



**HAL**  
open science

# Effets de la pression interstitielle sur la réponse sismique des sols : modélisation numérique 1D/ 3 composantes

Viet Anh Pham

► **To cite this version:**

Viet Anh Pham. Effets de la pression interstitielle sur la réponse sismique des sols : modélisation numérique 1D/ 3 composantes. Autre. Université Paris-Est, 2013. Français. NNT : 2013PEST1184 . tel-00985465

**HAL Id: tel-00985465**

**<https://theses.hal.science/tel-00985465>**

Submitted on 29 Apr 2014

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

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

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS EST

Ecole Doctorale : **SIE - Sciences, Ingénierie et Environnement**

Spécialité : **Géotechnique**

THÈSE

EFFETS DE LA SURPRESSION  
INTERSTITIELLE SUR LA RÉPONSE  
SISMIQUE DES SOLS : MODÉLISATION  
NUMÉRIQUE 1D/ 3 COMPOSANTES

Viet Anh PHAM

Soutenue publiquement le : **29-11-2013** devant le jury composé de :

<i>Rapporteurs</i>	Hideo AOCHI Denis LEBOEUF
<i>Examineurs</i>	Guy BONNET Anne MANGENEY Céline GELIS Maria Paola SANTISI D'AVILA
<i>Directeur de thèse</i>	Jean-François SEMBLAT
<i>Co-directeur de thèse</i>	Luis Fabian BONILLA
<i>Conseiller d'étude</i>	Luca LENTI



# Résumé

Lors de séismes forts, la propagation des ondes sismiques dans les sols met en jeu des non linéarités de comportement qui se manifestent différemment selon le niveau de sollicitation. En effet, pour de faibles déformations (généralement  $<10^{-6}$ ), une loi de comportement linéaire (i.e. module et amortissement indépendants du niveau de sollicitation) permet de reproduire les observations expérimentales sur site. En revanche, pour des déformations plus élevées, une loi de comportement non linéaire hystérétique est nécessaire pour décrire l'évolution de la rigidité et des dissipations énergétiques au cours de la sollicitation sismique. De plus, comme les séismes forts sont caractérisés par des amplitudes et des durées plus importantes, le rôle de la pression interstitielle ne peut pas être négligé pour les sols saturés sous fortes sollicitations (mobilité cyclique et liquéfaction). Ces phénomènes peuvent conduire à l'annulation des contraintes effectives et devenir cause de dommages sévères pour les structures et les ouvrages. L'analyse proposée élargit l'applicabilité des modèles de calcul actuels pour une analyse plus fine du risque sismique.

En partant d'une formulation aux éléments finis décrivant la propagation des ondes sismiques suivant la direction verticale en prenant en compte le chargement en 3D (l'approche « 1D-3C » : une direction-trois composantes) dans les sols non-linéaires secs, de nouvelles stratégies pour la prise en compte du rôle de l'eau sont développées. Le modèle de comportement est basé sur la relation entre la pression interstitielle et le travail de la contrainte de cisaillement. Ce modèle décrivant l'évolution de la pression interstitielle considère l'état de contrainte tridimensionnel du matériau. Le modèle est validé par comparaison avec des résultats expérimentaux. L'approche « 1D-3C » a été utilisée pour modéliser la réponse des sols pour 4 séismes réels : le séisme de Superstition Hills en 1987 aux États-Unis ( $M_w = 6.7$ ) ; le séisme de Tohoku en 2011 au Japon ( $M_w = 9.1$ ) ; le séisme de Kushiro en 1993 au Japon ( $M_w = 7.8$ ) et le séisme d'Emilie Romagne en 2012 en Italie ( $M_w = 5.9$ ). Pour les trois premiers séismes, des enregistrements en profondeur et en surface sont disponibles. L'étude de ces trois premiers cas rend possible la validation du modèle par comparaison des données enregistrées et calculées. Le modèle peut donc être considéré comme un outil fiable pour la prédiction de la réponse sismique des sols saturés.

**Mots clés** : sol non linéaire, mobilité cyclique, liquéfaction, front de liquéfaction, éléments finis, séismes forts, effets de site, pression interstitielle.



**Effects of pore water pressure on  
the seismic response of soils:  
1D/3 components modeling**



# Abstract

During strong earthquakes, the seismic wave propagation in soils involves non-linear behaviors strongly depending on the strain level. Indeed, for small strain (typically  $<10^{-6}$ ), a linear constitutive law (modulus and damping independent on the load level) can reproduce the experimental observations on site. However, for larger strains, a nonlinear hysteretic constitutive law is needed to describe the evolution of stiffness and energy dissipation during seismic loading. In addition, as strong earthquakes are characterized by larger amplitudes and durations, the role of pore pressure cannot be neglected for saturated soils. Indeed pore water pressure controls phenomena such as cyclic mobility and liquefaction due to the loss of soil strength. This can lead to a fast decrease of effective stresses and permanent deformations in the soil causing severe damage to structures.

This work extends the applicability of existing calculation models for a more detailed analysis of seismic risk. Starting from a FEM approach describing the propagation of seismic waves in the vertical direction, taking into account 3D loading (so-called "1D-3C" approach: 1 direction - 3 components) in nonlinear dry soils, new strategies to consider the role of water are developed. The model is based on the relationship between the pore pressure and the shear work. The three-dimensional stress state of the material is considered. The model is validated by comparison with experimental results. The "1D-3C" approach was used to model the response of soils for four real earthquakes: the Superstition Hills earthquake in 1987 in the United States ( $M_w = 6.7$ ), the Tohoku earthquake in 2011 in Japan ( $M_w = 9.1$ ), the Kushiro earthquake in Japan in 1993 ( $M_w = 7.8$ ) and the Emilia Romagna earthquake in Italy in 2012 ( $M_w = 5.9$ ). For the first three earthquakes, records at depth and on the surface are available. The study of the first three cases makes possible the validation of the model by comparing the calculated accelerations on the surface with the available records. The model can then be considered as an advanced tool for the prediction of the seismic soil response.

**Keywords:** nonlinear soil, cyclic mobility, liquefaction, finite elements, boundary condition, strong motion, site effects, pore pressure.



# Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Jean-François SEMBLAT et Fabian BONILLA, mes directeurs de thèse et Luca LENTI, mon conseiller d'études pour avoir accepté de me confier cette thèse et également pour leur soutien, leurs encouragements et leurs conseils précieux dans l'orientation de mon travail. Je tiens aussi à remercier Céline CHESNAIS pour son aide et ses conseils au cours de ces années de thèse. Je remercie également Benoît PEBOSCQ pour ses aides généreuses concernant la programmation au sein du logiciel Fortran.

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude à MM. Hideo AOCHI et Denis LEBOEUF qui m'ont fait l'honneur d'accepter la lourde tâche d'être rapporteurs de ma thèse. Je remercie également Mme Anne MANGENEY, Mme Céline GELIS, Mme Maria Paola SANTISI D'AVILA et M. Guy BONNET qui ont accepté d'examiner mon travail.

Enfin, je tiens à associer à ces remerciements les membres du groupe GER pour les moments agréables que nous avons passés ensemble au cours de ces années. Je pense particulièrement à Aurélie, Camille, Catherine, Eva, Irina, Julien, Lamis, Morgane, Pedram et les autres qui ont contribué à faire de mon passage à l'IFSTTAR une très bonne expérience personnelle et scientifique.



# Table des matières

<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Remerciements</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>1</b>
1.1 Objectif de la thèse . . . . .	3
1.2 Méthodes numériques pour la propagation des ondes sismiques . . .	4
1.2.1 Méthode des différences finies (MDF) . . . . .	5
1.2.2 Méthode des éléments finis standards (MEF) . . . . .	6
1.2.3 Méthode des éléments spectraux (MES) . . . . .	7
1.2.4 Méthode des éléments de frontière . . . . .	8
1.2.5 Méthode de couplage . . . . .	9
1.2.6 Méthode des éléments finis . . . . .	9
1.3 Modèle de comportement non linéaire des sols sous chargement cy- clicque . . . . .	10
1.3.1 Principaux types de comportement cyclique . . . . .	10
1.3.2 Comportement en condition drainée . . . . .	11
1.3.3 Comportement en condition non drainée . . . . .	12
1.3.4 Modèles de comportement des sols secs . . . . .	15
1.3.5 Modèle de comportement de sol sélectionné (modèle MP11)	19
1.4 Le phénomène de liquéfaction . . . . .	20
1.4.1 Définition de la liquéfaction . . . . .	20
1.4.2 Quelques exemples historiques de liquéfaction . . . . .	22
1.4.3 Modèles numériques pour simuler la liquéfaction . . . . .	27
1.4.3.1 Modèle de Finn . . . . .	28
1.4.3.2 Modèles basé sur les équations de Biot . . . . .	28
1.4.3.3 Modèle UBC-SAND . . . . .	29
1.4.3.4 Modèle « front de liquéfaction » sélectionné . . . . .	29
1.5 Présentation du mémoire . . . . .	31

<b>2</b>	<b>Comportement des sols sous chargement cyclique</b>	<b>33</b>
2.1	Introduction . . . . .	35
2.2	Modèle MPIO pour le sol sec . . . . .	35
2.2.1	Modèle initial . . . . .	35
2.2.2	Modèle de comportement MPIO . . . . .	37
2.3	Modèle « front de liquéfaction » pour le sol saturé . . . . .	49
2.3.1	Modèle initial en deux dimensions (2D) . . . . .	50
2.3.2	Extension du modèle en trois dimensions (3D) . . . . .	52
2.3.3	Bilan des paramètres . . . . .	55
2.4	Algorithme et détermination des paramètres . . . . .	56
2.4.1	Algorithme du schéma . . . . .	56
2.4.2	Identification des paramètres pour le modèle « front de liquéfaction » . . . . .	57
2.4.3	Précision du modèle . . . . .	58
2.5	Validation de la loi de comportement . . . . .	60
2.5.1	Essais de torsion cyclique non-drainée . . . . .	60
2.5.1.1	Chemin de contraintes analysé - Rappels sur l'état de contrainte en torsion . . . . .	60
2.5.1.2	Description des essais . . . . .	61
2.5.1.3	Description de la modélisation . . . . .	61
2.5.1.4	Comparaison des simulations et des résultats expérimentaux . . . . .	62
2.5.2	Essais triaxiaux cycliques non-drainés . . . . .	70
2.5.2.1	Caractéristiques du sol étudié . . . . .	70
2.5.2.2	Description de la modélisation . . . . .	70
2.5.2.3	Analyse de la comparaison . . . . .	71
2.6	Influence des composantes . . . . .	75
2.6.1	Hypothèses de modélisation . . . . .	75
2.6.2	Analyse des résultats . . . . .	77
2.7	Conclusion . . . . .	85
<b>3</b>	<b>Approche 1D-3C pour la propagation des ondes sismiques</b>	<b>87</b>
3.1	Introduction . . . . .	89
3.2	Formulation numérique 1D-3C par la méthode des éléments finis . . . . .	89
3.2.1	Hypothèses et équations locales . . . . .	89
3.2.2	Les conditions aux limites . . . . .	92
3.2.3	Formulation faible . . . . .	94
3.2.4	Discrétisation spatiale du problème . . . . .	95
3.2.4.1	Discrétisation spatiale . . . . .	95
3.2.4.2	Formulation matricielle pour la condition de « <i>frontière absorbante</i> » . . . . .	96

3.2.4.3	Formulation matricielle pour la condition « fond de puits » ou « borehole » . . . . .	98
3.2.4.4	Résumé de la formulation matricielle des deux problèmes . . . . .	101
3.2.5	Intégration en temps . . . . .	101
3.2.5.1	Discrétisation temporelle . . . . .	101
3.2.5.2	Schémas d'intégration de la famille de Newmark . . . . .	102
3.2.5.3	Implémentation de la méthode $HHT - \alpha$ . . . . .	104
3.2.5.4	Méthode de Newton-Raphson . . . . .	105
3.2.6	Dispersion et amortissement numériques . . . . .	106
3.3	Vérifications numériques . . . . .	109
3.3.1	Description de la sollicitation de type signal de Ricker . . . . .	109
3.3.2	Propriétés des sols du test . . . . .	111
3.3.3	Autre méthode et programme . . . . .	112
3.3.4	Comportement élastique . . . . .	112
3.3.5	Comportement non linéaire pour le sol sec . . . . .	116
3.3.6	Comportement non drainé et non linéaire pour le sol saturé . . . . .	119
3.4	Conclusion . . . . .	122
<b>4</b>	<b>Application du modèle à des configurations réelles</b>	<b>123</b>
4.1	Introduction . . . . .	125
4.2	Le séisme de Superstition Hills, Mw 6.7 en 1987 . . . . .	125
4.2.1	Description du site Wildlife Refuge et Instrumentation . . . . .	126
4.2.2	Stratigraphie du site . . . . .	128
4.2.3	Caractéristiques du signal sismique . . . . .	130
4.2.4	Les paramètres du modèle . . . . .	134
4.2.5	Analyse des résultats . . . . .	137
4.2.5.1	Analyse dans le domaine temporel . . . . .	138
4.2.5.2	Analyse dans le domaine fréquentiel . . . . .	144
4.2.5.3	Spectres de réponse en pseudo-accélération . . . . .	146
4.2.5.4	Profils de déformation et de contrainte maximales . . . . .	148
4.2.5.5	Evaluation de la pression interstitielle . . . . .	149
4.2.5.6	Boucles contrainte-déformation . . . . .	152
4.2.6	Comparaison des résultats des approches « 1D-3C » et « 1D-1C » issue d'un autre modèle . . . . .	154
4.2.7	Discussion . . . . .	158
4.3	Le séisme de Tohoku, Mw 9.1 en 2011 . . . . .	158
4.3.1	Histoire du site et caractéristiques . . . . .	159
4.3.2	Caractéristiques du signal du séisme de Tohoku . . . . .	162
4.3.3	Les paramètres de la simulation . . . . .	164

## TABLE DES MATIÈRES

---

4.3.4	Analyse des résultats . . . . .	166
4.3.4.1	Analyse dans le domaine temporel . . . . .	166
4.3.4.2	Analyse dans le domaine fréquentiel . . . . .	171
4.3.4.3	Spectres de réponse en pseudo-accélération . . . . .	172
4.3.4.4	Profils de déformation et de contrainte maximales .	173
4.3.4.5	Evaluation de la pression interstitielle . . . . .	174
4.3.4.6	Boucle contrainte-déformation . . . . .	175
4.3.4.7	Discussion . . . . .	177
4.4	Le séisme de Kushiro-Oki, Mw 7.8 en 1993 . . . . .	178
4.4.1	Caractéristiques du site du séisme . . . . .	178
4.4.2	Paramètres de la simulation . . . . .	180
4.4.3	Analyse des résultats . . . . .	182
4.4.3.1	Analyse dans le domaine temporel . . . . .	182
4.4.3.2	Analyse des amplitudes spectrales . . . . .	185
4.4.3.3	Spectres de réponse en pseudo-accélération . . . . .	186
4.4.3.4	Profils de déformation maximale . . . . .	188
4.4.3.5	Evaluation de la pression interstitielle et loi de com- portement du sol . . . . .	189
4.4.3.6	Discussion . . . . .	191
4.5	Le séisme d'Emilie Romagne Mw 5.9 en 2012 . . . . .	191
4.5.1	Caractéristiques du site du séisme . . . . .	191
4.5.2	La stratigraphie . . . . .	193
4.5.3	Paramètres de la simulation . . . . .	197
4.5.4	Analyse des résultats . . . . .	198
4.5.4.1	Analyse dans le domaine temporel . . . . .	199
4.5.4.2	Analyse dans le domaine fréquentiel . . . . .	200
4.5.4.3	Profils de déformation maximale . . . . .	201
4.5.4.4	Evaluation de la pression interstitielle . . . . .	202
4.5.4.5	Boucles contrainte-déformation . . . . .	203
4.5.4.6	Discussion . . . . .	205
4.6	Conclusion . . . . .	206

<b>Conclusions générales et Perspectives</b>	<b>209</b>
--	------------

<b>Annexes</b>	<b>215</b>
----------------	------------

<b>A Etude bibliographique</b>	<b>217</b>
--------------------------------	------------

A.1 Quelques exemples historiques de cas de liquéfaction . . . . .	217
A.2 Les facteurs influençant la liquéfaction . . . . .	222

<b>B Application de l'approche « 1D-3C » pour étudier la réponse sismique de Mirandola (Italie) au séisme d'Emilie Romagne</b>	<b>227</b>
B.1 Stratigraphie . . . . .	227
B.2 Paramètres des simulations . . . . .	227
B.2.1 Paramètres de modèle MPII-déformation de référence . . . . .	229
B.2.2 Paramètres de modèle « front de liquéfaction » . . . . .	232
B.3 Analyse des résultats . . . . .	238
B.3.1 Analyse dans le domaine temporel . . . . .	238
B.3.2 Analyse dans le domaine fréquentiel . . . . .	238
B.3.2.1 Profils de déformation maximale . . . . .	238
B.3.2.2 Evaluation de la pression interstitielle . . . . .	244
B.3.2.3 Loi de comportement du sol . . . . .	245
B.3.2.4 Discussion . . . . .	248
 <b>Bibliographie</b>	 <b>249</b>
 <b>Liste des figures</b>	 <b>267</b>
 <b>Liste des tableaux</b>	 <b>279</b>



# **Chapitre 1**

## **Introduction générale**



## 1.1 Objectif de la thèse

L'objet de ce travail est la modélisation numérique de la propagation des ondes sismiques dans les sols saturés pour analyser les effets de la pression interstitielle sur leur réponse sismique. En partant d'une formulation par éléments finis décrivant la propagation des ondes sismiques « 1D-3C » (une direction-trois composantes) dans les sols non linéaires secs, de nouvelles stratégies pour la prise en compte du rôle de l'eau sont proposées.

Dans les couches superficielles de sol, les forts tremblements de terre peuvent à la fois réduire la rigidité du sol et augmenter la dissipation d'énergie dans le sol. Les études antérieures sur l'amplification des ondes sismiques ont été consacrées à la propagation des ondes de cisaillement *unidirectionnelles* dans une colonne de sol (propagation-1D) compte tenu d'une seule composante de mouvement (polarisation-1C). Trois calculs 1C indépendants peuvent être effectués (approche « 1D-1C ») et directement superposés dans le cas de mouvements faibles (comportement linéaire). Cette recherche vise à étudier les effets de site locaux en tenant compte de la propagation des ondes sismiques dans un profil de sol 1D et de l'influence du trajet de chargement en 3-D sur le comportement non linéaire du sol. Dans l'approche proposée « 1D-3C », les trois composantes (polarisation-3C) de l'onde incidente sont propagées simultanément dans un sol multicouche horizontal. Une relation de comportement non-linéaire en 3D pour le sol est prise en compte dans le cadre de la méthode des éléments finis dans le domaine temporel (figure 1.1.1).

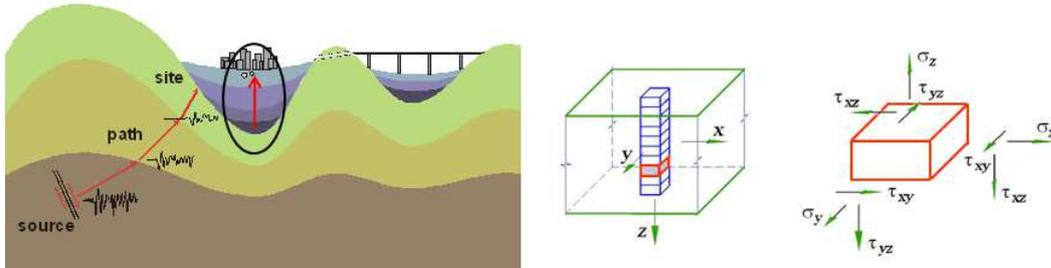


FIGURE 1.1.1: Approche « 1D-3C » pour modéliser la propagation des ondes sismiques (d'après Semblat et Pecker (2009))

D'autre part, lorsque les matériaux sont saturés, la sollicitation dynamique peut survenir tellement rapidement que l'eau ne parvient pas à s'échapper du sol. Dans ce cas, des surpressions interstitielles sont générées et la contrainte effective diminue. La résistance des sols granulaires étant directement proportionnelle à la contrainte effective, d'importants dommages peuvent alors être occasionnés du fait de la réduction de la résistance des sols supportant des constructions. Les consé-

quences de la liquéfaction pour de forts séismes sont très sévères : perte totale de la portance du sol, tassement important, éboulement, mouvement latéral,...etc. Par exemple le séisme de Kocaeli dans la ville d'Adapazari en Turquie, et celui de Chi-Chi dans les villes de Wu Feng, Yuang Lin, et Nanton en Taiwan, des dégâts significatifs dus à la liquéfaction, tels le tassement excessif et/ou la perte partielle ou totale de la capacité portante des structures à fondations superficielles, se sont produits sur des sites où les sols révèlent une cohésion considérable. Ce travail s'intéresse donc à la modélisation numérique de l'effet d'une secousse sismique sur l'évolution des pressions interstitielles dans les couches de sol sableux saturé.

On présente dans ce chapitre des éléments bibliographiques de base dont la connaissance constitue un préalable nécessaire à l'étude présentée par la suite. On s'intéresse dans une première partie aux traits des méthodes numériques pour la propagation des ondes sismiques. Dans une deuxième partie, on passe en revue le comportement d'un sable sous sollicitation de cisaillement cyclique, ou sollicitation dynamique, en s'intéressant en particulier au comportement non linéaire des sols secs et aux modèles non-linéaires pour les sols secs. Dans la troisième partie, on étudie le phénomène de liquéfaction, et les modèles numériques pour simuler ce phénomène.

## 1.2 Méthodes numériques pour la propagation des ondes sismiques

L'amplification du mouvement sismique dans les couches sédimentaires de surface est un phénomène bien connu en sismologie. Il est possible d'appréhender ce phénomène par une approche simplifiée permettant d'étudier directement la résonance vibratoire d'une vallée afin d'estimer sa « fréquence fondamentale » Semblat (2011). Dans certains cas, il est en revanche nécessaire d'analyser en détail la propagation des ondes sismiques dans les couches sédimentaires de surface étant donnée. La complexité structurelle des modèles réalistes, il est impossible d'appliquer des méthodes exactes (analytiques). Des méthodes de calcul approximatives doivent être utilisées. La précision et l'efficacité d'une méthode sont souvent contradictoires. C'est l'équilibre raisonnable entre la précision et l'efficacité de calcul qui rendait les méthodes de modélisation numérique dominante parmi toutes les méthodes approximatives. Les différentes méthodes de modélisation numérique ont été développés dans le cours des dernières décennies, par exemple, la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis, la méthode des éléments spectraux, la méthode des éléments de frontière, la méthode des volumes finis, la méthode des éléments finis discontinus, ...

Toutes ces méthodes présentent divers avantages et inconvénients. L'amplifica-

tion des ondes sismiques dans les couches superficielles de sol est principalement due au contraste de vitesse entre ces couches et, éventuellement, à des effets topographiques autour de crêtes et de collines. L'influence de la géométrie des bassins sédimentaires sur le processus d'amplification peut aussi être grande. Néanmoins, des fortes hétérogénéités et des géométries complexes ne sont pas faciles à prendre en compte avec toutes les méthodes numériques. Dans les paragraphes suivants, nous passons en revue les méthodes les plus importantes, à savoir la méthode des éléments finis, la méthode des éléments spectraux, la méthode des différences finies et la méthode des éléments de frontière. Nous passons en revue les caractéristiques et les limitations de ces méthodes. La méthode des éléments finis, utilisée ici, est traitée en détail.

### 1.2.1 Méthode des différences finies (MDF)

L'approche des différences finies a été très largement utilisée en géophysique et le reste encore de nos jours. Cette méthode est largement adoptée en raison de sa précision satisfaisante, sa facilité de mise en œuvre, et son faible coût mémoire par point de grille. Les MDF reposent sur une formulation forte des équations aux dérivées partielles (EDP) via un calcul du champ d'onde sur un ensemble de points répartis généralement selon une grille cartésienne. Il existe de nombreux schémas numériques (appelés stencils dans la terminologie usitée en MDF) et nous pouvons nous référer à Moczo *et al.* (2004) pour une introduction générale sur ces méthodes.

Les MDF ont été appliquées dans de nombreux contextes et à de multiples échelles. On peut mentionner les développements pour les milieux acoustiques (Alford *et al.* (1974), Operto *et al.* (2007)), élastiques (Graves (1996), Bohlen et Saenger (2006a)), visco-élastiques (Day et Bradley (2001), Saenger et Bohlen (2004), Céline (2005)), anisotropes (Igel *et al.* (1995), Saenger et Bohlen (2004)) et poro-élastiques (Wenzlau et Müller (2009), Masson et Pride (2010)). Concernant les volets applicatifs 3D, les MDF ont été employées pour l'étude des effets de site dans des bassins sédimentaires (Olsen (2000), Wang *et al.* (2001)), pour l'inversion des formes d'ondes (Ben-Hadj-Ali *et al.* (2008), Plessix (2009), Sirgue *et al.* (2010)), pour l'imagerie par reverse time migration (RTM) (Etgen et O'Brien (2007)) et pour la modélisation de la rupture dynamique des séismes (Cruz-Atienza et Virieux (2004), Day *et al.* (2005)), pour ne citer que quelques applications majeures.

Les limitations des MDF sont intrinsèquement liées aux grilles utilisées. Avec une grille régulière, le pas d'espace est contraint par la vitesse minimale du milieu et dans le cas de milieux fortement hétérogènes, on peut aboutir à des grilles numériques de tailles conséquentes. La discrétisation par rapport à la longueur d'onde plus courte conduit à un sur-raffinement des régions rigides, avec une croissance conséquente du temps de calcul du processeur et de la mémoire requise. Aussi,

des schémas basés sur des grilles irrégulières (Pitarka (1999)) ou sur l'assemblage de grilles discontinues (Aoi et Fujiwara (1999), Hayashi *et al.* (2001), Moczo *et al.* (2002), Kang et Baag (2004)) ont été développés pour pallier en partie ce problème de discrétisation. Un second inconvénient majeur des MDF provient de leur limitation liée à la présence de topographie. Si les MDF sont adaptées au cas d'une surface libre plane (Gottschammer et Olsen (2001)), il n'en va pas de même en cas de topographie complexe. Pour réduire ces artéfacts, des pas en espace considérablement petits doivent être adoptés pouvant conduire à des coûts numériques prohibitifs dans des modèles complexes (Bohlen et Saenger (2006b)).

### 1.2.2 Méthode des éléments finis standards (MEF)

Dès lors qu'une topographie complexe doit être considérée, la méthode des différences finies (MDF) est difficilement applicable. Les méthodes par éléments finis (EF) sont alors d'intéressantes alternatives. Basés sur une formulation faible des EDP et une discrétisation non régulière, les EF permettent de prendre en compte fidèlement des géométries complexes par l'usage d'un maillage adapté. Appliqués très tôt en mécanique du solide (Zienkiewicz et Taylor (2005)), les EF ont vu leur introduction tardive dans la communauté géophysique (Marfurt (1984)).

La méthode des éléments finis (FEM) en dynamique est basée sur une approximation discrète de l'équation du mouvement dans sa formulation faible (Hughes (1987), Zienkiewicz et Taylor (2000)). Cette méthode présente des avantages bien connus, comme la possibilité de modéliser des géométries complexes (par exemple, des formes arbitraires, des profils de topographie réaliste), de lois de comportement complexes (par exemple, les non-linéarités, inélasticité) et des fortes hétérogénéités ou des inclusions. Les premières applications de la MEF à la sismologie ont été réalisées dans les années 70 dans (Lysmer et Drake (1972)) (pour les ondes de surface) et (Smith (1975)) (pour les ondes de volume). Un examen récent de la MEF dans la modélisation des ondes sismiques peut être trouvé dans (Mahmoudian et Margrave (2003)). Dans la pratique, la MEF est largement adoptée pour simuler les vibrations induites par les sources dynamiques anthropiques situées au voisinage de la surface libre comme les voies ferroviaires (Ju (2002), Ju et Lin (2004), Ryue *et al.* (2008)) ou tunnels d'excavation (Yang *et al.* (2008), Rahman et Trevor (2011)). Toutefois, la MEF classique est basée sur des approximations d'ordre généralement assez bas qui sont connus pour introduire la dispersion numérique (Mullen et Belytschko (1982), Marfurt (1984)). D'autres effets parasites numériques peuvent survenir, par exemple, l'amortissement numérique, les erreurs de polarisation, l'anisotropie numérique introduite par la discrétisation spatiale, des erreurs des vitesses de phase et de groupe, la diffraction et la diffusion de modes parasites (Semblat et Pecker (2009)). Ces erreurs numériques sont non physiques, et doivent être réduites au minimum. A cet effet, une possibilité lors de l'utilisation

des EF d'ordre bas est d'affiner la discrétisation du domaine de calcul. Toutefois, ce choix implique une croissance des coûts de calcul. Une autre possibilité est d'augmenter le degré des polynômes utilisés dans les fonctions de base. L'efficacité des EF d'ordre élevé dans les simulations du mouvement du sol est discutée dans (Semblat et Brioist (2000)). Les méthodes d'ordre élevé peuvent également combiner la précision de la méthode pseudo-spectrale globale avec la flexibilité de la méthode des éléments finis. Elles ont été introduites dans la dynamique des fluides numérique (Patera (1984)) et sont appelées méthode des éléments finis spectraux (MES).

Les EF reposent sur une décomposition des champs d'onde sur des bases polynômiales définies au sein d'éléments aux géométries arbitraires. En contrepartie, le coût numérique des méthodes EF est généralement important en raison de la taille conséquente du système linéaire à résoudre. Dans le but de réduire ce coût, des approches ont conduit à la technique de condensation de masse (Chin-Joe-Kong *et al.* (1999)) ou encore aux éléments spectraux (ES).

### 1.2.3 Méthode des éléments spectraux (MES)

Les MES ont été initialement développés en mécanique des fluides (Patera (1984)) et introduits au début des années 90 en géophysique par Seriani et Priolo (1994). Les MES utilisent des bases polynômiales de Chebyshev (Priolo *et al.* (1994)) ou encore de Legendre (Komatitsch et Vilotte (1998)). La combinaison des polynômes de Legendre et des points de quadrature de Gauss-Lobatto-Legendre (GLL) permet d'obtenir une matrice de masse purement diagonale, aboutissant à une méthode totalement explicite.

En outre, l'un des intérêts majeurs des MES est la convergence spectrale (en terme de précision) procurée par les bases polynômiales considérées. En revanche, l'efficacité des MES est subordonnée à l'usage de maillages quadrangles (2D) ou hexaédriques (3D) où sont définis les points de GLL. De tels maillages présentent certaines contraintes en matière de flexibilité géométrique qui rendent difficile la création de maillages adaptatifs. L'extension des méthodes ES aux maillages triangulaires (2D) ou tétraédriques (3D) requiert la définition de points de quadrature optimaux dans les n-simplexes qui reste aujourd'hui un sujet de recherche actif (Pasquetti et Rapetti (2006), Mercerat *et al.* (2006)). Afin de relâcher la contrainte relative aux maillages hexaédriques conformes, la possibilité d'utiliser des maillages non conformes via la technique mortar est également étudiée (Casadei *et al.* (2002)). Cette technique permet de considérer des maillages non conformes entre plusieurs domaines et met en oeuvre une condition de raccord entre ces domaines afin d'assurer la continuité de la solution.

Les EF que nous qualifierons de standard et les ES ont été largement appliqués dans des contextes multiples : modélisations des mouvements du sol induits

par les séismes (Aagaard *et al.* (2001), Komatitsch *et al.* (2004), Ichimura *et al.* (2007), Chaljub *et al.* (2010)), inversion des caractéristiques des séismes (Akcelik *et al.* (2003)), tomographie globale (Capdeville *et al.* (2005)), inversion des formes d'ondes à l'échelle continentale (Fichtner *et al.* (2008), Tromp *et al.* (2008), Tape *et al.* (2010)), propagation en milieux poreux (Morency et Tromp (2008)), rupture dynamique des séismes (Vilotte *et al.* (2005)) ou la simulation du mouvement du sol induits par le déplacement de charges de surface (Paolucci et Spinelli (2006)).

Les méthodes EF standards et ES appartiennent à la famille des méthodes EF que l'on peut qualifier de continues car elles supposent une continuité du champ d'onde en tout point du milieu. Par conséquent, ces méthodes ne sont plus valables lorsqu'une discontinuité apparaît dans la solution, comme dans le cas d'une interface fluide-solide par exemple. Dans ce cas, les équations acoustiques et élastiques sont utilisées de part et d'autre de l'interface et une condition explicite à l'interface doit être appliquée (Komatitsch *et al.* (2000), Chaljub *et al.* (2003)).

### 1.2.4 Méthode des éléments de frontière

La méthode des éléments finis de frontière ou BEM - Boundary Element Method - en anglais, est une méthode de résolution numérique. Elle se présente comme une alternative à la méthode des éléments finis avec la particularité d'être plus intéressante dans les domaines de modélisation devenant infinis.

La méthode des éléments de frontière (BEM) est basée sur les équations intégrales de frontière (EIF) (Banerjee et Butterfield (1981), Bonnet (1999)). Le principal avantage de cette méthode est que seule la limite du domaine et les interfaces sont discrétisées. En conséquence, elle est bien adaptée pour traiter le cas des domaines non bornés en sismologie car les conditions de rayonnement sont satisfaites de façon exacte (Dominguez et Meise (1991), Bouchon et Sánchez-Sesma (2007)). Il n'y a donc pas besoin d'utiliser des conditions d'absorption et la méthode ne souffre pas de dispersion numérique (en termes d'erreurs cumulées) (Semblat et Brioist (2000)). D'autre part, la méthode est largement limitée aux milieux homogènes par morceaux et linéaires. Cette limitation peut parfois être surmonté en utilisant des tenseurs Green appropriés (par exemple pour le demi-espace, pour les milieux à couches), qui sont toutefois plus compliqués à mettre en œuvre et de calcul plus exigeant que le tenseur Green de l'espace infini. La principale limite de calcul de la BEM dans sa forme standard est que la matrice d'influence est pleine. De plus, le fait d'utiliser des fonctions de Green complexes et des intégrales faiblement ou fortement singulières accroît les risques de divergence numérique, demandant plus d'efforts à l'utilisateur quant à la bonne définition du problème. La résolution numérique est donc coûteuse en termes de temps de CPU et de mémoire. En conséquence, la BEM classique est limitée en termes de gamme de fréquence, de complexité et d'hétérogénéité géométrique, en particulier pour les

configurations en 3D. De nouvelles formulations de BEM accélérée ont donc été proposées récemment (Chaillat (2008); Chaillat *et al.* (2009))

Des exposés détaillés des méthodes d'équations intégrales peuvent être trouvés dans les livres suivants (Bonnet (1999)), et (Dominguez *et al.* (1993)). Une révision générale de l'utilisation de BEM élastodynamique se trouve dans les articles de (Beskos (1987)) et (Beskos (1997)). En sismologie, la BEM est utilisée pour étudier l'effet de la topographie irrégulière sur le mouvement sismique en 2D (par exemple dans Mogi et Kawakami (2007), Reinose *et al.* (1997), Sánchez-Sesma et Campillo (1991)). Certains travaux traitent de problèmes en 3D, par exemple Reinoso *et al.* (1997) et Niu et Dravinski (2003) pour des canyons anisotropes homogènes. Dans de nombreuses publications, les BEMs sont également appliquées à la réponse sismique de bassins sédimentaires et des vallées alluviales, voir par exemple Reinose *et al.* (1997) ou Semblat *et al.* (2002) pour les cas 2D et Dangla *et al.* (2005), Mossessian et Dravinski (1990) ou Reinoso *et al.* (1997) pour les cas 3-D. Quelques exemples d'application des BEM consistent à modéliser des vibrations dans les sols (Banerjee *et al.* (1988), Kattis *et al.* (1999), François *et al.* (2005)). Un examen approfondi par Bouchon et Sánchez-Sesma sur l'utilisation de la BEM pour les problèmes sismiques se trouve dans (Bouchon et Sanchez-Sesma (2007)).

### 1.2.5 Méthode de couplage

Comme nous l'avons vu précédemment, chaque méthode possède ses avantages et ses inconvénients. Il paraît donc judicieux d'appliquer telle méthode selon telle problématique ou encore d'utiliser plusieurs méthodes afin de subdiviser le milieu étudié en sous-domaines où chaque méthode est la plus appropriée. Dans ce cas, on aboutit à une méthode hybride comme l'approche développée par (Galis *et al.* (2008)) qui fait un couplage entre les méthodes DF et EF pour traiter efficacement des problèmes de modélisation en présence de topographie. L'idée est d'utiliser la formulation DF dans l'ensemble du modèle sauf dans la zone proche de la surface qui est discrétisée par EF.

En dynamique, la MDF peut être couplée avec la méthode des éléments finis (MEF) dans un procédé hybride, où une ou plusieurs régions sont modélisées par la MEF et l'espace de propagation par la MDF. Dans (Moczo *et al.* (2007)), la MEF est utilisée pour discrétiser une rupture dynamique et la topographie de la surface libre, et la MDF est utilisée pour discrétiser le milieu hétérogène de propagation. Dangla (1989) a couplé les éléments de frontière et les éléments finis.

### 1.2.6 Méthode des éléments finis

Dans ce travail, on s'intéresse aux méthodes d'éléments finis pour modéliser la réponse sismique des sols dans le cas de séisme forts. Cette méthode est couram-

ment utilisée pour les problèmes dynamiques en trois dimensions et pour simuler le comportement non linéaire des matériaux. Cette méthode sera présentée en détail dans le chapitre 3 (approche « 1D-3C »).

## 1.3 Modèle de comportement non linéaire des sols sous chargement cyclique

L'étude du mouvement sismique a mis en évidence l'importance de la nature des couches géologiques de surface sur les caractéristiques de ce mouvement. En effet, pour de telles sollicitations en champ proche, les matériaux peu consolidés de subsurface peuvent se dégrader au passage d'ondes sismiques. La modification de leurs propriétés rhéologiques en fonction du temps et/ou du niveau de sollicitation est responsable du comportement non linéaire. Ce dernier est caractérisé par plusieurs effets, par exemple :

- Si le sol est saturé et non cohésif, il peut perdre toute sa rigidité et entraîner des phénomènes de liquéfaction.
- Pour un matériau de type granulaire, des frottements entre grains se produisent. Cela peut dissiper l'énergie des ondes transmises et provoquer des déformations irréversibles.

Dans cette partie, une systhèse sur le comportement des sols sous chargement cyclique est présentée.

### 1.3.1 Principaux types de comportement cyclique

Sous une sollicitation à amplitude de contrainte contrôlée, on distingue trois types de réponse, schématisés sur la figure 1.3.1a, à savoir :

- le rocher : la déformation augmente d'une manière continue, conduisant ainsi à des phénomènes de rupture comme la liquéfaction ou la mobilité cyclique qu'on étudiera au paragraphe 1.3.3 ;
- l'accommodation : c'est une stabilisation du trajet contrainte-déformation sur une boucle d'hystérisis ;
- l'adaptation : après un certain nombre de cycles, la courbe contrainte-déformation présente un trajet réversible, donc un comportement parfaitement élastique.

A déformation contrôlée, on parle de durcissement cyclique si, au cours des cycles, le diagramme contrainte-déformation présente un intervalle de variation de contraintes qui croît et se stabilise. S'il décroît et se stabilise, il s'agit d'un adoucissement cyclique (figure 1.3.1b). Un chargement cyclique est alterné si le déviateur de contraintes peut, au cours des cycles, prendre des valeurs plus petites que celle des conditions initiales avant cisaillement. Il est non alterné si le déviateur de

contraintes reste toujours supérieur (figure 1.3.1c).

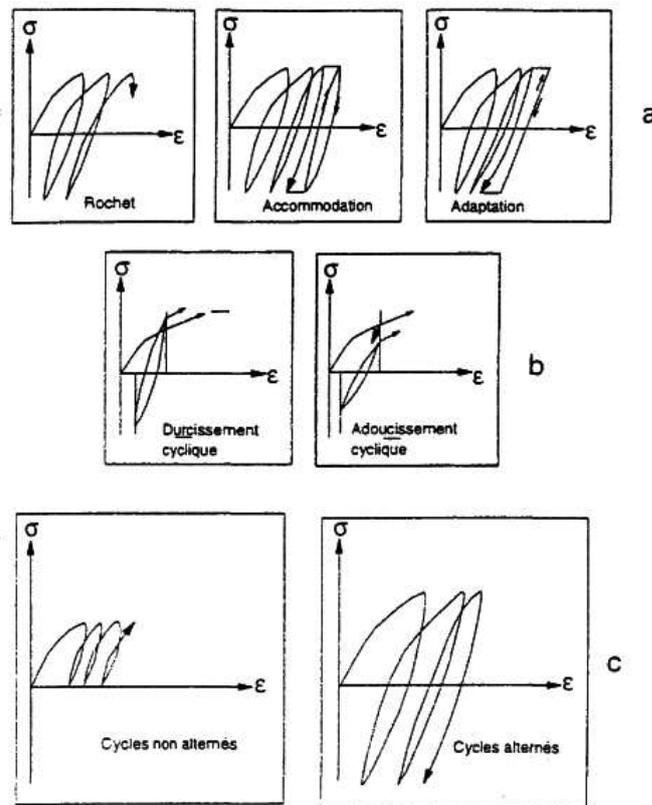


FIGURE 1.3.1: Différents phénomènes cycliques observables dans les sables (d'après Bahda (1997))

### 1.3.2 Comportement en condition drainée

Le concept d'état caractéristique joue un rôle important dans le comportement des sables sous chargement cyclique. En effet, Luong (1980) a montré que la position de la valeur moyenne du déviateur de contraintes par rapport à la droite caractéristique, dans l'espace des contraintes ( $q, p'$ ), gouverne les variations de volume. La figure 1.3.2a représente dans le plan ( $q, p'$ ), les zones des différents types de comportement que l'on peut observer à partir d'un essai drainé cyclique quel que soit le chemin de contraintes suivi. Tatsuoka et Ishihara (1974) montrent que le premier cycle induit une déformation volumique importante. Si l'amplitude des cycles est faible, le matériau se densifie progressivement jusqu'à l'adaptation. La densification est d'autant plus importante que le sable est lâche. Si, en revanche, le matériau est soumis à une grande amplitude de cycles (un rapport de contraintes

au-delà de l'état caractéristique), bien qu'une dilatance soit observée à la fin de chaque cycle, la déformation volumique n'atteint pas de palier de stabilisation, c'est le rocher. Ces résultats ont été confirmés par les travaux de (Mokham (1983)) sur le sable d'Hostun.

### 1.3.3 Comportement en condition non drainée

Par analogie avec le comportement drainé, le développement de surpressions interstitielles positives ou négatives dépend du domaine subcaractéristique ou surcaractéristique où la sollicitation est appliquée. La figure 1.3.2b montre les types de comportement observés suivant les différentes zones du plan  $(q, p')$ . Selon Luong (1980), la liquéfaction (au sens d'annulation des contraintes effectives) ne peut avoir lieu que si le déviateur appliqué est autour de l'axe hydrostatique. Ce résultat a été confirmé par les travaux de Hyodo *et al.* (1991) et Hyodo *et al.* (1994). Cependant d'autre étude (Verdugo (1992), Chern (1985)) ont montré que si le sable est assez lâche, un effondrement suivi d'une liquéfaction peuvent être observés même dans le cas d'un déviateur initial non nul. Le diagramme de la figure 1.3.2b n'est valable que pour des sables suffisamment denses pour admettre un domaine surcaractéristique significatif.

On distingue essentiellement deux types de comportement non drainé sous chargement cyclique : la mobilité cyclique et la liquéfaction vraie. L'apparition de l'un ou de l'autre phénomène dépend principalement de la densité et de la contrainte de consolidation, comme on le verra plus en détail dans les paragraphes suivants.

#### Mobilité cyclique

Décrit initialement par Seed et Lee (1966) et Casagrande (1976), ce phénomène a été étudié par la suite par de nombreux auteurs (Tatsuoka et Ishihara (1974), Ishihara *et al.* (1975), Luong (1980), Vaid et Chern (1983)). Il se manifeste de la manière suivante : quand un sable dense est soumis à un chargement cyclique alterné donné en condition non drainée, il se comporte comme le montrent les courbes typiques de la figure 1.3.3, d'après Mokham (1983). Dans le plan  $(q, p')$ , chaque cycle de chargement réduit davantage la contrainte moyenne effective  $p'$  par suite de l'augmentation de pression interstitielle. Lorsque l'état de contrainte franchit le seuil caractéristique, le chemin de contraintes effectives remonte suivant la droite caractéristique jusqu'au prochain déchargement. A ce niveau, la contrainte moyenne effective  $p'$  diminue rapidement et l'on s'approche de plus en plus de l'origine des axes. C'est le phénomène de mobilité cyclique. Pour la pression interstitielle, cela se traduit par une augmentation continue, même si, à l'échelle d'un cycle, elle diminue à la décharge et croît à la recharge. Le passage dans le domaine dilatant, aussi bien en compression qu'en extension, se manifeste

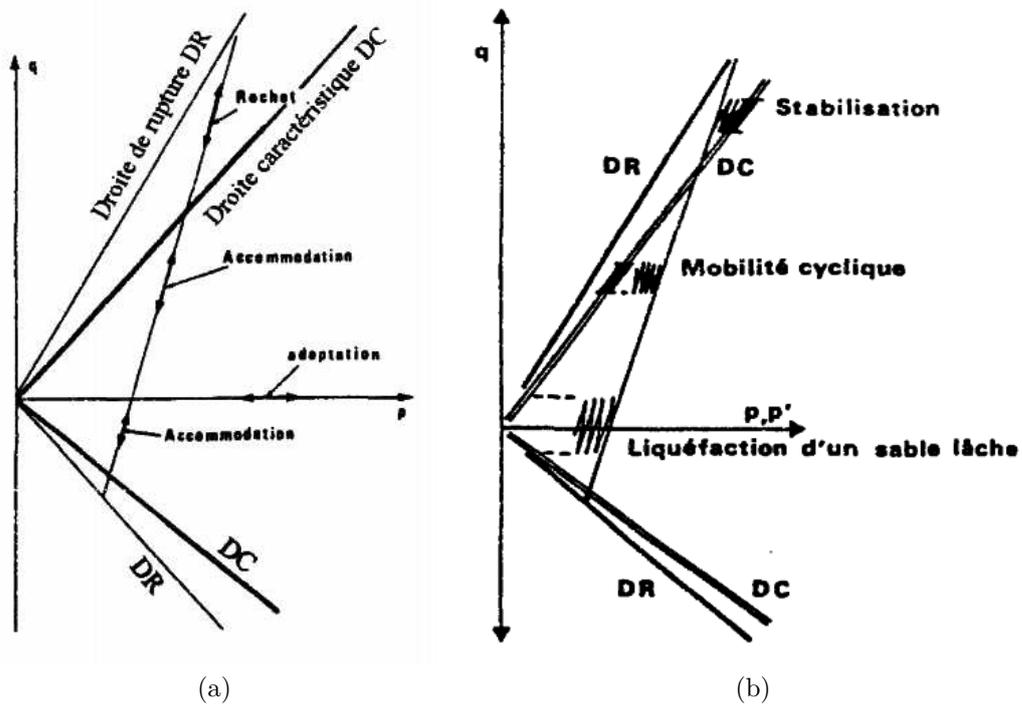


FIGURE 1.3.2: Zones des différents comportements cycliques du sable en condition :  
a) drainée ; et b) non drainée (d'après Luong (1980))

par une génération de surpression interstitielle négative à la charge jusqu'au retour au domaine contractant à la décharge. Ce changement de phase s'accompagne d'une surélévation brusque de la pression interstitielle à la décharge. Dans le plan déviateur-déformation axiale ( $q, \varepsilon_a$ ), le chargement génère des petites déformations jusqu'à atteindre la droite caractéristique. Dès lors, de grandes déformations apparaissent mais, à chaque passage dans le domaine dilatant, l'échantillon reprend de la résistance, limitant ainsi les déformations résultantes. La rupture est alors définie en fonction du nombre de cycles nécessaires pour atteindre une valeur donnée de la déformation axiale.

