelastic Half-Space Saturated With Non-Viscous Fluid, *Report No. CE 01-04, University Of Southern California*, pp.114.
- Mesgouez A., *Contribution à l’étude de la structure des détonations dans les milieux biphasiques*, thèse de doctorat, Académie d’Aix-Marseille, Université d’Avignon et des Pays de Vaucluse, 2009, pp.132.
- Müller T.M. and Gurevich B. A (2005a) first-order statistical smoothing approximation for the coherent wave field in random porous media, *Journal Acoustical Society of America*, **117**, 1796–1805.
- Müller T.M. and Gurevich B. (2005b). Wave-induced fluid flow in random porous media: Attenuation and dispersion of elastic waves, *Journal Acoustical Society of America*, **117**, 2732–2741.
- Müller T.M. and Gurevich B. (2006a). Effective hydraulic conductivity and diffusivity of randomly heterogeneous porous solids with compressible constituents, *Applied Physics Letters*, **88**, 1219-24.
- Müller T.M. and Rothert E. (2006a). Seismic attenuation due to wave-induced flow: Why Q scales differently in random structures, *Geophysical Research Letters*, **33**, L16305.
- Müller T.M. Lambert G. and Gurevich B. (2007). Dynamic permeability of porous rocks and its seismic signatures, *Geophysics*, **72**, 149-158.
- Müller T.M. Gurevich B. and Lambert G., (2010). Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks A review, *Geophysics*, **75**, 75A147—75A164
- Nesvijski E. (2008). Particular Cases of Love Surface Waves Propagation in Layered Materials, *Journal of Thermoplastic Composite Materials*, **21**, 5, 443-456.

- Pecker A., *Dynamique des sols. Ed. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1984, 262p.*
- Phoon K.K. and Kulhawy F.H. (1999a). Characterization of geotechnical variability, *Canadian Geotechnical Journal*, **36**, 612–624.
- Phoon K.K. and Kulhawy F.H. (1999b). Evaluation of geotechnical property variability. *Canadian Geotechnical Journal*, **36**, 625–639.
- Popescu R., Prevost J.H., Deodatis G. and Chakraborty P. (2006), Dynamics of nonlinear porous media with applications to soil liquefaction, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **26**, 648–665.
- Pradhan A. Samal S.K. and Mahanti N.C. (2002). Shear waves in a fluid saturated elastic plate, *Sadhana*, **27**, 595–604.
- Pride S.R. Harris J.H. Johnson D.L. Mateeva A. Nihei K.T. Nowack R.L. Rector J.W. Spetzler H. Wu R. Yamamoto T. Berryman J.G. and Fehler M. (2003). Acquisition/processing-permeability dependence of seismic amplitudes, *The Leading Edge*, **22**, 518–525.
- Puel G., (2007). La prise en compte des incertitudes dans la validation des modes, *Laboratoire MSSMat*, 27 p.
- Rackwitz R., Denver H., Calle E., (2002). JCSS Probabilistic Model Code, Section 3.7: Soil properties, *5th (final) version*, 27 p.
- Ren H. Golosubin G. and Hilterman F.J. (2009). Poroelastic analysis of amplitude-versus-frequency variations, *Geophysics*, **74**, 41-48.
- Rong H. Jiao Y. Wu L. Gu J. and Zhang L. (2012). Relationship between heterogeneity and seismic velocities of the Yudongzi Triassic oolitic reservoirs in the Erlangmiao area, northwest Sichuan Basin, China, 2012. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **100**, 81-98.
- Saha, A., Kundu, S., Gupta, S. and Vaishnav, P.K. (2015), “Love waves in a heterogeneous orthotropic layer under initial stress overlying a gravitating porous half-space”, *Proc. Indian Natn. Sci. Acad.*, **81**, 1193-1205.
- Schanz M., Course on Linear Poroelastic Theories and a Poroelastic Boundary Element Formulation, March, 2002.
- Sharma, M.D. and Gogna, M.L. (1993), “Reflection and transmission of SH waves in an initially stressed medium consisting of a sandy layer lying over a fluid-saturated porous solid”. *Pageoph*, **140**, 613-628.
- Sidhu, R.S. (1971), “Propagation of love waves in a two-layered heterogeneous half space”. *Pageoph.*, 76-94.
- Silin D.B, Korneev V.A, Golosubin G.M. and Patzek T.W. (2004), Low frequency asymptotic analysis of seismic reflection from a fluid-saturated medium, *Transport in porous media*, 1-28.

- Son, M.S. and Kang Y.J. (2012), “Propagation of shear waves in a poroelastic layer constrained between two elastic layers”, *Applied Mathematical Modelling*, **36**, 3685–3695.
- Strobbia C. (2005). Love wave analysis for the dynamic characterisation of sites, *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata*, **46**, 135-152.
- Terzaghi K, Peck RB, Mersi G. Soil mechanics in engineering practice. 3rd edition. New York: John Wiley & Sons,1996.
- Toms J., Muuller T.M., Ciz R. and Gurevich, B. (2006). Comparative review of theoretical models for elastic wave attenuation and dispersion in partially saturated rocks. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **26**, 548–565.
- Vaishnav P. K. Kundu S. Gupta S. and Saha A. (2016). Propagation of Love-Type Wave in Porous Medium over an Orthotropic Semi-Infinite Medium with Rectangular Irregularity, *Hindawi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering*, 1-9.
- Vanmarcke E.H. (1977). Probabilistic modeling of soil profiles *Journal of Geotechnical Engineering*, **103**, 1127–1246.
- Vanmarcke E.H. (1983). Random fields: analysis and synthesis. *Cambridge: MIT*.
- Wolf JP., (1985). *Dynamic soil-structure interaction*. New Jersey: Prentice-Hall.
- Wang S.and Hao H. (2002). Effect of random variations of soil properties on site amplification of seismic ground motions, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **22**, 551–64.
- Wang Y. Au S.K. and Cao Z. (2010). Bayesian approach for probabilistic characterization of sand friction angles, *Engineering Geology*, **114**, 354–363.
- Wang, L. J., Kuzmich, A., and Dogariu, A., 2000, Gain-assisted superluminal light propagation: *Nature*, 397, 277-279.
- Yang J. (2001). Saturation effects on horizontal and vertical motions in a layered soil-bedrock system due to inclined SV waves, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **21**, 527-536.
- Yang X. Yang Y. and Chen Y. (2014). Pressure dependence of density, porosity, compressional wave velocity of fault rocks from the ruptures of the 2008 Wenchuan earthquake, China. *Tectonophysics*, 133–142.
- Yazdi T.J. Valliappan S. and Zhao C. (1994). Analytical and numerical solutions for wave propagation in water-saturated porous layered half-space, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **13**, 249-257.