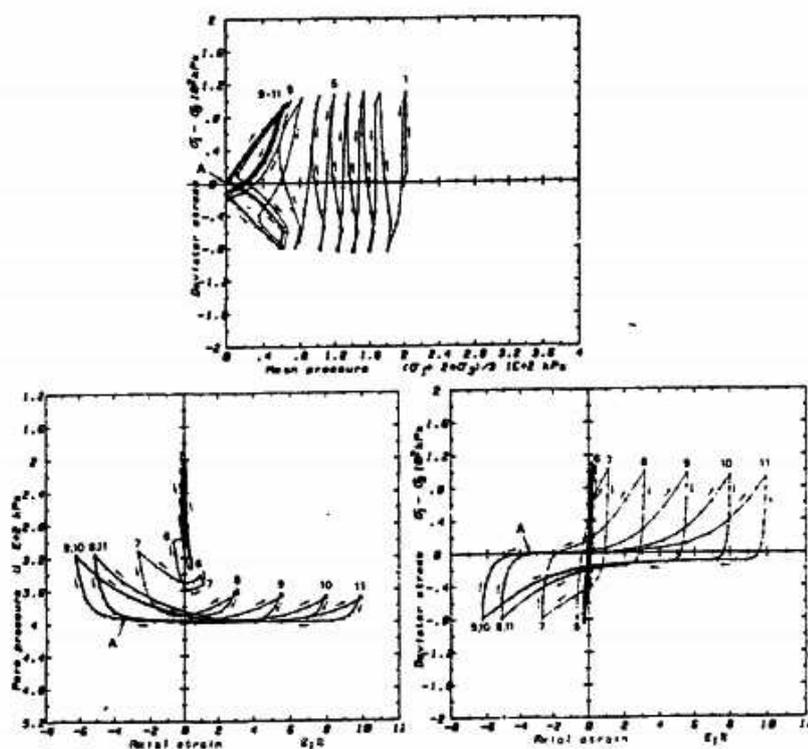


FIGURE 1.3.3: Essai de mobilité cyclique, d'après Mokham (1983)

### Liquéfaction vraie

Castro (1969) a montré qu'un sable lâche, soumis à un chargement cyclique en condition non drainée, développe un phénomène, semblable à la liquéfaction statique, nommé liquéfaction vraie. Depuis, d'autres travaux (Castro (1975), Vaid et Chern (1983), Dupla (1995), Hyodo *et al.* (1994)) ont permis de mieux connaître ce phénomène. La figure 1.3.4 montre un essai typique de liquéfaction vraie obtenu

par Castro (1969). L'augmentation progressive de la pression interstitielle rend compte du caractère contractant des sables lâches. Après un certain nombre de cycles, la pression interstitielle tend rapidement vers une valeur proche de celle de la contrainte effective moyenne initiale et la résistance au cisaillement chute rapidement jusqu'à une valeur résiduelle qui reste constante par la suite. Cette chute de résistance est accompagnée d'une augmentation de déformation axiale qui passe d'une valeur avoisinant 0.5 % à une valeur d'environ 10 %.

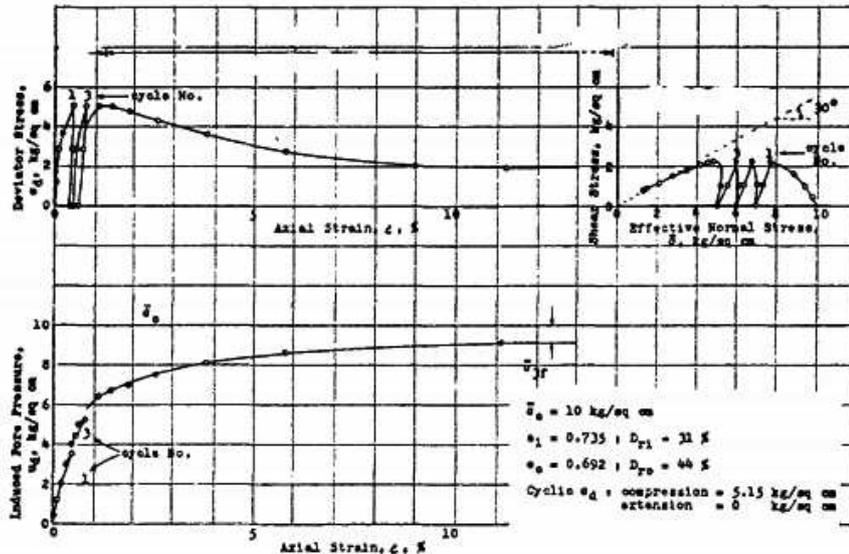


FIGURE 1.3.4: Essai de liquéfaction vraie, d'après Castro (1969)

### 1.3.4 Modèles de comportement des sols secs

#### Du régime linéaire au régime non linéaire

Les sédiments sont connus pour amplifier le mouvement sismique du sol depuis au moins 100 ans, mais il reste encore une incertitude sur le degré d'amplification varie avec le niveau du mouvement incident. Cette question reste l'une des questions les plus importantes liées à la compréhension et à la prévision des mouvements sismiques du sol (Field *et al.* (1998)).

Conformément à la conservation de l'énergie, l'amplification des ondes sismiques augmente généralement dans les sédiments en raison de faibles densités et/ou de vitesses sismiques. En outre, les effets de résonance peuvent se produire en cas de fort contraste d'impédance. Si les sédiments étaient parfaitement élastiques, leur réponse serait proportionnelle aux amplitudes de l'onde incidente. Cependant,

comme avec n'importe quel matériau réel, les sédiments commencent à céder à un certain niveau de déformation, et cette violation de la loi de Hooke donne lieu à une réponse non linéaire (Field *et al.* (1998)).

La communauté géotechnique a longtemps cru que la non-linéarité du sol était importante. Cet avis était presque entièrement basé sur des études de laboratoire tels que les essais cycliques sur des échantillons de sol. Les boucles contrainte-déformation observées dans ces essais montrent une diminution du module de cisaillement et une augmentation de l'amortissement aux niveaux élevés de déformation, par exemple Hardin et Drnevich (1972a), Hardin et Drnevich (1972b) et Vucetic (1990).

Il y a aussi des preuves, que la non-linéarité peut être observée directement dans les accélérogrammes comme ceux enregistrés à la station Wildlife Refuge pour le séisme de Superstition Hills, en Californie, en 1987 et à la station Kushiro Port pour le séisme de Kushiro-Oki, au Japon, en 1993 (Bonilla *et al.* (2005)).

Depuis la fin des années 1960, une attention considérable a été portée au développement de lois de comportement des sols, mais bien que de nombreux modèles différents ont été proposés, il n'y a pas encore d'accord ferme entre les chercheurs (Prevost et Popescu (1996); Muravskii et Frydman (1998)). *Comme indiqué par Chandrakant Desai : les modèles de sol sont comme les religions. Tout le monde croit en la sienne, mais ne croit pas dans celle des autres* (Pyke (2004)).

Les premières techniques utilisées pour l'analyse dynamique des sols étaient les méthodes linéaires et linéaires équivalents. Elles ont utilisé la rigidité dynamique équivalente et le coefficient d'amortissement hystérétique pour les paramètres du sol. Il y a aussi les modèles élastiques ou viscoélastiques non linéaires tels que Delépine *et al.* (2009) comme les tentatives pour améliorer les modèles linéaires équivalents (Assimaki et Kausel (2002)). Le développement des moyens de calcul a promu l'utilisation de techniques numériques puissantes pour l'analyse dynamique du sol. Des méthodes non linéaires impliquant la rigidité tangente dynamique plutôt que la valeur équivalente (sécante) ont été développées. La dépendance entre rigidité tangente et amplitude de déformation de cisaillement,  $\gamma$ , peut être, en principe, obtenue à partir de la relation expérimentale rigidité (sécante) équivalente-déformation (Puzrin et Shiran (2000a)).

Il est bien établi en géotechnique que la réponse du sol est non linéaire au-delà d'un certain niveau de déformation (Beresnev et Wen (1996)). Une fois que la déformation de cisaillement dépasse d'environ  $10^{-5}$  (Assimaki *et al.* (2000)) ou  $10^{-6}$  (Fahey (1992)) (appelé ci-après le seuil linéaire), le comportement contrainte-déformation des sols devient de plus en plus non-linéaire, et il y a différentes façons de définir le module de cisaillement ou l'amortissement. Par conséquent, toute approche pour les analyses de chargement cyclique avec la plus grande intensité doit tenir compte du niveau des excursions de déformations cycliques. La figure 1.3.5

illustre les limites des différentes méthodes d'analyse basées sur la déformation cyclique.

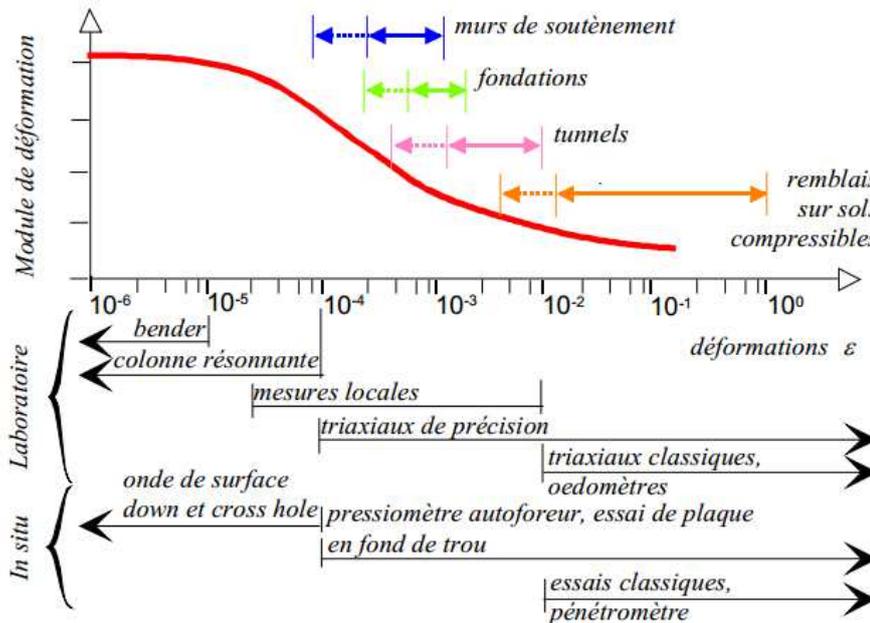


FIGURE 1.3.5: Détermination des modules de déformation et méthode d'analyse en fonction de la déformation cyclique (d'après Reiffsteck (2011))

### Différentes approches pour la non-linéarité du sol

En général, deux approches sont classiquement utilisées pour modéliser le comportement cyclique non linéaire du sol : le modèle linéaire équivalent et non linéaire (Gandomzadeh (2011)). L'approche linéaire équivalente se ramène à une équation linéaire exprimée en termes de déformation de cisaillement effective. Cette approche a l'avantage de la simplicité mathématique et la préservation du principe de superposition, mais présente l'inconvénient de mauvaises prévisions à grandes déformations et l'incapacité à modéliser la déformation plastique et/ou la rupture (Borja *et al.* (2000)). La capacité à représenter le développement ou la permanence de déformation est l'un des avantages les plus importants de modèles non linéaires cycliques par rapport aux modèles linéaires équivalents. La possibilité du calcul des variations de pression interstitielle, la contrainte effective variant également, représente un autre avantage important des modèles non linéaires cycliques (Kramer (1996)).

## Modélisation de la non-linéarité du sol

Les études sur la non-linéarité du sol utilisent soit des équations d'état simples avec peu de paramètres soit des formulations complexes avec plusieurs paramètres. En général, ces modèles peuvent être divisés en deux groupes : les modèles constitutifs avancés et les modèles mécaniques.

Le premier groupe (*modèles constitutifs avancés*) se compose de modèles tensoriels qui établissent une relation entre les incréments des tenseurs déformation-contrainte (par exemple Hujieux (1985)). Les méthodes sont plus précises et générales pour modéliser le comportement des sols. Les méthodes sont basées sur les modèles de comportement avancés qui utilisent les principes de base de la mécanique pour décrire le comportement des sols observée pour a) des conditions générales de contrainte initiale, b) une grande variété de chemins de contraintes, c) des axes principaux de contrainte en rotation, d) un chargement cyclique ou monotone, e) des taux de déformation élevées ou faibles, et f) des conditions drainées ou non drainées.

Dans de nombreux cas pratiques tels que les analyses des réponses de mouvement fort, le problème étudié est limité à une dimension spatiale, et le sol se déforme dans des conditions de cisaillement simple. Dans de tels cas, il peut être plus fiable de construire un modèle de comportement ne considérant que les éléments de contrainte et de déformation impliqués dans une dimension, plutôt que d'utiliser la représentation générale tensorielle. Ces modèles (généralement appelé modèles non linéaires cycliques ou *modèles mécaniques*) constituent le deuxième groupe. Outre le fait que ces modèles sont généralement plus simples, ils ont l'avantage de permettre un calage avec des données expérimentales représentant le même type de déformation (cisaillement cyclique simple).

Dans ce travail, une relation de comportement non-linéaire en 3D pour le sol est mise en oeuvre dans le cadre de la méthode des éléments finis dans le domaine temporel, et un modèle constitutif avancé a été choisi. De nombreux auteurs ont étudié et développé les modèles constitutifs avancés basés sur la théorie de la plasticité, par exemple Iwan (1967), Prévost (1978), Prévost (1985), Towhata et Ishihara (1985a), Iai *et al.* (1990b), Iai *et al.* (1990a), Bonilla *et al.* (2005), ... Dans ce travail, la rhéologie complexe des sols est modélisée au moyen d'un modèle de plasticité cyclique multi-surface du type Masing-Prandtl-Ishlinskii-Iwan (Segalman et Starr (2008)). Le grand avantage de ce choix est que les seules données nécessaires pour sa définition sont issues de la courbe de réduction du module de cisaillement. Une étude paramétrique est effectuée pour caractériser les changements dans le mouvement sismique des couches superficielles dues à la fois aux propriétés de champ d'onde incident et aux non-linéarités des sols (Santisi d'Avila *et al.* (2012)).

### 1.3.5 Modèle de comportement de sol sélectionné (modèle MPII)

Iwan (1967) a présenté une classe de modèles physiquement pour le comportement hystérétique indépendant. Ce type de modèle fait le lien entre les données empiriques initiales de chargement et l'analyse du comportement cyclique stationnaire et transitoire des cellules élastoplastiques et, en même temps, fournit une base de comparaison pour beaucoup de formulations empiriques actuelles. Le modèle dans le cas de sa formulation 1D conduit à une simplification considérable de la description du trajet déformation-contrainte. Toutefois, les concepts du modèle peuvent facilement être incorporés dans la théorie générale de la plasticité incrémentale tridimensionnelle.

Masing a utilisé le modèle parallèle-série dès 1926 pour aboutir à des descriptions générales du comportement des matériaux Iwan (1967)). Drucker a également discuté de ce modèle et mis en évidence quelques-uns de ses avantages et inconvénients.

La classe de modèles considérés correspond à un assemblage d'éléments parfaitement élastique et rigide-plastique ou « patin » (éléments de friction de Coulomb) disposés soit en une combinaison série-parallèle (Fig.1.3.6 à gauche) ou parallèle-série (Fig.1.3.6 à droite). La répartition de ces propriétés dicte la forme particulière du comportement hystérétique. Le modèle d'Iwan conduit à une méthode très simple et efficace de calcul et offre une flexibilité considérable pour l'intégration des données de laboratoire sur le comportement du sol (Joyner et Chen (1975)).

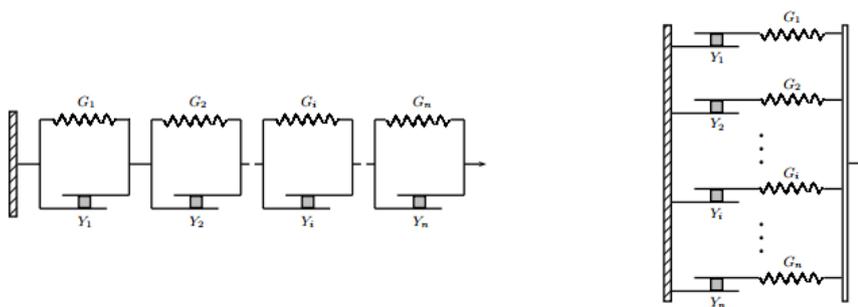


FIGURE 1.3.6: Modèle unidimensionnel rhéologique d'Iwan : modèle série-parallèle (à gauche) ; modèle parallèle-série (à droite).

Le modèle Iwan peut être utilisé pour représenter, quelle que soit la précision souhaitée, le comportement d'un matériau dont les cycles d'hystérésis ne satisfont pas les critères de Masing et ne dépendent pas du nombre de cycles de chargement. Joyner et Chen (1975) estime que, même si un sol a un comportement dynamique qui ne satisfait pas pleinement le critère de Masing, son comportement pourrait encore être approximativement représenté par un modèle d'Iwan. Si la forme de la

boucle change avec le nombre de cycles de chargement, le modèle d'Iwan pourrait encore être utilisé. En évaluant les constantes du modèle, on pourrait simplement utiliser la boucle générée après un certain nombre de cycles (Joyner et Chen (1975)). Le nombre serait choisi pour être représentatif du nombre prévu lors du séisme considéré.

Le modèle d'Iwan est utilisé pour représenter le comportement de différents types de matériaux Taylor et Larkin (1978), Iwan et Cifuentes (1986), Belyaev et Irschik (1996), Song *et al.* (2004), Miller et Dane Quinn (2009), Acsik et Icsbuga (2007) et Shirayayev *et al.* (2007). Il existe également plusieurs évolutions du modèle d'Iwan qui sont présentées ci-dessous.

Segalman a modifié le modèle d'Iwan série-parallèle pour l'utiliser en dynamique des structures pour les éléments de joint (Segalman (2001), Segalman (2005); Segalman et Starr (2004)). Il a démontré que, les modèles de Segalman sont identiques aux modèles d'Iwan et de Masing. Selon Segalman et Starr (2008), le modèle d'Iwan peut être appelé le modèle Masing-Prandtl-Ishlinskii-Iwan (MPII). En outre, au début des années 1990, Lubarda *et al.* (1993) ont démontré que les modèles Prandtl-Ishlinskii-Iwan pourraient être construits à partir de modèles Preisach, en les reliant au riche contexte mathématique du formalisme de Preisach au sein de la communauté des physiciens (Segalman et Starr (2008)).

Selon Gutta *et al.* (2003), l'une des lacunes du modèle de Masing (tel que le modèle d'Iwan), c'est qu'il peut être très coûteux numériquement car il est nécessaire de conserver en mémoire chaque surface de plasticité au cours de toute l'histoire de chargement.

La formulation parallèle-série conduit toujours à des relations entre la contrainte et la déformation. D'autre part, la plupart des équations de la théorie de la plasticité incrémentale sont basées sur l'idée que la déformation doit être séparable en une partie élastique et une partie plastique, la déformation totale étant la somme des deux. Les modèles en série-parallèle sont plus adaptés pour considérer cette division de la déformation. Par conséquent, dans ce travail, nous utilisons le modèle série-parallèle d'Iwan pour étudier la non-linéarité du sol.

## 1.4 Le phénomène de liquéfaction

### 1.4.1 Définition de la liquéfaction

Il semblerait que Hazen (1920), ait été le premier à utiliser le terme « liquéfaction » pour décrire et expliquer le mode de rupture du barrage Calaveras en 1918 en Californie, où 700 000  $m^3$  de sol constituant le pied amont du barrage ont été emportés sur une distance de 100 m sans aucune cause apparente. Hazen (1920) a expliqué ce phénomène par une concentration de pressions induite par un mou-

vement ou une déformation dans le matériau. Lorsque ceci se produit rapidement, l'eau contenue entre les pores est mise sous pression. L'augmentation continue de cette pression interstitielle conduit à une diminution des forces intergranulaires dans le sol, et le matériau perd toute sa résistance lorsque la pression interstitielle devient égale à la contrainte effective initiale.

Plusieurs cas de glissements de terrains, de ruptures de barrages, de digues, de structures en terre, entre d'autres, ont été attribués à la liquéfaction. Tous ces phénomènes, concernant le comportement non drainé des sols, présentaient en commun un développement de la pression interstitielle sous l'action d'un chargement statique ou cyclique, dans des milieux non cohérents saturés.

Les études réalisées en laboratoire et in situ ont permis de distinguer entre les principaux phénomènes suivants : l'écoulement de liquéfaction ou tout simplement liquéfaction, et la mobilité cyclique. Le phénomène de liquéfaction est connu sous le nom de liquéfaction statique ou cyclique lorsque le chargement provoquant le phénomène est respectivement monotone ou cyclique.

La liquéfaction statique est caractérisée par une perte importante et brutale de la résistance au cisaillement du massif de sol. C'est un phénomène d'instabilité caractéristique de matériaux granulaires, tels que les sables, lâches et saturés, ayant une tendance à la contractance sous cisaillement drainé. En conditions non drainées, cette tendance se traduit par une augmentation de la pression interstitielle qui conduit à la réduction des contraintes effectives.

La liquéfaction cyclique vraie caractérise les sables lâches et très lâches contractants. C'est un mécanisme similaire à celui observé sous chargement monotone, et se définit par une augmentation progressive de la pression interstitielle au cours des cycles de charge-décharge sans augmentation considérable des déformations. Lorsque la pression interstitielle devient égale à la contrainte moyenne effective initiale, une chute brutale de la résistance au cisaillement se produit accompagnée par un développement rapide de grandes déformations.

La mobilité cyclique est un phénomène caractéristique de sables moyennement denses et très denses dilatants. Il se différencie de la liquéfaction par le fait que la rupture est produite par accumulation de déformations significatives, et non pas par une perte importante de la résistance au cisaillement.

Le phénomène de liquéfaction est moins fréquent que la mobilité cyclique, mais les conséquences sont plus désastreuses, étant donné qu'un volume plus important de sol peut être disloqué. En plus, ce phénomène peut se produire sans aucune cause apparente. Terzaghi (1956) a employé le terme de « liquéfaction spontanée » pour décrire le changement soudain de dépôts de sables d'un état solide à un état liquide, sous l'effet d'une légère perturbation.

Casagrande (1976), Castro et Poulos (1977) ont défini la liquéfaction comme la perte d'une grande partie de la résistance au cisaillement, d'un sable saturé, sous

chargement monotone ou cyclique. La liquéfaction n'est donc pas nécessairement associée à une annulation totale des contraintes effectives.

Selon Poulos *et al.* (1985), ce phénomène peut se produire aussi sous des sollicitations dynamiques, voire sismiques.

Il peut également se développer dans le cas de sables denses pour des niveaux très élevés de l'état de contraintes.

Les cas de liquéfaction recensés dans la littérature ont été caractérisés par l'instantanéité du déclenchement, la vitesse élevée de propagation, et le volume très important de sols emportés sur des distances significatives.

Dans le paragraphe suivant, quelques exemples spectaculaires de liquéfaction seront cités, montrant les conséquences catastrophiques de ce phénomène.

### 1.4.2 Quelques exemples historiques de liquéfaction

La liquéfaction des sols est un problème sérieux capable de causer des dégâts souvent irréparables, tant à des ouvrages existants qu'à de nouvelles constructions, ainsi la liquéfaction peut provoquer :

- une perte de capacité portante du sol de fondation, (basculement d'immeuble)
- un glissement des terrains en pente,
- des ruptures superficielles sous forme de fissures, ou étalement latéral,
- un développement des forces de poussées,
- un soulèvement des ouvrages enterrés et rupture des canalisations,
- une formation de cratère ou « volcans de sable », ébullition de sable,
- un affaissement ou effondrement en surface du sol
- des ruptures des barrages (remblais hydraulique)
- un tassement des dépôts de sable, le déplacement latéral du terrain
- etc.....

#### Séisme de Niigata, au Japon (1964)

La ville de Niigata est située à l'estuaire des fleuves d'Agano et Shinano. Cet environnement géologique a engendré des dépôts de sables lâches avec une nappe phréatique peu profonde. La surface du sol dans ces espaces est relativement plate.

Durant le séisme de Niigata le 16 Juin, 1964 de magnitude 7.5 sur l'échelle de Richter, la liquéfaction a été observée dans les espaces près des rivières. Cette liquéfaction a été accompagnée par des ruptures de fondation, des effondrements des ouvrages de retenue et des épandages latéraux dans le sol ce qui a causé de sévères dommages dans plusieurs structures tels que les ponts, les bâtiments, les réseaux enterrés. . .

Les bâtiments d'habitation à Kawagishi-cho sont devenues très connues comme symbole des effets de la liquéfaction des sols. Lorsque la liquéfaction s'est produite,

la résistance du sol sous fondations s'est réduite de sa valeur initiale, engendrant une capacité portante suffisante pour supporter les bâtiments, à la résistance résiduelle du sol liquéfié. Puisque la résistance résiduelle était inférieure à la contrainte de cisaillement imposée par le poids des bâtiments, la capacité portante du sol a chuté fortement engendrant de très grandes déformations (Figure 1.4.1).

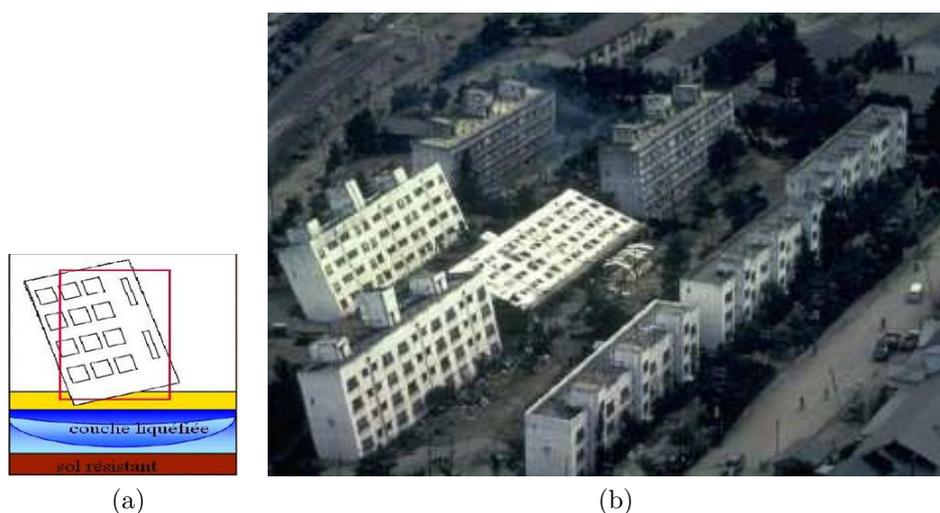


FIGURE 1.4.1: Effets de liquéfaction : a) Perte de capacité portante du sol de fondation ; b) Inclinaison des bâtiments d'habitation de Kawagishi-cho à Niigata au Japon due à la chute de la capacité portante du sol par liquéfaction

### Séisme de Superstition Hills, pour le site Wildlife Refuge, en Californie (1987)

Le séisme de Superstition Hills du 24 novembre 1987 a créé des volcans de sable et plusieurs ouvertures de fissures dans le sol sur le site de Wildlife Refuge qui est situé dans l'une des zones sismiques les plus actifs de la Californie (Figure 1.4.2). Suite à la génération de fortes surpressions interstitielles, le sable liquéfié remonte en surface en créant des cratères ce qui est un phénomène typique de la liquéfaction des couches superficielles.

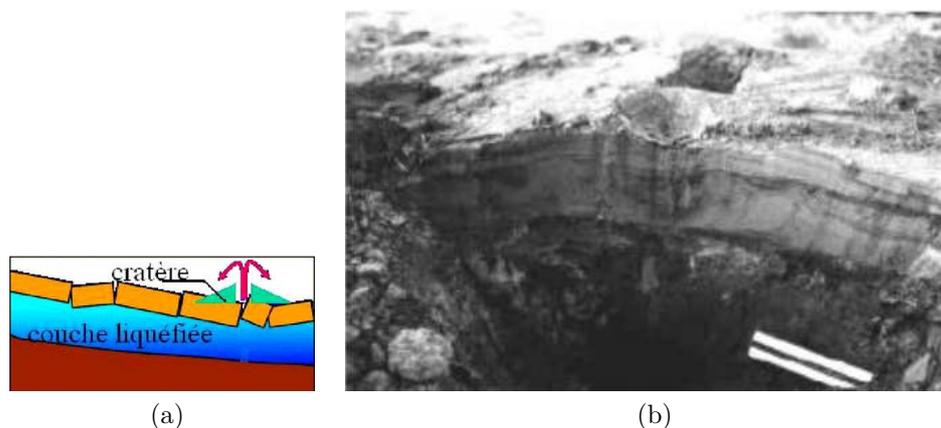


FIGURE 1.4.2: a) Formation des cratères ou « volcans de sable » ; b) Volcan de sable sur le site de Wildlife

### **Christchurch, Nouvelle Zélande (2011)**

Le séisme de Christchurch (22 Février 2011) était d'une magnitude de 6.3, et a frappé la région de Canterbury en Nouvelle Zélande. Le séisme était localisé à deux kilomètres à l'ouest de la ville de Lyttelton, et 10 km au sud-est du centre de Christchurch. Six mois après s'est produit le tremblement de terre de Canterbury de magnitude 7.1 (4 Septembre 2010), qui a causé des dommages importants à Christchurch et dans la région centrale de Canterbury.

Le séisme a provoqué des dommages étendus dans Christchurch, en particulier dans le centre-ville et les faubourgs de l'Est, avec des dégâts aggravés pour les bâtiments et les infrastructures déjà affaiblies par le tremblement de terre du 4 Septembre 2010. Une liquéfaction significative a affecté la banlieue Est.



FIGURE 1.4.3: Volcans de sable dus à la liquéfaction, après le tremblement de terre de Christchurch, Nouvelle Zélande (2011)



FIGURE 1.4.4: Rupture superficielle et liquéfaction après le tremblement de terre de Christchurch, Nouvelle Zélande (2011)

### **Séisme de Tohoku, au Japon (2011)**

Le séisme de 2011 sur la côte Pacifique du Japon à Tohoku était de magnitude 9.0. Il s'est produit au large des côtes nord-est de l'île de Honshu le 11 mars 2011. Son épicentre se situe à 130 km à l'est de Sendai, chef-lieu de la préfecture de Miyagi, dans la région du Tohoku, ville située à environ 300 km au nord-est de Tokyo. Il a engendré un tsunami dont les vagues ont atteint une hauteur estimée à plus de 30 m par endroits. Les effets de liquéfaction ont été observés à travers des dommages des fondations, des bâtiments, et sur des volcans de sables, ...



FIGURE 1.4.5: Poinçonnement de la fondation sous l'effet de la liquéfaction sismique Tohoku 2011



FIGURE 1.4.6: Endommagement des routes : Baisse du niveau de la route due à l'épandage latéral sous l'effet de la liquéfaction du séisme de Tohoku 2011

### Séisme d'Emilie Romagne, en Italie (2012)

Les séismes de 2012 en Émilie-Romagne sont une série de tremblements de terre de magnitude allant jusqu'à 6 qui ont eu lieu principalement le 20 mai 2012 et au 29 mai 2012 dans la région de Modène en Italie. Ils correspondent aux mouvements du système de failles est-ouest de la partie nord de la chaînes des Apennins. Cela est dû à des mouvements de convergence liés au déplacement des Apennins vers le nord-est et à l'enfoncement vers le sud de la plaque de la plaine du Pô. Le phénomène de liquéfaction a également été observé pour ce séisme.



(a)



(b)

FIGURE 1.4.7: Phénomène de liquéfaction dans un champ de maïs en Emilie-Romagne (d'après Université de Modène et Reggio Emilia)

Quelques autres exemples des effets de la liquéfaction produit par les séismes sont donnés dans les annexes.

### 1.4.3 Modèles numériques pour simuler la liquéfaction

Divers types de modèles de comportement ont été développés récemment de façon spécifique pour l'étude de la liquéfaction. Ces modèles permettent de suivre l'évolution des pressions interstitielles au cours du chargement. On peut diviser en trois groupes principaux, à savoir :

- des modèles empiriques construits en contraintes effectives visant à traduire les mécanismes fondamentaux (Habib et Luong (1978) ; Ishihara et Towhata (1980) ; Martin *et al.* (1975)) ;
- des modèles classiques généralisés ou étendus (approches de type Biot de la théorie de poroélasticité, ...)
- des modèles contenant quelques nouvelles idées qui ne s'appuient pas sur les descriptions classiques (par exemple : la théorie des bifurcations, des éléments discrets, ...).

Pour la suite, seules les descriptions rapides du modèle de Martin *et al.* (1975), de Biot (1956) seront proposées ; la description du modèle d'Ishihara et Towhata (1980) utile à la compréhension de ce travail sera plus détaillée.

### 1.4.3.1 Modèle de Finn

Martin *et al.* (1975) ont développé une méthode de calcul de la pression interstitielle dans le cadre d'une loi de comportement non-linéaire du comportement des matériaux. Le modèle lie pression interstitielle générée lors du chargement non drainé à la déformation volumique qui aurait eu lieu pour le même incrément de contrainte dans des conditions de chargement drainé. Ce concept est appelé le modèle de pression interstitielle de MFS (Martin Finn Seed).

Le modèle nécessite la détermination de sept paramètres. Ces paramètres sont obtenus à partir d'essais cyclique en laboratoire.

Notons cependant pour conclure que le modèle n'a été développé et vérifié qu'à partir d'essais à la boîte de cisaillement simple. Il ne constitue pas une loi de comportement au sens le plus général du terme et ne doit être utilisé que pour des conditions de sollicitation proches de celles de cet appareil. Ces conditions sont sensiblement réalisées en place pour des couches de sol subhorizontales largement étendus et une propagation verticale d'ondes de cisaillement.

### 1.4.3.2 Modèles basé sur les équations de Biot

Biot (1956) a été le premier à développer une théorie 3D de la propagation des ondes dans les milieux poro-élastiques saturés fluides. Les équations qui régissent l'interaction des milieux solides et liquides ont d'abord été établies par Biot pour les deux phénomènes quasi statiques et dynamiques. La théorie de Biot classique est basée sur l'hypothèse de relations élastiques linéaires entre les contraintes effectives et les déformations dans le squelette du sol. Une hypothèse supplémentaire est la loi de Darcy. Ces relations ainsi que les principes généraux de la mécanique des milieux continus ont conduit à des équations de consolidation de Biot bien connus. (Stavropoulou (2010))

On peut citer ici le modèle de (Ghaboussi et Wilson (1973)) qui est basé sur les équations d'un milieu biphasique selon Biot (fluide compressible et phase solide munie d'une loi de comportement élastique linéaire) et dont la formulation en éléments finis. Le modèle de Prévost (1977), Prévost (1978), et Prévost (1985)) est aussi basé sur les équations de Biot. Mais, ces dernières ont été étendues de manière à pouvoir traiter les problèmes dynamiques et résoudre les cas de non-linéarité matérielle (modèle utilisant une multisurface développée autour de la théorie élastoplastique) pour la phase solide. La théorie des mélanges (Truesdell et Toupin (1960)) a de plus été appliquée pour établir le comportement de la phase liquide. Le modèle par éléments finis de (Zienkiewicz et Shiomi (1984)) est également basé sur les équations de Biot qui sont traitées dynamiquement comme chez Prévost. On peut enfin mentionner le modèle à deux phases proposé par (Davalle (1991)).

En effet, si ces modèles présentent une grande facilité d'utilisation et peut conduire à des résultats acceptables, leur signification physique reste peu claire. Ils doivent être considérés comme des « boîtes noires » permettant de traduire les phénomènes globaux mais non de les expliquer d'un point de vue des mécanismes mis en jeu (Pecker (1984)).

### 1.4.3.3 Modèle UBC-SAND

Au milieu des années 1990, (Byrne *et al.*, 2004) et ses étudiants de troisième cycle à l'université de la British Columbia (UBC) ont développé un modèle constitutif connu sous le nom UBCSAND pour simuler la liquéfaction de sol. UBCSAND a été conçu pour estimer les déplacements, les accélérations et la génération, la dissipation de la pression interstitielle provoquée par un mouvement spécifique interne. Byrne *et al.* (2004) ont incorporé UBCSAND dans le code FLAC 2D.

UBCSAND est un modèle de plasticité en contrainte effective pour une utilisation dans les analyses contrainte-déformations avancées de structures géotechniques. Le modèle a été développé principalement pour les sables ayant un potentiel de liquéfaction sous chargement sismique (par exemple, les sables et sables limoneux avec une densité relative inférieure à 80% environ). Le modèle prédit le comportement contrainte-déformation de cisaillement du sol à l'aide d'une relation hyperbolique supposé, et estime la réponse volumétrique associée du squelette du sol à l'aide d'une règle d'écoulement plastique qui est une fonction du rapport de la contrainte courante. Le modèle peut être utilisé dans un mode entièrement couplé où les calculs d'écoulement des eaux mécaniques et la terre sont réalisées simultanément.

Byrne *et al.* (2004) ont appliqué le modèle UBCSAND dans FLAC 2D pour effectuer les prédictions numériques de liquéfaction du sable dans le cadre d'essais en centrifugeuses dynamiques (Byrne *et al.* (2004)).

### 1.4.3.4 Modèle « front de liquéfaction » sélectionné

Le modèle proposé par Ishihara et Yamazaki (1980) diffère par la forme du chemin de contraintes effectives (parabole) dans le domaine subcaractéristique et par la définition d'un trajet dans le domaine surcaractéristique entre « la droite de transformation de phase » et la droite de rupture.

Ishihara et Yamazaki (1980), Ishihara et Towhata (1983), Towhata et Ishihara (1985a) en se basant sur les résultats des différents essais en laboratoire (par exemple, les essais de torsion, essais triaxiaux, essais diagonaux figure 1.4.8) ont montré que :

- Il existe une relation caractéristique entre le travail de cisaillement et l'excès de pression interstitielle à chaque état de contrainte de cisaillement. Cette

relation est indépendante des chemins de contrainte de cisaillement.

- L'excès de la pression interstitielle ne dépend que de l'état de contrainte actuel et du travail de la contrainte de cisaillement actuel.

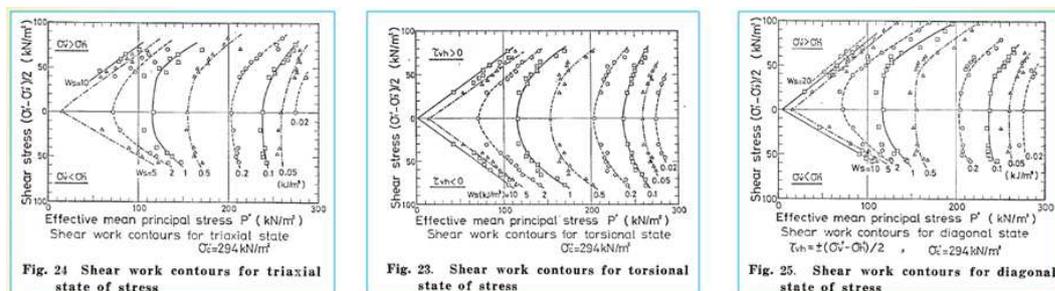


FIGURE 1.4.8: Résultats des différentes essais en laboratoire (d'après Towhata et Ishihara (1985b))

En se basant sur les résultats d'Ishihara, Iai *et al.* (1990b), et Iai *et al.* (1990a) ont formulé les corrélations en termes de courbes d'enveloppe de travail de cisaillement. Le modèle « front de liquéfaction » basé sur ces derniers résultats, a permis d'évaluer les contraintes moyennes effectives à partir du travail de la contrainte de cisaillement  $W_s$  et la contrainte de cisaillement  $\tau$ . Le modèle a besoin de cinq paramètres, appelés ci-après les paramètres de dilatance, pour tenir compte de cette corrélation. Ces paramètres représentent les phases initiale et finale de la dilatance,  $p_1$  et  $p_2$ ; la dilatance globale,  $w_1$ ; la limite du seuil de dilatance et la limite ultime de dilatance,  $c_1$  et  $S_1$ . Ces paramètres sont obtenus à partir des données de laboratoire, essais de cisaillement cycliques non drainés. Les détails de ce modèle ont été définis par Iai *et al.* (1990b) et Iai *et al.* (1990a).

Bonilla *et al.* (2005) a combiné le modèle « front de liquéfaction » et le comportement d'hystérésis dans un modèle non linéaire de sol pour étudier la réponse aux séismes de Superstition Hills en 1987 aux États-Unis et de Kushiro en 1993 au Japon. Roten *et al.* (2013) a également utilisé le modèle pour simuler la réponse au séisme de Tohoku en 2011 au Japon.

Le grand avantage du modèle est que :

- Il est relativement facile à mettre en œuvre. Il nécessite peu de paramètres à partir d'essais de laboratoire simples qui comprennent la génération de la pression interstitielle.
- Il représente l'effet de la rotation des contraintes principales au cours du comportement cyclique des sables anisotropes consolidés, cela permet d'étudier un comportement isotrope et anisotrope.
- Il peut être utilisé pour étudier les problèmes en deux dimensions, par exemple, digues, murs de quais, entre autres ou d'être développé en trois dimensions.

Le modèle « front de liquéfaction » est choisi pour être couplé au modèle « MPII » afin d'étudier la non-linéarité de comportement du sol sous sollicitation dynamique en condition drainée ou non drainée. Le modèle MPII est d'abord utilisé pour calculer les contraintes totales. Puis, au moyen du modèle d'Iai, les contraintes totales sont corrigées pour obtenir les contraintes effectives en évaluant le travail de cisaillement accompli sur l'élément de volume à chaque pas de temps en utilisant des relations empiriques entre celui-ci et la pression interstitielle.

## 1.5 Présentation du mémoire

Ce mémoire est divisé en trois parties.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude de la loi de comportement des sols sous chargement cyclique. Il démarre par une description détaillée de la mise en œuvre des deux modèles MPII et « front de liquéfaction », il définit le couplage de deux modèles pour la construction du modèle résultant (MPII-L). La méthode MPII-L est ensuite appliquée pour simuler différents essais : les essais de torsion, les essais triaxiaux, avec différents types de sols, lâches ou denses. À chaque application, le comportement non linéaire des sols est analysé. Selon les cas, la pression interstitielle générée par la sollicitation cyclique est également analysée. Puis une comparaison entre le comportement en 3 composantes et en une composante de chargement a été effectuée pour mettre en évidence l'influence des contraintes « intermédiaires » et des contraintes plus élevées. Cela montre la nécessité du comportement non linéaire en trois dimensions pour étudier le comportement des sols sous chargement cyclique.

Le chapitre 3 décrit l'approche « 1D-3C » (une direction-trois composantes) pour modéliser la propagation des ondes sismiques dans la direction verticale en prenant en compte le chargement en 3D. Le modèle de comportement MPII a été implanté dans la méthode des éléments finis pour modéliser la propagation des ondes sismiques dans deux cas de condition aux limites : « absorbante » et « fond de puits ». La condition « absorbante » est utilisée quand les accélérations d'entrée sont enregistrées sur le rocher affleurant. La condition « borehole » ou « fond de puits » est utilisée dans les cas d'enregistrements en fond de puits. L'approche « 1D-3C » a d'abord été validée pour un comportement élastique et vérifiée ensuite dans le cas non-linéaire.

Le chapitre 4 traite des applications effectuées par l'approche « 1D-3C » pour modéliser la réponse des sols pour des séismes réels. Dans ce chapitre, on simule l'amplification des ondes sismiques pour trois séismes réels : le séisme de Superstition Hills en 1987 aux États-Unis ( $M_w = 6.7$ ); le séisme de Tohoku en 2011 au Japon ( $M_w = 9.1$ ); le séisme de Kushiro en 1993 au Japon ( $M_w = 7.8$ ). Pour certains séismes, les enregistrements en profondeur et en surface permettent de

comparer les accélérations calculées en surface par l'approche « 1D-3C » avec les accélérations enregistrées en surface pour valider le modèle proposé. Ensuite, on prévoit l'amplification des ondes sismiques pour le séisme d'Emilie Romagne en 2012 en Italie ( $M_w = 5.9$ ) à partir des accélérations synthétiques générées pour représenter le mouvement de référence sur le rocher affleurant. Pour chaque application, les effets de la pression interstitielle sur la réponse sismique sont analysés. En particulier, l'influence des trois composantes propagées simultanément est analysée en détail.

Le mémoire se termine par un chapitre de conclusion et de perspectives.

## **Chapitre 2**

# **Comportement des sols sous chargement cyclique**



## 2.1 Introduction

L'étude du mouvement sismique a mis en évidence l'importance de la nature des couches géologiques de surface sur les caractéristiques de ce mouvement (Pecker (1984)).

Des séismes récents ont mis en évidence des effets de site dus au comportement non linéaire du sol, ce qui a montré l'importance de l'utilisation des modèles de comportement non-linéaire du sol lors des études de réponse sismique des sites. Le but de ce travail est d'étudier l'effet de la non-linéarité du sol sur la propagation des ondes sismiques mais aussi l'effet des surpression interstitielle dans le sol. Par conséquent, un modèle non linéaire de comportement du sol est nécessaire pour représenter cette non-linéarité ainsi qu'un modèle d'évolution de la surpression interstitielle. Ce chapitre est consacré au comportement non linéaire des sols en trois dimensions (3D).

Dans cette thèse, pour modéliser le comportement sous chargement cyclique, le modèle considéré associe deux composantes : une loi de comportement non linéaire du sol avec un état de contrainte tridimensionnel suggérée par Iwan (1967) et généralisée par (Segalman et Starr (2008)) sous l'appellation Masing-Prandtl-Ishlinskii-Iwan ou « MPII » et un modèle « front de liquéfaction » basé sur la relation entre la pression interstitielle et le travail de la contrainte de cisaillement initialement proposée par (Iai *et al.* (1990b,a)). Le modèle MPII est d'abord utilisé pour calculer les contraintes totales. Puis, au moyen du modèle d'Iai, les contraintes totales sont corrigées pour obtenir les contraintes effectives en évaluant le travail de cisaillement accompli sur l'élément de volume à chaque pas de temps en utilisant des relations empiriques entre celui-ci et la pression interstitielle.

La loi de comportement MPII et le modèle « front de liquéfaction » sont présentés au 2.2 et 2.3. Dans ces sections, les formulations permettant de modéliser la non-linéarité du sol sont présentées en détail. L'algorithme associé à la loi de comportement est présenté au 2.4. Les résultats sont comparés avec des résultats expérimentaux en laboratoire (2.5) pour valider le modèle proposé. Enfin, une analyse de l'influence des trois composantes du mouvement est présentée (2.6). Des compléments d'information sur chaque modèle sont disponibles dans les références citées dans le texte.

## 2.2 Modèle MPII pour le sol sec

### 2.2.1 Modèle initial

Le modèle d'Iwan (Iwan (1967)) tient compte du comportement hystérétique non linéaire du sol, en utilisant une approche élastoplastique avec écrouissage,

basée sur la définition d'une série de surfaces de plasticité. Ce modèle est appliqué par Joyner et Chen (1975) et Joyner (1975) dans un schéma aux différences finies.

Pour un problème à une dimension, le modèle est représenté par une série de cellules formées d'un ressort à comportement linéaire et d'un patin frottant (Figure 2.2.1). Le patin frottant  $i$  reste bloqué jusqu'à ce que la contrainte dépasse la valeur  $Y_i$ . Ensuite, ils deviennent actifs et les contraintes subies par la cellule  $i$  demeurent à la limite d'élasticité. La limite d'élasticité pour la première cellule est égale à zéro, de sorte que nous sommes capables de reproduire le comportement élastique du sol. Les constantes des ressorts,  $G_i$ , sont choisies de façon à représenter le comportement contrainte-déformation mesuré en laboratoire.

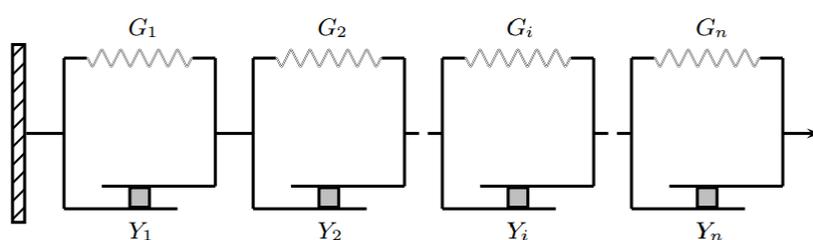


FIGURE 2.2.1: Modèle rhéologique MPII à une dimension

Un exemple de boucles contrainte-déformation calculées par un tel modèle est présenté sur la figure 2.2.2. Elle représente la réponse cyclique d'un seul élément de sol soumis à une seule composante en déformation d'amplitude croissante (à gauche figure 2.2.2). Le modèle sur la figure 2.2.2 contient 50 ressorts et 50 cellules rhéologiques. La sollicitation en déformation de cisaillement appliquée dans la direction  $x$ , et le comportement cyclique déformation-contrainte sont présentés sur la figure 2.2.2. La courbe contrainte-déformation représente un chemin hyperbolique. Cette hypothèse, en accord avec Hardin et Drnevich (1972a), permet d'avoir une courbe normalisée de réduction du module de cisaillement qui peut être exprimée par l'équation :

$$\frac{G}{G_0} = \frac{1}{1 + |\gamma/\gamma_r|} \quad (2.2.1)$$

Ici, la déformation de référence  $\gamma_r$  est la déformation de cisaillement correspondant à une réduction du module de cisaillement de 50 %, identifiée sur la courbe de réduction du module obtenue par des essais en laboratoire (par exemple colonne résonnante). Cette courbe sera utilisée comme donnée d'entrée des formulations MPII, pour définir les propriétés dynamiques du sol.

Pour un problème à trois dimensions, Iwan (1967) a introduit une extension de la théorie classique de la plasticité incrémentale (Fung et Tong (2001)). Au lieu d'une surface de plasticité dépendant d'une seule composante du tenseur des contraintes,

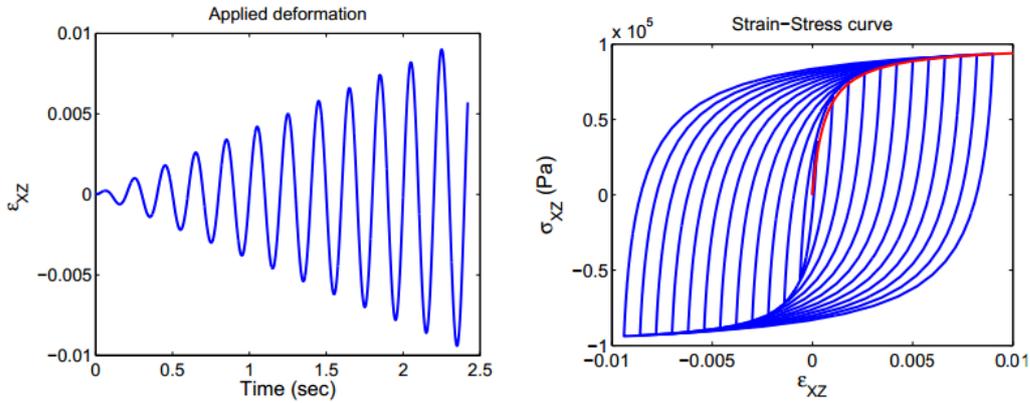


FIGURE 2.2.2: La composante de chargement sinusoïdale d'amplitude croissante (à gauche) et boucles d'hystérésis produites par le modèle MPII (à droite) (d'après Gandomzadeh (2011))

Iwan a présenté une famille de surfaces de plasticité dépendant de tout le tenseur des contraintes. Chacune de ces surfaces obéit à une loi d'écrouissage linéaire du type développé par Prager (1958) mais leur action combinée, donne en général, naissance à une loi d'écrouissage non linéaire du matériau.

Dans la section suivante, la mise en oeuvre du modèle d'Iwan étendu ou « MPII » est présentée en détail.

### 2.2.2 Modèle de comportement MPII

Dans ce type de modèles, la plasticité se caractérise par la présence de déformations irréversibles au déchargement. Les déformations totales subies par un élément de matière se décomposent en la somme d'une partie élastique et d'une partie plastique. La partition des taux de déformations donne la relation suivante :

$$\{de\} = \{de^e\} + \{de^p\} \quad (2.2.2)$$

Ici,  $\{de\}$  est le vecteur des incréments de déformation déviatorique totale,  $\{de^e\}$  est le vecteur des incréments de déformation déviatorique élastique, et  $\{de^p\}$  est le vecteur des incréments de déformation déviatorique plastique, dont les composantes sont décrites comme suit :

$$\{de\} = \left[ \begin{array}{cccccc} (d\varepsilon_{xx} - d\varepsilon_m) & (d\varepsilon_{yy} - d\varepsilon_m) & d\gamma_{xy}/2 & d\gamma_{yz}/2 & d\gamma_{zx}/2 & (d\varepsilon_{zz} - d\varepsilon_m) \end{array} \right]^T \quad (2.2.3)$$

$$\{de\} = \left[ \begin{array}{cccccc} de_{xx} & de_{yy} & de_{xy} & de_{yz} & de_{zx} & de_{zz} \end{array} \right]^T \quad (2.2.4)$$

L'équation 2.2.2 est définie en termes de déformations déviatoriques  $e_{jk}$  qui sont :

$$\{de\} = \begin{bmatrix} de_{xx} & de_{yy} & de_{xy} & de_{yz} & de_{zx} & de_{zz} \end{bmatrix}^T \quad (2.2.5)$$

$$\{de^e\} = \begin{bmatrix} de_{xx}^e & de_{yy}^e & de_{xy}^e & de_{yz}^e & de_{zx}^e & de_{zz}^e \end{bmatrix}^T \quad (2.2.6)$$

$$\{de^p\} = \begin{bmatrix} de_{xx}^p & de_{yy}^p & de_{xy}^p & de_{yz}^p & de_{zx}^p & de_{zz}^p \end{bmatrix}^T \quad (2.2.7)$$

Les contraintes déviatoriques  $s_{jk}$  correspondant aux déformations déviatoriques  $e_{jk}$  sont déterminées comme suit :

$$\{ds\} = \begin{bmatrix} (d\sigma_{xx} - d\sigma_m) & (d\sigma_{yy} - d\sigma_m) & d\tau_{xy} & d\tau_{yz} & d\tau_{zx} & (d\sigma_{zz} - d\sigma_m) \end{bmatrix}^T \quad (2.2.8)$$

$$\{ds\} = \begin{bmatrix} ds_{xx} & ds_{yy} & ds_{xy} & ds_{yz} & ds_{zx} & ds_{zz} \end{bmatrix}^T \quad (2.2.9)$$

Ici,  $\{d\varepsilon\}$  est le vecteur des incréments de déformation,  $\{d\sigma\}$  est le vecteur des incréments de contrainte,  $d\varepsilon_m = (d\varepsilon_{xx} + d\varepsilon_{yy} + d\varepsilon_{zz})/3$  est l'incrément de déformation moyenne, et  $d\sigma_m = (d\sigma_{xx} + d\sigma_{yy} + d\sigma_{zz})/3$  est l'incrément de contrainte moyenne.

La notation utilisée dans ce chapitre est celle utilisée en mécanique des sols et le signe des contraintes est négatif en compression.

### Partie élastique

Le tenseur des déformations élastiques est relié au tenseur des contraintes via la relation de Hooke, en composantes dans un repère cartésien :

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{1 + \nu}{E} d\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E} d\sigma_{kk} \delta_{ij} \quad (2.2.10)$$

Avec :

- $\delta_{ij}$  : est le symbole de Kronecker,
- $E$  : est le module d'Young,
- $\nu$  : est le coefficient de Poisson.

$E$  et  $\nu$  sont les deux paramètres d'élasticité isotrope, qui peuvent être substitués par le module de compressibilité  $K$  et le module de cisaillement  $G$  par les relations suivantes :

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (2.2.11)$$

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \quad (2.2.12)$$

D'après l'équation 2.2.10 , on obtient la relation entre la déformation déviatorique élastique et la contrainte déviatorique élastique comme suit :

$$de_{ij}^e = \left\{ \begin{array}{ll} ds_{ij}/E_0 & \text{si : } i = j \\ ds_{ij}/2.G_0 & \text{si : } i \neq j \end{array} \right\} \quad (2.2.13)$$

Si on définit les vecteurs des contraintes et des déformations moyennes comme :

$$\begin{aligned} \{d\sigma_m\} &= \begin{bmatrix} d\sigma_m & d\sigma_m & 0 & 0 & 0 & d\sigma_m \end{bmatrix}^T \\ \{d\varepsilon_m\} &= \begin{bmatrix} d\varepsilon_m & d\varepsilon_m & 0 & 0 & 0 & d\varepsilon_m \end{bmatrix}^T \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

La relation entre la déformation moyenne et la contrainte moyenne, qui est supposée élastique, peut s'exprimer sous la forme :

$$\{de_m\} = \frac{\{d\sigma_m\}}{3.K} \quad (2.2.15)$$

### Partie plastique

Pour déterminer la déformation plastique, il faut définir la fonction de charge, la loi d'écoulement et la loi d'écrouissage.

#### Fonction de charge

La fonction de charge, dite encore critère de plasticité, ou surface de charge est une fonction d'état des contraintes. Il est commode, et utile, de la représenter comme une surface limitant un domaine convexe dans l'espace des contraintes. Si le point représentatif de l'état des contraintes est situé à l'intérieur du domaine limité par la surface  $f(\sigma) < 0$ , les déformations sont élastiques. Lorsque le point atteint la surface, les déformations plastiques apparaissent. Dans le cas d'un matériau écrouissable, la fonction de charge dépend non seulement de l'état des contraintes  $\sigma$  mais également de l'histoire antérieure des chargements. On rend compte de cette dépendance à l'aide d'un certain nombre de variables « cachées », appelées paramètres d'écrouissage.

Les fonctions de charge (ou fonctions de plasticité ) choisies utilisent le critère de Von Mises :

$$F_n = \frac{1}{2}(s_{ij} - \alpha_{nij})^2 \quad (2.2.16)$$

$$F_n = \frac{1}{2}[(s_{11} - \alpha_{n11}) + (s_{22} - \alpha_{n22}) + (s_{33} - \alpha_{n33})^2 + 2.(s_{12} - \alpha_{n12})^2 + 2.(s_{23} - \alpha_{n23})^2 + 2.(s_{31} - \alpha_{n31})^2] \quad (2.2.17)$$

Chaque mécanisme plastique est ainsi associé à une surface de charge. Les mécanismes sont, ou non, indépendants. La dépendance se manifeste par la mise en commun d'au moins une fonction d'érouissage. Suite à la suggestion de Prager (1958), une famille de surfaces de plasticité est définie par les fonctions de plasticité suivantes :

$$F_n(s_{ij} - \alpha_{nij}) = Y_n^2 \quad (2.2.18)$$

Ici, les contraintes déviatorique  $Y_n$  sont les points de discrétisation de la courbe de premier chargement en cisaillement simple et les  $\alpha_{nij}$  sont l'origine de la  $n$ -ième surface de plasticité. Les indices  $i$  et  $j$  correspondent, à chaque fois, aux directions  $x$ ,  $y$ , et  $z$ . L'équation 2.2.18 est définie en termes de contraintes déviatoriques  $s_{jk}$ , et de déformations déviatoriques  $e_{ij}$ .

### **Loi d'écoulement (ou règle d'écoulement plastique)**

La règle d'écoulement plastique exprime l'accroissement de déformation plastique en fonction des états de contrainte  $\sigma_{ij}$  et  $d\sigma_{ij}$ , et d'érouissage  $\alpha_{nij}$ , par l'intermédiaire d'un potentiel plastique  $g$  qui peut être différent de la fonction de charge  $f$ . L'expression générale de l'écoulement plastique prend la forme suivante :

$$d\varepsilon_{ij}^p = d\lambda \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2.2.19)$$

Avec  $d\lambda$  est un scalaire positif appelé multiplicateur plastique.

La relation 2.2.19 traduit le fait que tout incrément de déformation plastique se fait dans une direction normale au potentiel plastique, avec une amplitude définie par le multiplicateur plastique. La direction de l'incrément de déformation plastique est indépendante de celle de l'incrément de contrainte, ce qui n'est pas le cas en élasticité.

Si  $f = g$ , on parle d'écoulement plastique associé. Dans le cas contraire, on parle de loi d'écoulement plastique non-associé.

Dans cette recherche, la loi d'écoulement plastique associé est utilisée. Les surfaces de charge se déplacent dans une direction parallèle à l'incrément de déformation plastique à un point quelconque dans l'historique des contraintes des matériaux. Par conséquent, les incréments de déformation déviatorique plastique doivent être orthogonaux à la surface de plasticité correspondante, pour cela :

$$de_{nij}^p = L_n \cdot h_n \cdot \frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} \quad (2.2.20)$$

Où  $L_n$  est l'indice de l'activité de la  $n - ième$  unité de friction . Cela signifie que si  $L_n$  est égal à zéro, la cellule rhéologique liée est inactive et si  $L_n$  est égal à 1 elle est active.  $h_n$  est un scalaire positif ou nul appelé multiplicateur plastique.

$L_n$  peut être égal à zéro lorsque,

$$F_n < Y_n^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} \cdot ds_{ij} < 0 \quad (2.2.21)$$

Et  $L_n$  est égal à 1 lorsque

$$F_n = Y_n^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} \cdot ds_{ij} > 0 \quad (2.2.22)$$

L'exigence du chargement d'un état plastique à un autre état plastique peut être utilisée pour déterminer  $h_n$ . Selon Fung et Tong (2001), si le matériau obéit à la règle de flux associé, nous avons,

$$de_{Pnij} = \frac{n_{ij} \cdot n_{rs} \cdot ds_{rs}}{C_n} \quad (2.2.23)$$

Où  $n_{ij}$  est une unité normale de la surface de charge définie par :

$$n_{ij} = \frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} \cdot \left( \frac{\partial F_n}{\partial s_{kl}} \cdot \frac{\partial F_n}{\partial s_{kl}} \right) \quad (2.2.24)$$

Le coefficient  $C_n$  associé à la  $n - ième$  surface de plasticité, est évalué par :

$$\frac{1}{C_n} = \frac{e_{n+1} - e_n}{Y_{n+1} - Y_n} - \frac{1}{2 \cdot G_0} - \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{C_i} \quad (2.2.25)$$

Les valeurs  $C_n, Y_n$  sont choisies de façon à bien représenter la courbe de premier chargement obtenue en laboratoire.

Par conséquent substituant l'équation 2.2.24 dans l'équation 2.2.25 et en comparant avec l'équation 2.2.20 , nous pouvons facilement obtenir :

$$h_n = \frac{(\partial F_n / \partial s_{rs}) \cdot ds_{rs}}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl})} \quad (2.2.26)$$

### Loi d'écoulement

Dans l'hypothèse d'écoulement cinématique de Prager (1958), on suppose que :

$$d\alpha_{nij} = C_n \cdot de_{Pij} \quad (2.2.27)$$

Le coefficient  $C_n$  associé à la  $n - ième$  surface de plasticité, est évalué par l'équation 2.2.25. Cette hypothèse d'érouissage cinématique permet de modéliser l'anisotropie induite lors d'un chargement tridimensionnel. Comme la déformation plastique totale est la somme de déformations plastiques associées à chaque surface individuelle, le comportement global d'érouissage du matériau dépend de l'action combinée d'un nombre de surfaces distinctes. Comme la loi d'érouissage de chaque surface individuelle a été supposée linéaire, l'érouissage global ne sera fonction que de la distribution de ces surfaces (Iwan (1967)). S'il y a un nombre fini de surfaces individuelles, la relation globale d'érouissage sera linéaire par morceaux. D'autre part, si les surfaces de charge sont réparties de façon continue à travers une région de l'espace de contrainte, l'ensemble de l'érouissage sera également continu et non linéaire.

Lorsque les surfaces de charge sont distribuées de manière continue, il peut être démontré que la déformation plastique supplémentaire totale en tout point le long du trajet de chargement de l'élément sera :

$$de_{pij} = \frac{1}{2C} \left( \int \frac{(\sigma_{ij} - \alpha_{ij}(k) - \frac{1}{3}(\sigma - \alpha(k))\delta_{ij})(\sigma_{lm} - \alpha_{lm}(k) - \frac{1}{3}(\sigma - \alpha(k))\delta_{lm})}{k^2} \Gamma(k)dk \right) d\sigma_{lm} \quad (2.2.28)$$

Où  $\sigma_{ij}$  est la contrainte totale,  $C$  et  $k$  sont la forme continue du  $C_n$  et  $Y_n$ ,  $\alpha_{ij}(k)$  est le  $\alpha_{nij}$  pour l'ensemble de ces surfaces avec  $k_n = k$ ;  $\sigma(k) = \sigma_{ij}$ ;  $\alpha(k) = \alpha_{ij}(k)$  et  $\Gamma(k)dk$  est la fraction du nombre total de surfaces de charge avec une valeur de  $k$  entre  $k$  et  $k + dk$ .

Dans ce travail, nous utilisons un nombre fini de cellules rhéologiques, par conséquent, la formulation est basée sur cette hypothèse.

### Relation déformation-contrainte

Combinant les composantes incrémentales de déformation élastique et plastique, l'incrément de déformation totale déviatorique est obtenu.

L'incrément de déformation déviatorique élastique est :

$$de_{Eij} = \frac{ds_{ij}}{2.G_0} \quad (2.2.29)$$

Les équations 2.2.20 et 2.2.26 donnent l'incrément de déformation déviatorique plastique :

$$de_{Pij} = Q_{ijrs}.ds_{rs} \quad (2.2.30)$$

Avec

$$Q_{ijrs} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{ij}) (\partial F_n / \partial s_{rs})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \quad (2.2.31)$$

En combinant les équations 2.2.29 et 2.2.30, l'incrément de déformation déviatorique totale est obtenu sous la forme :

$$de_{ij} = Q_{ijrs} \cdot ds_{rs} + de_{Eij} \quad (2.2.32)$$

L'équation 2.2.32 devrait être résolue pour déterminer  $ds_{rs}$  en termes de  $de_{ij}$ . Il convient de mentionner que seulement cinq composantes de  $ds_{rs}$  sont indépendantes. Ces cinq éléments indépendants sont sélectionnés, et en utilisant les relations :

$$s_{ij} = s_{ji} \quad (2.2.33)$$

$$s_{11} + s_{22} + s_{33} = 0 \quad (2.2.34)$$

L'équation 2.2.32 est réécrite en termes de composantes indépendantes,

$$de_{ij} = P_{ij11} ds_{11} + P_{ij12} ds_{12} + P_{ij23} ds_{23} + P_{ij31} ds_{31} + P_{ij33} ds_{33} \quad (2.2.35)$$

Où  $(i, j)$  prend les valeurs  $(1, 1)$ ,  $(1, 2)$ ,  $(1, 3)$ ,  $(2, 3)$  et  $(3, 3)$ . Les coefficients sont donnés par,

$$P_{1111} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{11}) (\partial F_n / \partial s_{11} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} + \frac{1}{E} \quad (2.2.36)$$

$$P_{1112} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{11}) (\partial F_n / \partial s_{12} + \partial F_n / \partial s_{21})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})}$$

$$P_{1113} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{11}) (\partial F_n / \partial s_{13} + \partial F_n / \partial s_{31})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})}$$

$$P_{1123} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{11}) (\partial F_n / \partial s_{23} + \partial F_n / \partial s_{32})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})}$$

$$P_{1133} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{11}) (\partial F_n / \partial s_{33} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})}$$

$$P_{1211} = \sum_n \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{12}) (\partial F_n / \partial s_{11} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \quad (2.2.37)$$

$$\begin{aligned}
 P_{1212} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{12}) (\partial F_n / \partial s_{12} + \partial F_n / \partial s_{21})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} + \frac{1}{2G_0} \\
 P_{1223} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{12}) (\partial F_n / \partial s_{23} + \partial F_n / \partial s_{32})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{1213} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{12}) (\partial F_n / \partial s_{13} + \partial F_n / \partial s_{31})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{1233} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{12}) (\partial F_n / \partial s_{33} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{1311} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{13}) (\partial F_n / \partial s_{11} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \quad (2.2.38) \\
 P_{1312} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{13}) (\partial F_n / \partial s_{12} + \partial F_n / \partial s_{21})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{1313} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{13}) (\partial F_n / \partial s_{13} + \partial F_n / \partial s_{31})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} + \frac{1}{2G_0}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{1323} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{13}) (\partial F_n / \partial s_{23} + \partial F_n / \partial s_{32})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{1333} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{13}) (\partial F_n / \partial s_{33} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{2311} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{23}) (\partial F_n / \partial s_{11} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \quad (2.2.39) \\
 P_{2312} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{23}) (\partial F_n / \partial s_{12} + \partial F_n / \partial s_{21})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{2313} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{23}) (\partial F_n / \partial s_{13} + \partial F_n / \partial s_{31})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{2323} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{23}) (\partial F_n / \partial s_{23} + \partial F_n / \partial s_{32})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} + \frac{1}{2G_0} \\
 P_{2333} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{23}) (\partial F_n / \partial s_{33} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{3311} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{33}) (\partial F_n / \partial s_{11} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} & (2.2.40) \\
 P_{3312} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{33}) (\partial F_n / \partial s_{12} + \partial F_n / \partial s_{21})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{3313} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{33}) (\partial F_n / \partial s_{13} + \partial F_n / \partial s_{31})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{3323} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{33}) (\partial F_n / \partial s_{23} + \partial F_n / \partial s_{32})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} \\
 P_{3333} &= \sum_n^N \frac{L_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{33}) (\partial F_n / \partial s_{33} - \partial F_n / \partial s_{22})}{C_n \cdot (\partial F_n / \partial s_{kl}) (\partial F_n / \partial s_{kl})} + \frac{1}{E}
 \end{aligned}$$

En résolvant l'équation 2.2.32, les incréments de contrainte sont obtenus à partir des incréments de déformation. L'élimination de Gauss peut être utilisée pour résoudre l'équation 2.2.32. Les coefficients de l'équation 2.2.32 dépendent de  $\partial F_n / \partial s_{ij}$ ,  $C_n$ ,  $L_n$ .

Dans ce modèle, la fonction de charge de Von Mises est utilisée,

$$\begin{aligned}
 F_n &= \frac{1}{2} [(s_{11} - \alpha_{n11}) + (s_{22} - \alpha_{n22}) + (s_{33} - \alpha_{n33})^2 + \\
 &\quad 2 \cdot (s_{12} - \alpha_{n12})^2 + 2 \cdot (s_{23} - \alpha_{n23})^2 + 2 \cdot (s_{31} - \alpha_{n31})^2] \quad (2.2.41)
 \end{aligned}$$

On a alors :

$$\frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} = s_{ij} - \alpha_{nij} \quad (2.2.42)$$

Avec ce choix de la fonction de charge de Von Mises, le paramètre  $Y_n$  utilisé dans la description de la surface de charge représente la limite d'élasticité initiale (courbe de premier chargement) en cisaillement simple. Les valeurs de  $Y_n$  et  $C_n$  sont choisis afin d'adapter les données de laboratoire sur le comportement contrainte-déformation du matériau. Les contraintes  $Y_i$  sont choisies de façon à couvrir l'intervalle des contraintes qui est attendu et de bien discrétiser la courbe de premier chargement.

Afin de contrôler l'activation de chaque cellule, nous avons besoin de connaître la valeur de  $F_n$  et le signe algébrique de  $(\partial F_n / \partial s_{ij}) ds_{ij}$ . Pour obtenir  $F_n$ , il n'y a pas de problème, car il dépend de  $s_{ij}$  et  $\alpha_{nij}$  qui sont connus au début de chaque incrément. Mais le second,  $(\partial F_n / \partial s_{ij}) ds_{ij}$  est inconnu dans l'équation 2.2.31. Par

conséquent, cette difficulté peut être évitée par une procédure qui est l'équivalent de choisir  $L_n$ , en fonction du signe algébrique de  $(\partial F_n / \partial s_{ij}) ds_{ij}$  lors du pas de temps précédent. La précision de cette approximation a été vérifiée par Joyner (1975) en comparant les résultats numériques obtenus par des calculs à une dimension.

Si, pendant un intervalle de temps on active la  $n - ième$  surface, la quantité  $\alpha_{nij}$  est modifiée. Afin de s'assurer que le point de contrainte reste toujours exactement sur une surface de charge, l'équation 2.2.27 n'est pas utilisée pour calculer la variation de  $\alpha_{nij}$ . La coïncidence du point de contrainte et la surface de charge est appréciée à l'aide de l'équation suivante,

$$\alpha'_{nij} = s'_{ij} - \frac{Y_n(s'_{ij} - \alpha_{nij})}{T_n} \quad (2.2.43)$$

Où  $T_n$  représente :

$$T_n = [1/2 \cdot (s'_{kl} - \alpha_{nkl})(s'_{kl} - \alpha_{nkl})]^{1/2} \quad (2.2.44)$$

Ici les quantités primes représentent des valeurs au temps courant et les valeurs des quantités non primes au pas de temps précédent.

Nous devons déterminer le paramètre  $C_n$  qui est utilisé pour calculer les équations 2.2.36 à 2.2.40. La détermination de constantes  $C_n$  est réalisée en prenant en compte le comportement du système en cisaillement simple. Iwan (1967) a montré que le comportement du modèle tridimensionnel en cisaillement simple est équivalent au comportement du modèle unidimensionnel. On suppose que la courbe de chargement d'un état initial de contrainte déviatorique nulle et la déformation est connue. En principe, on pourrait être déterminé à partir de mesures de laboratoire. Avec le bon choix d'axes de coordonnées, les composantes non nulles de la contrainte et de la déformation dans l'essai de cisaillement simple sont :

$$\begin{aligned} s_{13} &= s_{31} \\ e_{13} &= e_{31} \end{aligned} \quad (2.2.45)$$

Le paramètre  $Y_n$  représente la limite d'élasticité pour la  $n - ième$  surface de charge dans l'essai de cisaillement simple. Un ensemble de valeurs de  $Y_n$  est choisie pour couvrir toute la gamme de contrainte du système que l'on s'attend à rencontrer, et les valeurs sont distribuées de sorte que la courbe de charge initiale soit fidèlement représentée (Joyner (1975)). A partir de la courbe de charge initiale un ensemble des valeurs  $e_n$  ( $n = 1, N$ ) est obtenue pour la déformation de cisaillement en choisissent les valeurs correspondant aux valeurs des contraintes  $Y_n$ . Une valeur de la contrainte maximale  $s_{N+1}$  est choisie ainsi qu'une valeur  $e_{N+1}$ . Dans le cas d'un cisaillement simple (par exemple des surfaces de charge sur la figure 2.2.3d), l'équation 2.2.32 devient,

$$de_{13} = \frac{ds_{13}}{2.G_0} + Q_{1313}.ds_{13} + Q_{1331}.ds_{31} \quad (2.2.46)$$

L'évaluation  $Q_{1313}$  et  $Q_{1331}$ , à l'aide de l'équation 2.2.35, donne

$$de_{13} = \left( \frac{1}{2.G_0} + \sum_{n=1}^j \frac{1}{C_n} \right) .ds_{13} \quad (2.2.47)$$

Où  $j$  est l'indice de la surface avec la plus grande limite élastique de toutes les surfaces qui sont à l'état de charge. Cette équation conduit à une relation de récurrence simple pour déterminer les  $C_j$ ,

$$\frac{1}{C_n} = \frac{e_{n+1} - e_n}{Y_{n+1} - Y_n} - \frac{1}{2.G_0} - \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{C_i} \quad (2.2.48)$$

Alors, l'équation 2.2.32 peut s'écrire sous la forme de :

$$\{de\} = [P1] . \{ds\} \quad (2.2.49)$$

Ici, les termes de la matrice  $[P1]$  sont définis en connaissant les termes  $P_{jkr} + E_{jk}$ . L'inverse de la matrice  $[P1]$ , correspond à la matrice de comportement déviatorique  $[E_d]$ . La matrice de comportement  $[E_d]$  permet d'évaluer le vecteur d'incrément de contrainte  $\{ds\}$  à partir du vecteur d'incrément de déformation  $\{de\}$ , selon la relation :

$$\{ds\} = [E_d] . \{de\} \quad (2.2.50)$$

La relation 2.2.50 peut être écrite comme :

$$\{d\sigma\} - \{d\sigma_m\} = [E_d] ([A] . \{d\varepsilon\} - \{d\varepsilon_m\}) \quad (2.2.51)$$

En tenant compte des relations suivantes :

$$\{ds\} = \{d\sigma\} - \{d\sigma_m\} \quad (2.2.52)$$

$$\{de\} = [A] . \{d\varepsilon\} - \{d\varepsilon_m\} \quad (2.2.53)$$

$$\{d\sigma_m\} = [K_b] . \{d\varepsilon_m\} \quad (2.2.54)$$

$$\{d\varepsilon_m\} = [S] . \{d\varepsilon\} \quad (2.2.55)$$

La matrice de comportement totale  $[E]$  définie par l'équation 2.2.56 est calculée selon l'équation 2.2.57.

$$\{d\sigma\} = [E] \cdot \{d\varepsilon\} \quad (2.2.56)$$

$$[E] = [K_b] \cdot [S] + [E_d] \cdot ([A] - [S]) \quad (2.2.57)$$

Les matrices  $[K_b]$ ,  $[S]$ ,  $[A]$  qui permettent d'évaluer  $[E]$  sont données sous la forme :

$$[K_b] = \begin{bmatrix} 3K_b & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3K_b & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 3K_b \end{bmatrix} \quad (2.2.58)$$

$$[S] = \begin{bmatrix} 1/3 & 1/3 & 0 & 0 & 0 & 1/3 \\ 1/3 & 1/3 & 0 & 0 & 0 & 1/3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/3 & 1/3 & 0 & 0 & 0 & 1/3 \end{bmatrix} \quad (2.2.59)$$

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2.60)$$

### Interprétation schématique du modèle

Afin de démontrer plus précisément ce que la formulation précédente implique, considérons le cas particulier où les surfaces de charge sont données par le critère de Von-Mises. Ensuite, ces surfaces seront cylindriques dans l'espace des contraintes principales, et leurs projections sur le plan  $\pi$  de cet espace seront des cercles. La figure 2.2.3 représente la répartition des surfaces de charge (dans le cas d'un nombre fini cellules) pour le matériau vierge. Ensuite, tant que l'élément est initialement chargé, le point de contrainte  $p$  atteint la première surface d'écoulement et ensuite une autre. À la suite de l'écroutissage cinématique, chaque surface est atteinte en même temps que  $p$  tant que  $L_n \cdot h_n > 0$ , comme représenté schématiquement sur la figure 2.2.3b. Maintenant, la distribution originale des surfaces de charge dépendra de la charge au point A. Même si l'élément est déchargé par le même chemin que

le chargement initial, la relation contrainte-déformation et le comportement global d'écroûissage sera modifié. Ceci est indiqué schématiquement sur la figure 2.2.3c. Le chargement de A, le point de la contrainte  $p$  aurait rencontré quatre surfaces de charges distinctes, conduisant à quatre discontinuités de pente dans la relation contrainte-déformation. Toutefois, le déchargement, le point de la contrainte n'aurait rencontré que deux surfaces de charge avec seulement deux discontinuités. On peut facilement voir que cela conduirait à un comportement linéaire écroûissable par morceaux présentant un effet Bauschinger (Gandomzadeh (2011)).

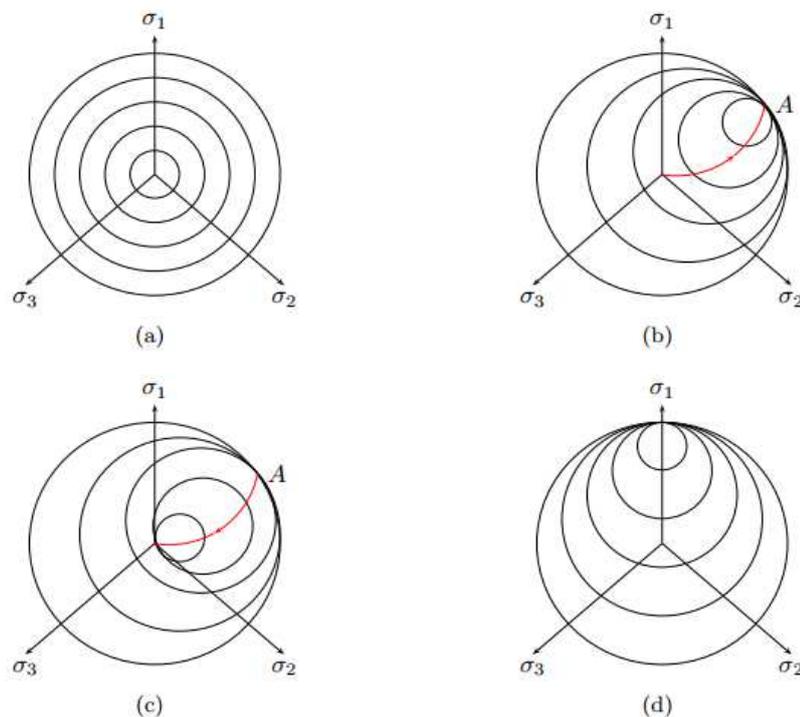


FIGURE 2.2.3: Comportement schématique de surfaces de charge de modèle Iwan (d'après Gandomzadeh (2011))

## 2.3 Modèle « front de liquéfaction » pour le sol saturé

Le modèle « front de liquéfaction » est une approche empirique pour décrire la diminution de la contrainte effective due à l'augmentation de la pression interstitielle. Cette approche, qui permet de simuler la liquéfaction et la mobilité cyclique

des sables, est basée sur la relation entre le travail de la contrainte de cisaillement et la pression interstitielle mise en évidence par Towhata et Ishihara (1985b). Les équations du front de liquéfaction ont été formulées par Iai *et al.* (1990b,a), et le concept est expliqué brièvement ci-dessous.

### 2.3.1 Modèle initial en deux dimensions (2D)

Dans le cas 2D, la relation entre la contrainte effective et la contrainte de cisaillement est représentée sur la figure 2.3.1. Au cours de la diminution de la contrainte moyenne effective, la contrainte de cisaillement se rapproche de la ligne de rupture ou de liquéfaction. Ici il y a deux limites, la ligne de transformation (où s'amorce la dilatance), et la ligne de rupture (où a lieu la liquéfaction). Ces deux lignes sont caractérisées respectivement par l'angle de transformation  $\phi'_p$  et l'angle de frottement  $\phi'$ .

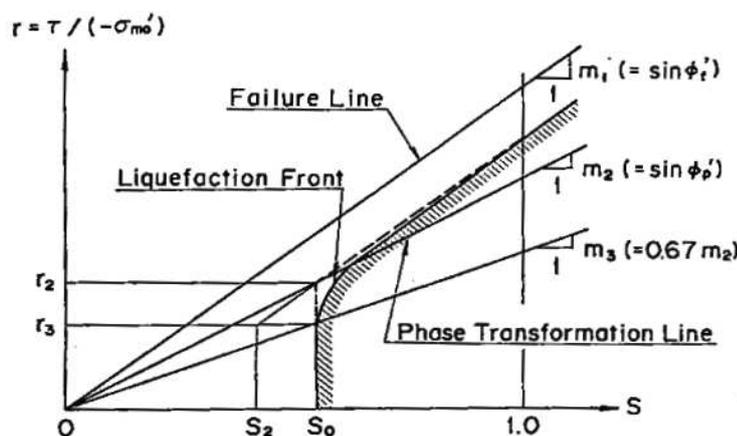


FIGURE 2.3.1: Schéma illustrant le front de liquéfaction dans le plan  $S-r$  (d'après Iai *et al.* (1990b))

#### Formulation en 2D

L'état de contraintes et de déformations en deux dimensions est défini par les équations suivantes :

$$\{\sigma'\} = \begin{bmatrix} \sigma'_{xx} & \sigma'_{yy} & \tau_{xy} \end{bmatrix}^T \quad (2.3.1)$$

$$\{\varepsilon\} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{yy} & \gamma_{xy} \end{bmatrix}^T \quad (2.3.2)$$

La contrainte moyenne effective  $p'$  et la contrainte déviatorique  $q$  sont données par :

$$p' = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_2 + \sigma'_3}{3} \quad (2.3.3)$$

$$q = \frac{\sigma'_1 - \sigma'_3}{2}$$

Où,  $\sigma'_1, \sigma'_2, \sigma'_3$  sont les contraintes principales.

Le front de liquéfaction en deux dimensions (2D) est caractérisé par une variable d'état «  $S$  » et le rapport «  $r$  ». La variable d'état  $S = p'/p'_o$  est le rapport entre la contrainte moyenne effective courante  $p'$  et la contrainte moyenne effective initiale  $p'_o$ ; elle prend des valeurs comprises entre 1 (pas d'accumulation de pression interstitielle) et 0 (liquéfaction). Le rapport des contraintes déviatoriques  $r = q/p'_o$  est le rapport entre la contrainte déviatorique  $q$  et la contrainte moyenne effective initiale  $p'_o$ . La relation entre les paramètres  $S$  et  $r$  est donnée par Iai *et al.* (1990b) comme suit :

$$S = \begin{cases} S_0 & \text{si } r < r_3 \\ S_2 + \sqrt{(S_0 - S_2)^2 + [(r - r_3)/m_1]^2} & \text{si } r > r_3 \end{cases} \quad (2.3.4)$$

Où :  $S_2 = S_0 - (r_2 - r_3)/m_1$ ,  $r_2 = m_2.S_0$ ,  $r_3 = m_3.S_0$

$m_1 = \sin \phi'$ ,  $m_2 = \sin \phi'_P$ ,  $m_3 = 0,67.m_2$

Dans l'équation 2.3.4,  $S_0$  est un paramètre à définir en fonction du travail de cisaillement ;  $m_1 = \sin \phi'$  est l'inclinaison de la ligne de rupture ;  $m_2 = \sin \phi'_P$  est l'inclinaison de la ligne de transformation de phase.

Le paramètre  $S_0$  appelé « paramètre de front de liquéfaction » pourrait être interprété comme une mesure qui définit le niveau de liquéfaction. Par exemple  $S_0 = 1.0$  c'est l'état de contraintes initiales si :  $r < r_3$ ,  $S_0 = 0$  est l'état limite où la liquéfaction apparaît. Le paramètre  $S_0$  est donné par une fonction du travail de cisaillement décrite par Iai *et al.* (1990b),

$$S_0 = \begin{cases} 1 - 0.6 \left(\frac{w}{w_1}\right)^{p_1} & \text{si } w < w_1 \\ (0.4 - S_1) \cdot \left(\frac{w_1}{w}\right)^{p_2} & \text{si } w > w_1 \end{cases} \quad (2.3.5)$$

Où  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  sont des paramètres qui caractérisent l'évolution de la pression interstitielle vers la liquéfaction ou la mobilité cyclique d'un sol pulvérulent. Ils sont obtenus par des essais cycliques non drainés en laboratoire.  $w$  est le travail de la contrainte de cisaillement.

### 2.3.2 Extension du modèle en trois dimensions (3D)

Dans cette étude, une extension du modèle est proposée pour l'appliquer dans le cas des charges tridimensionnelles. L'état de contraintes en trois dimensions est défini comme suit :

$$\{\sigma\} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yy} & \tau_{xy} & \tau_{yz} & \tau_{zx} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}^T \quad (2.3.6)$$

$$\{\sigma'\} = \begin{bmatrix} \sigma'_{xx} & \sigma'_{yy} & \tau_{xy} & \tau_{yz} & \tau_{zx} & \sigma'_{zz} \end{bmatrix}^T \quad (2.3.7)$$

$$\{\varepsilon\} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{yy} & \gamma_{xy} & \gamma_{yz} & \gamma_{zx} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}^T \quad (2.3.8)$$

Où :  $\{\sigma\}$ ,  $\{\sigma'\}$ ,  $\{\varepsilon\}$  représentent respectivement le vecteur de la contrainte totale, de la contrainte effective et de la déformation.

Les contraintes effectives sont déduites des contraintes totales d'après la loi de Terzaghi par :

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + u.\delta_{ij} \\ p = p' + u \\ q = q' \end{cases} \quad (2.3.9)$$

Ici,  $u$  désignant la surpression interstitielle.

En trois dimensions, le front de liquéfaction est aussi caractérisé par une variable d'état «  $S$  » et le rapport «  $r$  ». La relation entre les paramètres  $S$  et  $r$  en trois dimensions (3D) a la même forme qu'en deux dimensions mais avec les paramètres déterminés ci-dessus.

La variable d'état  $S$  est le rapport entre la contrainte moyenne effective courante  $p'$  et la contrainte moyenne effective initiale  $p'_0$  :

$$S = \frac{p'}{p'_0} \quad (2.3.10)$$

Le rapport des contraintes déviatoriques est le rapport entre la contrainte déviatorique  $q$  et la contrainte moyenne effective initiale  $p'_0$  :

$$r = \frac{q}{p'_0} \quad (2.3.11)$$

Ici,  $p'$ ,  $p'_0$ ,  $q$  représentent respectivement, la contrainte moyenne effective courante, la contrainte moyenne effective initiale et la contrainte déviatorique, données par les formulations suivantes :

$$p' = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_2 + \sigma'_3}{3} \quad (2.3.12)$$

$$q = \frac{\sigma'_1 - \sigma'_3}{2}$$

Avec  $\sigma'_1, \sigma'_2, \sigma'_3$  les contraintes principales.

La relation  $S - r$  est donnée comme en 2D sous la forme suivante :

$$S = \begin{cases} S_0 & \text{si } r < r_3 \\ S_2 + \sqrt{(S_0 - S_2)^2 + [(r - r_3)/m_1]^2} & \text{si } r > r_3 \end{cases} \quad (2.3.13)$$

Où :  $S_2 = S_0 - (r_2 - r_3)/m_1$ ,  $r_2 = m_2 \cdot S_0$ ,  $r_3 = m_3 \cdot S_0$

$m_1 = \sin \phi'$ ,  $m_2 = \sin \phi'_P$ ,  $m_3 = 0,67 \cdot m_2$

$S_0$  est un paramètre à définir en fonction du travail de cisaillement ;  $m_1 = \sin \phi'$  est l'inclinaison de la ligne de rupture ;  $m_2 = \sin \phi'_P$  est l'inclinaison de la ligne de transformation de phase.

« Le paramètre de front de liquéfaction »  $S_0$  est donné par une fonction du travail de cisaillement décrite par les formulations qui suit :

$$S_0 = \begin{cases} 1 - 0.6 \left(\frac{w}{w_1}\right)^{p_1} & \text{si } w < w_1 \\ (0.4 - S_1) \cdot \left(\frac{w_1}{w}\right)^{p_2} & \text{si } w > w_1 \end{cases} \quad (2.3.14)$$

Où  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  sont des paramètres qui caractérisent l'évolution de la pression interstitielle vers la liquéfaction ou la mobilité cyclique d'un sol pulvérulent. Ils sont obtenus par des essais cycliques non drainés en laboratoire.  $W$  est le travail de la contrainte de cisaillement.

Dans l'équation 2.3.14,  $w$  est le travail normalisé de la contrainte de cisaillement défini par :

$$w = \frac{W_s}{W_n} \quad (2.3.15)$$

Le facteur de normalisation  $W_n$  est donné par :

$$W_n = \frac{q_0 \cdot \gamma_0}{2} \quad (2.3.16)$$

Où  $q_0$  et  $\gamma_0$  sont la résistance au cisaillement drainés et la déformation de référence, à la contrainte moyenne effective initiale  $p'_0$ , qui sont définis avec le module de cisaillement initial  $G_{m0}$  sous la forme :

$$q_0 = (-p'_0) \sin(\phi') \quad (2.3.17)$$

$$\gamma_0 = \frac{q_0}{G_{m0}} \quad (2.3.18)$$

Le module de cisaillement initial du sol pulvérulent est connu et peut être donné par une fonction de la contrainte moyenne effective, approchée comme :

$$G_{m0} = G_{ma} \left( \frac{p'_0}{p'_a} \right) \quad (2.3.19)$$

Où  $G_{ma}$  est le module de cisaillement initial à  $p'_0 = p'_a$ .  $p'_a$  est la contrainte moyenne effective au milieu de couche.

Le travail de la contrainte de cisaillement  $W_s$  est donné par Iai *et al.* (1990a) sous la forme suivante :

$$dW_s = dW_{st} - c_1 dW_{se} \quad (2.3.20)$$

Ici,  $W_{st}$  est le travail de la contrainte de cisaillement total, qui s'écrit :

$$dW_{st} = \sum \sigma'_{ij} d\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} p' d\varepsilon_v = \sum \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} p. d\varepsilon_v \quad (2.3.21)$$

Dans l'équation 2.3.21, on suppose que  $dW_{st}$  est toujours positif, si le terme de droite prend une valeur négative, la valeur absolue est retenue.

$W_{se}$  est le travail de cisaillement élastique, défini par :

$$c_1 dW_{se} = c_1 \left| q. d \frac{q}{G_m} \right| \quad (2.3.22)$$

$G_m$  est le module de cisaillement à la contrainte moyenne effective courante  $p'$  soit :

$$G_m = G_{m0} \cdot \left( \frac{p'}{p'_0} \right) \quad (2.3.23)$$

Où  $G_{m0}$  est le module de cisaillement initial.

Il est entendu dans l'équation 2.3.20 que, si la valeur de droite devait devenir négative,  $dW_s$  serait supposé nul. Le travail de cisaillement  $W_s$  qui est défini dans l'équation 2.3.20 est le travail de cisaillement total moins le travail de cisaillement élastique. Par conséquent, dans la discussion qui suit, avec  $W_s$  sera appelé par convention «travail de cisaillement plastique ».

Dans la formulation présentée jusqu'ici, le travail de cisaillement plastique contribue toujours à l'état d'avancement de la liquéfaction dont la contrainte effective peut être dans la zone de dilatance ou la zone de contraction. Cependant, on considère que tout le travail de cisaillement plastique dans la zone dilatée ne contribue pas intégralement à l'évolution de la liquéfaction Iai *et al.* (1990a). Cet aspect est déjà incorporé dans la relation de travail de cisaillement dans l'équation 2.3.20. Certaines corrections doivent toutefois être introduites dans l'expression de l'incrément de travail de cisaillement dans la zone dilatée.

Le facteur de correction  $R$  appliqué à  $dW_s$  est essentiellement donné par Iai *et al.* (1990a) :

$$R = (m_1 - r/S)/(m_1 - m_3) \quad (\text{si : } r/S > m_3) \quad (2.3.24)$$

Cependant, dans cette équation, lorsque  $S$  devient tout petit, la valeur de  $r/S$  devient très sensible aux petites erreurs contenues dans les valeurs de  $r$  et  $S$ . La valeur  $R$  donnée par l'équation 2.3.24 devient alors une valeur peu fiable. Par conséquent, pour les petites valeurs de  $S$  ( $S < 0.4$ ), on choisit d'écrire  $R$  sous la forme :

$$R = (m_1 - r/0.4)/(m_1 - m_3) \quad (\text{si : } r/S > m_3) \quad (2.3.25)$$

Le module de cisaillement  $G_m$  dépend de la contrainte moyenne effective. Iai *et al.* (1990a) donnent ces relations :

- Si  $S_0 > 0.4$

$$q = q_0 \cdot S \quad (2.3.26)$$

$$\gamma_m = \gamma_0 \quad (2.3.27)$$

$$G_m = \frac{q}{\gamma_m} = \frac{q}{\gamma_0} \quad (2.3.28)$$

- Si  $S_0 < 0.4$

$$q = q_0 \cdot S + \Delta q \quad (2.3.29)$$

$$\Delta q = (-p'_0) \cdot (m_1 - m_2)(0.4 - S_0) \quad (2.3.30)$$

$$\gamma_m = \gamma_0 / (S_0 / 0.4) \quad (2.3.31)$$

$$G_m = q / \gamma_m \quad (2.3.32)$$

Ici,  $q_0$  et  $\gamma_0$  sont la résistance au cisaillement drainée et la déformation de référence, à la contrainte moyenne effective initiale  $p'_0$ .

### 2.3.3 Bilan des paramètres

Le modèle proposé se compose de 10 paramètres.

- Trois paramètres du modèle MPII :  $G_{ma}$ ,  $K_{ma}$ ,  $\gamma_r$

- Sept paramètres du modèle « front de liquéfaction » :  $\sin \phi'$ ,  $\sin \phi'_p$ ,  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $c_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$

Ces paramètres peuvent être déterminés grâce à des essais en laboratoire. La détermination des paramètres est présentée dans la section suivante 2.4.

## 2.4 Algorithme et détermination des paramètres

### 2.4.1 Algorithme du schéma

Le modèle considéré associe deux composantes : une loi de comportement non linéaire du sol avec l'état de contraintes tridimensionnels initialement MPII et un modèle basé sur la relation entre la pression interstitielle et le travail de la contrainte de cisaillement donnée par Iai *et al.* (1990b,a). Premièrement, le modèle MPII sera utilisé pour estimer les contraintes totales et ensuite les contraintes totales sont corrigées pour définir les contraintes effectives sur la base du modèle « front de liquéfaction ».

#### Calcul initial

- Calcul  $G_0, p_0, q_0, W_0, \sigma_{ij0}, \varepsilon_{ij0}, s_{ij0}, e_{ij0}$

#### Pour chaque pas de temps

##### Modèle MPII

Ce modèle est utilisé pour calculer les contraintes totales.

- Les nouvelles valeurs de la contrainte déviatorique  $s'_{ij}$  sont obtenues à partir de cette formule :

$$s'_{ij} = s_{ij} + ds_{ij} \quad (2.4.1)$$

- $F_n$  est calculé par l'équation 2.2.41 et par conséquent

$$T_n = F_n^{1/2} \quad (2.4.2)$$

- Avec l'incrément de déformation précédent que nous enregistrons à partir de l'étape de temps précédent,  $\partial F_n / \partial s_{ij}$  peut être obtenue en combinant l'équation 2.2.42 et 2.4.3.

$$\frac{\partial F_n}{\partial s_{ij}} = \frac{Y_n}{T_n} (s'_{ij} - \alpha_{nij}) \quad (2.4.3)$$

- L'état des surfaces de charge est vérifié afin d'obtenir les cellules qui sont activées ( $L_n$ ).
- $P_{ijkl}$  peut être obtenue par les équations 2.2.36 - 2.2.40 au moyen de l'équation 2.4.3 :

$$P_{ijkl} = \begin{bmatrix} P_{1111} & P_{1113} & P_{1113} & P_{1123} & P_{1133} \\ P_{1211} & P_{1212} & P_{1213} & P_{1223} & P_{1233} \\ P_{1311} & P_{1312} & P_{1313} & P_{1323} & P_{1333} \\ P_{2311} & P_{2312} & P_{2313} & P_{2323} & P_{2333} \\ P_{3311} & P_{3312} & P_{3313} & P_{3323} & P_{3333} \end{bmatrix} \quad (2.4.4)$$

- L'équation 2.2.35 qui est résolue par l'inversion de la matrice  $P_{ijkl}$  donne le nouvel incrément de contrainte déviatorique  $ds_{ij}$ .
- La surface de charge  $F_n$  est calculée pour vérifier l'état des surfaces de charge. Elle est comparée avec  $Y_n$  pour contrôler si une nouvelle cellule est activée. Les niveaux suivants sont répétés s'il y a un changement pour les points de l'espace de contrainte en mettant à jour les surfaces de charge.
- L'équation 2.2.43 est également utilisée pour évaluer  $\alpha'_{nij}$  et ainsi de suite.

### **Modèle « front de liquéfaction »**

Après avoir exprimé les contraintes totales, ces valeurs seront corrigées pour obtenir les contraintes effectives selon les étapes suivantes :

- À chaque étape du processus de déformation sous charge transitoire et cyclique, l'incrément des travaux de cisaillement plastique sera calculé par l'équation 2.3.20 (avec la correction dans la zone dilatée).
- Le travail de cisaillement plastique accumulé  $W_s$  sera normalisé par l'équation 2.3.15 et sera remplacé dans l'équation 2.3.14, donnant le paramètre de front de liquéfaction  $S_0$ .
- À partir du paramètre front de liquéfaction  $S_0$  et le rapport des contraintes déviatoriques  $r$ , le taux de contrainte moyenne effective  $S$  sera obtenu par l'équation 2.3.13.
- Le rapport de la contrainte moyenne effective  $S$  est multiplié par la contrainte moyenne effective initiale  $p'_0$ , en donnant la contrainte moyenne effective courante  $p'$ .
- La pression interstitielle peut être calculée par l'équation 2.3.9.
- Enfin, les propriétés des sols seront actualisées avec les équations 2.3.26 - 2.3.32.

### **2.4.2 Identification des paramètres pour le modèle « front de liquéfaction »**

En plus de trois paramètres pour le modèle MPII  $G_{ma}$ ,  $K_{ma}$  et  $\gamma_r$ , il y a sept paramètres à spécifier pour le modèle « front de liquéfaction » : soit  $\sin \phi'$ ,  $\sin \phi'_p$ ,  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ , et  $c_1$  dans les équations 2.3.13 à 2.3.32. Les paramètres  $G_{ma}$ ,  $K_{ma}$ ,  $\sin \phi'$ ,  $\sin \phi'_p$  et  $\gamma_r$  peuvent être déterminés facilement à partir d'essais en laboratoire. Ici, on présente la façon de déterminer les cinq paramètres  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ , et  $c_1$ . Ces paramètres sont estimés à partir des résultats des essais cycliques non drainés.

- Tout d'abord, les données de test, couramment disponibles dans la pratique de la dynamique des sols, doivent être fournis pour représenter : (i) la courbe de résistance à la liquéfaction, (ii) l'enveloppe de la courbe de l'excès de pression

interstitielle, comme indiqué sur la figure 2.4.1 par la ligne brisée, et (iii) l'enveloppe de l'amplitude de la déformation de cisaillement comme le montre la ligne brisée sur la figure 2.4.2.

- $S_1$  prend une petite valeur positive de 0.005 afin que  $S_0$  ne soit jamais égale à zéro. Dans quelques cas particuliers (e.g. la courbe contrainte-déformation devient une boucle fermée en cas de mobilité cyclique),  $S_1$  peut prendre une valeur plus grande et peut être déterminée à partir d'une procédure « essai-erreur ».
- Le paramètre  $c_1$  est fixé temporairement à 1.0 pendant la première estimation. Ensuite la valeur de  $c_1$  sera modifiée dans une procédure « essai-erreur ». La modification de la valeur de  $c_1$ , cependant, n'a pas une grande influence sur la mobilité cyclique lorsque le rapport de la contrainte de cisaillement  $r$  est plus grand que le niveau de seuil. Par conséquent, avec  $c_1 = 1.0$ , le reste des paramètres  $w_1$ ,  $p_1$  et  $p_2$  sont déterminées à partir des résultats de tests avec de grandes valeurs de  $r$  par les étapes suivantes.
- Les paramètres  $w_1$  et  $p_1$  sont déterminés dans une procédure « essai-erreur » à partir de la courbe de la surpression interstitielle. Pour déterminer ces paramètres, la partie de la courbe pour  $u/(-p'_0) < 0.6$  est utilisée et comparée, où  $u$  désigne la surpression interstitielle. Comme le paramètre  $w_1$  n'est pas fortement influencé par la variation de  $p_1$ , le paramètre  $w_1$  est d'abord estimé avec une estimation appropriée de  $p_1$ . La valeur de  $p_1$  s'étend de 0.4 à 0.7.
- Le paramètre  $p_2$  pourrait également être déterminé à partir de la courbe de la surpression interstitielle pour  $u/(-p'_0) > 0.6$ . Cependant, il est préférable de déterminer le paramètre  $p_2$  à partir de l'enveloppe d'amplitude de déformation si le but principal de l'analyse de la mobilité cyclique est d'estimer l'ampleur des déformations dans les sols et les fondations. La valeur de  $p_2$  s'étend environ de 0.6 à 15.
- Lorsque tous les paramètres sont déterminés par les étapes mentionnées ci-dessus à partir des données de laboratoire à un grand rapport de la contrainte de cisaillement  $r$ , la prochaine étape est d'examiner si ces paramètres sont appropriés pour représenter les données de laboratoire à faible rapport de cisaillement  $r$ . Si non, alors le paramètre  $c_1$  est modifié via un essai et une correction.

### 2.4.3 Précision du modèle

La précision du modèle dépend du nombre  $N$  d'éléments qui composent la série, mais il faut en trouver une valeur optimale (en général entre 30 et 50) pour que le nombre d'éléments n'affecte pas la rapidité de calcul (Joyner (1975)). Dans tous les tests de simulation, la valeur du nombre d'éléments  $N$  égale 50.

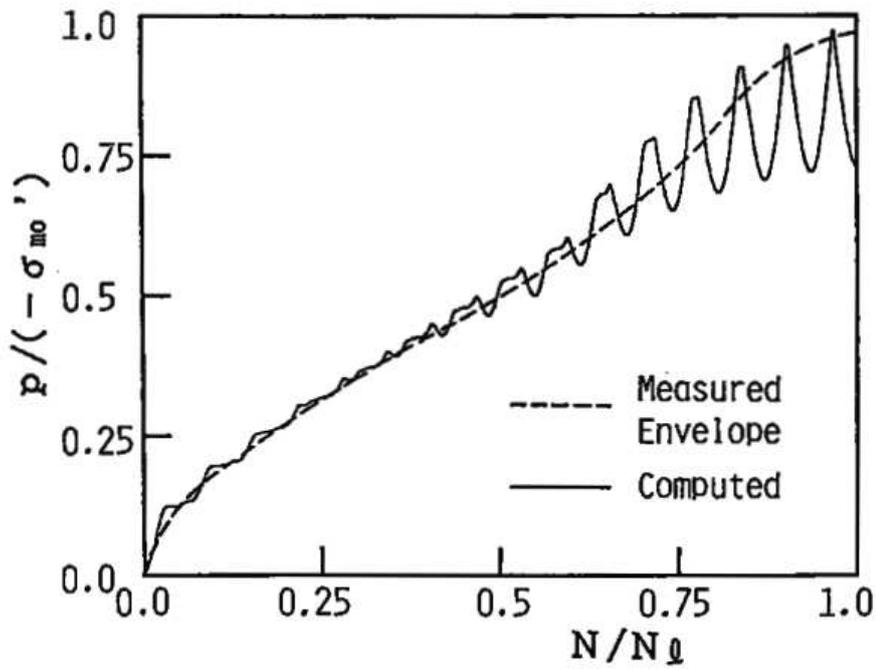


FIGURE 2.4.1: Courbe de la surpression interstitielle normalisée (d'après Iai *et al.* (1990a))

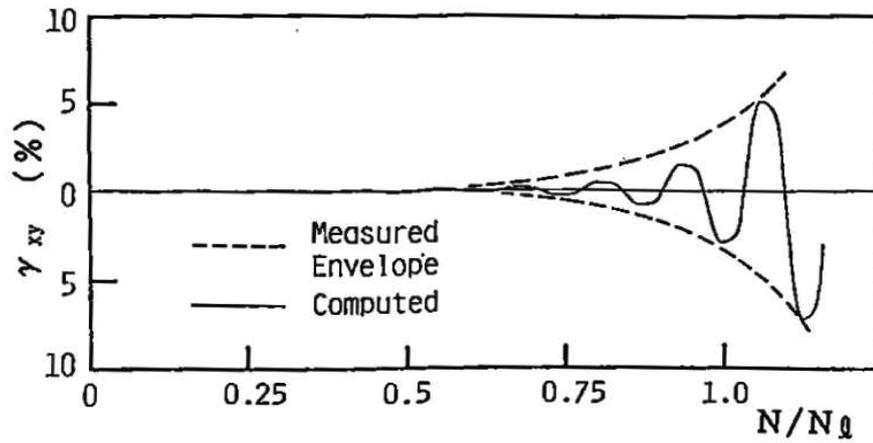


FIGURE 2.4.2: Courbe de l'amplitude de la déformation de cisaillement (d'après Iai *et al.* (1990a))

## 2.5 Validation de la loi de comportement

Pour vérifier la loi de comportement proposée dans le cas général des sols saturés et des sols secs, une comparaison est réalisée entre les résultats numériques issus du modèle et les résultats obtenus expérimentalement sur différents matériaux.

L'essai triaxial peut être réalisé en condition drainée ou non drainée. Dans le cas drainé, l'échantillon se comporte comme un sol sec, c'est-à-dire que la pression interstitielle est nulle, les contraintes effectives sont confondues avec les contraintes totales. En non drainé par contre, la loi de comportement est celle d'un sol saturé, (incompressibilité des grains et du fluide) et la surpression interstitielle varie. En résumé :

- Cas drainé :  $u = 0$  ;  $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij}$
- Cas non drainé :  $u \neq 0$  ;  $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u$

Les chemins de sollicitation sélectionnés sont les suivants :

- Essais triaxiaux axisymétriques cycliques en condition drainée et non-drainée avec limitation en déformation ou en contrainte ;
- Essais de torsion cycliques en condition non-drainée, à contrainte axiale constante, et déviateur nul.

On notera la prépondérance des essais effectués en condition non-drainée, condition la plus naturellement rencontrée pour les sables soumis à des tremblements de terre.

### 2.5.1 Essais de torsion cyclique non-drainée

Rappelons ici l'importance du problème de la rotation des axes principaux. C'est un phénomène omniprésent dans les ouvrages de génie civil. Il apparaît pratiquement dans tout calcul de structure non homogène. Citons, par exemple :

- Le comportement des structures marines soumises aux efforts cycliques de la houle ;
- La rotation continue des axes principaux au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre d'un barrage, génératrice de l'augmentation de pression interstitielle dont il faut tenir compte pour le dimensionnement ;
- Le comportement rotationnel de massifs soumis à de violents séismes ;
- Le simple enfoncement d'une fondation, avec une rotation des axes principaux importante au niveau des bords.

#### 2.5.1.1 Chemin de contraintes analysé - Rappels sur l'état de contrainte en torsion

Le tenseur des contraintes en torsion est de forme générale :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta z} \\ 0 & \sigma_{\theta z} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

Dans les essais de torsion envisagés, la différence  $\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}$  est maintenue constante, alors que la contrainte tangentielle  $\sigma_{\theta z}$  est modifiée. On peut écrire de façon équivalente dans le tenseur des contraintes suivant :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

### 2.5.1.2 Description des essais

Les deux sols analysés sont un sol lâche et un sol dense. Les essais de torsion cyclique non drainée ont été effectués par Ishihara (1985). Des essais sont réalisés sous contrainte axiale constante, la contrainte de confinement initiale égale à  $\sigma'_{mo} = 98 \text{ kPa}$ . Durant tout l'essai, le déviateur reste donc constant, et égal à  $0 \text{ kPa}$ . Le chargement se fait par des cycles en contraintes imposées, alternativement en charge-décharge, en compression et en extension. L'amplitude maximale de la contrainte imposée est symétrique et reste constante jusqu'à l'apparition de la liquéfaction. Les résultats de l'essai en laboratoire sont donnés selon les deux représentations suivantes (Figure 2.5.1 et 2.5.4) :

- La contrainte de cisaillement  $\tau_{xy}$  fonction de la déformation de cisaillement  $\gamma_{xy}$ .
  - La contrainte de cisaillement  $\tau_{xy}$  fonction de la contrainte effective ( $-\sigma'_m$ ).
- Les propriétés des sols sont indiquées dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1: Propriétés des sols (d'après Iai *et al.* (1990b))

Les propriétés	Sol lâche	Sol dense
$G_a(\text{kPa})$	103 700	140 700
$K_a(\text{kPa})$	270 500	366 800
$\sin \phi'$	0.87	0.91
$\sin \phi'_p$	0.42	0.42

### 2.5.1.3 Description de la modélisation

Les mêmes conditions que celles décrites ci-dessus sont reprises dans cette simulation. Les paramètres du modèle MPII sont déterminés sur la base des propriétés

des sols, données dans le tableau 2.2. Les paramètres du modèle « front de liquéfaction » sont déterminés sur la base des relations entre contrainte de cisaillement et déformation de cisaillement, indiqués dans le tableau 2.3.

Tableau 2.2: Paramètres du modèle MPIO

Paramètres du modèle d'Iwan	Sol lâche	Sol dense
$G_a(kPa)$	103 700	140 700
$K_a(kPa)$	270 500	366 800
$\gamma_r = (-\sigma'_{mo}) * \sin \phi' / G_{m0}$	0.000822	0.000634

Tableau 2.3: Paramètres du modèle « front de fiquéfaction »

Paramètres	Sol lâche	Sol dense
$S_1$	0.0035	0.0085
$c_1$	1.0	1.0
$w_1$	2.0	2.85
$p_1$	0.45	0.6
$p_2$	1.225	0.72

#### 2.5.1.4 Comparaison des simulations et des résultats expérimentaux

Les résultats de simulation en utilisant la loi de comportement ci-dessus, sont présentés sur les figures 2.5.2, 2.5.3, 2.5.5 et 2.5.6 ; Les figures 2.5.1 et 2.5.4 représentent les résultats obtenus en laboratoire pour un sable lâche et dense.

##### Sol dense

La figure 2.5.1 présente le résultat d'un essai de mobilité cyclique réalisé par Ishihara (1985) à force contrôlée avec sol dense. La figure 2.5.2 présente le résultat de simulation de cet essai. En comparant ces courbes, on trouve que la courbe de simulation est très proche de la courbe expérimentale.

##### Relation contrainte de cisaillement – contrainte moyenne effective

La contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective simulées (figure 2.5.2a) reproduisent très bien le phénomène de mobilité cyclique tout comme le résultat expérimental (figure 2.5.1a). Il y a une diminution de la contrainte moyenne effective au cours de la sollicitation cyclique, jusqu'à atteindre le critère de rupture. Cette courbe caractérise clairement un comportement avec boucles de

dilatance (« aile de papillon »). Cette courbe permet également de bien définir les droites caractéristiques du matériau en compression et en extension (point de chargement de comportement contractant-dilatant). Il est important de noter que l'état caractéristique est atteint pour la première fois en extension.

### **Relation contrainte de cisaillement - déformation de cisaillement**

En observant la figure 2.5.2b, on remarque qu'il y a une augmentation de l'amplitude de déformation de cisaillement au cours de la sollicitation cyclique comme celle observée sur la courbe expérimentale (figure 2.5.1b). Ce phénomène se traduit par une diminution graduelle du module de cisaillement  $G$ .

On constate que l'augmentation de l'amplitude de déformation simulée est aussi « stable » que le résultat expérimental. C'est-à-dire que même à force contrôlée, l'accumulation « progressive » de déformation se poursuit. Ce phénomène est lié au regain de résistance de l'éprouvette dans sa phase dilatante (comportement analogue à celui que l'on observe lors d'un chargement monotone), tout de suite après les points de « liquéfaction ».

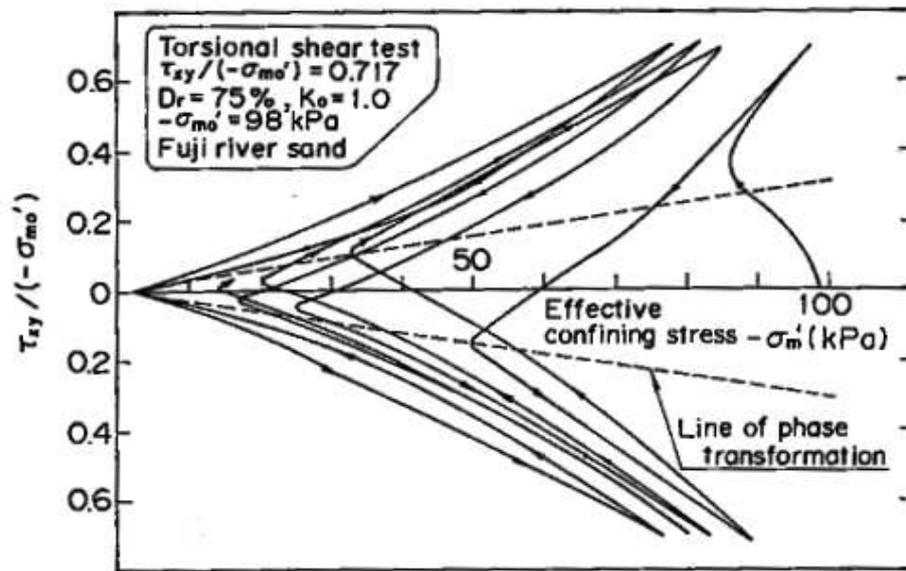
On trouve que les valeurs de déformation obtenues dans la simulation égalent presque les valeurs expérimentales.

### **Evolution de la pression interstitielle**

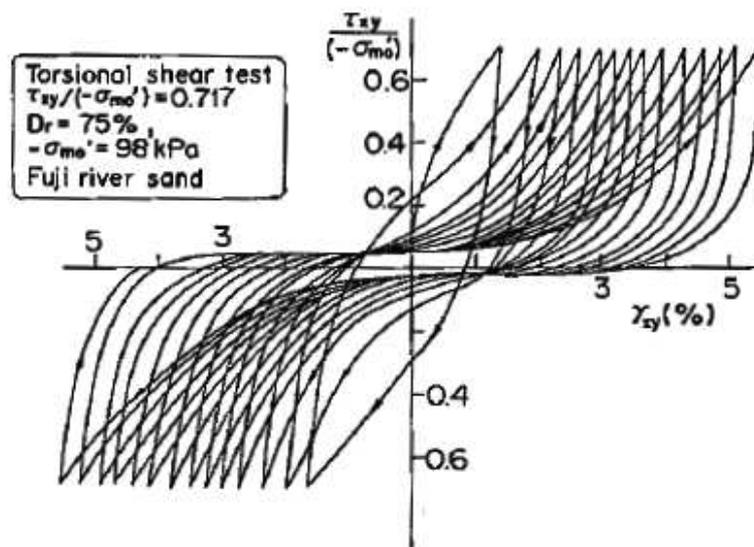
Sur la figure 2.5.3 on présente les distributions des surpressions interstitielles calculées en considérant les hypothèses citées ci-dessus. Au cours des premiers cycles, la pression interstitielle augmente continuellement. Par contre, elle tend à diminuer sur les derniers cycles, lorsqu'elle arrive à saturation. Ceci prouve que l'on se situe dans le domaine dilatant.

Cette courbe peut se décomposer en deux phases :

- Première phase : on note une augmentation progressive de la surpression interstitielle sur chaque cycle avec un mécanisme à un pic, qui s'accompagne d'une déformation axiale faible.
- Seconde phase : la surpression interstitielle atteint deux fois par cycle un maximum (*8<sup>e</sup> cycle pour l'essai présenté*) égal à la pression de consolidation ( $\sigma'_{m0}$ ). Les maxima correspondent à des points de liquéfaction temporaire. Cette phase s'accompagne de grandes déformations. Ce comportement caractérise bien le phénomène de mobilité cyclique.

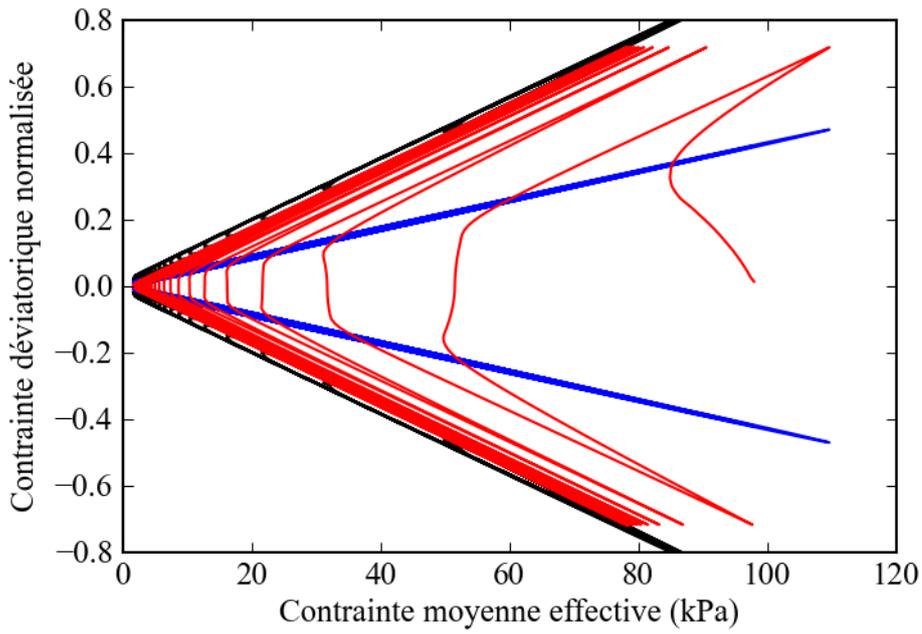


(a)

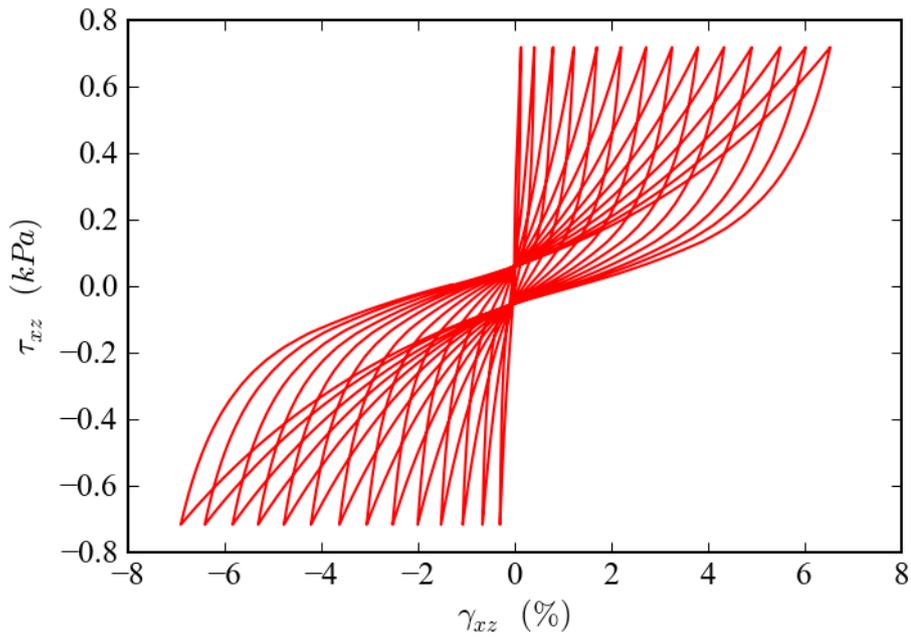


(b)

FIGURE 2.5.1: Résultats expérimentaux sur du sable dense : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement (Ishihara (1985))



(a)



(b)

FIGURE 2.5.2: Résultats de simulation sur du sable dense : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement

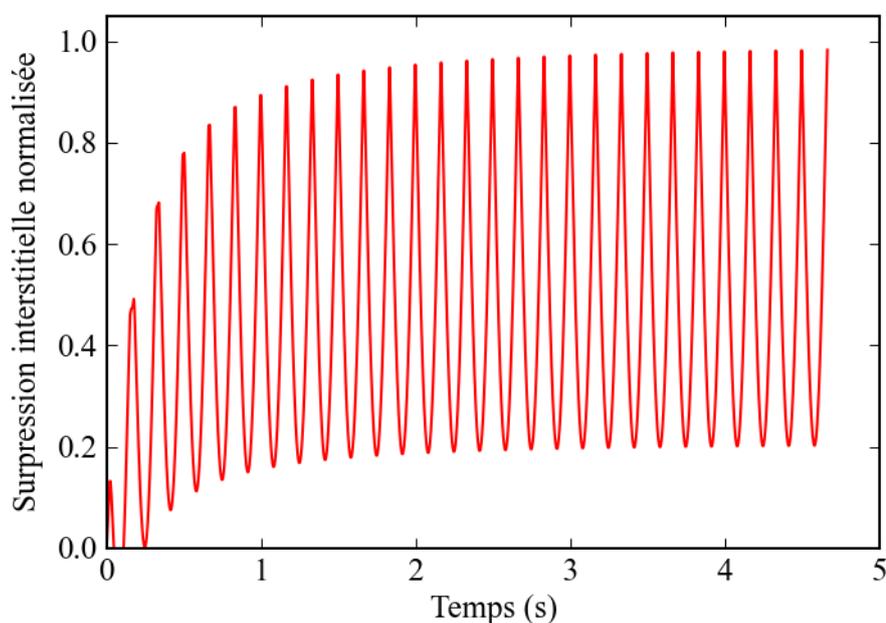


FIGURE 2.5.3: Résultats de simulation sur du sable dense : Surpression interstitielle

### Sol lâche

Comme le sol dense, une comparaison entre les résultats des essais (figure 2.5.4) et de la simulation (figures 2.5.5 et 2.5.6) a été effectuée.

#### **Relation contrainte de cisaillement – contrainte moyenne effective**

La contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective simulées (figure 2.5.5a) reproduisent très bien le phénomène de liquéfaction cyclique tout comme le résultat expérimental (figure 2.5.4a). On remarque une diminution de la pression moyenne effective, jusqu'à atteindre la ligne de rupture. On observe le cheminement vers la gauche en contraintes effectives. Sur les cycles correspondant au premier palier de chargement, le modèle reproduit le resserrement des cycles. Il est important de noter que les cycles ont tendance à se resserrer (cycles 1 à 7), puis à se desserrer (cycles 8 à 10) jusqu'au cycle critique (11).

### **Relation contrainte de cisaillement - déformation de cisaillement**

D'après la figure 2.5.5b, on remarque qu'il y a une augmentation forte de l'amplitude de déformation de cisaillement au cours de la sollicitation cyclique comme celle observée sur la courbe expérimentale (figure 2.5.4b). En particulier, pendant les derniers cycles, l'amplitude de déformation augmente très sensiblement. Celle-ci représente bien le comportement expérimental d'un sol lâche. On observe aussi une diminution graduelle du module de cisaillement  $G$ .

Contrairement au phénomène de mobilité cyclique dans le sol dense, l'augmentation de l'amplitude de déformation de simulation est aussi «en plus sensible » que le résultat expérimental. Cela est indiqué par la résistance résiduelle du matériau qui est très faible.

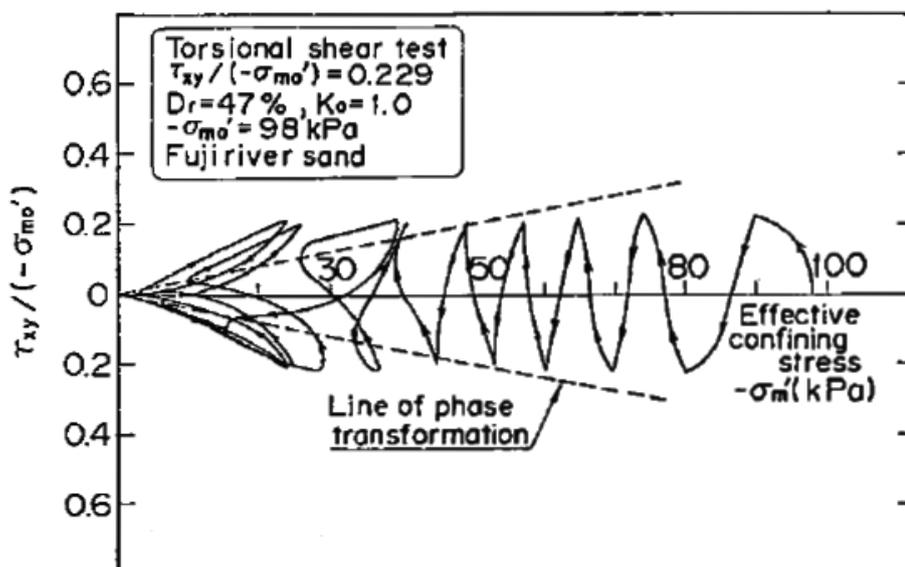
Les résultats numériques et expérimentaux conduisent à des valeurs maximales de la torsion très proches (différence  $\simeq 5\%$ ).

### **Evolution de la pression interstitielle**

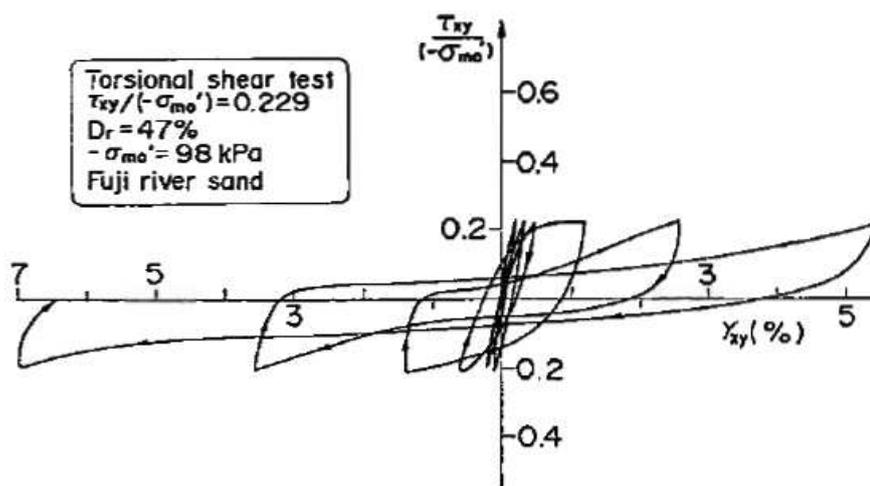
Sur la figure 2.5.6 on présente la courbe de la surpression interstitielle calculée en considérant les hypothèses citées ci-dessus. On constate que la pression interstitielle augmente continuellement. Cette courbe peut se décomposer en deux phases :

- La surpression interstitielle augmente rapidement pour atteindre, au cours du cycle critique, une valeur proche de la contrainte de consolidation.
- Lors du cycle critique, le déviateur de contrainte chute rapidement pour se stabiliser autour d'une valeur relativement faible (résistance très réduite).

Le phénomène est si brutal que l'asservissement ne peut plus suivre. La déformation de cisaillement de l'éprouvette augmente tout aussi rapidement. Le matériau s'écoule tel un fluide, ce qui explique l'importance de la déformation de cisaillement de l'éprouvette.

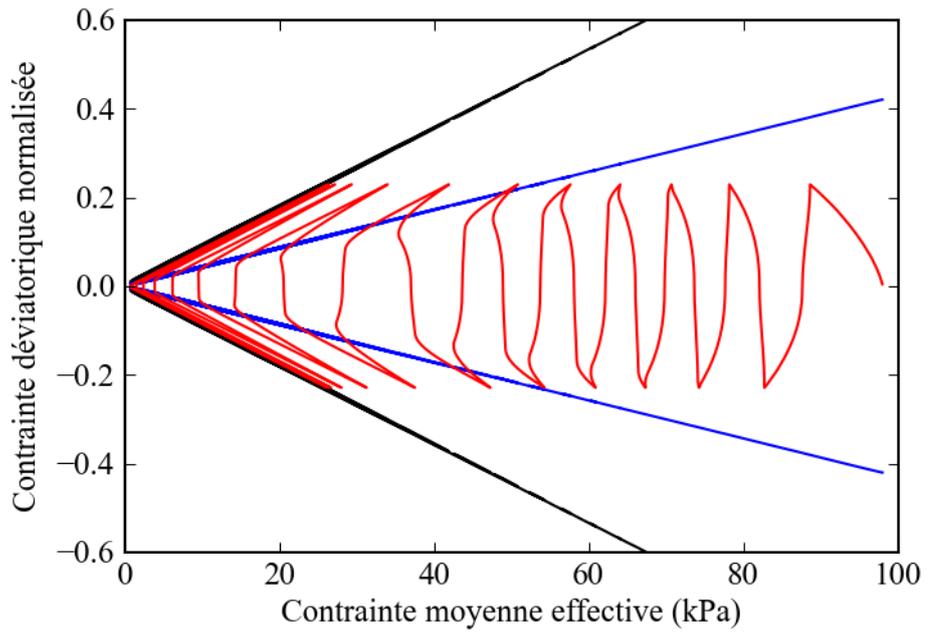


(a)

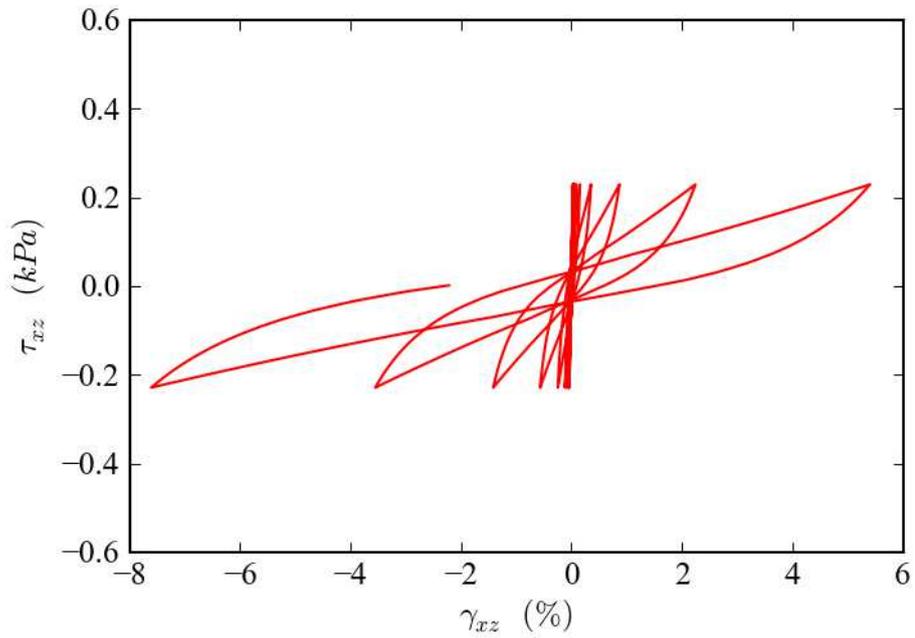


(b)

FIGURE 2.5.4: Résultats expérimentaux sur du sable lâche : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement (Ishihara (1985))



(a)



(b)

FIGURE 2.5.5: Résultats de simulation sur du sable lâche : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement

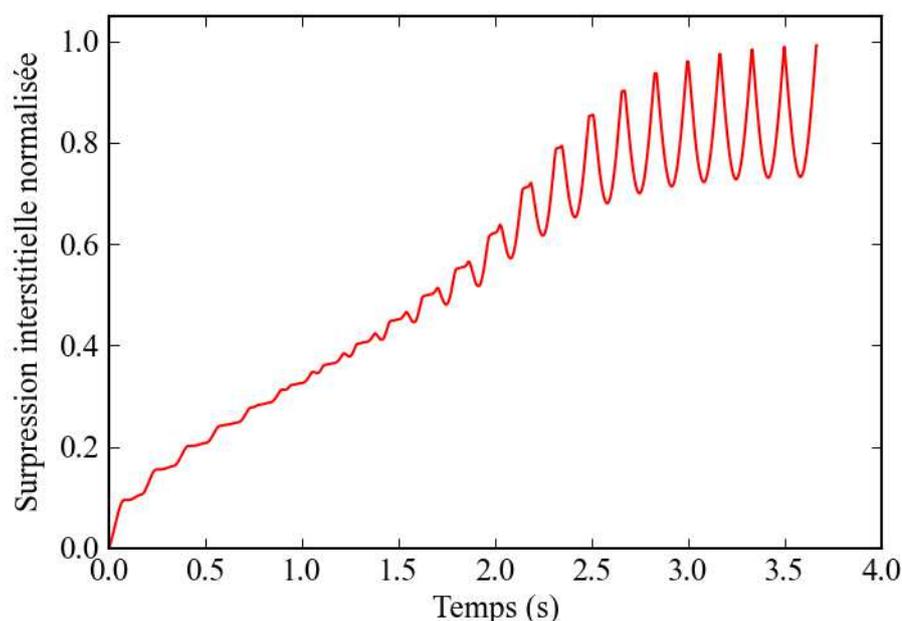


FIGURE 2.5.6: Résultats de simulation sur du sable dense : Surpression interstitielle

## 2.5.2 Essais triaxiaux cycliques non-drainés

### 2.5.2.1 Caractéristiques du sol étudié

Le sol utilisé dans cet essai est un sol prélevé à San Carlo Dec-Mirandola (Italie). Les caractéristiques sont données ci-dessous. Les essais triaxiaux effectués carottés en laboratoire sur des échantillons ont permis une détermination expérimentale des paramètres du modèle. Les résultats principaux sont présentés sur la figure 2.5.7.

Les sols se situent à 9.6 m de profondeur. L'essai triaxial est réalisé sous contrainte de confinement constante, égale à  $100\text{ kPa}$ , la contrainte axiale étant modifiée. La fréquence de ces essais égale à  $0.25\text{ Hz}$ . Les résultats des essais représentent :

- La déformation axiale et la contrainte axiale en fonction du temps.
- La pression interstitielle en fonction du temps et de la déformation axiale.

### 2.5.2.2 Description de la modélisation

Les simulations effectuées sont basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte. Pour déterminer les caractéristiques du sol à intro-

duire dans le modèle développé, on a fait des essais en laboratoire. Ces résultats sont donnés dans l'annexe. Les paramètres du modèle MPII et « front de liquéfaction » sont alors déterminés (c.f. tableaux 2.4 et 2.5).

Tableau 2.4: Paramètres du modèle MPII

Paramètres	Sol à 9.6m à la profondeur
$G_a(kPa)$	36 288
$\nu$	0.3
$\gamma_r$	0.000387

Tableau 2.5: Paramètres du modèle « front de liquéfaction »

Paramètres	Sol à 9.6m
$\sin \phi'$	0.524
$\sin \phi'_p$	0.4286
$S_1$	0.005
$c_1$	1.0
$w_1$	2.05
$p_1$	0.6
$p_2$	1.0

### 2.5.2.3 Analyse de la comparaison

La figure 2.5.7 présente la contrainte axiale appliquée dans l'essai et dans la simulation. On remarque que l'amplitude de contrainte axiale imposée est presque constante, et égale à  $\Delta\sigma_a = 48 kPa$ .

La figure 2.5.8a présente la comparaison de la déformation axiale de la simulation (la courbe rouge) et de l'essai (la courbe noire), et la comparaison de la surpression interstitielle calculée et mesurée est proposée sur la figure 2.5.8b. La figure 2.5.9 donne la relation entre la contrainte moyenne effective et la contrainte déviatorique du calcul.

#### **Courbe de déformation**

Une faible variation des contraintes limites est susceptible de modifier considérablement la réponse, surtout après quelques cycles, durant lesquels s'accumulent les différences. Les essais non drainés limités en contrainte sont de ce fait, des essais difficiles à simuler. On trouve que la simulation, tout comme l'expérience, montre

une augmentation de l'amplitude de la déformation cyclique. Dans le cas de l'expérience, cette augmentation est assez importante au quatrième cycle pour conduire l'échantillon à de grandes déformations assimilables à la rupture. De même, dans le cas de la simulation, l'amplitude de la déformation cyclique augmente au cinquième cycle jusqu'à une valeur maximale, puis les cycles suivants conservent cette amplitude, mais se décalent le long de l'axe des déformations. Autrement-dit, il y a augmentation de la déformation permanente, alors que l'amplitude de la déformation cyclique reste constante.

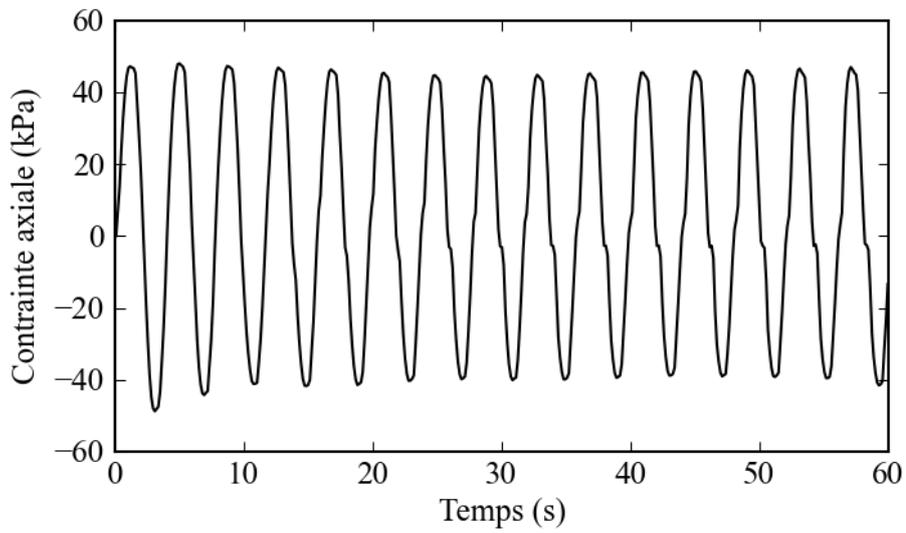
### ***Courbe de pression interstitielle***

En observant la figure 2.5.8b, comme sur les résultats expérimentaux, il y a augmentation de pression interstitielle, et obtention de grandes déformations au bout d'un nombre de cycles assez limité. Cet essai montre tout particulièrement, l'intérêt de l'extension du modèle, que nous avons proposé. En début d'essai, l'échantillon est de ce fait parfaitement contractant, alors que sur les derniers cycles, son comportement est manifestement dilatant, avec augmentation de la pression moyenne effective.

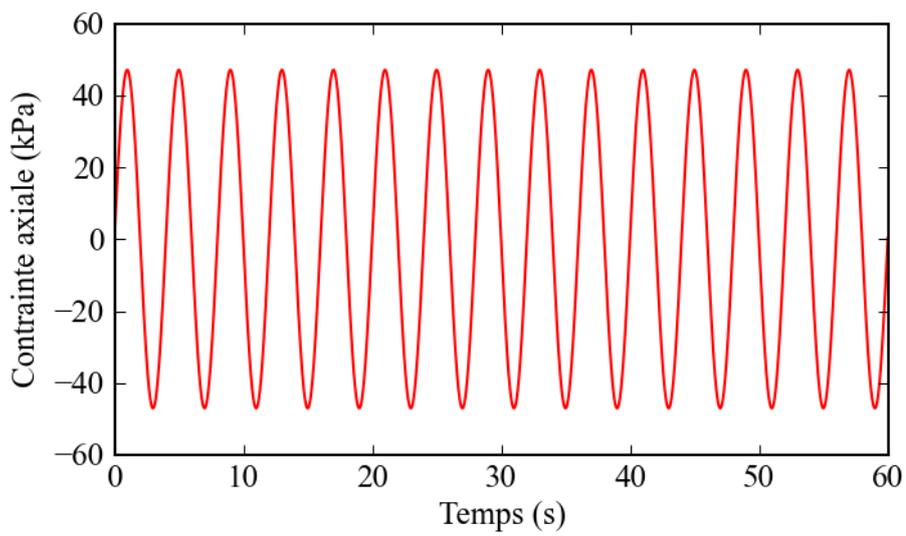
Les résultats numériques et expérimentaux conduisent à des valeurs très proches.

### ***Relation entre contrainte moyenne effective et contrainte déviatorique***

La figure 2.5.9 montre la courbe contrainte moyenne effective-contrainte déviatorique de simulation. On constate qu'il y a une diminution de la contrainte moyenne effective et le comportement est clairement contractant en début d'essai et dilatant sur les derniers cycles. Cette figure montre les effets liés au phénomène de liquéfaction « vrai », un comportement beaucoup « plus sensible ».

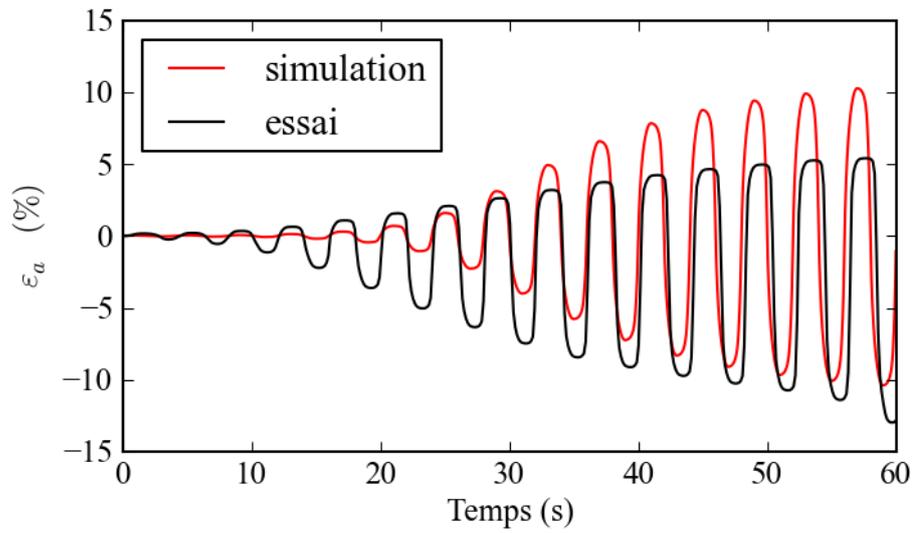


(a)

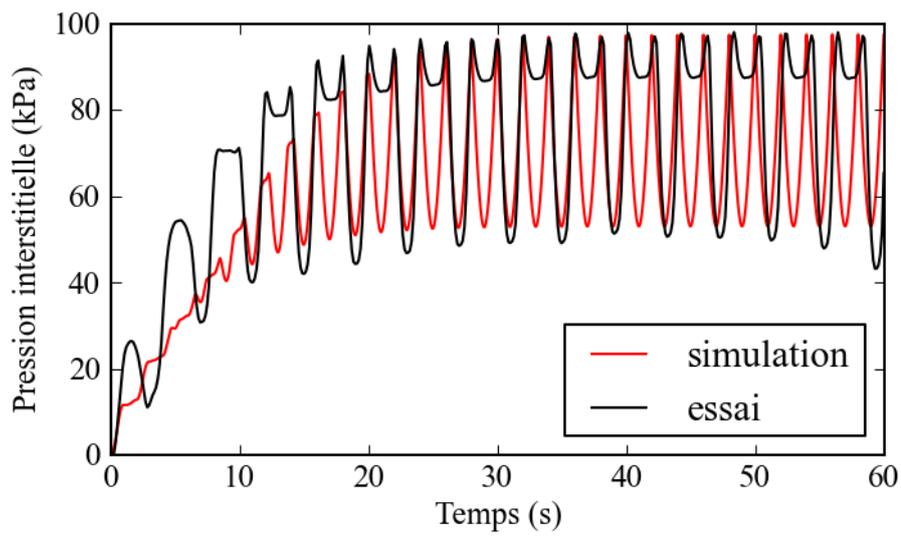


(b)

FIGURE 2.5.7: Contrainte axiale imposée : a) dans l'essai. b) dans la simulation



(a)



(b)

FIGURE 2.5.8: Comparaisons des résultats expérimentaux (courbe noire) et de la simulation (courbe rouge) : a) résultats en déformation axiale. b) résultats en pression interstitielle

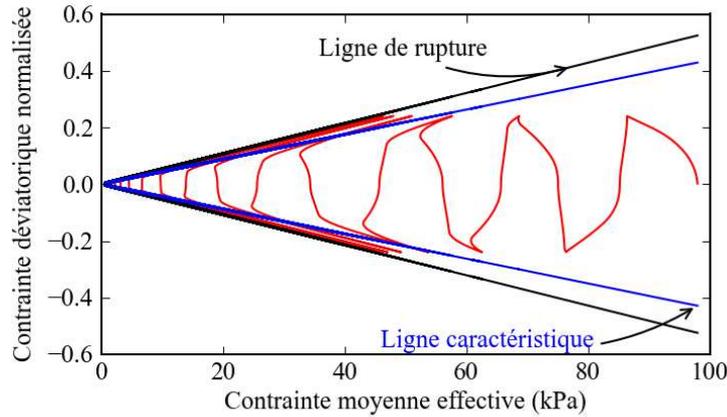


FIGURE 2.5.9: Relation entre la contrainte déviatorique et la contrainte moyenne effective (courbe rouge) ; droite de rupture (noire) et droite de transformation (bleue)

## 2.6 Influence des composantes

Ce modèle peut être généralisé à des sollicitations tridimensionnelles quelconques et testé sur des sites réels. Dans le contexte, ce modèle sera appliqué à la propagation des ondes sismiques suivant la direction verticale  $z$ . L'hypothèse sur la géométrie impose des variations de déformation nulles dans les directions  $x$  et  $y$ . C'est-à-dire qu'il y a encore trois composantes de déformations imposées. Ce sont  $\varepsilon_{xz}$ ,  $\varepsilon_{yz}$ ,  $\varepsilon_{zz}$ . Dans cette partie, on analyse les résultats de la simulation dans le cas de trois composantes imposées simultanément pour exprimer l'influence de la polarisation de l'onde.

### 2.6.1 Hypothèses de modélisation

Dans cette simulation, tout d'abord, trois composantes de sollicitation sont appliquées simultanément sur un élément de sol. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats obtenus pour une seule composante de sollicitation appliquée. Les propriétés du sol, utilisées dans cette analyse, sont données dans les tableaux 2.6 et 2.7. Trois composantes de sollicitations sont considérées : déformation de cisaillement  $\varepsilon_{xz}$ , déformation de cisaillement  $\varepsilon_{yz}$ , et déformation axiale  $\varepsilon_{zz}$ . Les relations entre celles-ci sont données par l'équation suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon_{yz} = \eta_1 \cdot \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{zz} = \eta_2 \cdot \varepsilon_{xz} \end{cases} \quad (2.6.1)$$

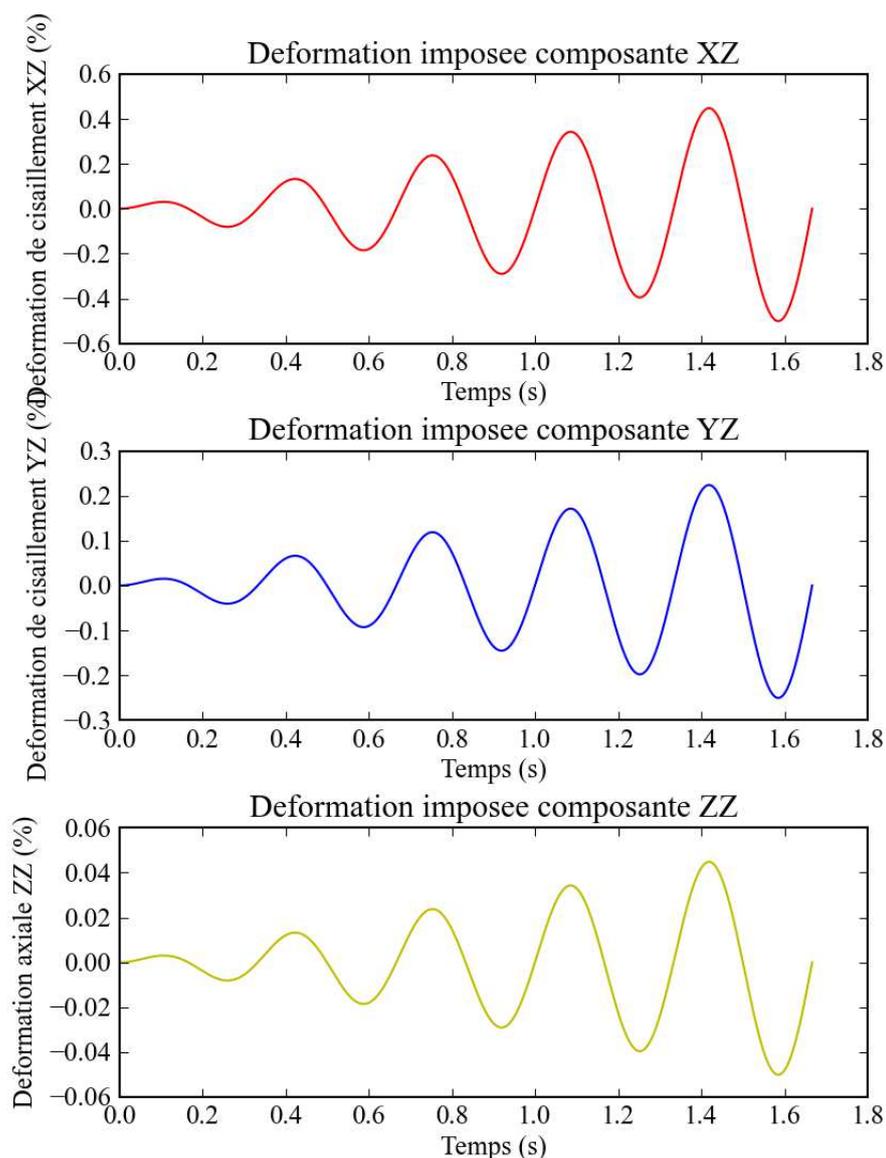


FIGURE 2.6.1: Trois composantes imposées : déformation de cisaillement xz (courbe rouge) – déformation de cisaillement yz (courbe bleue) – déformation axiale zz (courbe violette)

Où,  $\eta_1, \eta_2$  sont les taux de la déformation de cisaillement  $\varepsilon_{yz}$  et de la déformation axiale  $\varepsilon_{zz}$  avec la déformation de cisaillement  $\varepsilon_{xz}$ . Dans la première section, les valeurs de  $\eta_1, \eta_2$  égalent 0.5 et 0.1, respectivement. C'est-à-dire que la composante

de la déformation de cisaillement  $\varepsilon_{xz}$  est la composante « la plus élevée ». Ces composantes sont présentées sur la figure 2.6.1.

Tableau 2.6: Paramètres du modèle MPII

Paramètres	Sol
$G_a(kPa)$	140 700
$\nu$	0.3
$\gamma_r$	0.00045

Tableau 2.7: Paramètres du modèle « front de liquéfaction »

Paramètres	Sol
$\sin \phi'$	0.91
$\sin \phi'_p$	0.42
$S_1$	0.005
$c_1$	1.0
$w_1$	1.5
$p_1$	0.6
$p_2$	1.4

## 2.6.2 Analyse des résultats

La figure 2.6.2 montre les comparaisons des résultats obtenus pour trois composantes imposées et pour une seule composante imposée. Dans le cas de trois composantes imposées, les résultats se composent de quatre courbes rouges. Ce sont respectivement la relation déformation – contrainte (a)  $\varepsilon_{xz} - \sigma_{xz}$ , (b)  $\varepsilon_{yz} - \sigma_{yz}$ , (c)  $\varepsilon_{zz} - \sigma_{zz}$  et (d) la surpression interstitielle en fonction du temps.

Dans le cas d'une composante imposée, il y a 3 cas correspondant à trois déformations imposées :  $\varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zz}$ . Pour chaque cas, les résultats sont présentés par deux courbes, la courbe de la contrainte en fonction de la déformation et la courbe de pression interstitielle en fonction du temps.

La comparaison des relations contrainte-déformation, montre que sous l'influence des contraintes « intermédiaires », il y a une diminution des contraintes obtenues pour trois composantes imposées par rapport aux contraintes obtenues pour une seule composante imposée, surtout les composantes  $\sigma_{yz}, \sigma_{zz}$ . Une diminution de la contrainte  $\sigma_{xz}$  en trois composantes par rapport à une composante n'est pas significative.

On constate aussi que la pression interstitielle obtenue pour trois composantes imposées est différente de la pression interstitielle obtenue pour une composante

imposée  $\varepsilon_{yz}$ ,  $\varepsilon_{zz}$ , et presque identique à la pression interstitielle obtenue pour une composante imposée  $\varepsilon_{xz}$ . Cela montre l'influence des composantes et l'effet de la composante « la plus élevée ». Les contraintes en trois composantes imposées sont moins grandes que les contraintes obtenues pour une composante imposée. Cela s'observe clairement dans la relation contrainte octaédrique- déformation octaédrique sur la figure 2.6.3. La contrainte de cisaillement octaédrique est évaluée par : (d'après Santisi d'Avila *et al.* (2012))

$$\tau_{octa} = \frac{1}{3} \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2)} \quad (2.6.2)$$

La déformation de cisaillement octaédrique est donnée par :

$$\gamma_{octa} = \frac{2}{3} \sqrt{2.\varepsilon_{zz}^2 + 6(\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2)} \quad (2.6.3)$$

La figure 2.6.3 représente les résultats des contraintes octaédriques. Sur la figure 2.6.3a est reportée la relation entre la contrainte octaédrique et la déformation octaédrique. On constate que dans les deux cas (trois ou une composante imposée), il y a une diminution du module de cisaillement octaédrique  $G_{octa}$  selon les boucles de sollicitation. Mais sur la figure 2.6.3b, on remarque que la contrainte octaédrique à trois composantes imposées est moins grande que la contrainte octaédrique à une composante imposée. Cette diminution des contraintes obtenues montre que le module de cisaillement  $G_{octa}$  à trois composantes imposées est moins grand que le module de cisaillement à une composante imposée.

Pour analyser l'influence des autres composantes, le rapport des composantes sera modifié :

- Premièrement  $\eta_1 = 1; \eta_2 = 0.1$  : c'est-à-dire que les composantes  $\varepsilon_{xz}$  et  $\varepsilon_{yz}$  sont grandes, la composante  $\varepsilon_{zz}$  est petite. Les résultats de ce cas sont représentés sur les figures 2.6.4 et 2.6.5.
- Deuxièmement  $\eta_1 = 1; \eta_2 = 1.0$ . Dans ce cas, la composante  $\varepsilon_{zz}$  est plus grande. Les résultats sont reportés sur les figures 2.6.6 et 2.6.7.

Dans le premier cas, la figure 2.6.4 montre que les relations contrainte-déformation  $\sigma_{xz} - \varepsilon_{xz}$ ,  $\sigma_{yz} - \varepsilon_{yz}$  obtenues pour une composante imposée  $\varepsilon_{xz}$ ,  $\varepsilon_{yz}$  sont identiques. Il y a aussi une faible différence avec ces courbes en trois composantes imposées. La courbe de la pression interstitielle obtenue pour trois composantes imposées est également proche la courbe de la pression interstitielle obtenue pour une composante imposée  $\varepsilon_{xz}$ ,  $\varepsilon_{yz}$ .

Dans le deuxième cas, la composante est plus grande, on peut constater sur la figure 2.6.6 que toutes les courbes à trois composantes imposées sont différentes des courbes obtenues pour une composante imposée. Ce cas montre que avec la petite valeur de composante  $\varepsilon_{zz}$ , la pression obtenue pour une composante « plus élevée

» est assez bonne. Mais cette valeur est grande, les résultats à une composante ne sont pas bons. En raison de l'influence des contraintes « intermédiaires », les résultats à trois composantes sont différents du cas à une composante.

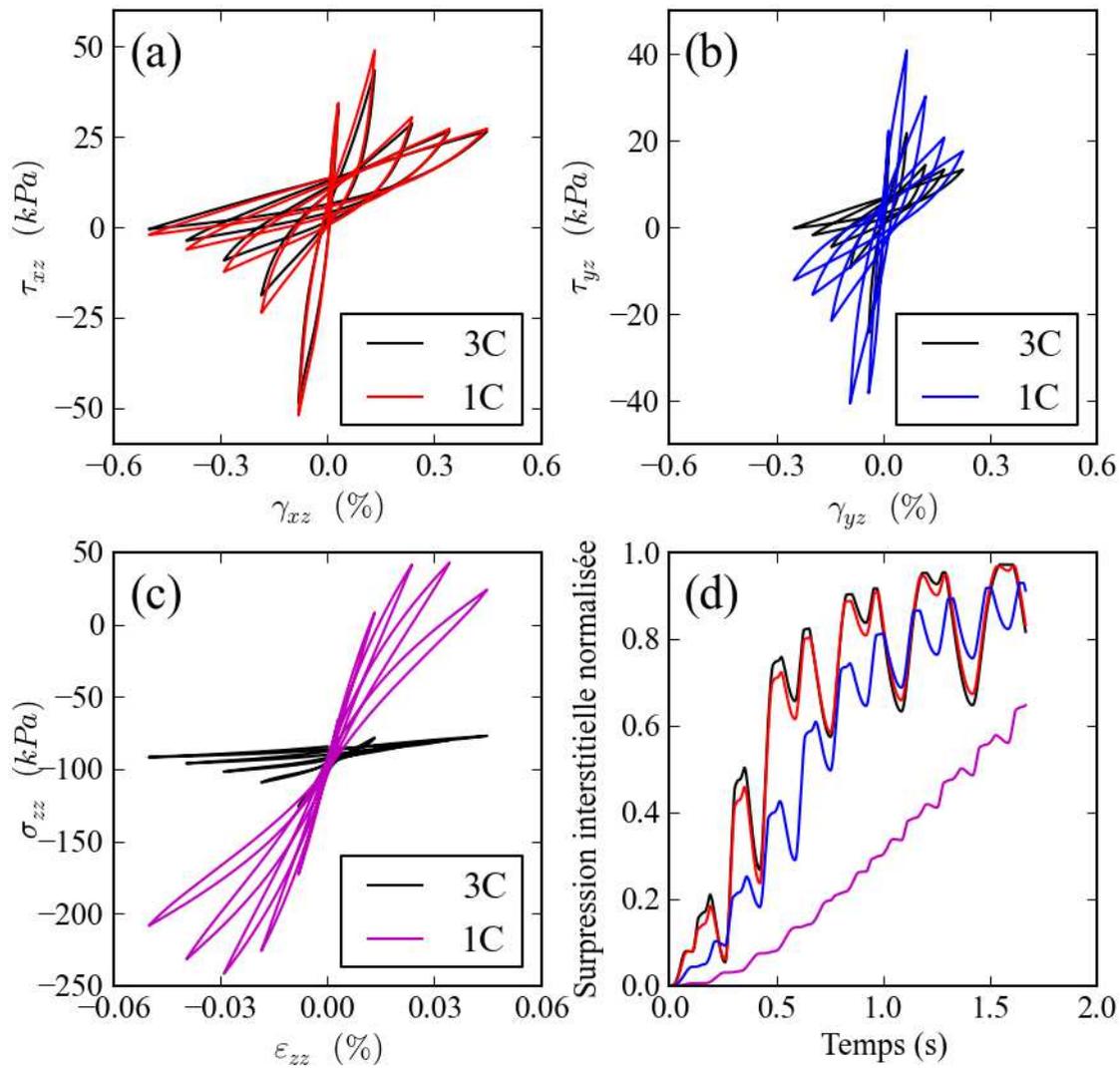


FIGURE 2.6.2: Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenus par trois et une composante : a) composante  $\gamma_{xz}$ . b) composante  $\gamma_{yz}$ . c) composante  $\varepsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle

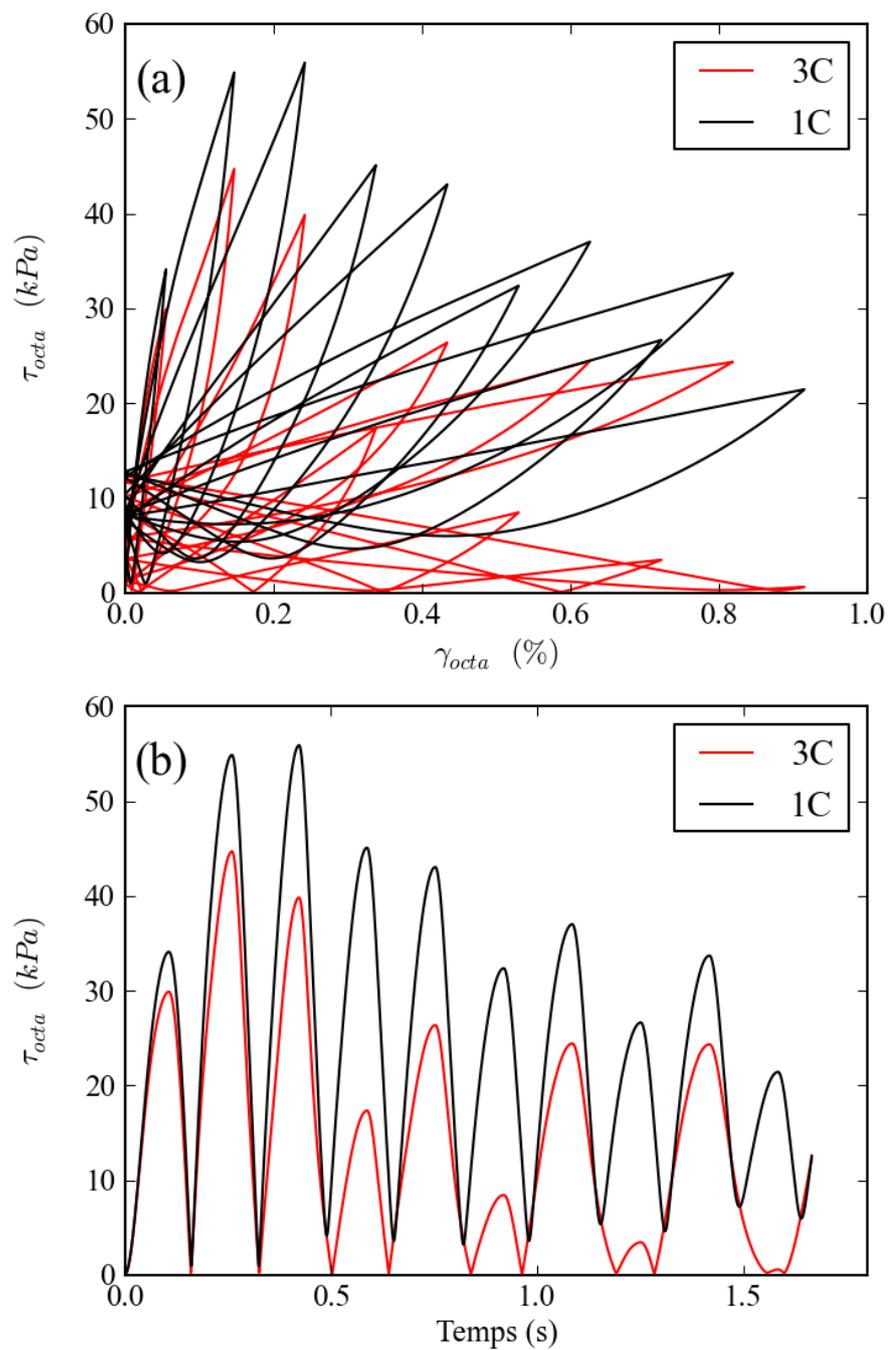


FIGURE 2.6.3: Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas)

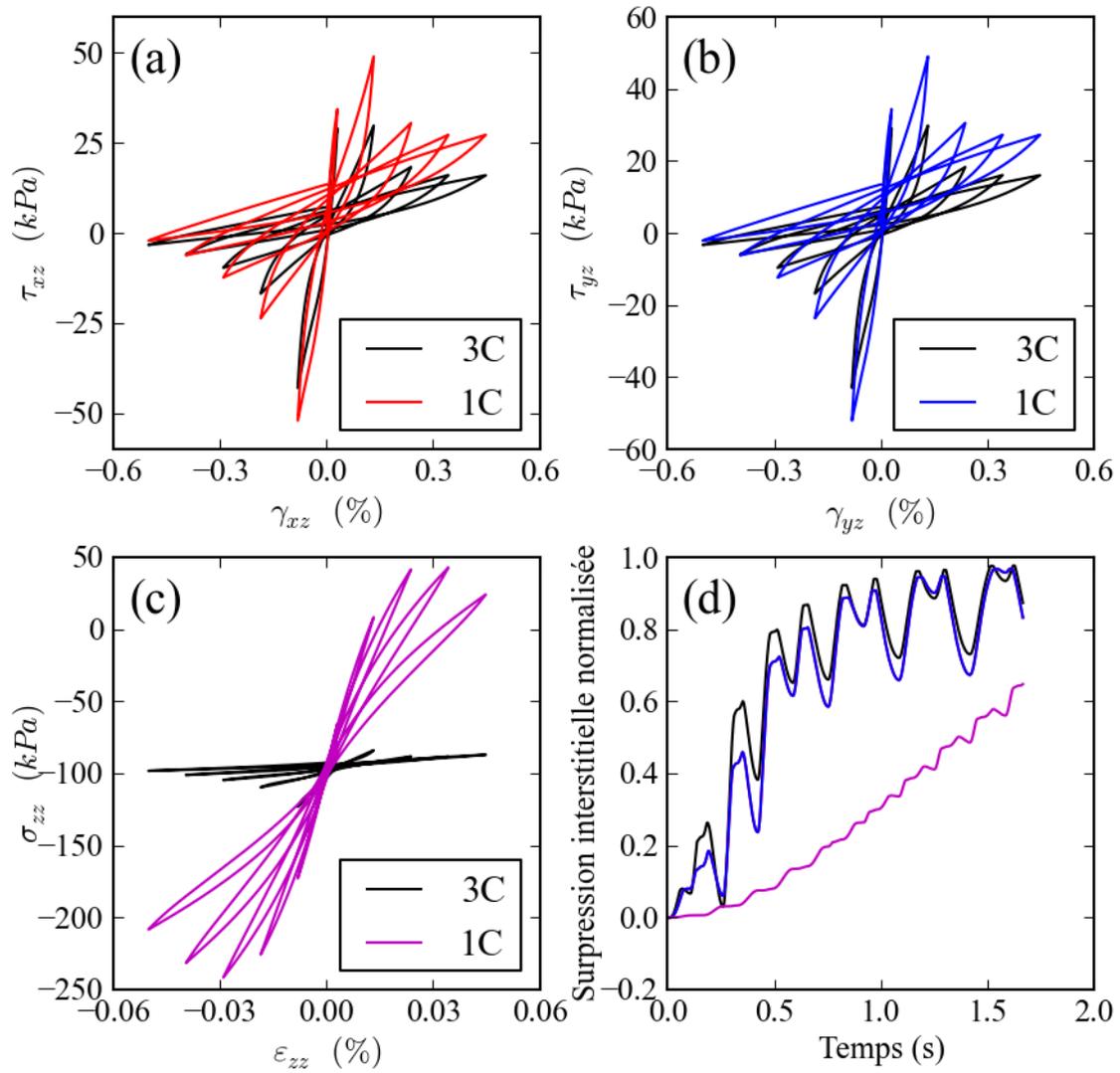


FIGURE 2.6.4: Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenus par trois et une composante :a) composante  $\gamma_{xz}$ . b) composante  $\gamma_{yz}$ . c) composante  $\epsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle dans premier cas

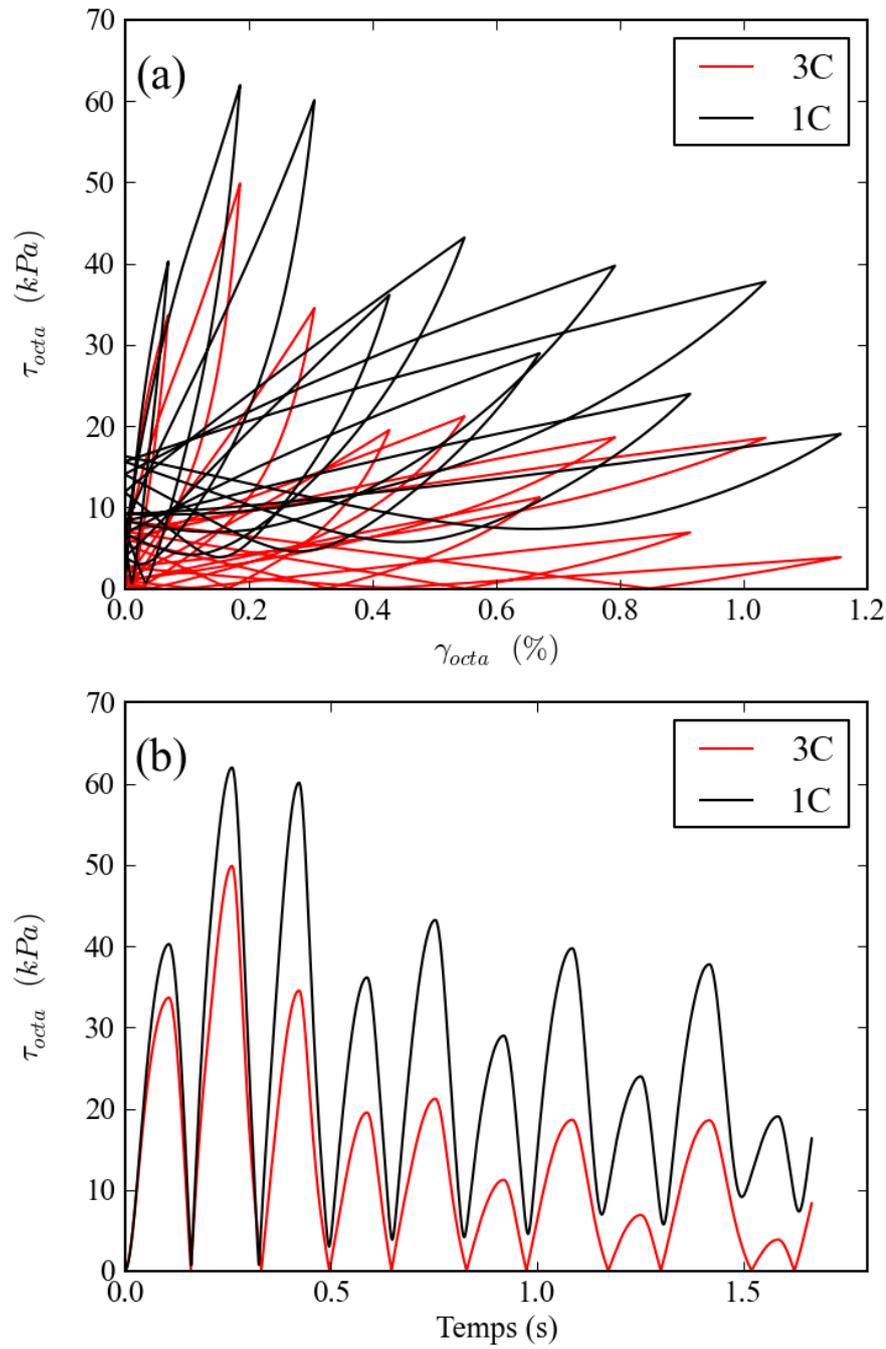


FIGURE 2.6.5: Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) dans premier cas en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas)

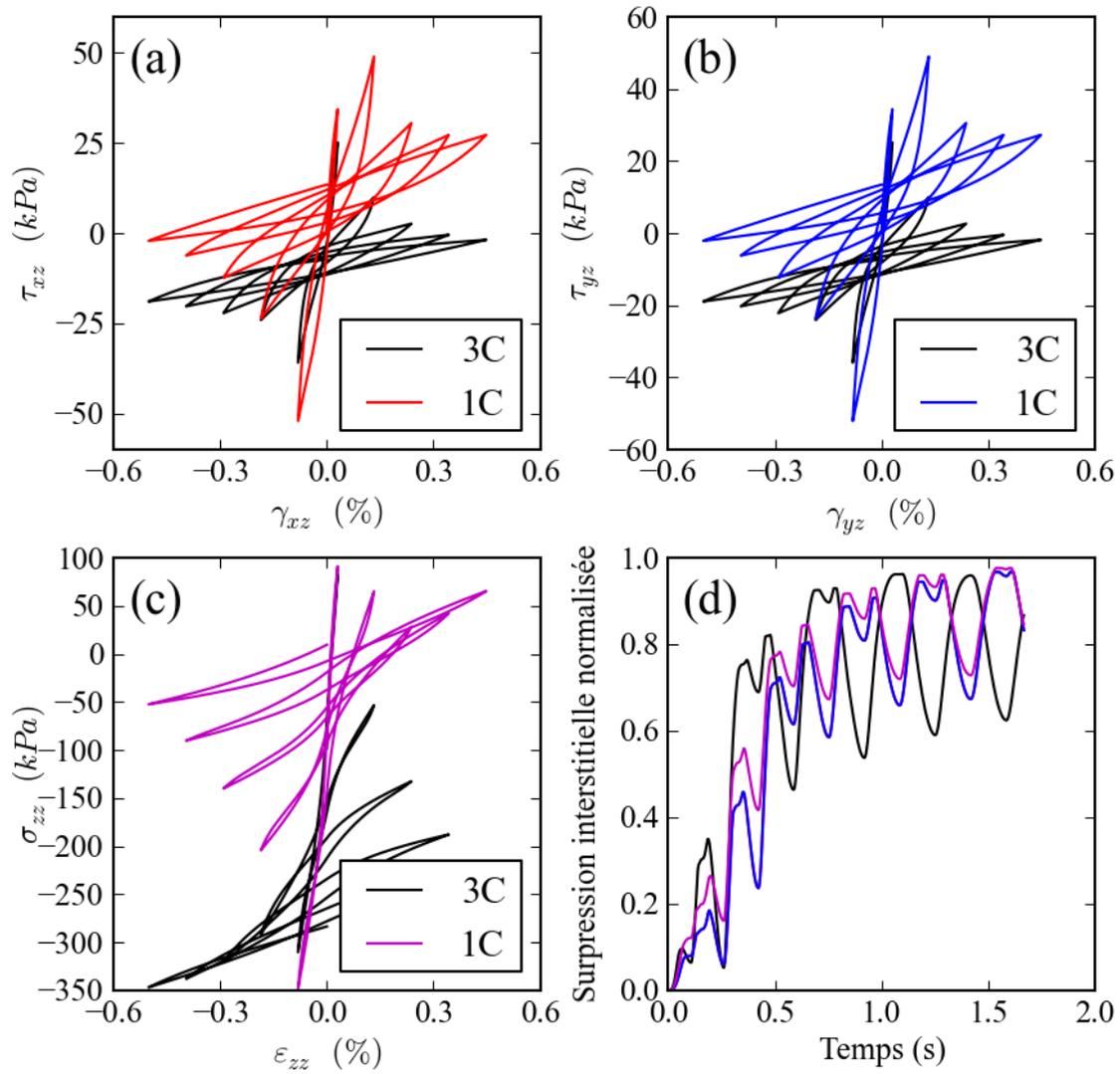


FIGURE 2.6.6: Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenu par trois et une composante : a) composante  $\gamma_{xz}$ . b) composante  $\gamma_{yz}$ . c) composante  $\varepsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle dans deuxième cas

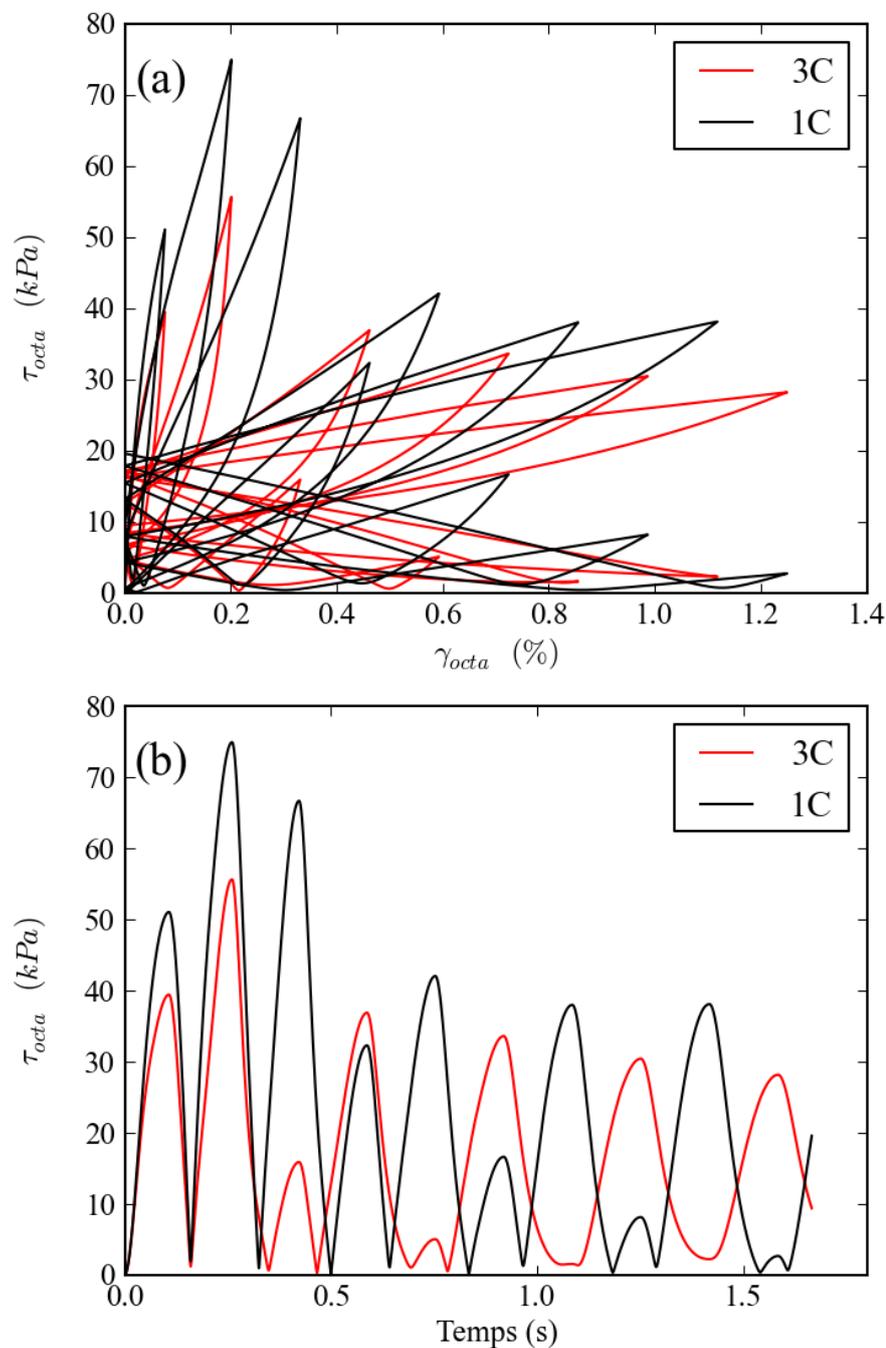


FIGURE 2.6.7: Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) dans deuxième cas en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas)

## 2.7 Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé une extension d'un modèle initialement conçu pour la modélisation du comportement des sables secs, au cas des sables saturés soumis à des sollicitations cycliques.

Nous sommes partis du modèle MPII. Celui-ci qui est construit autour d'un mécanisme plastique muni d'un écrouissage cinématique non linéaire permet d'estimer les contraintes totales. Puis nous avons couplé un modèle « front de liquéfaction » qui permet de corriger ces contraintes totales pour obtenir les contraintes effectives. Cette extension permet de modéliser le comportement d'un sable sec ou saturé, en conditions drainées ou non drainées.

La théorie élastoplastique permet de modéliser des comportements très variés observés expérimentalement sur les sables. Le modèle proposé peut être appliqué pour des chargements (ou des essais) très variés : essai de torsion cyclique, essai triaxial cyclique limité en contrainte ou en déformation.

Les résultats sur les sables lâche et dense ont montré qu'il était possible de simuler le comportement d'un sable lâche, moyennement dense et dense avec un même jeu de paramètres. Aucun paramètre supplémentaire n'est introduit dans la modélisation dès lors que la description des propriétés d'un sable lâche, moyennement dense ou dense. Les paramètres du modèle proposé peuvent être facilement déterminés en laboratoire.

La combinaison des modèles, MPII et « front de liquéfaction » a permis une modélisation réaliste du comportement des sols sous sollicitation cyclique. Des simulations d'essais réalisés sur des sables de référence montrent que le modèle prédit correctement le comportement des sables autant en condition lâche que dense. En particulier, ce modèle peut être appliqué à des essais triaxiaux qui sont plus pratiques et donner globalement de bons résultats.

Plus particulièrement, ce modèle a été développé en trois dimensions. Cela permet d'analyser l'influence des contraintes « intermédiaires » et des contraintes « principales » sur le comportement du sol sous chargement cyclique. Dans le cas de composante  $\varepsilon_{zz}$  faible, l'influence des contraintes « intermédiaires » est petite. C'est-à-dire que nous pouvons utiliser le modèle à une composante maximale imposée pour obtenir un bon résultat sur la pression interstitielle et la relation contrainte-déformation. En revanche, cette influence n'est pas négligeable si une composante  $\varepsilon_{zz}$  est plus grande que les autres ou elle est atteinte à une grande valeur ( $\varepsilon_{zzmax} = 1\%$ ). Dans ces cas, les résultats des cas à trois composantes imposées sont différents des résultats obtenus pour une composante imposée seule.



## **Chapitre 3**

# **Approche 1D-3C pour la propagation des ondes sismiques**



## 3.1 Introduction

Dans le but d'étudier l'effet de site non linéaire, la méthode des éléments finis est appliquée. Cette approche numérique permet d'analyser la réponse sismique à la surface en considérant la propagation des ondes dans le domaine temporel.

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié une loi de comportement non linéaire des sols saturés capable de considérer l'état tridimensionnel de la sollicitation. Le modèle MPII-L (« MPII » + « front de liquéfaction ») nous a permis de bien simuler le comportement des sols sous sollicitation cyclique en condition drainée ou non drainée. Dans ce chapitre, nous implantons ce modèle pour la modélisation de la propagation des ondes sismiques par la méthode des éléments finis. Ce chapitre vise à simuler la propagation des ondes sismiques dans la direction verticale en prenant en compte le chargement en 3D et le comportement non linéaire hystérétique du sol (1D-3C). Dans l'approche « 1D-3C », les trois composantes (polarisation-3D) de l'onde incidente sont propagées *simultanément* dans un sol multicouche horizontal.

La formulation numérique de l'approche « 1D-3C » est d'abord présentée au 3.2. Dans cette section, les formulations permettent de modéliser la propagation des ondes sismiques sous deux conditions aux limites, « absorbante » et « fond de puits », sont présentées en détail. Cette approche sera appliquée en considérant deux lois de comportement élastiques et hystérétiques (3.3) pour vérification numérique. Les résultats du modèle proposé sont comparés avec les résultats d'autres modèles. Des compléments d'information sur chaque modèle sont disponibles dans les références citées dans le texte.

## 3.2 Formulation numérique 1D-3C par la méthode des éléments finis

### 3.2.1 Hypothèses et équations locales

Comme indiqué dans le chapitre 1, les ondes sismiques sont polarisées suivant trois composantes (directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ). Le sol est un milieu continu horizontal multicouche, est divisé en plusieurs horizons parallèles au plan  $xy$ , de différentes épaisseurs, de différentes densités  $\rho$  et de vitesses variables. Les ondes de compression et de cisaillement se propagent simultanément dans la direction verticale  $z$ . Ces hypothèses sur la géométrie imposent des variations de déformation nulles dans les directions  $x$  et  $y$ .

Dans ce travail, nous avons modélisé la propagation des ondes sismiques dans deux cas :

- Premier cas : les ondes sismiques se propagent depuis un demi-espace élastique qui représente le rocher sous-jacent (figure 3.2.1).
- Deuxième cas : les ondes sismiques se propagent depuis le fond d'un puits (figure 3.2.2).

Cela donne deux conditions aux limites différentes présentées dans le 3.2.2.

### Les équations de problème

On considère une structure occupant le domaine  $\Omega$ , dans le cadre habituel de l'hypothèse des petites perturbations. La structure est chargée par des distributions données de forces volumiques, d'effort imposés sur  $S_T \subset \partial\Omega$  et de déplacements imposés sur la partie complémentaire  $S_u = \partial\Omega \setminus S_T$ . Ces sollicitations sont fonction du temps. Pour simplifier, les surfaces  $S_u$  et  $S_T$  sont supposées indépendantes du temps. L'évolution dynamique de la structure sur l'intervalle temporel  $t \in [0, t^F]$  est alors gouvernée par les relations suivantes entre les champs de déplacement  $\underline{u}(\underline{x}, t)$ , de déformation  $\underline{\underline{\varepsilon}}(\underline{x}, t)$  et de contrainte  $\underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t)$ .

- L'équation de compatibilité

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{2} (\nabla \underline{u} + \nabla^T \underline{u}) \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^F] \quad (3.2.1)$$

- L'équation de la dynamique

$$\text{div} \underline{\underline{\sigma}} + \rho \cdot \underline{f} - \rho \cdot \frac{\partial^2 \underline{u}}{\partial t^2} = \underline{0} \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^F] \quad (3.2.2)$$

- L'équation de la loi de comportement du sol

$$\underline{\underline{\sigma}} = E \cdot \underline{\underline{\varepsilon}} \quad (3.2.3)$$

- L'équation des conditions aux limites

- Condition en déplacements imposés

$$\underline{u} = \underline{u}^D \quad \text{sur } S_u \times [0, t^F] \quad (3.2.4)$$

- Condition en efforts imposés

$$\underline{T} = \underline{T}^D \quad \text{sur } S_T \times [0, t^F] \quad (3.2.5)$$

- L'équation des conditions initiales

- Déplacement initial

$$\underline{u}(\underline{x}, 0) = \{U_0\}(\underline{x}) \quad \text{dans } \Omega \quad (3.2.6)$$

- Vitesse initiale

$$\frac{\partial \underline{u}(\underline{x}, 0)}{\partial t} = \{V_0\}(\underline{x}) \quad \text{dans } \Omega \quad (3.2.7)$$

Dans la suite, les définitions seront utilisées ci-dessous :

- Le vecteur de déplacement

$$u = \left\{ u_x \quad u_y \quad u_z \right\}^T \quad (3.2.8)$$

- Le vecteur de contrainte

$$\sigma = \left\{ \sigma_{xx} \quad \sigma_{yy} \quad \tau_{xy} \quad \tau_{yz} \quad \tau_{zx} \quad \sigma_{zz} \right\}^T \quad (3.2.9)$$

- Le vecteur de déformation

$$\varepsilon = \left\{ \varepsilon_{xx} \quad \varepsilon_{yy} \quad \gamma_{xy} \quad \gamma_{yz} \quad \gamma_{zx} \quad \varepsilon_{zz} \right\}^T \quad (3.2.10)$$

- Le vecteur des forces de volume

$$f_v = \left\{ f_{vx} \quad f_{vy} \quad f_{vz} \right\}^T \quad (3.2.11)$$

- Le vecteur de forces de surface

$$f_s = \left\{ f_{sx} \quad f_{sy} \quad f_{sz} \right\}^T \quad (3.2.12)$$

- La matrice des dérivées

$$\partial = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial z \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial x & \partial/\partial z & 0 \\ 0 & 0 & \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial y & \partial/\partial x \end{bmatrix}^T \quad (3.2.13)$$

- La matrice de direction

$$p = \begin{bmatrix} n_x & 0 & 0 & n_y & 0 & n_z \\ 0 & n_y & 0 & n_x & n_z & 0 \\ 0 & 0 & n_z & 0 & n_y & n_x \end{bmatrix}^T \quad (3.2.14)$$

Avec ces équations, les équations du problème peuvent s'écrire sous la forme explicite suivante :

- L'équation de compatibilité

$$\varepsilon = \partial u \quad (3.2.15)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.2.16)$$

$$\gamma_{ij} = 2.\varepsilon_{ij} \quad \text{si : } i \neq j \quad (3.2.17)$$

- L'équation incrémentale de la loi de comportement :

$$d\sigma = E.d\varepsilon \quad (3.2.18)$$

- L'équation d'équilibre du volumique  $V$  :

$$-\rho(z).\ddot{u} + \partial^T \sigma + f_v = 0 \quad (3.2.19)$$

$$-\rho(z).\ddot{u}_x + \sigma_{xx,x} + \sigma_{xy,y} + \sigma_{xz,z} + f_{vx} = 0 \quad (3.2.20)$$

$$-\rho(z).\ddot{u}_y + \sigma_{yx,x} + \sigma_{yy,y} + \sigma_{yz,z} + f_{vy} = 0 \quad (3.2.21)$$

$$-\rho(z).\ddot{u}_z + \sigma_{zx,x} + \sigma_{zy,y} + \sigma_{zz,z} + f_{vz} = 0 \quad (3.2.22)$$

– L'équation d'équilibre sur la surface  $S$  :

$$-p^T \cdot \sigma + f_S = 0 \quad (3.2.23)$$

$$-\sigma_{xx} \cdot n_x - \sigma_{xy} \cdot n_y - \sigma_{xz} \cdot n_z + f_{sx} = 0 \quad (3.2.24)$$

$$-\sigma_{yx} \cdot n_x - \sigma_{yy} \cdot n_y - \sigma_{yz} \cdot n_z + f_{sy} = 0 \quad (3.2.25)$$

$$-\sigma_{zx} \cdot n_x - \sigma_{zy} \cdot n_y - \sigma_{zz} \cdot n_z + f_{sz} = 0 \quad (3.2.26)$$

### 3.2.2 Les conditions aux limites

Le système de couches horizontales de sol est limité en haut  $z = H$  ( $m$ ) par une surface libre et en bas  $z = 0$  ( $m$ ) par un demi-espace élastique qui représente le rocher sous-jacent (figure 3.2.1) ou par un fond de puits (figure 3.2.2).

#### **Les conditions à la surface de la colonne**

Le vecteur contrainte orthogonales à la surface libre sont définies nulles. C'est-à-dire que la condition aux limites pour  $z = H$  :

$$p^T \sigma = 0 \quad (3.2.27)$$

#### **Les conditions à la base de la colonne**

– Dans le premier cas : la condition de « *frontière absorbante* » à l'interface sol-rocher ( $z = 0$ ) est donnée par Joyner et Chen (1975) avec une formulation par différences finies en trois composantes :

$$\left[ p^T \sigma + c (\dot{u} - 2.\dot{u}_b) \right] |_{z=0} = 0 \quad (3.2.28)$$

Ici, les contraintes orthogonales à la colonne de sol sont  $p^T \sigma$ . Les termes de la matrice diagonale  $c$  de dimension  $3 \times 3$  sont  $\rho_b \cdot v_{bs}$ ,  $\rho_b \cdot v_{bs}$  et  $\rho_b \cdot v_{bp}$  donnés par

### 3.2 Formulation numérique 1D-3C par la méthode des éléments finis

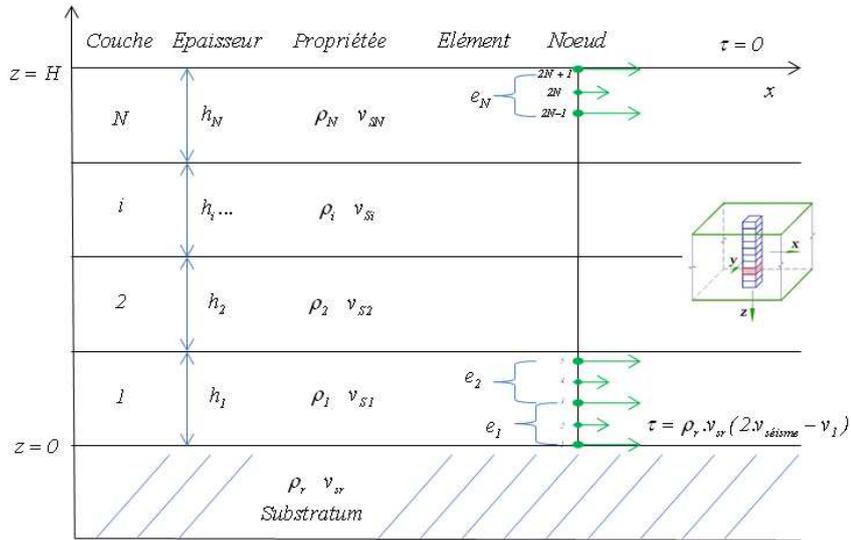


FIGURE 3.2.1: Schéma de maillage utilisé pour le cas « condition absorbante »

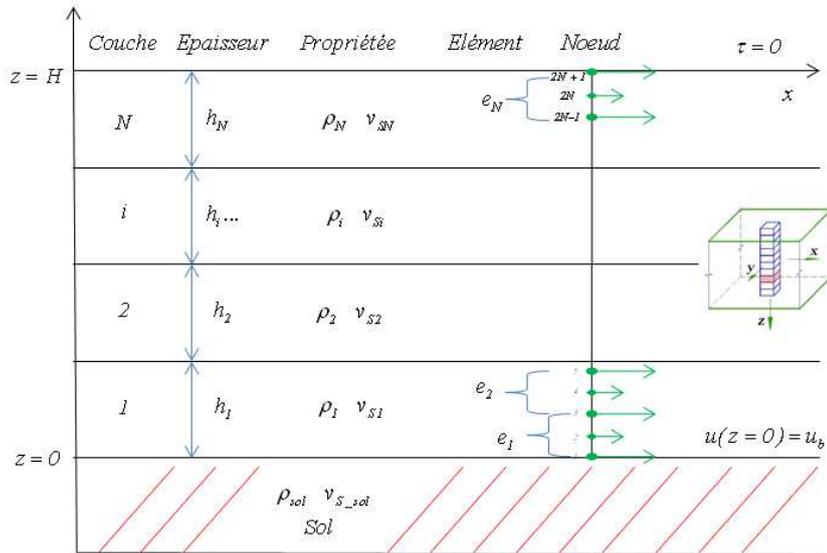


FIGURE 3.2.2: Schéma de maillage utilisé pour le cas « fond de puits »

l'équation 3.2.29. Les paramètres  $\rho_b$ ,  $v_{bs}$  et  $v_{bp}$  sont respectivement, la masse volumique du rocher et la vitesse des ondes de cisaillement et de compression dans le rocher.

Les trois composantes du vecteur  $\dot{u}$  sont les vitesses selon les trois directions, respectivement  $x$ ,  $y$  et  $z$ , évaluées à l'interface sol-rocher. Elles sont inconnues. Les termes du vecteur  $\dot{u}_b$  de dimension  $3 \times 1$  sont les vitesses incidentes connues dans le rocher élastique sous-jacent, pour les trois directions, respectivement,  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

$$c = \begin{bmatrix} \rho_b \cdot v_{bs} & 0 & 0 \\ 0 & \rho_b \cdot v_{bs} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_b \cdot v_{bp} \end{bmatrix} \quad (3.2.29)$$

Les équations 3.2.28 résultent de la somme de deux termes : un vecteur de contrainte extérieure, connu, appliqué à la base de la colonne de sol, de valeur  $2 \cdot c \cdot \dot{u}_b$  et un vecteur de contrainte proportionnelle à la vitesse (inconnu) à la base de la colonne, de valeur  $c \cdot \dot{u}$ . Cette relation permet de tenir compte du fait qu'une partie de l'énergie traverse le milieu élastique sous-jacent.

- Dans le deuxième cas : la condition « *fond de puits* » ou « *borehole* », l'onde sismique se propage depuis le fond de puits. Les conditions aux limites à la base donnent pour les déplacements imposés à la base de la colonne la relation suivante :

$$u(z = 0) = u_b \quad (3.2.30)$$

Dans la suite, nous avons établi un schéma de propagation pour les deux conditions aux limites possibles.

### 3.2.3 Formulation faible

L'équation locale de la dynamique 3.2.19 peut être exprimée sous une forme faible équivalente par dualisation, c'est-à-dire multiplication par un champ  $\delta u \in C$  arbitraire et intégration sur le volume  $V$  occupé par le système considéré comme espace à modéliser. Ici,  $C$  désigne l'ensemble des champs de déplacement admissibles sans condition sur la frontière  $C = \{\underline{u} \mid \underline{u} \text{ continu et régulier sur } \Omega\}$ .

$$\int_V \delta u^T \cdot [-\rho \cdot \ddot{u} + \partial^T \sigma + f_v] dV = 0 \quad \forall \delta u \in C \quad (3.2.31)$$

$$-\int_V \delta u^T \cdot \rho \cdot \ddot{u} \cdot dV + \int_V \delta u^T \cdot \partial^T \sigma dV + \int_V \delta u^T \cdot f_v dV = 0 \quad \forall \delta u \in C \quad (3.2.32)$$

$$-\int_V \delta u^T \cdot \rho \cdot \ddot{u} \cdot dV - \int_V \delta \varepsilon^T \cdot \sigma \cdot dV + \int_V \delta u^T \cdot f_v \cdot dV + \int_S \delta u^T \cdot p^T \sigma \cdot dS = 0 \quad \forall \delta u \in C \quad (3.2.33)$$

L'équation 3.2.33 s'obtient après intégration par parties et utilisation des conditions aux limites qui correspond au principe des puissances virtuelles (PPV) pour un déplacement virtuel  $\delta u$ .

Dans cette recherche, les ondes sismiques se propagent selon la direction  $z$ . L'équation 3.2.33 peut s'écrire sous la forme suivante :

$$-\int_0^H \delta u^T \cdot \rho \cdot \ddot{u} \cdot dz - \int_0^H \delta u^T \cdot \partial^T \sigma \cdot dz + \int_0^H \delta u^T \cdot f_v \cdot dz + \delta u^T \cdot p^T \sigma|_{z=0} + \delta u^T \cdot p^T \sigma|_{z=H} = 0 \quad (3.2.34)$$

Dans ce problème, les forces de volume sont considérées nulles ( $f_v = 0$ ). Donc en combinant l'équation 3.2.34 avec les conditions à la surface  $\delta u^T \cdot p^T \sigma|_{z=H} = 0$ , et à la base  $[p^T \sigma|_{z=0} = -c(\dot{u} - 2\dot{u}_b)]|_{z=0}$ , on obtient :

$$-\int_0^H \delta u^T \cdot \rho \cdot \ddot{u} \cdot dz - \int_0^H \delta \varepsilon^T \cdot \sigma \cdot dz + \delta u^T \cdot [-c(\dot{u} - 2\dot{u}_b)]|_{z=0} = 0 \quad (3.2.35)$$

### 3.2.4 Discrétisation spatiale du problème

La méthode des éléments finis formalise la discrétisation du système dans le temps et dans l'espace.

#### 3.2.4.1 Discrétisation spatiale

Le système est divisé en un nombre fini d'éléments  $N$ . Ces éléments sont composés de 3 nœuds ayant chacun 3 degrés de liberté (figure 3.2.1) : ce sont des éléments linéiques quadratiques. Dans chaque élément, on définit une approximation des déplacements en fonction des coordonnées d'espace et de temps, soit :

$$u(z, t) = \langle N(z) \rangle \cdot d(t) \quad (3.2.36)$$

Ici,  $u(z, t)$  est le vecteur des déplacements en un point M de l'élément.  $\langle N(z) \rangle$  est la matrice d'interpolation pour l'élément et  $d(t)$  est le vecteur des déplacements aux nœuds de l'élément.

A partir de la relation 3.2.36, on a obtenu le champ de déformation  $\varepsilon(z, t)$ , la vitesse  $\dot{u}(z, t)$ , et l'accélération  $\ddot{u}(z, t)$ .

$$\varepsilon(z, t) = \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial \langle N(z) \rangle}{\partial z} . d(t) = \langle B(z) \rangle . d(t) \quad (3.2.37)$$

$$\dot{u}(z, t) = \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} = \langle N(z) \rangle . \frac{\partial d(t)}{\partial t} = \langle N(z) \rangle . \dot{d}(t) \quad (3.2.38)$$

$$\ddot{u}(z, t) = \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} = \langle N(z) \rangle . \frac{\partial^2 d(t)}{\partial t^2} = \langle N(z) \rangle . \ddot{d}(t) \quad (3.2.39)$$

Où,  $\langle B(z) \rangle$  est la dérivée du vecteur des fonctions d'interpolation ou fonction de forme,  $\dot{d}(t)$  est le vecteur des vitesses aux noeuds de l'élément,  $\ddot{d}(t)$  est le vecteur des accélérations aux noeuds de l'élément.

### 3.2.4.2 Formulation matricielle pour la condition de « *frontière absorbante* »

Dans ce cas, le problème est de résoudre l'équation différentielle non linéaire 3.2.35.

#### Formulation élémentaire

L'introduction dans la formulation faible 3.2.34 d'une approximation des déplacements depuis les équations 3.2.36 pour chaque élément d'épaisseur  $h_e$ , conduit à la formulation élémentaire suivante :

$$-\int_0^{h_e} \delta d(t)^T N(z)^T \rho N(z) \ddot{d}(t) . dz - \int_0^{h_e} \delta d(t)^T B(z)^T . \sigma . dz + \delta d(t)^T N(z)^T . [p^T \sigma|_{z=0} + p^T \sigma|_{z=h_e}] = 0 \quad (3.2.40)$$

$$\left[ \int_0^{h_e} N(z)^T \rho N(z) . dz \right] \ddot{d}(t) + \int_0^{h_e} B(z)^T . \sigma . dz - N(z)^T . [p^T \sigma|_{z=0} + p^T \sigma|_{z=h_e}] = 0 \quad (3.2.41)$$

En combinant l'équation 3.2.41 avec l'équation du comportement 3.2.18, on peut ensuite écrire :

$$\left[ \int_0^{h_e} N(z)^T \rho N(z).dz \right] \ddot{d}(t) + \left[ \int_0^{h_e} B(z)^T E(z) B(z).dz \right] d(t) - N(z)^T \cdot [p^T \sigma|_{z=0} + p^T \sigma|_{z=h_e}] = 0 \quad (3.2.42)$$

En introduisant :

- La matrice de masse d'élément ,  $[M]_e$  telle que :  $[M]_e = \int_0^{h_e} N(z)^T \rho N(z).dz$
- La matrice de rigidité élémentaire,  $[K]_e$  :  $[K]_e = \int_0^{h_e} B(z)^T E(z) B(z).dz$

L'équation 3.2.42 peut se récrire de la façon suivante :

$$[M]_e \ddot{d}(t) + [K]_e d(t) - N(z)^T \cdot [p^T \sigma|_{z=0} + p^T \sigma|_{z=h_e}] = 0 \quad (3.2.43)$$

### Formulation globale

L'introduction dans la formulation faible 3.2.35 d'une approximation des déplacements d'après les équations 3.2.36 suite à la discrétisation par éléments finis resulte en l'équation suivante :

$$- \int_0^H \delta d(t)^T N(z)^T \rho N(z) \ddot{d}(t).dz - \int_0^H \delta d(t)^T B(z)^T \cdot \sigma.dz + \delta d(t)^T N(z)^T \cdot [-c(\dot{u} - 2\dot{u}_b)]|_{z=0} = 0 \quad (3.2.44)$$

En combinant l'équation 3.2.44 avec l'équation du comportement 3.2.18, on obtient alors :

$$\left[ \int_0^H N(z)^T \rho N(z).dz \right] \ddot{d}(t) + \left[ \int_0^H B(z)^T E(z) B(z).dz \right] d(t) - N(z)^T \cdot [p^T \sigma|_{z=0} + p^T \sigma|_{z=H}] = 0 \quad (3.2.45)$$

En introduisant :

- La matrice de masse globale ,  $[M]$  telle que :  $[M] = \int_0^H N(z)^T \rho N(z).dz$
- La matrice de rigidité globale,  $[K]$  :  $[K] = \int_0^H B(z)^T E(z) B(z).dz$

- La matrice qui dérive des conditions aux limites fixées  $[C] : [C] = \int_0^H N(z)^T c N(z).dz$
- Le vecteur de charge  $[F] : [F] = \int_0^H N(z)^T c \{\dot{u}_b\}.dz$

L'équation 3.2.44 se réécrit sous la forme suivante :

$$[M] .\ddot{d}(t) + [C] \dot{d}(t) + [K] .d(t) = \{F\} \quad (3.2.46)$$

Les expressions détaillées de ces matrices sont représentées en annexe.

### 3.2.4.3 Formulation matricielle pour la condition « fond de puits » ou « borehole »

Tout d'abord, nous étudions le cas simple d'une seule composante du mouvement à propager dans un système linéaire. La solution exacte dans ce cas est connue. Cela permet de juger de la précision de la méthode codifiée pour la propagation en tenant compte des deux conditions aux limites. Le modèle discret le plus simple consiste à concentrer les masses aux limites de couche et à les relier entre elles par des ressorts (figure 3.2.3). Ce modèle a été originellement proposé par Idriss et Seed (1968).

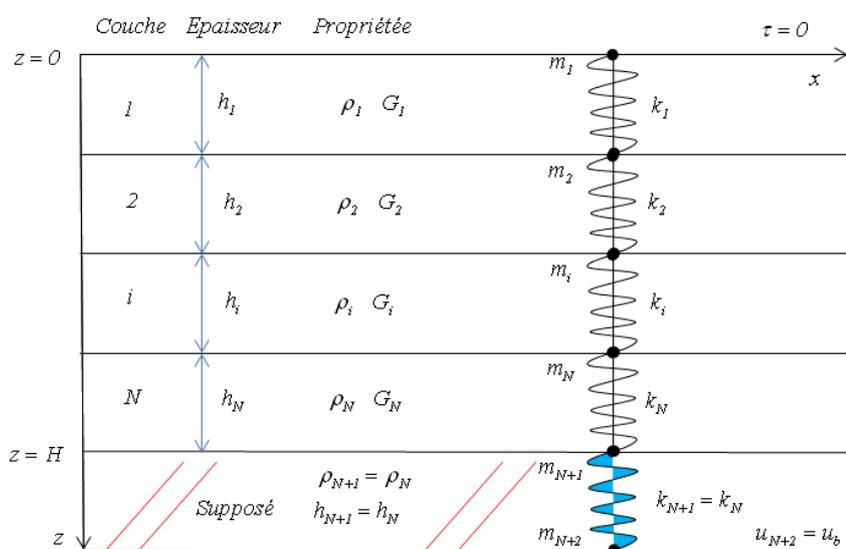


FIGURE 3.2.3: Modèle à masses concentrées

$$m_i = \frac{1}{2} (\rho_i h_i + \rho_{i-1} h_{i-1})$$

$$k_i = \frac{G_i}{h_i}$$

L'équation d'équilibre de la masse  $i$  s'écrit :

$$m_i \ddot{u}_i + k_{i-1} (u_i - u_{i-1}) - k_i (u_{i+1} - u_i) = 0 \quad (3.2.47)$$

Par application à tous les éléments :

$$\begin{cases} m_1 \ddot{u}_1 - k_1 (u_2 - u_1) = 0 & 1 - er \\ \dots & \dots \\ m_i \ddot{u}_i + k_{i-1} (u_i - u_{i-1}) - k_i (u_{i+1} - u_i) = 0 & i - i\grave{e}me \\ \dots & \dots \\ m_{N+1} \ddot{u}_{N+1} + k_N (u_{N+1} - u_N) - k_{N+1} (u_{N+2} - u_{N+1}) = 0 & (N+1) - i\grave{e}me \\ u_{N+2} = u_b, \ddot{u}_{N+2} = \ddot{u}_b & (N+2) - i\grave{e}me \end{cases} \quad (3.2.48)$$

Où,  $u_b$  est le déplacement imposé à la base de la colonne. On fait attention que :  
 $m_{N+1} = \frac{1}{2} (\rho_{N+1} h_{N+1} + \rho_N h_N)$

On pose le vecteur de déplacement relatif  $\{x\}$  défini sous la forme suivante :

$$x_i = u_i - u_b \quad (3.2.49)$$

L'équation 3.2.48 peut se récrire comme :

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 - k_1 (x_2 - x_1) = -m_1 \ddot{u}_b & 1 - er \\ \dots & \dots \\ m_i \ddot{x}_i + k_{i-1} (x_i - x_{i-1}) - k_i (x_{i+1} - x_i) = -m_i \ddot{u}_b & i - i\grave{e}me \\ \dots & \dots \\ m_{N+1} \ddot{x}_{N+1} + k_N (x_{N+1} - x_N) - k_{N+1} (-x_{N+1}) = -m_{N+1} \ddot{u}_b & (N+1) - i\grave{e}me \end{cases} \quad (3.2.50)$$

Ici, nous pouvons supposer que deux couches  $N$  et  $N+1$  à la base de colonne ont les mêmes propriétés, c'est-à-dire que :

$$\begin{cases} k_{N+1} = k_N \\ \rho_{N+1} = \rho_N \end{cases}$$

Cela peut être acceptable si l'épaisseur de ces deux couches ou l'épaisseur de ces éléments correspondants est petite.

L'équation de la couche à la base de colonne peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 2 \cdot \left(\frac{1}{2} \rho_N h_N\right) \ddot{x}_{N+1} + k_N (x_{N+1} - x_N) - k_N (-x_{N+1}) &= -2 \cdot \left(\frac{1}{2} \rho_N h_N\right) \ddot{u}_b \\
 \left(\frac{1}{2} \rho_N h_N\right) (2 \cdot \ddot{x})_{N+1} - k_N x_N + k_N (2 \cdot x_{N+1}) &= -2 \cdot \left(\frac{1}{2} \rho_N h_N\right) \ddot{u}_b \quad (3.2.51)
 \end{aligned}$$

La colonne étudiée part du noeud  $N + 1$  jusqu'au noeud 1. C'est-à-dire que :  $m_{base} = m_{N+1} = \left(\frac{1}{2} \rho_N h_N\right)$ . En combinant cette équation avec les équations 3.2.51, 3.2.50, nous avons :

$$\begin{cases}
 m_1 \ddot{x}_1 - k_i (x_2 - x_1) = -m_1 \ddot{u}_b & 1 - er \\
 \dots & \dots \\
 m_i \ddot{x}_i + k_{i-1} (x_i - x_{i-1}) - k_i (x_{i+1} - x_i) = -m_i \ddot{u}_b & i - i\grave{e}me \\
 \dots & \dots \\
 m_{N+1} (2 \cdot \ddot{x})_{N+1} - k_N x_N + k_{N+1} (2 \cdot x_{N+1}) = -2 \cdot m_{N+1} \ddot{u}_b & (N + 1) - i\grave{e}me
 \end{cases} \quad (3.2.52)$$

Si nous donnons le vecteur de déplacement  $\{y\}$  :

$$\begin{cases}
 y_i = x_i & i = 1, N \\
 y_{N+1} = 2 \cdot x_{N+1}
 \end{cases} \quad (3.2.53)$$

L'équation 3.2.52 peut s'écrire sous la forme de la matrice suivante :

$$[M] \cdot \ddot{y}(t) + [C] \dot{y}(t) + [K] \cdot y(t) = - [M] \cdot \{J\} \cdot \ddot{u}_b \quad (3.2.54)$$

$$[M] \cdot \ddot{y}(t) + [C] \dot{y}(t) + [K] \cdot y(t) = \{F\} \quad (3.2.55)$$

Ici, les matrices  $[M]$  et  $[K]$  sont formées comme précédemment. La non-linéarité du comportement se traduit par une matrice  $[K]$ , réelle, mais variable dans le temps. La matrice  $[C]$  est nulle et le vecteur de charge  $\{F\} = - [M] \cdot \{J\} \cdot \ddot{u}_b$  où le vecteur  $\{J\}$  est un vecteur colonne dont tous les éléments égalent à 1 sauf le dernier, égal à 2,  $\{J\} = [1 \ 1 \ \dots \ 1 \ 2]^T$ .

Nous faisons une extension dans le cas tridimensionnel, sous la condition « fond de puits ». L'équation de problème peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$[M] \cdot \ddot{y}(t) + [C] \dot{y}(t) + [K] \cdot y(t) = \{F\} \quad (3.2.56)$$

Résolvant l'équation 3.2.56, nous obtenons  $\{y\}$ , puis en combinant avec l'équation 3.2.53, les déplacements relatifs  $\{x\}$  peuvent être estimés, et enfin, nous pouvons déterminer les déplacements absolus  $\{u\}$  sur la base de l'équation 3.2.49.

### 3.2.4.4 Résumé de la formulation matricielle des deux problèmes

Nous pouvons écrire l'équation du problème étudié pour deux conditions aux limites (« frontière absorbante » et « fond de puits ») sous la forme générale :

$$[M] \cdot \ddot{D}(t) + [C] \dot{D}(t) + [K] \cdot D(t) = \{F\} \quad (3.2.57)$$

Avec les matrices  $[M]$ ,  $[K]$ ,  $[C]$ ,  $\{F\}$  sont données précédemment, et

$$\begin{cases} \{D(t)\} = \{d(t)\} & \text{condition absorbante} \\ \{D(t)\} = \{y(t)\} & \text{condition fond de puits} \end{cases}$$

## 3.2.5 Intégration en temps

### 3.2.5.1 Discrétisation temporelle

Le calcul de la réponse dynamique gouvernée par les équations 3.2.1 à 3.2.6 conduit ainsi à résoudre un système d'équations différentielles non-linéaires d'ordre deux, défini par l'équation 3.2.57, chaque inconnue nodale étant une fonction du temps. Il existe un grand nombre d'algorithmes permettant l'intégration du système différentiel. Ils reposent sur un échantillonnage de l'intervalle temporel  $[0, t^F]$  au moyen d'une suite de  $N + 1$  instants discrets régulièrement espacés :

$$\begin{cases} t_0 = 0 \\ t_1 = \Delta t \\ \dots \\ t_i = i \cdot \Delta t \\ \dots \\ t_{N+1} = (N) \cdot \Delta t = t^F \end{cases} \quad (3.2.58)$$

Le pas de temps constant  $\Delta t$  est donc  $\Delta t = t^F / (N)$ . On pose alors :

$$\{D\}((n+1) \cdot \Delta t) = \{D\}(t_{n+1}) = \{D_{n+1}\}$$

$$\{\dot{D}\}((n+1) \cdot \Delta t) = \{\dot{D}\}(t_{n+1}) = \{\dot{D}_{n+1}\}$$

$$\{\ddot{D}\}((n+1) \cdot \Delta t) = \{\ddot{D}\}(t_{n+1}) = \{\ddot{D}_{n+1}\}$$

L'équation 3.2.57 s'écrit :

$$[M] \cdot \ddot{D}_{n+1} + [C] \dot{D}_{n+1} + [K]_{n+1} \cdot D_{n+1} = F_{n+1} \quad (3.2.59)$$

Les algorithmes d'intégration temporelle procèdent alors pas à pas : à partir des données initiales  $(\{D_0\}, \{\dot{D}_0\})$  on calcule à chaque instant  $t_n$  les grandeurs  $(\{D_n\}, \{\dot{D}_n\}, \{\ddot{D}_n\})$ ... Le composant essentiel de tout algorithme d'intégration en dynamique est donc le procédé réalisant la transition :

$$(\{D_n\}, \{\dot{D}_n\}, \{\ddot{D}_n\}) \longrightarrow (\{D_{n+1}\}, \{\dot{D}_{n+1}\}, \{\ddot{D}_{n+1}\})$$

Il existe beaucoup de schémas numériques pour l'intégration en temps des équations de la dynamique. Nous choisissons ici de mettre l'accent sur la présentation de l'algorithme de Newmark, d'utilisation fréquente en dynamique des structures.

### 3.2.5.2 Schémas d'intégration de la famille de Newmark

L'algorithme de Newmark est très utilisé en dynamique des structures. Cette méthode est basée sur le développement de Taylor au 2ème ordre des inconnues  $D$  et  $\dot{D}$  via les relations suivantes :

- L'estimation de  $\dot{D}$  au pas  $n + 1$  :

$$\dot{D}_{n+1} = \dot{D}_n + \Delta t \cdot [(1 - \gamma) \cdot \ddot{D}_n + \gamma \cdot \ddot{D}_{n+1}] \quad (3.2.60)$$

- L'estimation de  $D$  au pas  $n + 1$

$$D_{n+1} = D_n + \Delta t \cdot \dot{D}_n + (\Delta t)^2 \cdot [(1/2 - \beta) \cdot \ddot{D}_n + \beta \cdot \ddot{D}_{n+1}] \quad (3.2.61)$$

où  $\Delta t$  est l'incrément dans le temps (ou l'intervalle de temps). Les paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  sont à choisir de façon à optimiser la solution donnée par l'intégration numérique. Ils sont les paramètres qui contrôlent la stabilité et la dissipation numérique de l'algorithme.

#### Stabilité du schéma de Newmark

- Si  $\gamma \geq 1/2$  et  $2 \cdot \beta - \gamma \geq 0$ , le schéma de Newmark est inconditionnellement stable.
- Si  $\gamma \geq 1/2$  et  $2 \cdot \beta - \gamma \leq 0$ , le schéma de Newmark est conditionnellement stable, le pas de temps devant vérifier :  $\Delta t < (\Delta t)_{stab} \stackrel{def}{=} \frac{1}{\omega_{Max}} \frac{2}{\sqrt{2\gamma - 4\beta}}$  avec  $\omega_{Max}$  est la fréquence maximale dans le système.
- Si  $\gamma < 1/2$ , le schéma de Newmark est conditionnellement stable.

Dans ce travail, les paramètres de Newmark choisis  $\gamma = 0.6$  et  $\beta = 0.3025$  assurent une stabilité numérique conditionnelle de l'intégration dans le temps, avec un amortissement numérique (Hughes (1987)). La valeur des paramètres de Newmark influence la solution en modifiant l'amortissement numérique et la convergence du processus. Ils ont été choisis de façon à assurer une convergence plus stable et un amortissement numérique modéré aux basses fréquences.

Les équations 3.2.60-3.2.61 peuvent alors être réécrites en prenant comme variables les variations  $\Delta \dot{D}$  et  $\Delta \ddot{D}$  de la vitesse et de l'accélération au cours du pas de temps :

$$\Delta \ddot{D}_{n+1} = \frac{6}{(\Delta t)^2} \Delta D_{n+1} - \frac{6}{\Delta t} \dot{D}_n - 3\ddot{D}_n \quad (3.2.62)$$

$$\Delta \dot{D}_{n+1} = \frac{3}{(\Delta t)} \Delta D_{n+1} - 3\dot{D}_n - \frac{\Delta t}{2} \ddot{D}_n \quad (3.2.63)$$

En substituant les équations 3.2.62-3.2.63 dans l'équation incrémentale du mouvement :

$$[M] \cdot \Delta \ddot{D}_{n+1} + [C] \Delta \dot{D}_{n+1} + [K]_{n+1} \cdot \Delta D_{n+1} = \Delta F_{n+1} \quad (3.2.64)$$

il vient :

$$[\bar{K}_{n+1}] \cdot \Delta D_{n+1} = \Delta F_{n+1} + A_n \quad (3.2.65)$$

La matrice de rigidité modifiée  $[\bar{K}]$  est définie par :

$$[\bar{K}]_{n+1} = \frac{1}{\beta(\Delta t)^2} [M] + \frac{\gamma}{\beta \Delta t} [C] + [K]_{n+1} \quad (3.2.66)$$

Le vecteur  $A_n$  qui dépend de la réponse du système au pas de temps précédent, est évalué comme :

$$A_n = \left[ \frac{1}{\beta \Delta t} [M] + \frac{\gamma}{\beta} [C] \right] \dot{D}_n + \left[ \frac{1}{2\beta} [M] + \left( \frac{\gamma}{2\beta} - 1 \right) \Delta t [C] \right] \ddot{D}_n \quad (3.2.67)$$

Les valeurs de déplacement  $D_n$  sont supposées connues au pas  $n$ , ainsi que les valeurs de vitesse  $\dot{D}_n$ , et d'accélération  $\ddot{D}_n$  au point considéré. Le système matriciel 3.2.65 peut être résolu par toute solution numérique adéquate (élimination de Gauss par exemple). Connaissant  $\Delta D_{n+1}$ , l'équation 3.2.63 permet de calculer  $\Delta \dot{D}_{n+1}$ . Les conditions initiales pour le pas de temps suivant sont ainsi déterminées. Pour éviter l'accumulation d'erreurs,  $\Delta \ddot{D}_{n+1}$  n'est pas calculé à partir de l'équation 3.2.62, mais évalué directement à partir de l'équation du mouvement :

$$\Delta \ddot{D}_{n+1} = -[M]^{-1} [C] \Delta \dot{D}_{n+1} - [M]^{-1} [K] \Delta D_{n+1} + [M]^{-1} \Delta F_{n+1} \quad (3.2.68)$$

Les équations d'équilibre sont ainsi satisfaites exactement à chaque incrément de temps. Les équations 3.2.66 et 3.2.67 permettent de recalculer  $[\bar{K}]$  et  $A_n$  pour l'incrément suivant.

L'incrément  $\Delta \varepsilon_{n+1}$  est déduit en connaissant l'incrément de déplacement  $\Delta D_{n+1}$ . L'incrément de contrainte  $\Delta \sigma_{n+1}$  et la matrice de comportement tangente  $[E]_{n+1}$  sont obtenus par la loi de comportement qui sont donnés dans le chapitre 2.

### 3.2.5.3 Implémentation de la méthode $HHT - \alpha$

La méthode de Newmark présente quelques inconvénients : des hautes fréquences parasites peuvent être générées ( $\geq 20Hz$ ), qui n'ont pas de sens physique dans ce problème. Les coefficients  $\gamma$  et  $\beta$  peuvent être modifiés mais l'amortissement numérique apparaît (figure 3.2.4). Pour y faire face et améliorer la formulation de Newmark, un amortissement numérique est introduit à haute fréquence. Différentes méthodes sont utilisées dans la littérature (Houbolt, 1950 ; méthode Wilson- $\theta$  ; Wood, Bossak et Zienkewicz, 1981). La méthode retenue ( $HHT - \alpha$ ) a été proposée par Hilbert, Hughes et Taylor (Hughes (1987)). Celle-ci permet d'introduire de l'amortissement dans la méthode de Newmark sans altérer le signal à plus basses fréquence (figure 3.2.4).

L'équation du mouvement 3.2.64 est modifiée comme suit :

$$[M] \cdot \Delta \ddot{D}_{n+1} + (1 + \alpha) [C] \Delta \dot{D}_{n+1} + (1 + \alpha) [K]_{n+1} \cdot \Delta D_{n+1} - \alpha [C] \Delta \dot{D}_n - \alpha [K]_n \cdot \Delta D_{n+1} = (1 + \alpha) \Delta F_{n+1} - \alpha \Delta F_n \quad (3.2.69)$$

et les équations 3.2.62-3.2.63 de l'algorithme de Newmark sont toujours valables et complètent le système d'équations à résoudre. En utilisant les équations 3.2.62, 3.2.63 et 3.2.69 on obtient encore l'expression 3.2.65, où la matrice de rigidité modifiée est définie par :

$$[\bar{K}]_{n+1} = \frac{1}{\beta (\Delta t)^2} [M] + (1 + \alpha) \frac{\gamma}{\beta \Delta t} [C] + (1 + \alpha) [K]_{n+1} \quad (3.2.70)$$

et le vecteur  $A_n$  qui dépend de la réponse du système au pas de temps précédent ainsi que de la charge appliquée, est évalué comme :

$$A_n = \left[ \frac{1}{\beta \Delta t} [M] + (1 + \alpha) \frac{\gamma}{\beta} [C] \right] \dot{D}_n + \left[ \frac{1}{2\beta} [M] + (1 + \alpha) \left( \frac{\gamma}{2\beta} - 1 \right) \Delta t [C] \right] \ddot{D}_n + \alpha [C] \Delta \dot{D}_n + \alpha [K]_n \cdot \Delta D_{n+1} - \alpha \Delta F_n \quad (3.2.71)$$

A chaque pas de temps  $t_n$  la solution du problème dépend de la vitesse et de l'accélération à l'instant précédent, comme pour l'équation 3.2.64, mais, en plus, elle dépend des incréments de chargement, de vitesse et d'accélération du système au pas de temps précédent. Cela augmente le nombre des paramètres à garder en mémoire à chaque instant et ralentit le processus. D'après l'équation 3.2.71, le vecteur  $A_n$  dépend aussi de la matrice de rigidité à l'instant précédent.

Si l'on utilise  $\alpha = 0$  et on fixe  $\beta$  et  $\gamma$ , on retrouve, avec l'équation 3.2.69, les mêmes résultats qu'en utilisant l'équation 3.2.64.

Selon la méthode  $HHT - \alpha$ , les paramètres de Newmark sont calculés comme :  $\beta = (1 - \alpha)^2 / 4$  et  $\gamma = (1 - 2\alpha) / 2$ , en utilisant :  $-1/3 \leq \alpha \leq 0$ . Pour  $\alpha = -0.1$ , on obtient  $\beta = 0.3025$  et  $\gamma = 0.6$ .

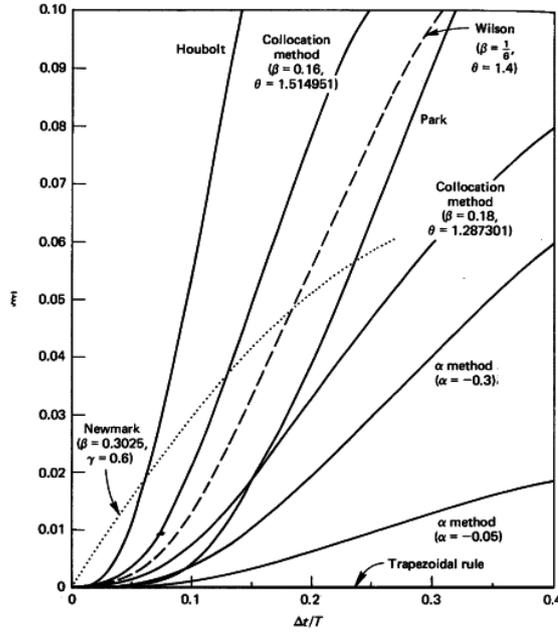


FIGURE 3.2.4: Comparaison des amortissements numériques pour la méthode  $HHT - \alpha$  et la méthode de Newmark (Hughes (1987))

### 3.2.5.4 Méthode de Newton-Raphson

Le problème étant non linéaire, la méthode de Newton est couplée avec la méthode  $HHT - \alpha$ . La méthode de Newton est largement utilisée pour résoudre les problèmes non linéaires. Le but est d'approximer la solution non linéaire par une série d'intégrations linéaires à partir d'un développement de Taylor. L'équation 3.2.69 peut être réécrite en passant tous les termes à gauche et en tenant compte de l'équation 3.2.70 :

$$\Psi_{n+1} = [\bar{K}_{n+1}] \cdot \Delta D_{n+1} - \Delta F_{n+1} - A_n \quad (3.2.72)$$

Le système d'équations à résoudre est alors :  $\Psi(\Delta D_{n+1}) = \{0\}$ . Le principe de la méthode de Newton est de construire une suite  $\{\Delta D_{n+1}^i\}$  vérifiant  $\Psi\{\Delta D_{n+1}^i\} = \{0\}$ . L'équation  $\Psi\{\Delta D_{n+1}^i\} = \{0\}$  peut s'écrire sous la forme :

$$\Psi(\Delta D_{n+1}^i) = [\bar{K}_{n+1}^i] \cdot \Delta D_{n+1}^i - \Delta F_{n+1} - A_n \quad (3.2.73)$$

A chaque pas de temps  $n + 1$ , l'équation 3.2.73 demande un processus itératif pour corriger la matrice de rigidité tangente  $[\bar{K}_{n+1}^i]$ . Le processus commence en utilisant la matrice de rigidité  $\bar{K}_{n+1}^1 = \bar{K}_n$ , évaluée pour l'instant précédent. La valeur de la matrice  $[\bar{K}_{n+1}^i]$  est ensuite actualisée à chaque itération  $i$  (Crisfield, 1991) et la correction du processus continue jusqu'à ce que la différence entre deux approximations successives soit inférieure à une tolérance fixée :

$$|\partial D_{n+1}^i| = |D_{n+1}^{i+1} - D_{n+1}^i| < \varphi |D_{n+1}^{i+1}| \quad (3.2.74)$$

Le coefficient utilisé est  $\varphi = 10^{-3}$  (Mestat (1993, 1998)). Les vecteurs de déplacement total, de vitesse et d'accélération sont définis respectivement par les relations suivantes :

$$\begin{cases} D_{n+1}^i = D_n + \Delta D_{n+1}^i \\ \dot{D}_{n+1}^i = \dot{D}_n + \Delta \dot{D}_{n+1}^i \\ \ddot{D}_{n+1}^i = \ddot{D}_n + \Delta \ddot{D}_{n+1}^i \end{cases} \quad (3.2.75)$$

Pour un maillage fixé et un chargement connu, le processus itératif de résolution d'un problème de comportement non linéaire prend la forme simple suivante :

---

**Algorithme 3.1** Algorithme de résolution en comportement non linéaire

---

1. Initialisations  $\sigma_0^1$  et  $D_0^1 \longrightarrow$  Calcul de  $\bar{K}_0$
  2. Incrémentation de la charge :  $R(\Delta D_{n+1}^1) = \Delta F_{n+1} - A_n$
  3. Calcul de la matrice  $[\bar{K}_{n+1}^i]$
  4. Calcul de déplacement :  $\Delta D_{n+1}^{i+1} = \Delta D_{n+1}^i + [\bar{K}_{n+1}^i]^{-1} R(\Delta D_{n+1}^i)$
  5. Calcul des contraintes par la loi de comportement  $\sigma_{n+1}^{i+1}$
  6. Vérification des conditions 3.2.74
  7. Incrément suivant ou itération suivante
- 

La méthode de Newton est utilisée, car son taux de convergence est rapide (convergence quadratique). Il faut recalculer à chaque itération les matrices de rigidité tangente  $[\bar{K}_{n+1}^i]$  mais ceci permet de limiter le nombre d'itérations.

### 3.2.6 Dispersion et amortissement numériques

#### Nombre d'élément

L'utilisation de modèles discrets pour représenter le profil de sol pose la question de la finesse de la discrétisation. Plus celle-ci est grande, meilleure est la précision ;

par contre le temps de résolution croît également. Divers auteurs (Lysmer *et al.* (1975)) ont proposé des règles permettant de fixer la dimension maximale des éléments. Si  $f_{max}$  est la fréquence maximale que l'on désire représenter avec le modèle, la longueur d'onde associée à  $f_{max}$  est :

$$\lambda = \frac{V_{min}}{f_{max}} \quad (3.2.76)$$

où,  $V_{min}$  est la vitesse minimale de chaque couche définie par :  $V_{min} = \min(V_S, V_P)$

Le déplacement à l'intérieur d'un élément du modèle variant linéairement, le déplacement associé à cette longueur d'onde sera correctement approché si au moins 3 à 4 points de discrétisation sont retenus pour une demi-longueur d'onde. Cette condition conduit à une taille d'élément :

$$h \leq \frac{V_{min}}{(6 \div 8)f_{max}} \quad (3.2.77)$$

$$h \leq V_{min} \cdot \Delta t \quad (3.2.78)$$

Gandomzadeh (2011) a montré que les 10 points de discrétisation par règle de longueur d'onde, recommandées dans la littérature pour les milieux élastiques n'est pas suffisant dans le cas non linéaire. Il a été expliqué que lorsque le matériau est non linéaire, au cours de la propagation des ondes de cisaillement, le module de cisaillement du matériau réduit, et puis la vitesse de cisaillement diminue (en se basant sur la corrélation  $G = \rho V_s^2$ ). Par conséquent, la longueur d'onde change et le nombre de points discrétisés initial par longueur d'onde diminue. Le choix du nombre de points discrétisés par longueur d'onde peut influencer sensiblement les résultats tels que les courbes de déplacement ou contrainte-déformation.

Aki et Richards (2002) suggèrent la condition suivante sur la taille des éléments pour la propagation unidimensionnelle :

$$h \leq \frac{V_{min}}{ppw \cdot f_{max}} \quad (3.2.79)$$

où,  $ppw$  : est le nombre de points par longueur d'onde

En outre, la discrétisation temporelle du signal injecté, fonction de la fréquence maximale, est donnée par la relation suivante :

$$dt \leq p_0 \frac{h}{V_{max}}$$

Où :  $V_{max}$ ,  $V_{min}$  est la vitesse maximale et minimale des ondes sismiques de la couche.  $p_0$  est la fraction du pas de temps minimal. Avec  $ppw = 6$  on retrouve la condition proposée par (Roesset ,1977).

Semblat et Pecker (2009) a montré l'influence de la taille d'élément sur la précision numérique exprimée sur la figure 3.2.5.

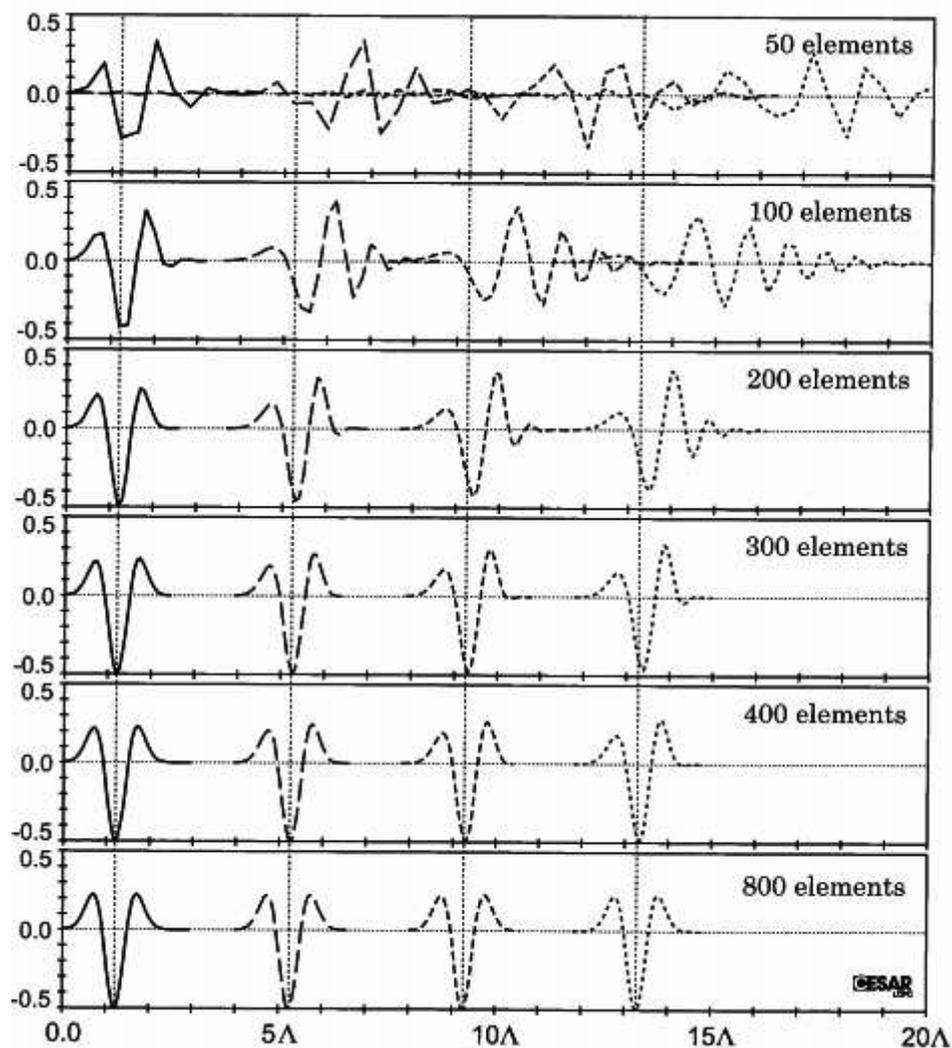


FIGURE 3.2.5: Influence d'une taille d'élément sur la précision du modèle numérique (d'après Semblat et Pecker (2009))

Observant la figure 3.2.5, on peut trouver que la précision du modèle numérique augmente avec la diminution de la valeur  $\Delta h/\lambda$ . Dans cette étude, la valeur de ratio  $h/\lambda$  ou la valeur  $ppw$  égale à 20. Pour la vérification, la discrétisation temporelle choisie sera de  $\Delta t = 0.005$  s, une fréquence maximale de  $10$  Hz,  $\Delta t/T = 0.05$ .

Avec la méthode  $HHT - \alpha$ , l'amortissement obtenu sur le domaine de fréquence choisi (jusqu'à  $10$  Hz) donne  $\Delta t/T = 0.05$ . Sur ce domaine l'amortissement est proche de celui de la méthode de Newmark traditionnelle. (Figure 3.2.4). A plus

haute fréquence, l'amortissement de la méthode  $HHT - \alpha$  devient significatif.

En général, il n'y a pas de règle pré-établie pour le choix du nombre de points discrétisés, car les résultats dépendent de nombreux paramètres. Nous pouvons utiliser des mailles plus fines dans la région où nous prévoyons d'observer un comportement non linéaire. L'utilisation d'un maillage complet et entièrement fine peut augmenter considérablement le temps de calcul. Par conséquent, nous pouvons adapter différents maillages pour les différentes régions, grossière mailles pour les parties linéaires des milieux et des mailles plus fines pour les parties non linéaires des milieux.

Il pourrait être préférable d'effectuer chaque analyse non linéaire à deux reprises. La première fois, nous obtenons une idée générale sur le niveau de la non-linéarité dans chaque partie des milieux en estimant les déformations par exemple. Pour la deuxième analyse, nous essayons de régler le maillage approprié pour chaque région par rapport aux niveaux de non-linéarité estimées à partir de la première analyse. Cela nous aide à obtenir des résultats plus fiables.

### **Nombre de ressorts dans le modèle MP11**

Le modèle de comportement non linéaire utilisée dans ce travail ne nécessite que la courbe de réduction du module de cisaillement comme propriété non linéaire d'entrée. La manière de discrétiser cette courbe (ou le nombre de ressorts) peut influencer les résultats. Gandomzadeh (2011) a montré que lorsque le nombre des ressorts diminue, la non-linéarité dans les milieux diminue également. Il a montré aussi que pour le modèle MP11 à 50 ressorts, nous pouvons obtenir le nombre de points par longueur d'onde de manière indirecte sur la base de la précision spécifique envisagée des résultats.

Dans ce travail, nous utilisons le modèle MP11 avec 50 ressorts.

## **3.3 Vérifications numériques**

Pour vérifier le schéma de propagation codifié, des calculs ont été réalisés en respectant le critère de convergence de l'algorithme de Newton. Avec différents paramètres liés aux signaux d'entrée (valeur de discrétisation, amplitude), au maillage (taille du maillage, nombre d'éléments, épaisseur de la couche) ont été introduits dans le cas simple 1D-1C.

### **3.3.1 Description de la sollicitation de type signal de Ricker**

Les signaux de Ricker d'ordre  $n$  sont les dérivées de degré  $n$  d'une gaussienne :

$$r_n(t) = \frac{d^n}{dt^n} r_0(t) \quad (3.3.1)$$

avec

$$r_0(t) = \exp \left[ - \left( \pi \frac{t - t_s}{t_p} \right)^2 \right] \quad (3.3.2)$$

où  $t_s$  est le temps correspondant au maximum d'amplitude,  $t_p$  est la période caractéristique du signal de Ricker. Ils sont fréquemment utilisés en propagation d'onde, car ils sont assez concentrés en temps et en fréquence.

Pour vérifier le modèle, un signal de Ricker d'ordre 2 est utilisé, dont l'expression est la suivante :

$$r_2(t) = u_0 \cdot (a(t) - 0.5) \cdot \exp(-a(t)) \quad (3.3.3)$$

avec

$$a(t) = \pi \left( \frac{t - t_s}{t_p} \right)^2 \quad (3.3.4)$$

Où  $u_0$  représente l'amplitude du signal. Dans la suite, le signal de Ricker est discrétisé de manière à avoir toujours un point au maximum d'amplitude (figure 3.3.1) : ceci permet également d'avoir une forme symétrique discrétisée du signal. Le calcul est effectué en double précision.

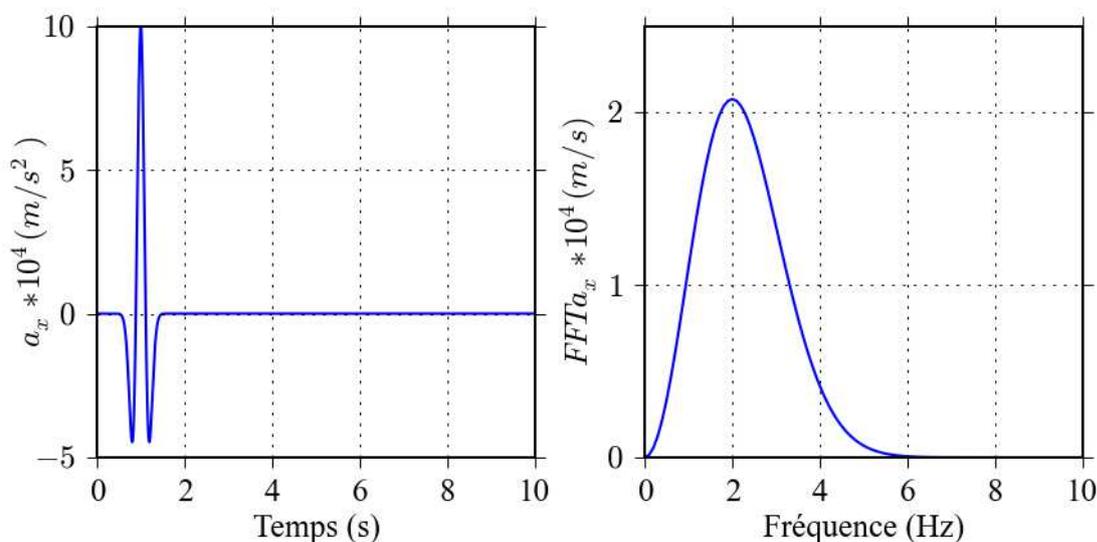


FIGURE 3.3.1: Signal de Ricker du second ordre (gauche) et sa transformée de Fourier (droite) avec comme paramètres :  $u = 2$ ,  $t_p = 0.5s$  et  $t_s = 0.5s$

### 3.3.2 Propriétés des sols du test

Deux colonnes de sol unidimensionnels sont considérés pour vérifier le modèle proposé. Les résultats des propagations des ondes sismiques dans les couches de sol sont comparés avec d'un autre programme informatique dans le domaine du temps et de la fréquence, en tenant compte du comportement des sols linéaire élastique et hystérétique. Le premier exemple (N°1) est constitué d'une seule couche de sol unidimensionnel reposant sur un substratum rigide ou élastique. Le second (N°2) se compose d'une colonne de sol unidimensionnel de trois couches, également basée sur un substratum rigide ou élastique. Les propriétés élastiques des deux colonnes de sol sont présentés dans le tableau 3.1. Le premier exemple est une colonne de sol 20 m homogène (Fig.3.3.2a). Le deuxième exemple (figure 3.3.2b) est composé de trois couches d'épaisseur 5 m, 5 m et 10 m.

En général, pour éviter la dispersion numérique, plus de 20 nœuds par longueur d'onde doivent être envisagées. Par conséquent, une discrétisation spatiale uniforme est effectuée dans les deux cas et la taille verticale de chaque élément est égale à 0.66 m.

L'algorithme de Newmark avec condition inconditionnel stable est supposé avec les deux constantes  $\gamma = 0,5$  et  $\beta = 0,25$ .

Tableau 3.1: Les propriétés élastiques des deux colonnes de sol pour la vérification du modèle réalisé

Test	Couche $N$	$\rho(Kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$\nu$
$N^01$	1	1900	300	0.3
$N^02$	1	1900	300	0.3
	2	2000	350	0.3
	3	2100	400	0.3

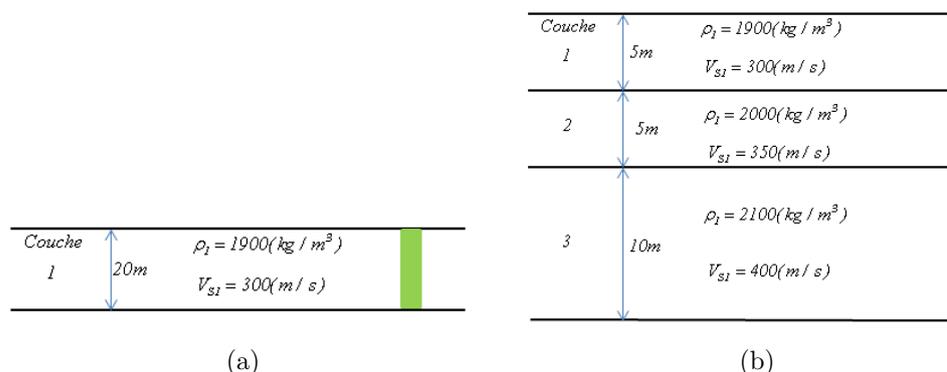


FIGURE 3.3.2: Stratigraphie de exemple N°1 (une couche) et N°2 (trois couches)

### 3.3.3 Autre méthode et programme

Les résultats du modèle sont comparés aux résultats obtenus avec un code aux différences finies basé sur le travail de Bonilla (2000) et qui utilise le modèle Iwan élasto-plastique (ce code sera nommé BONILLA par la suite).

### 3.3.4 Comportement élastique

Dans le cas d'un comportement purement élastique des sols, l'accélération maximale d'entrée est égale à  $0.0001 \text{ m/s}^2$ . Les calculs ont été effectués pour les deux conditions aux limites (« absorbante » et « fond de puits »). Les comparaisons entre le modèle MPIIL et le modèle BONILLA sont présentées sur les figures 3.3.3, 3.3.4, 3.3.5, 3.3.6.

D'après les comparaisons des accélérations dans les domaines temporel et fréquentiel, on remarque un très bon accord les résultats. Pour tous les cas N°1 et N°2 avec toutes les conditions aux limites (« absorbante » ou « fond de puits »), les historiques d'accélération des deux modèles sont très proches. Seulement à hautes fréquences, il y a quelques différences entre les deux modèles. La discrétisation spatiale et temporelle du modèle pour les différents programmes peut être la raison de ces différences.

En plus, la différence pour les hautes fréquences montre la limite des programmes numériques. Par conséquent, les résultats obtenus doivent être filtrés pour les fréquences supérieures à la plus grande fréquence que peut traiter le programme numérique.

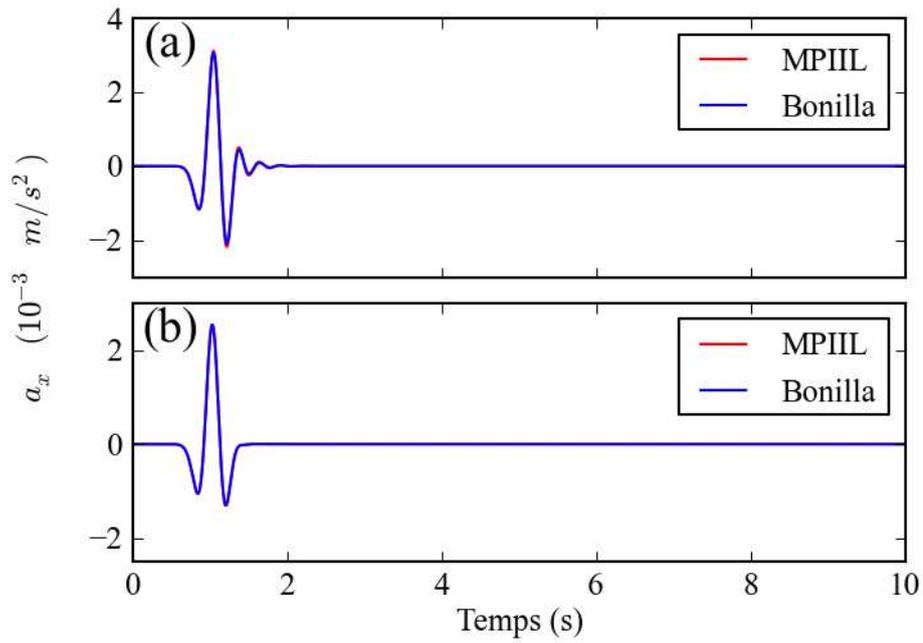


FIGURE 3.3.3: Comparaison de l'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « absorbante »

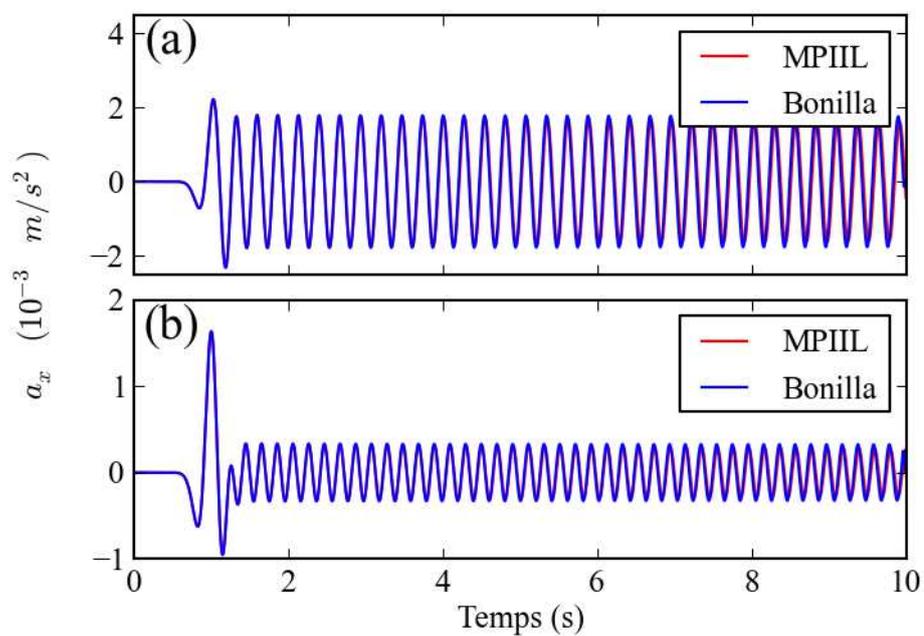


FIGURE 3.3.4: Comparaison de l'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « fond de puits »

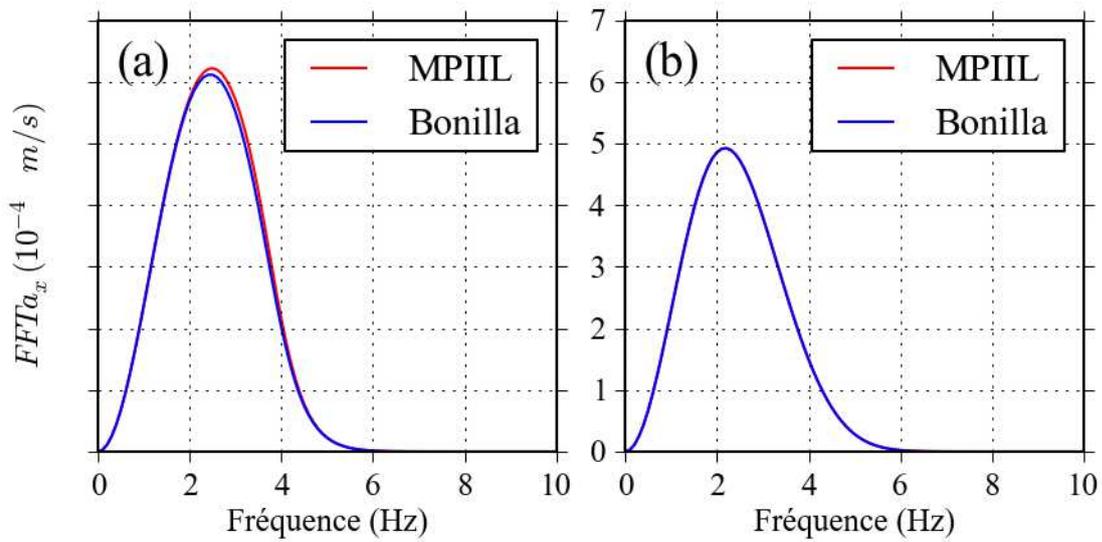


FIGURE 3.3.5: Comparaison de FFT d'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « absorbante »

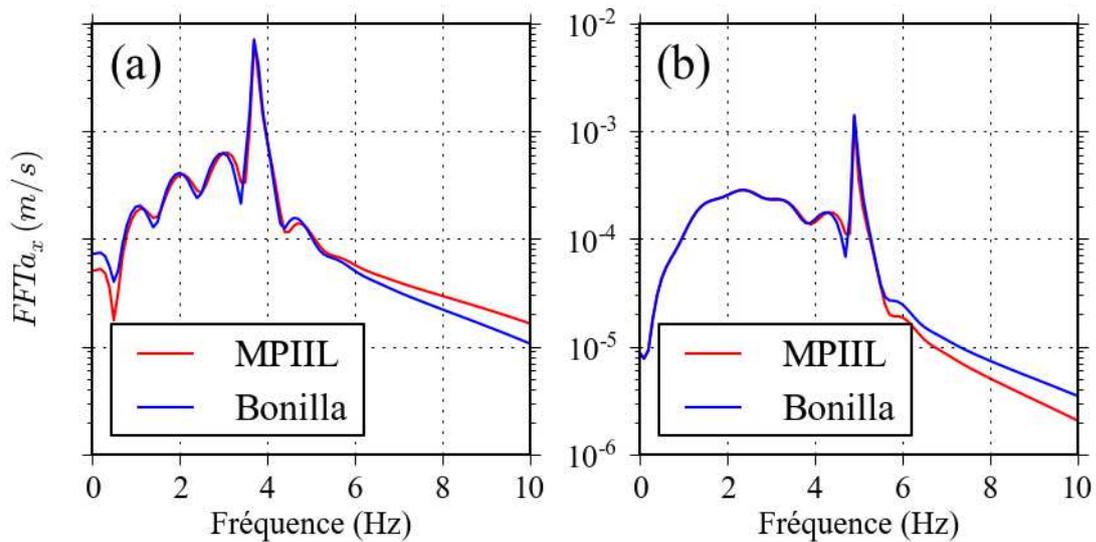


FIGURE 3.3.6: Comparaison de d'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (à gauche) et N°2 (à droite) en condition aux limites « fond de puits »

### 3.3.5 Comportement non linéaire pour le sol sec

Pour vérifier le comportement non linéaire en condition sèche, nous avons donné un mouvement d'entrée assez fort, un signal de Ricker avec l'accélération maximale égale à  $2 \text{ m/s}^2$ . Le calcul a été réalisé dans le cas N°1. Les résultats sont présentés sur la figure 3.3.7 pour la condition « fond de puits » et sur la figure 3.3.8 pour la condition « absorbante ». Ils se composent de la réponse temporelle à la surface de la colonne (a), la transformée de Fourier des signaux (b) et la corrélation contrainte-déformation de cisaillement au milieu de la colonne (c).

Sur la figure 3.3.7a, nous pouvons remarquer qu'il y a un amortissement dans la réponse à la surface contrairement à ce qui a été observé dans le cas élastique sur la figure 3.3.4.

Pour les deux conditions aux limites « absorbante » (figure 3.3.8b) ou « fond de puits » (figure 3.3.7b), on observe des pics à hautes fréquences générés sur la réponse des ondes en surface. Ceci indique un effet non linéaire dans la propagation.

Sur la courbe contrainte-déformation (figure 3.3.7c, 3.3.8c), une réduction du module de cisaillement peut être observée clairement au milieu aussi bien qu'à la base de la colonne. De plus fortes distorsions  $\gamma_{xz}$  sont observées dans le cas non linéaire. Elles atteignent 0.08 % en condition « fond de puits » et 0.18 % en condition « absorbante » à la base de la colonne.

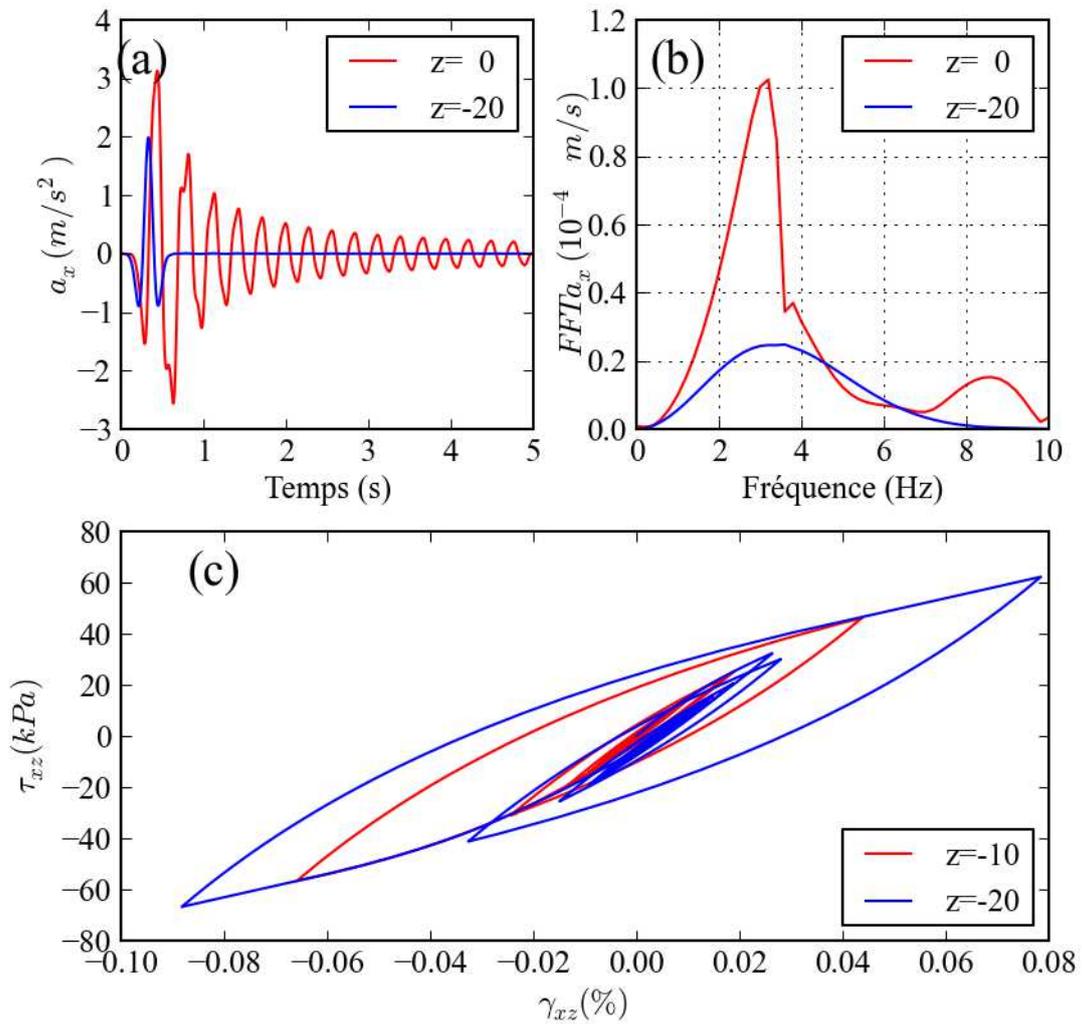


FIGURE 3.3.7: Comportement non linéaire pour le sol sec en condition « fond de puits » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire

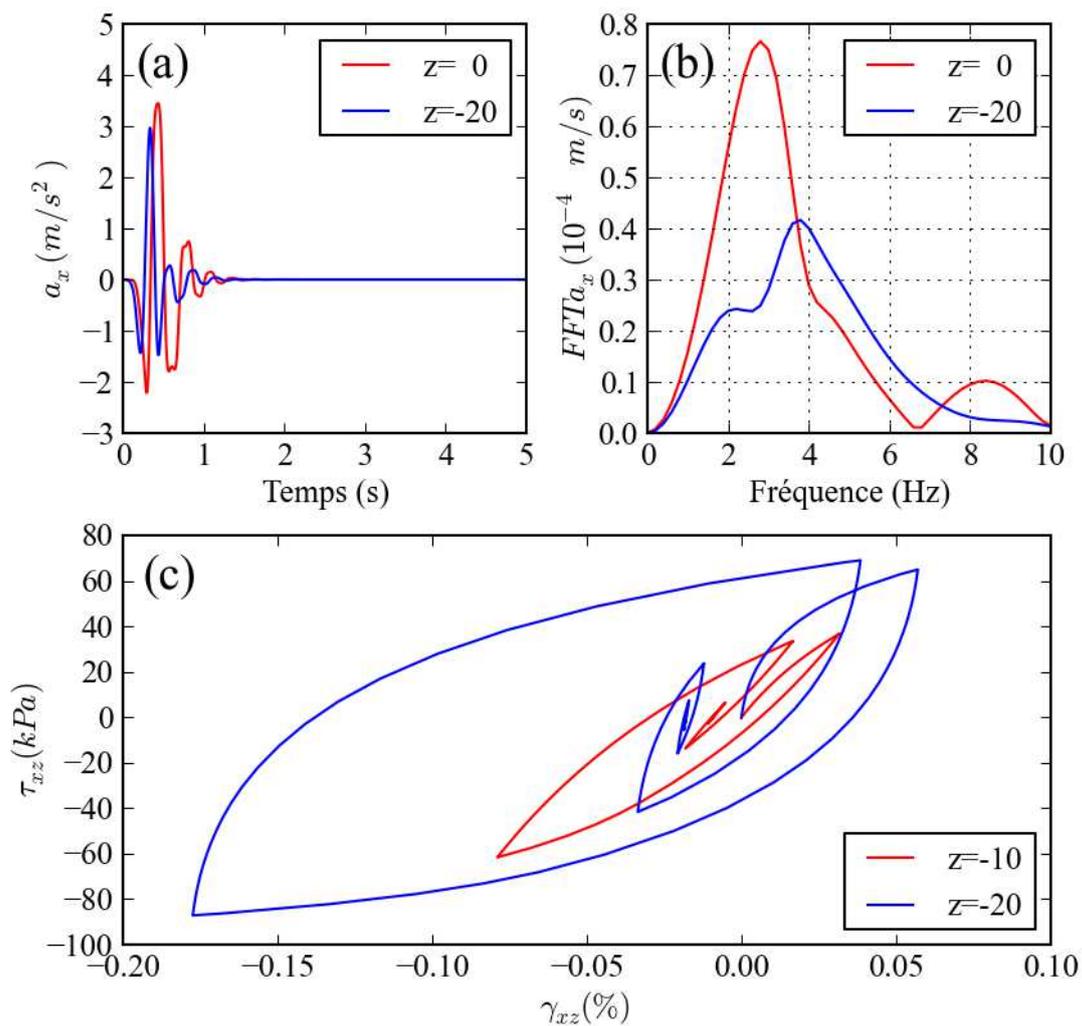


FIGURE 3.3.8: Comportement non linéaire pour le sol sec en condition « absorbante » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire

### 3.3.6 Comportement non drainé et non linéaire pour le sol saturé

Nous avons effectué la vérification de comportement non linéaire pour le sol saturé comme pour le sol sec : une composante de signal d'entrée, c'est un signal de Ricker avec PGA égale à  $2 \text{ m/s}^2$ , la colonne constitué une couche N°1 avec les propriétés des sols et des paramètres du modèle donnés dans le tableau 3.2 et 3.3. Les deux conditions aux limites sont utilisées.

Tableau 3.2: Paramètres du modèle MPII pour le sol saturé

Paramètres	$\rho(\text{kg/m}^3)$	$V_s (\text{m/s})$	$V_p (\text{m/s})$
Sol saturé	1900	300	561.24

Tableau 3.3: Paramètres du modèle « front de liquéfaction » pour le sol saturé

Paramètres	Sol saturé
$\sin \phi'$	0.87
$\sin \phi'_p$	0.42
$S_1$	0.005
$c_1$	1.0
$w_1$	1.5
$p_1$	0.45
$p_2$	1.5

Les figures 3.3.9 et 3.3.10 présentent les résultats de la vérification : (a) réponse temporelle à la surface de la colonne, (b) transformée de Fourier des signaux, (c) corrélation contrainte-déformation de cisaillement au milieu de la colonne et (d) pression interstitielle au milieu de la couche.

Sur la figure 3.3.9a et 3.3.10a, nous remarquons que la réponse à la surface pour le sol saturé présente un plus grand nombre de pics que pour le cas du sol sec. La non-linéarité est montrée clairement dans la réponse fréquentielle pour le sol saturé (figure 3.3.9b et 3.3.10b).

Sur la figure 3.3.9c et 3.3.10c, en observant la courbe contrainte-déformation au milieu de la colonne, nous constatons une grande diminution du module de cisaillement. Nous remarquons aussi que la pression interstitielle normalisée augmente jusqu'à 1 pour les deux conditions aux limites (figure 3.3.9d et 3.3.10d).

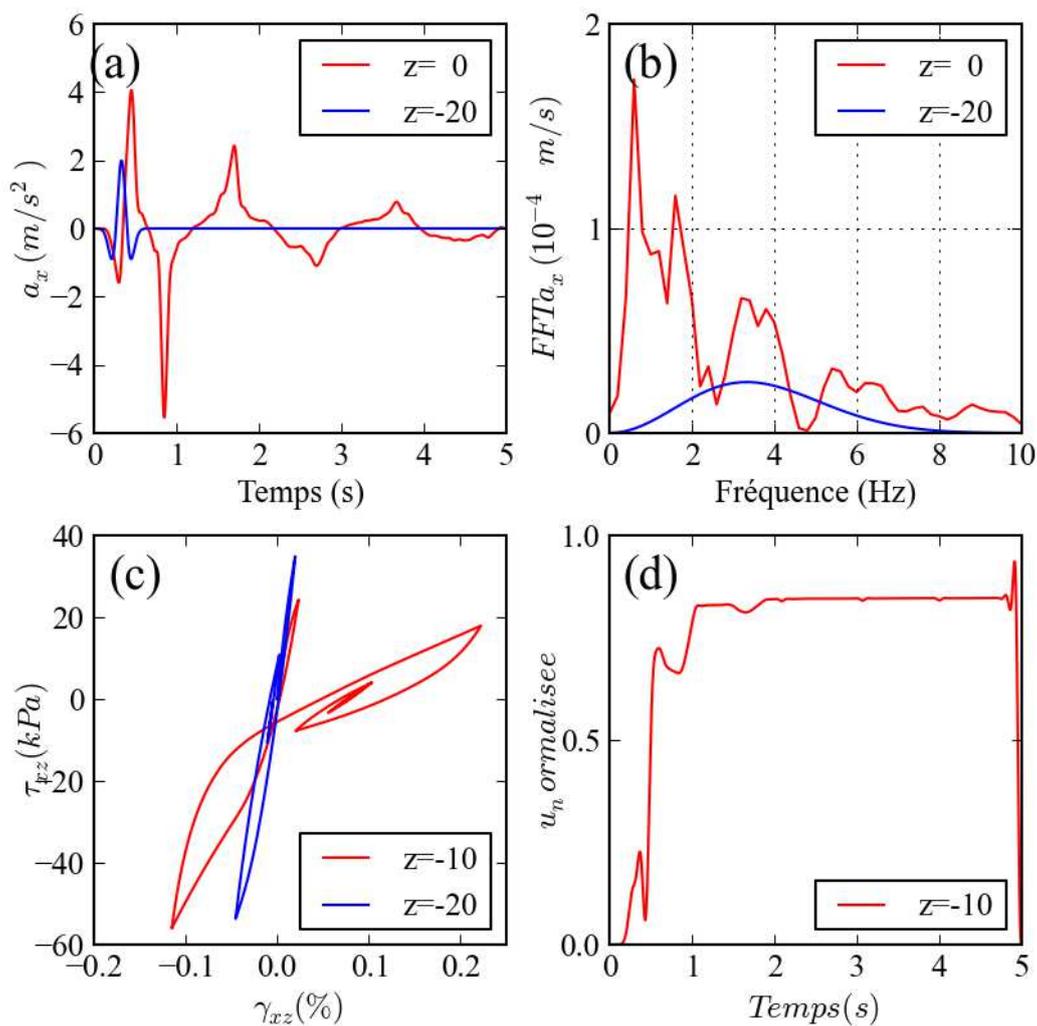


FIGURE 3.3.9: Comportement non linéaire pour le sol saturé en condition « fond de puits » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; d) la pression interstitielle au milieu de la couche

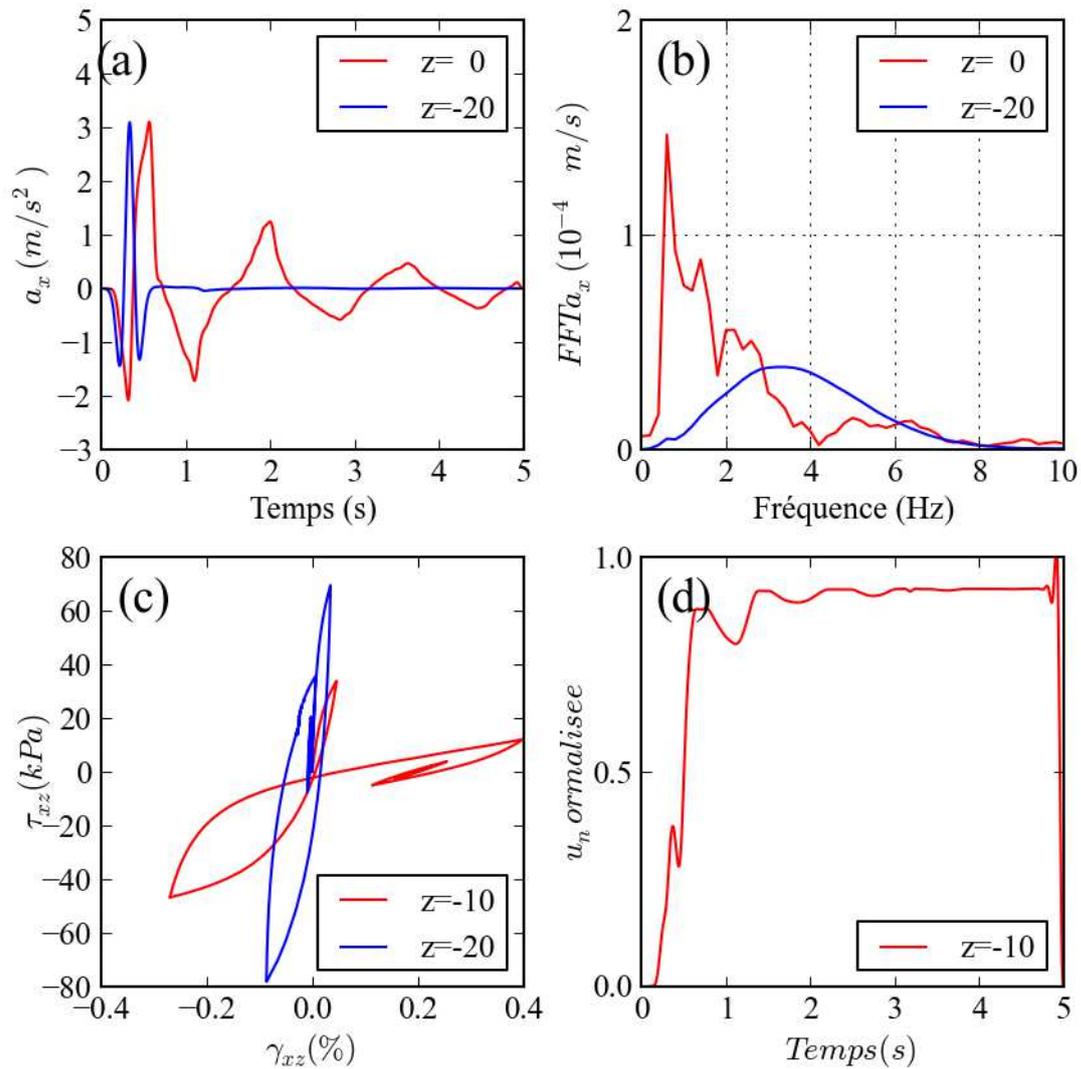


FIGURE 3.3.10: Comportement non linéaire pour le sol saturé en condition « absorbante » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; d) la pression interstitielle au milieu de la couche

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons implanté la loi de comportement MPIIL dans un schéma de propagation des ondes sismiques aux éléments finis. Les trois composantes (polarisation-3C) de l'onde incidente sont propagées simultanément dans un sol multicouche horizontal pour les conditions aux limites « absorbante » ou « fond de puits ».

L'approche « 1D-3C » est vérifiée pour un comportement élastique avec le modèle proposé par Bonilla (2000) et vérifiée dans le cas non linéaire en condition sèche ou saturée. L'approche implémentée reproduit bien les effets non linéaires et le rôle de l'eau dans sol non saturé et saturé.

Dans le chapitre suivant, nous utiliserons cette approche pour simuler la propagation des ondes sismiques dans des sites réels pour la valider par comparaison avec des résultats réels et pour estimer la réponse sismique des sites liquéfiables.

## **Chapitre 4**

# **Application du modèle à des configurations réelles**



## 4.1 Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons inséré une loi de comportement non linéaire et un modèle de liquéfaction dans une formulation par éléments finis pour modéliser la propagation verticale (1D) suivant trois composantes de mouvements (3C). Dans ce chapitre, nous appliquons l'approche 1D-3C pour simuler et prévoir l'amplification des ondes sismiques dans des sols saturés pour des séismes réels. Nous choisissons quatre cas réels pour simuler la propagation des ondes sismiques. Ce sont :

- Le séisme de Superstition Hills en 1987 aux États-Unis ( $M_w = 6.7$ ) étudié sur le site Wildlife Refuge.
- Le séisme de Tohoku en 2011 au Japon ( $M_w = 9.1$ ) étudié sur le site Onahama.
- Le séisme de Kushiro en 1993 au Japon ( $M_w = 7.8$ ) étudié à la station Kushiro-Oki.
- Le séisme d'Emilie Romagne en 2012 en Italie ( $M_w = 5.9$ ) étudié sur le site San Carlo Dec-Mirandola.

Pour les trois sites Wildlife, Onahama et Kushiro, les signaux sont enregistrés en fond de puits et en surface. Cela nous permet donc de valider la formulation « 1D-3C » avec ces données. Pour ces sites sera donc utilisée la condition aux limites « fond de puits ». Pour le site Mirandola la condition aux limites « absorbante » sera appliquée. Le site Wildlife est un site typique pour illustrer les effets de site dus au comportement non linéaire du sol et le phénomène de mobilité cyclique. Le site Onahama est un site où le tremblement de terre est enregistré les accélérations les plus élevées jamais observées, avec une amplitude maximale du vecteur accélération de près de  $2g$ . Le site de Kushiro représente un cas pour lequel le phénomène de dilatance est très important. Nous présentons tour à tour les applications dans les sections 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5.

Dans ce chapitre, les signaux d'entrée se composent de trois composantes selon les trois directions : Est-Ouest (WE), Nord-Sud (NS) et verticale (UP) correspondant aux trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ci-après.

## 4.2 Le séisme de Superstition Hills, Mw 6.7 en 1987

Nous avons choisi le séisme de Superstition Hills, survenu aux États-Unis pour une première validation de la méthode de simulation proposée. Le site Wildlife Refuge est un site où des enregistrements sismiques et des données piézométriques fournissant les informations sur les pressions interstitielles générées sont disponibles. Le site a été l'objet d'une campagne d'investigation géotechnique préalablement à l'installation de l'instrumentation.

Une description du site est d'abord présentée. Celle-ci comprend l'ensemble des données issues de la littérature utiles pour l'évaluation de sa réponse sismique.

Les résultats des simulations seront présentés individuellement et comparés aux données enregistrées. Les résultats sont évalués en comparant les accélérations en surface dans les domaines temporel et fréquentiel et l'évolution de la pression interstitielle.

### 4.2.1 Description du site Wildlife Refuge et Instrumentation

Le 24 Novembre 1987, le tremblement de terre de Superstition Hills ( $M_w = 6.7$ ) a été enregistré à la station de Wildlife Refuge. Ce site est situé dans la plaine inondable de la rivière Alamo, à environ 5 km au sud-ouest de Calipatria et 160 km à l'est de San Diego, en Californie, dans l'Imperial Valley (Figure 4.2.1). L'Imperial Valley est dans une région de forte sismicité, où les tremblements de terre sont susceptibles de générer de la liquéfaction, en moyenne, environ une fois tous les 12 ans. Un de ces tremblements de terre, l'événement Westmorland, le 26 avril 1981 ( $M = 6.0$ ), a généré de nombreuses remontées de sable dans la plaine inondable de la rivière Alamo, dont plusieurs sur le site Wildlife (Youd et Holzer (1994)).

En 1982, l'United States Geological Survey (USGS) a effectué des tests au piézocône (CPT), des tests de pénétration standard (SPT), et d'autres types d'essais afin de définir l'épaisseur et l'étendue des couches liquéfiables sous le site. A cette occasion, des accéléromètres et des piézomètres ont été installés en profondeur et en surface pour enregistrer les mouvements du sol et les pressions interstitielles au cours des tremblements de terre (Bennett *et al.* (1984), Holzer *et al.* (1989)). Un accéléromètre a été placé en surface et un autre à la profondeur de 7.5 m, immédiatement en dessous de la couche liquéfiable ; cinq piézomètres ont été installés à différentes profondeurs dans la couche liquéfiée, soit à 2.9, 3.0, 4.0, 5.0, 6.6 m et un autre dans une couche de limon à 12 m de profondeur (figure 4.2.2).

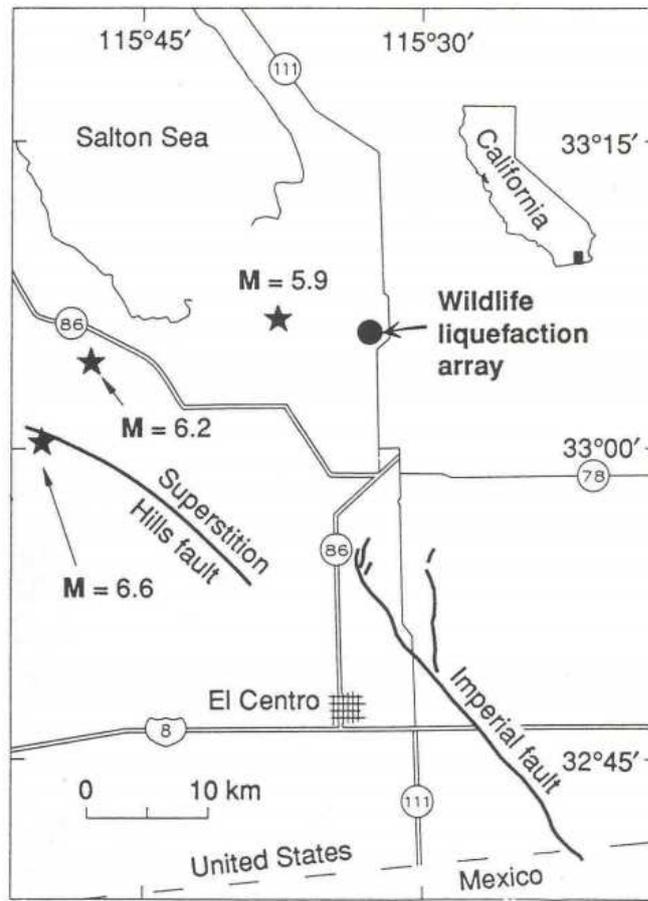


FIGURE 4.2.1: Carte de l'Imperial Valley avec emplacement du site Wildlife et épicentres des tremblements de terre (d'après Holzer *et al.* (1989))

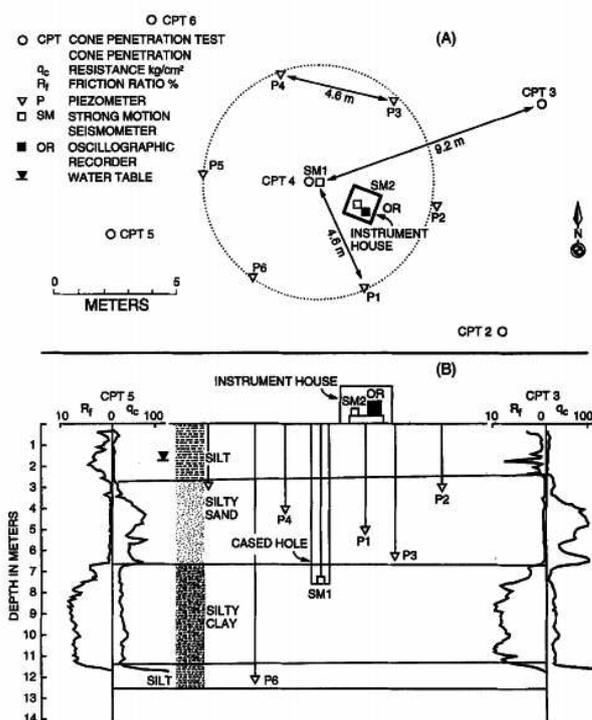


FIGURE 4.2.2: Emplacement des piézomètres et des accéléromètres du site de Wildlife Refuge (d'après Youd et Holzer (1994))

#### 4.2.2 Stratigraphie du site

Selon Bennett *et al.* (1984) en basant sur les tests in situ, le site de Wildlife comprendrait 4 couches générales (les sondages ont été arrêtés à 26.5 m de profondeur, sans refus). Dans la problématique actuelle, la deuxième couche est la plus importante car elle est la seule à montrer des indices de liquéfaction et elle est donc la couche la plus instrumentée.

La première couche est composée de lits de limons, de limons argileux de couleur gris-rougeâtre foncée. Son indice de liquidité est d'environ 1.6. La couche est d'une densité très lâche à lâche et située entre 0 et 2.5 m sous la surface. Le contact avec la deuxième couche est graduel.

La deuxième couche consiste en sables limoneux de densité lâche à lâche moyenne et de couleur brun-grisâtre foncée (de 2.5 à 6.8 m). Le contact avec la troisième couche est net.

La troisième couche est située de 6.8 m à 12 m de profondeur, et se compose d'un limon argileux de couleur brun-grisâtre forcé, de densité moyenne à dense. Son indice de liquidité est d'environ 0.6.

La quatrième couche est composée d'argile. La densité de celle-ci varie de moyennement dense à très dense.

Dans la simulation, les ondes sismiques enregistrées à 7.5 m de profondeur sont utilisées comme mouvement d'entrée. La stratigraphie de simulation commence à 7.5 m de profondeur. La nappe phréatique se situe à une profondeur d'environ 2 m sous la surface (Matasovic et Vucetic (1993a)). Selon Bonilla *et al.* (2005) la première couche est subdivisée en 2 sous-couches : la sous-couche 1 est sèche et la sous-couche 2 est saturée (figure 4.2.3). La stratigraphie de simulation se compose d'une couche limoneuse sèche (1) située entre 0 et 1.5 m et d'une couche de limons argileux (2) située entre 1.5 m et 2.5 m *non liquéfiables* reposant sur une couche de sables limoneux lâches (3) *liquéfiables* d'environ 4.3 m d'épaisseur, une couche d'argile dense (4) d'environ 0.7 m d'épaisseur. Ces trois premières couches de surface sont d'une densité très lâche à lâche. Les autres couches ont une densité de moyennement dense à très dense. Il est à noter que les couches sont approximativement horizontales, avec une légère inclinaison en direction de la rivière Alamo.

Les données géotechniques disponibles pour le site Wildlife sont nombreuses. Bennett *et al.* (1984) présente des résultats de SPT (6 sondages), de CPT (16 sondages) et de laboratoire à partir des échantillons remaniés de l'essai SPT et à la tarière. Matasovic et Vucetic (1993b), quant à lui, a réalisé des essais cycliques pour déterminer les courbes de dégradation des modules de cisaillement et de génération de pressions interstitielles sous chargement cyclique sur les échantillons du site d'étude. La mesure de vitesses de cisaillement a été réalisée par Bierschwale et Stokoe (1984). La valeur du coefficient au repos  $K_0$  est supposée être égale à 1 (conditions isotropes) (d'après Bonilla *et al.* (2005)).

Les propriétés typiques des sols et l'épaisseur de ces couches sont listées dans le tableau 4.1 (Bonilla *et al.* (2005)).

Tableau 4.1: Propriétés des couches sédimentaires pour le site Wildlife

Couche	Type de matériau	Epaisseur (m)	Densité sèche $\rho(kg/m^3)$	$V_s$ (m/s)	$V_p$ (m/s)	$K_0$
1	Limoneux	1.5	1600	99	249	1.0
2	Limon argileux	1.0	1928	99	281	1.0
3	Sables limoneux lâches	4.3	2000	116	1019	1.0
4	Argile très dur	0.7	2000	116	1591	1.0

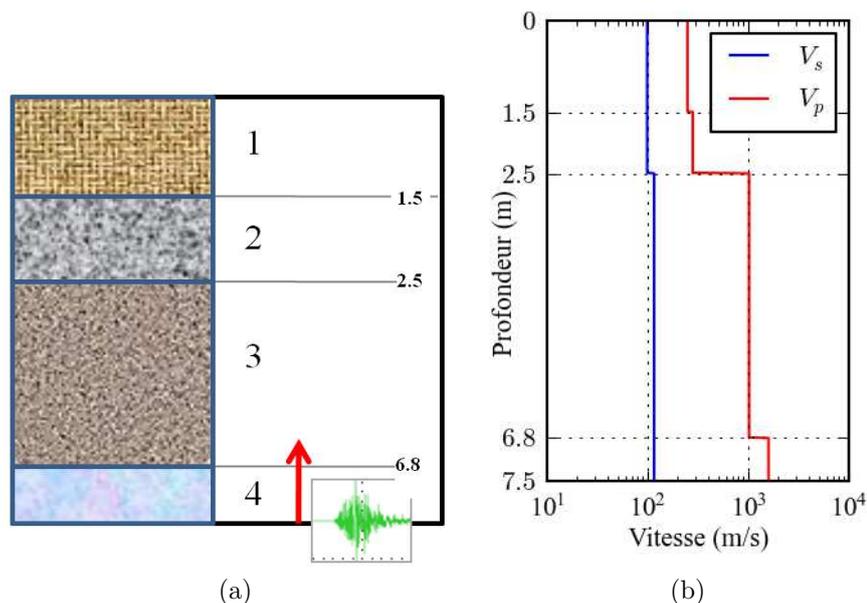


FIGURE 4.2.3: (a) Stratigraphie du modèle à Wildlife; (b) Profil de vitesse  $V_s$  et  $V_p$

### 4.2.3 Caractéristiques du signal sismique

Le 24 novembre 1987, le tremblement de terre de Superstition Hills ( $M_w = 6.7$ ) a occasionné la liquéfaction à Wildlife situé à environ 31 km de l'épicentre. Les signaux relatifs à la séquence sismique de Superstition Hills ont été enregistrés à Wildlife Refuge en termes d'accélération suivant les directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  en surface et à une profondeur de 7.5 m. Les pressions interstitielles ont été enregistrées au moyen de six piézomètres à différentes profondeurs. La figure 4.2.4 montre respectivement les accélérogrammes à la profondeur de 7.5 m (courbe noire à gauche) et en surface (courbe bleue à droite). Les spectres de réponse relatifs à ces signaux sont montrés sur la figure 4.2.5. La figure 4.2.6 représente la pression interstitielle enregistrée à 2.9 m.

Les spectres de réponse pour le séisme de Superstition Hills montrent une amplification dans les hautes fréquences en surface par rapport aux enregistrements en profondeur.

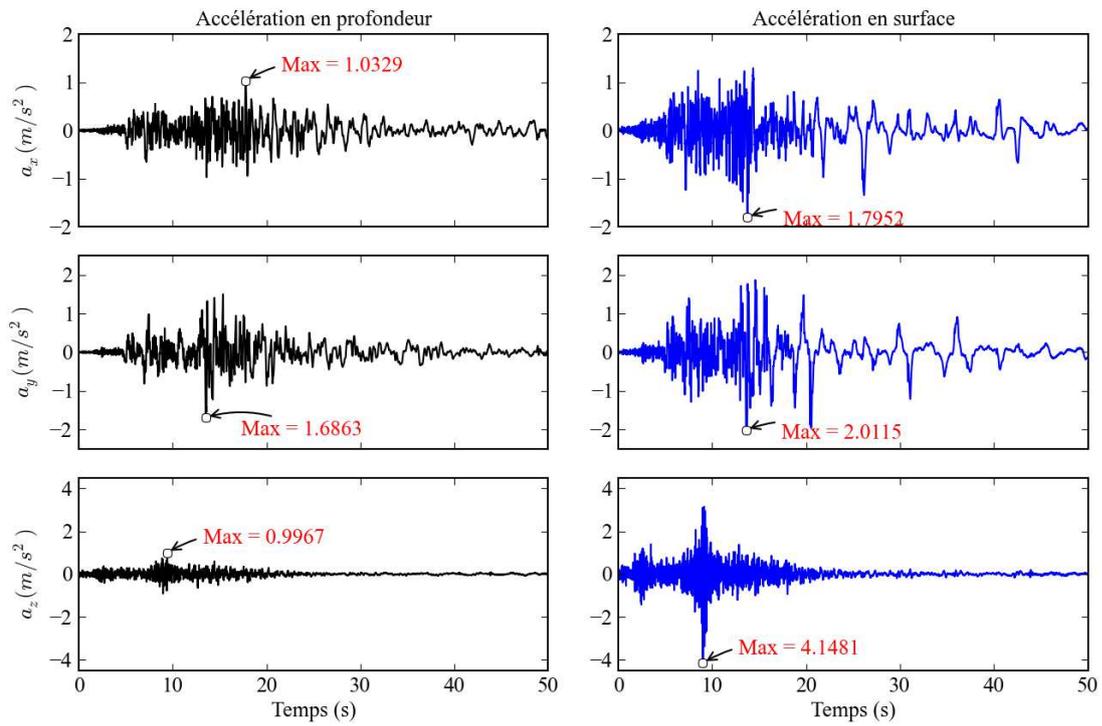


FIGURE 4.2.4: Accélérogrammes enregistrés en profondeur (courbes noires) et en surface (courbes bleues) à Wildlife Refuge lors du tremblement de terre de Superstition Hills ( $M_w = 6.7$ ) du 24 novembre 1987

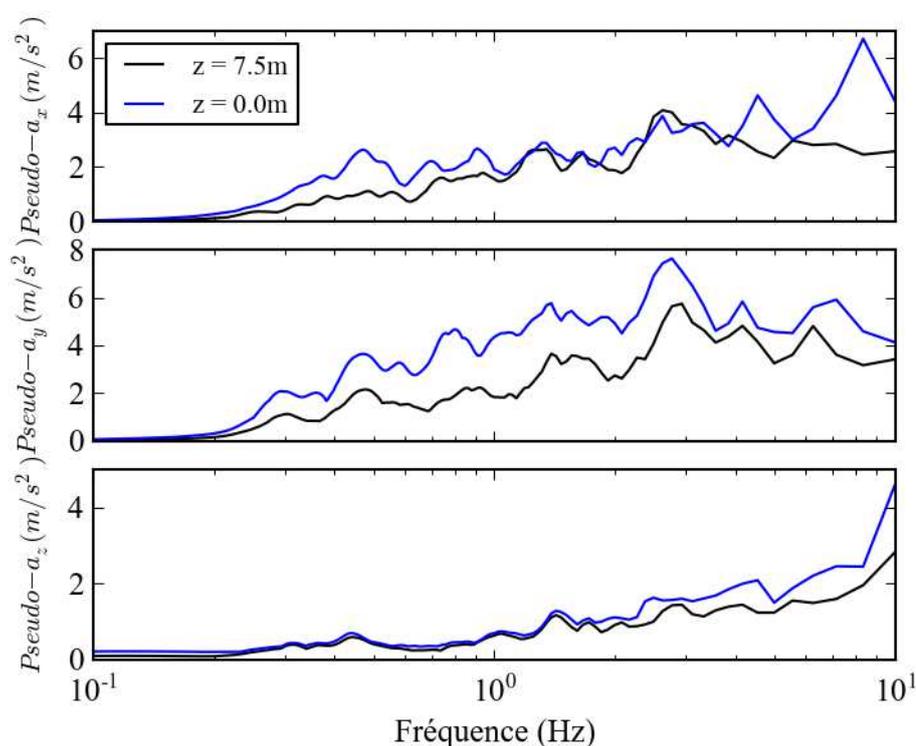


FIGURE 4.2.5: Spectres de réponse en accélération (surface et profondeur) à Wildlife Refuge pour un amortissement de 5 %

#### Analyse des données observées :

Les accélérographes enregistrés ont montré une accélération maximale de la composante EW (correspondant à la direction  $x$ ) de  $1.0329 m/s^2$  en profondeur et de  $1.7952 m/s^2$  en surface, pour la composante NS (correspondant à la direction  $y$ ) une valeur de  $1.6863 m/s^2$  en profondeur et de  $2.0115 m/s^2$  en surface et pour la composante UP (correspondant à la direction  $z$ ) de  $0.9967 m/s^2$  en profondeur et de  $4.1481 m/s^2$  en surface. Deux phénomènes distincts se succèdent sur les enregistrements :

- jusqu'à environ 18 secondes : l'accélération selon les directions  $x$  et  $y$  change brusquement en passant de la profondeur à la surface. Plusieurs pics aigus sont observés en surface dans les accélérations pendant toute la durée de l'enregistrement à partir du début de la phase S des ondes. Cette partie est en effet caractérisée par un contenu plus riche en hautes fréquences. Ce phénomène est typique d'un comportement hystérétique du sol.
- Après 18 secondes, les signaux selon les directions  $x$  et  $y$  deviennent monofréquenciel avec des pics de période de 2 secondes. Ceci représente un phénomène

de mobilité cyclique : sous l'action de la pression interstitielle, la dilatation du sable augmente la rigidité du module de cisaillement pendant les cycles de chargement et inversement pour la contraction.

En général, les effets non linéaires peuvent engendrer des changements de la forme d'onde privilégiant la propagation des composantes du signal associées à hautes fréquences. Cela est visible aussi à partir des historiques de la vitesse et du déplacement. En outre la fréquence de résonance du site peut provoquer un décalage vers les basses fréquences suite à un événement fort ou même pendant que le séisme se manifeste (Idriss et Seed (1968)). Pour mettre en évidence ce dernier effet (variation de la fréquence fondamentale du site), on peut comparer sa fonction de transfert, en considérant les seuls enregistrements relatifs aux mouvements faibles, et celle obtenue en considérant les seuls enregistrements relatifs aux mouvements forts (pour une synthèse des observations sismologiques voir Beresnev et Wen (1996)). Une difficulté majeure de cette approche est de trouver un site de référence adapté.

Dans certains accélérogrammes de mouvement fort, Archuleta (1998) a observé qu'il existe une forme d'onde caractéristique associée à la réponse non linéaire des sols liés à la mobilité cyclique. Une analyse approfondie de cet enregistrement de surface par Iai *et al.* (1995) montre que la forme d'onde hérissée de pointes est le résultat de la réponse non linéaire du sol. Porcella (1980) avait décrit que des formes d'onde comme accélérogrammes atypiques contiennent une indication de l'origine et de la nature des composantes hautes fréquences et des pics d'amplitude forte.

Cette caractéristique de la forme d'onde est également présente dans les enregistrements de Wildlife du tremblement de terre de Superstition Hills 1987 (Holzer *et al.* (1989); Zeghal et Elgamal (1994)). Cette manifestation de non-linéarité au travers de multiples pics d'accélération de forme similaires, est significativement différente des observations antérieures où les effets non linéaires réduisent le caractère de haute fréquence d'accélérogrammes, réduisant le pic d'accélération.

### **Pressions interstitielles**

La pression interstitielle a été enregistrée par 5 des 6 capteurs installés sur le site. Le capteur P4 n'a pas fonctionné lors du séisme. Le capteur P6 ne sera toutefois pas considéré dans cette étude puisqu'il est situé sous le niveau de l'accéléromètre localisé au fond du trou qui représente la limite inférieure du domaine modélisé ; toutefois ce capteur a montré une génération de surpression interstitielle moins importante que celles associées aux autres piézomètres (Kevin (2012)).

Les piézomètres P1, P2, P3 et P5 sont respectivement situés à des profondeurs de 5.0 m, 3.0 m, 6.6 m, 4.0 m et 2.9 m. Une schématisation de l'emplacement des piézomètres et des accéléromètres est montrée sur la figure 4.2.2.

L'enregistrement de pression interstitielle a été normalisé par rapport à la contra-

inte effective verticale initiale calculée au milieu de la troisième couche et en considérant la nappe phréatique à 2 m sous la surface. Cette normalisation est montrée sur la figure 4.2.6. L'évolution de la pression interstitielle est un indicateur efficace pour une quantification de la mobilité cyclique qui se produit pendant le séisme. Il est intéressant de noter qu'aucune surpression n'est générée avant environ 14 secondes et que la pression interstitielle à 2.9 m de profondeur atteint presque une valeur finale d'environ 90 % de la contrainte effective verticale.

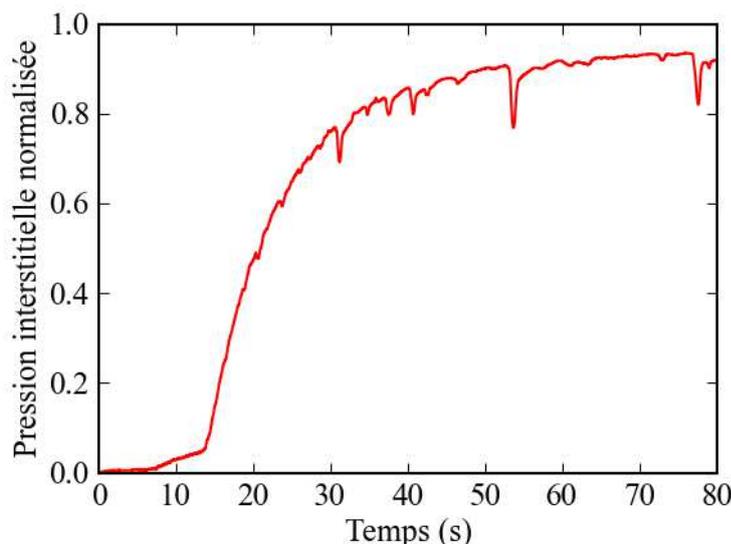


FIGURE 4.2.6: Surpression interstitielle normalisée enregistrée à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife lors du séisme de Superstition Hills (1987)

#### 4.2.4 Les paramètres du modèle

Comme il a déjà été indiqué au chapitre 3, les paramètres concernant les propriétés des sols nécessaires pour simuler la propagation des ondes sismiques en conditions saturées sont :

- Trois paramètres pour la définition du modèle MPII :  $G_{ma}$ ,  $K_{ma}$ ,  $\gamma_r$
- Sept paramètres pour la définition du modèle « front de liquéfaction » :  $\sin \phi'$ ,  $\sin \phi'_p$ ,  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $c_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$

Pour les couches non liquéfiables, seuls les 3 paramètres du modèle MPII sont nécessaires. La stratigraphie du sol de Wildlife est constituée de 4 couches mais seule la troisième couche constituée de sables limoneux lâches est sensible à la liquéfaction.

Zeghal et Elgamal (1994) ont considéré le tremblement de terre de Superstition Hills pour estimer la contrainte et la déformation à partir des enregistrements d'ac-

célération en fond de puits pour le site en question. Ils ont estimé la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement à 2.9 m de profondeur par une méthode d'interpolation linéaire (à gauche sur la figure 4.2.7). Cette figure montre la grande non-linéarité développée au cours de cet événement. Les boucles contrainte-déformation sont caractérisées par une forme en « S » et les déformations atteignent la valeur de 1.5 %.

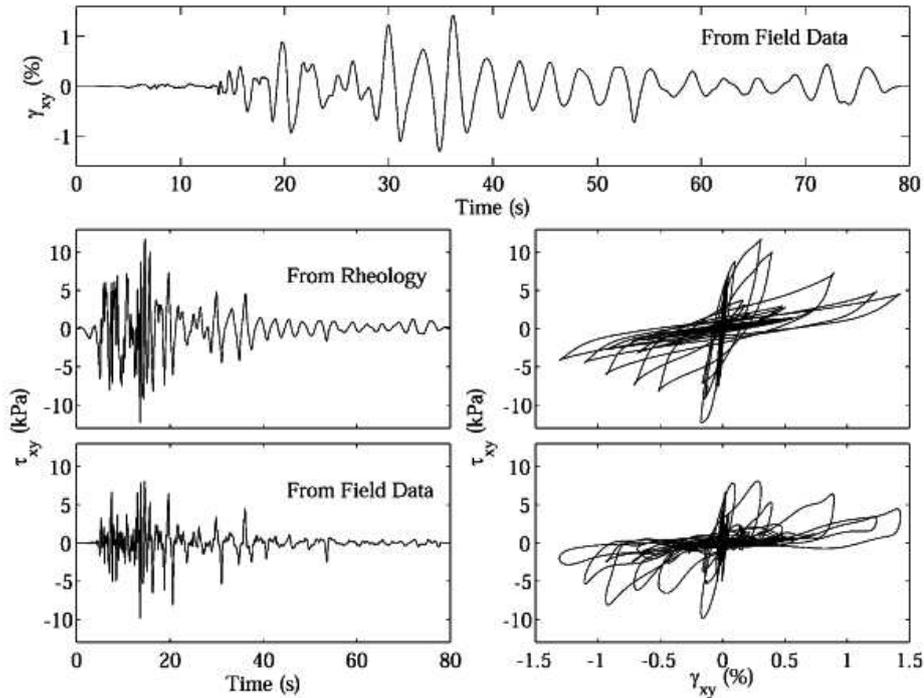


FIGURE 4.2.7: Contrainte de cisaillement calculée, boucles contrainte-déformation calculées (d'après Bonilla *et al.* (2011a))

En utilisant les contraintes et déformations en fonction du temps calculées précédemment à 2.9 m de profondeur ( $GL = 2.9$  m), Bonilla *et al.* (2005) ont proposé une procédure « *essai-erreur* » afin d'obtenir les paramètres de dilataance qui permettent de reproduire au mieux ces observations. La figure 4.2.7 compare la contrainte de cisaillement calculée avec celle observée à 2.9 m de profondeur. Les boucles d'hystérésis contrainte-déformation sont également représentées. Nous observons que la contrainte de cisaillement calculée est bien simulée ; l'espace de contrainte-déformation montre également le même comportement dilatant (boucles d'hystérésis en forme de « S ») que les données observées. Ces paramètres du modèle seront utilisés dans la simulation des propagations des ondes sismiques (tableaux 4.2 et 4.3).

Tableau 4.2: Paramètres du modèle MPII

Couche	$\rho(kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$V_p(m/s)$
1	1600	99	249
2	1928	99	281
3	2000	116	1019
4	2000	116	1591

Tableau 4.3: Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (d'après Bonilla *et al.* (2005))

Couche	$\phi'(^{\circ})$	$\phi'_p(^{\circ})$	$c_1$	$s_1$	$w_1$	$p_1$	$p_2$
1	28	-	-	-	-	-	-
2	28	-	-	-	-	-	-
3	32	24	2.0	0.01	4.0	0.4	0.9
4	32	-	-	-	-	-	-

### Les paramètres numériques

D'après le chapitre 3, on sait que la précision des résultats dépend à la fois de la taille des éléments  $h$  et du pas de temps  $dt$ . Ces conditions sont données sous la forme (d'après Bonilla *et al.* (2005)) :

$$h \leq \frac{V_{min}}{ppw \cdot f_{max}} \quad (4.2.1)$$

$$dt \leq p_0 \frac{h}{V_{max}}$$

Où :  $V_{max}$  et  $V_{min}$  sont les vitesses maximale et minimale de la couche respectivement ;  $ppw$  : est le nombre de points par longueur d'onde ;  $p_0$  est la fraction du pas de temps minimal.

Dans le cas de Wildlife, afin de respecter le critère de transmission des ondes (équation 4.2.1) et respecter le mieux possible la géométrie du problème, le nombre de points par longueur d'onde est choisi égal à 25 ( $ppw = 25$ ). Nous calculons des solutions avec une valeur de  $p_0 = 0.27$ . La fréquence maximale est choisie égale à 10 Hz ( $f_{max} = 10$  Hz). Les tailles d'élément de chaque couche sont données dans le tableau 4.4. L'accélération de la pesanteur est choisie égale à  $9.8 m/s^2$ .

Pour des raisons d'un temps de calcul trop important, les analyses ont été réalisées jusqu'à un temps de 50 secondes avec un pas de temps de  $5.10^{-4}$  secondes. On a effectué chaque analyse non linéaire à deux reprises. La première fois, nous

utilisons les nombres d'élément pour chaque couche égaux aux nombres d'élément minimaux calculés pour obtenir une idée générale sur le niveau de la non-linéarité dans chaque partie des milieux en estimant les déformations par exemple. Pour la deuxième analyse, nous essayons de régler le maillage approprié pour chaque région par rapport aux niveaux de non-linéarité estimées à partir de la première analyse. Cela nous aide à obtenir des résultats plus fiables. Ici, nous présentons les résultats de la deuxième analyse.

Tableau 4.4: Taille des éléments pour chaque couche

Couche	$V_s(m/s)$	$h_{max}(m)$	Épaisseur (m)	$N_{min}$	Nombre choisi
1	99	0.396	1.5	4	7
2	99	0.396	1.0	3	5
3	116	0.464	4.3	10	24
4	116	0.464	0.7	2	4

### 4.2.5 Analyse des résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus pour l'approche « 1D-3C » et « 1D-1C » pour analyser l'influence des « composantes intermédiaires » et « composante la plus élevée » mais également illustrer les avantages du modèle 1D-3C. L'approche « 1D-3C » donne *simultanément* les trois mouvements selon les directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (multidimensionnel). Au contraire, l'approche « 1D-1C » ne donne qu'une seule composante à la fois et nous réalisons trois calculs successifs pour obtenir le mouvement complet. Les accélérogrammes enregistrées à 7.5 m de profondeur sont utilisés comme les mouvements d'entrée.

Tous les calculs sont effectués avec les mêmes conditions aux limites, les mêmes paramètres des modèles MPII et « front de liquéfaction » (indiqués au paragraphe 4.2.4) et les mêmes paramètres numériques.

Les données issues de la simulation numérique sont : l'accélération en fonction du temps en surface et en profondeur, les profils de déformations et contraintes maximales en fonction de la profondeur. Toutes les accélérations calculées et observées en surface ont été filtrées en dessous de 10 Hz avec un filtre passe-bas de type Butterworth à 4 pôles avant d'être comparées.

Cette section présente l'analyse des résultats des simulations numériques de réponse sismique du site de Wildlife en considérant :

- Une analyse dans le domaine temporel pour l'évaluation de paramètres caractéristiques des formes d'ondes obtenues (PGA, phase des pics),
- Une analyse dans le domaine fréquentiel pour l'estimation des amplitudes spectrales,

- Les spectres de réponse en termes de pseudo-accélération,
- Les profils de déformation maximale,
- L'évaluation de la pression interstitielle
- Les boucles contrainte-déformation.

#### 4.2.5.1 Analyse dans le domaine temporel

Les comparaisons des accélérogrammes simulés et enregistrés en surface suivant les directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  correspondant aux trois directions EW, NS et UP sont présentées sur les figures 4.2.8, 4.2.9 et 4.2.10 respectivement. Chacune de ces figures se composent :

- des comparaisons entre les accélérations, les vitesses et les déplacements enregistrés (courbes noires) et simulés (courbes rouges) obtenus par l'approche « 1D-3C » (figures a, b et c)
- des comparaisons des accélérations obtenues par l'approche « 1D-3C » (courbe rouge) et l'approche « 1D-1C » (courbe turquoise) avec les accélérations enregistrées (courbes noires) sur la figure d.

La figure 4.2.8 montre les comparaisons suivant la direction  $x$ . D'après la figure 4.2.8a, l'accélération obtenue par le modèle proposé M<sub>PII</sub>-L (*M<sub>PII</sub> + Liquéfaction*) est assez proche de celle qui est enregistrée en surface. Surtout à partir de  $t = 13.6$  secondes, on observe que ces deux courbes sont très similaires. La majorité des pics d'accélération simulés et enregistrés se produisent simultanément et les valeurs de ces pics sont très proches. Cela montre que l'accélération simulée reproduit bien le phénomène de mobilité cyclique observé sur l'enregistrement. Jusqu'à 13.6 secondes, l'accélération reproduit aussi les effets non linéaires à hautes fréquences avec une amplitude légèrement supérieure. En particulier on trouve que :  $PGA_{calculée} = 1.298 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistrée} = 1.325 \text{ m/s}^2$ . Les figures 4.2.8b et 4.2.8c montrent aussi un bon accord entre les vitesses et les déplacements calculés et enregistrés. Les déplacements permanents calculé et enregistré ont presque les mêmes valeurs ( $\simeq 0.01 \text{ m}$ ).

Pour évaluer l'effet multidirectionnel dans l'approche « 1D-3C », une comparaison des accélérations  $a_x$  obtenues par l'approche « 1D-3C » et « 1D-1C » est effectuée et montrée sur la figure 4.2.8d. On remarque que l'accélération obtenue par l'approche « 1D-1C » est également une bonne simulation de celle enregistrée au début et à la fin du signal. Toutefois, il y a une grande sur-estimation entre 13.6 et 25 secondes, surtout de 13.6 à 18 secondes. Cela peut s'expliquer par la sensibilité plus grande de la réponse unidimensionnelle à « une composante » au signal d'entrée. Pour la propagation d'une composante des ondes sismiques, l'accélération calculée en surface dépend d'une seule composante d'entrée. Comme le montrent les figures 4.2.8d et 4.2.8e (courbes turquoise et violette), les pics simulés correspondent à des pics du signal d'entrée. Jusqu'à 18 secondes, l'accélération

d'entrée (courbe violette) est croissante et l'accélération simulée avec l'approche « 1D-1C » (courbe turquoise) aussi. En revanche, en réalité, la réponse de l'accélération  $a_x$  en surface ne dépend pas uniquement de la composante selon  $x$ , elle dépend de toutes les composantes d'entrée  $a_x, a_y, a_z$ . Ici, l'accélération  $a_x$  observée en surface (courbe noire) et celle calculée avec l'approche « 1D-3C » (courbe rouge) ont une allure différente. Elles sont croissantes jusqu'à 13.6 secondes seulement. En observant les trois composantes du mouvement d'entrée, on remarque que la composante selon la direction  $y$  est la plus grande. L'amplitude de cette composante (figure 4.2.9e) augmente jusqu'à 13.6 secondes et diminue après. La forme de l'accélération  $a_x$  observée entre 13.6 et 18 secondes est similaire. Cela montre l'influence de la composante la plus élevée.

Dans le cas de la composante  $y$ , d'après les figures 4.2.9a, b, c, on remarque sur les résultats de simulation que l'accélération, la vitesse et le déplacement sont également très proches de ceux enregistrés. Ils ont les mêmes aspects, presque les mêmes valeurs. Les effets de la non-linéarité (jusqu'à 13.6 secondes) et de mobilité cyclique (à partir de 13.6 secondes) sont bien visibles sur l'accélération calculée comme sur celle enregistrée. L'accélération maximale simulée se produit après celle enregistrée, avec  $t_{simulé} = 14.60$  secondes et  $t_{enregistré} = 13.68$  secondes. Le PGA simulé est le double du PGA observé :  $PGA_{simulée} = 3.729 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistrée} = 1.975 \text{ m/s}^2$ . Le déplacement permanent calculé est presque égal à celui enregistré ( $\simeq 0.01 \text{ m}$ ).

Sur la figure 4.2.9d, la comparaison avec l'enregistrement des accélérations obtenues par les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » montre une bonne simulation pour les deux approches. Il n'y a pas beaucoup de différence entre les deux accélérations calculées et l'enregistrement. On remarque que nous pouvons obtenir une bonne réponse sismique avec l'approche « 1D-1C » en utilisant la composante d'entrée la plus élevée.

Pour la composante selon la direction  $z$ , les résultats sont présentés sur la figure 4.2.10. On trouve aussi que l'accélération, la vitesse et le déplacement calculés sont proches de ceux enregistrés. En particulier, l'effet non linéaire à hautes fréquences dans l'onde de compression est bien visible sur l'accélération calculée. De plus, l'erreur sur le PGA est plutôt faible :  $PGA_{simulée} = 0.802 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistrée} = 0.691 \text{ m/s}^2$ .

D'après la figure 4.2.10d, on trouve que les accélérations en surface obtenues par les deux approches « 1D-3C » et « 1D-1C » sont très proches de celle enregistrée. La composante  $a_z$  n'est pas la composante la plus élevée du signal d'entrée, mais cette composante a la même forme que la composante la plus élevée. En effet, l'accélération  $a_z$  d'entrée augmente jusqu'à 13.6 secondes comme l'accélération  $a_y$  d'entrée. En conséquence, les réponses en surface pour la composante  $a_z$  obtenues par les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » ont les mêmes formes que la composante

d'entrée la plus élevée  $a_y$ . Il y a donc peu de différence entre les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » pour la direction  $z$ .

Les comparaisons des résultats calculés avec les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » mettent en évidence l'influence de la composante d'entrée « la plus élevée » sur les réponses en surface. L'approche « 1D-1C » peut donner une bonne estimation dans les cas où la composante d'entrée a la même forme que la composante d'entrée « la plus élevée » comme dans les directions  $y$  et  $z$ . Sinon, elle ne peut pas avoir un bon résultat comme dans la direction  $x$ . L'approche « 1D-3C » permet de calculer une bonne estimation suivant les trois directions.

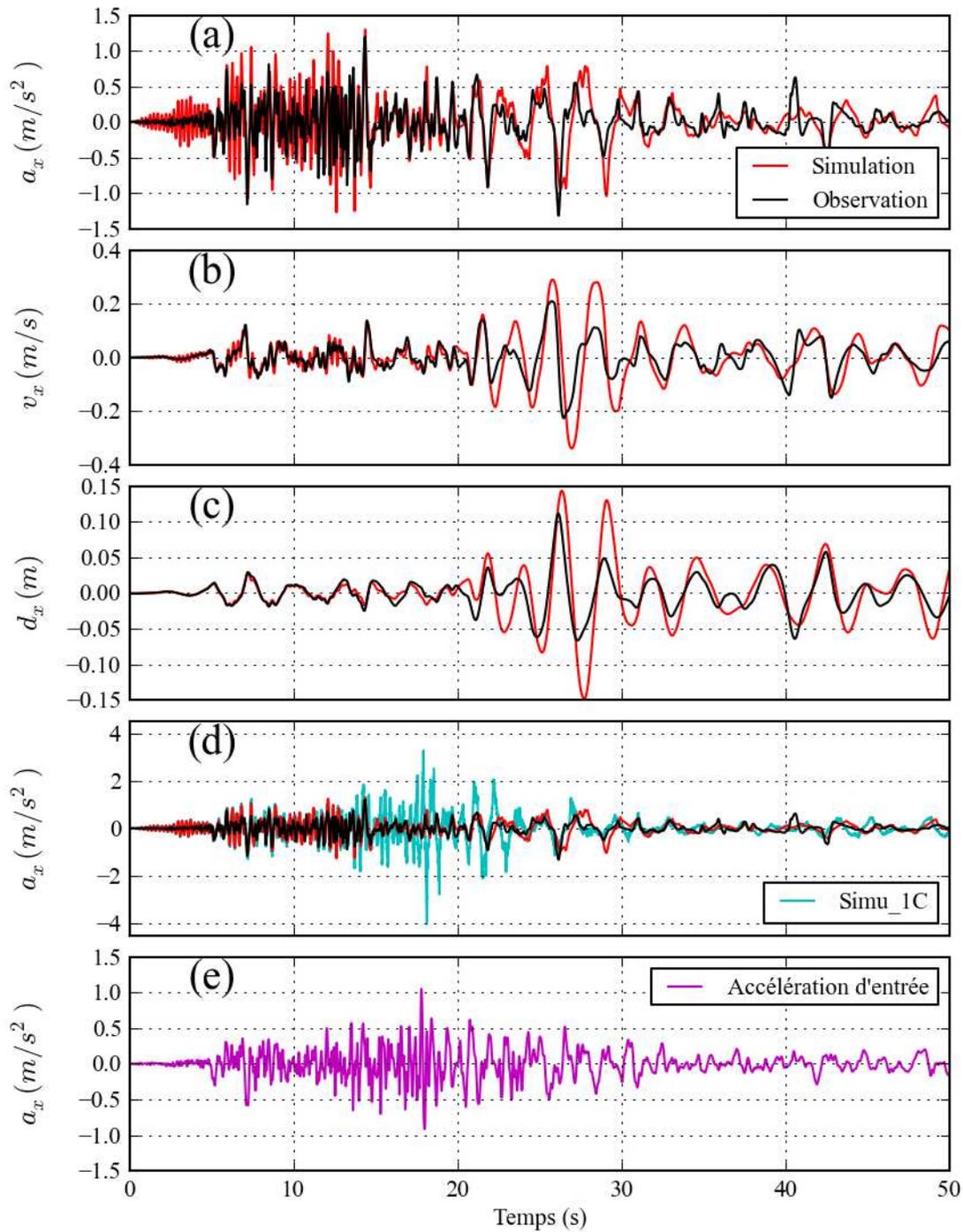


FIGURE 4.2.8: Comparaison dans le domaine temporel entre : (a) les accélérations  $a_x$ , (b) les vitesses  $v_x$ , et (c) les déplacements  $d_x$  enregistrés (courbes noires) et calculées (courbes rouges) en surface ; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) ; (e) l'accélération d'entrée (en fond de puits) selon la direction  $x$  pour le site Wildlife

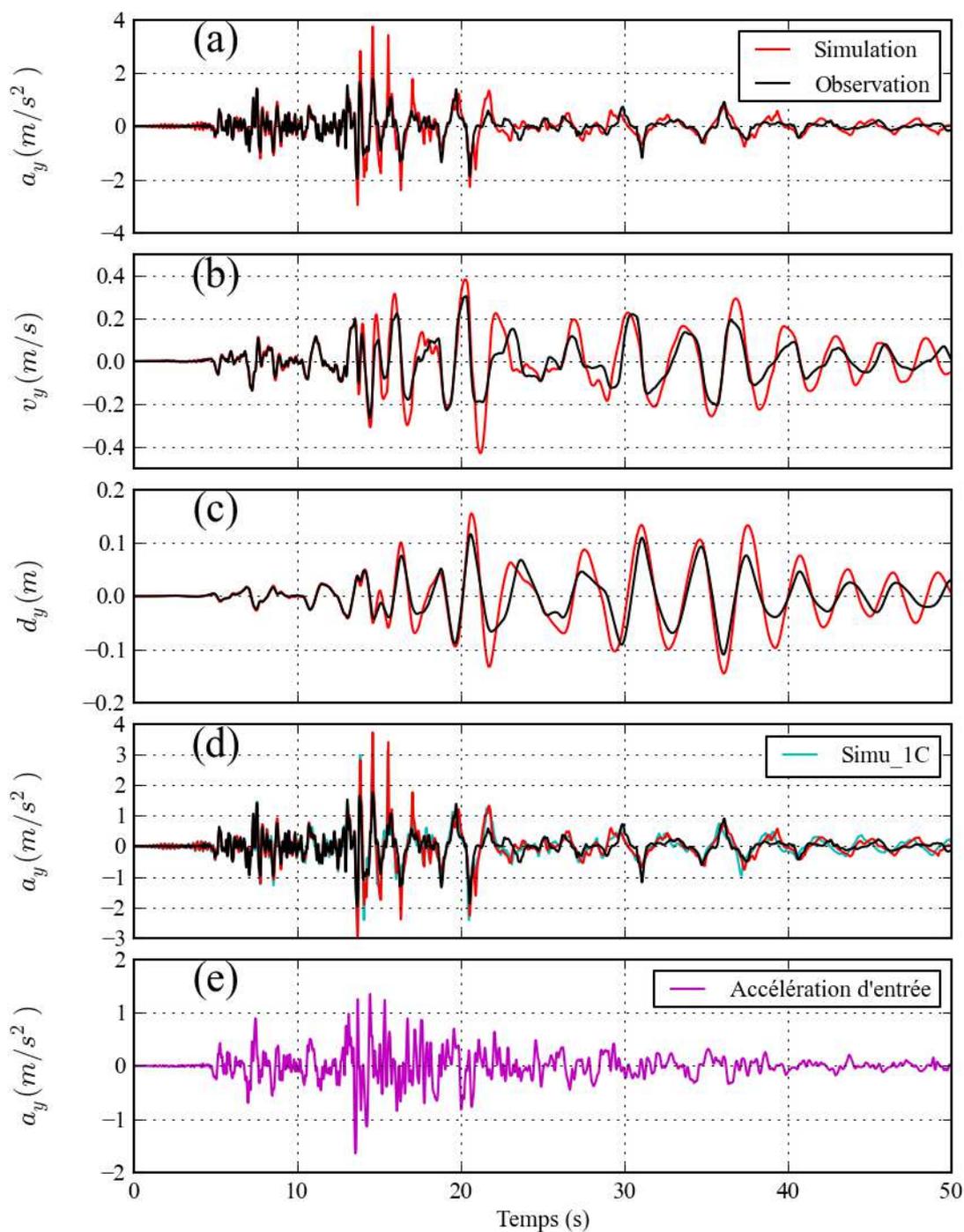


FIGURE 4.2.9: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_y$ , (b) les vitesses  $v_y$ , et (c) les déplacements  $d_y$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface ; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) ; (e) l'accélération d'entrée selon la direction  $y$  pour le site Wildlife

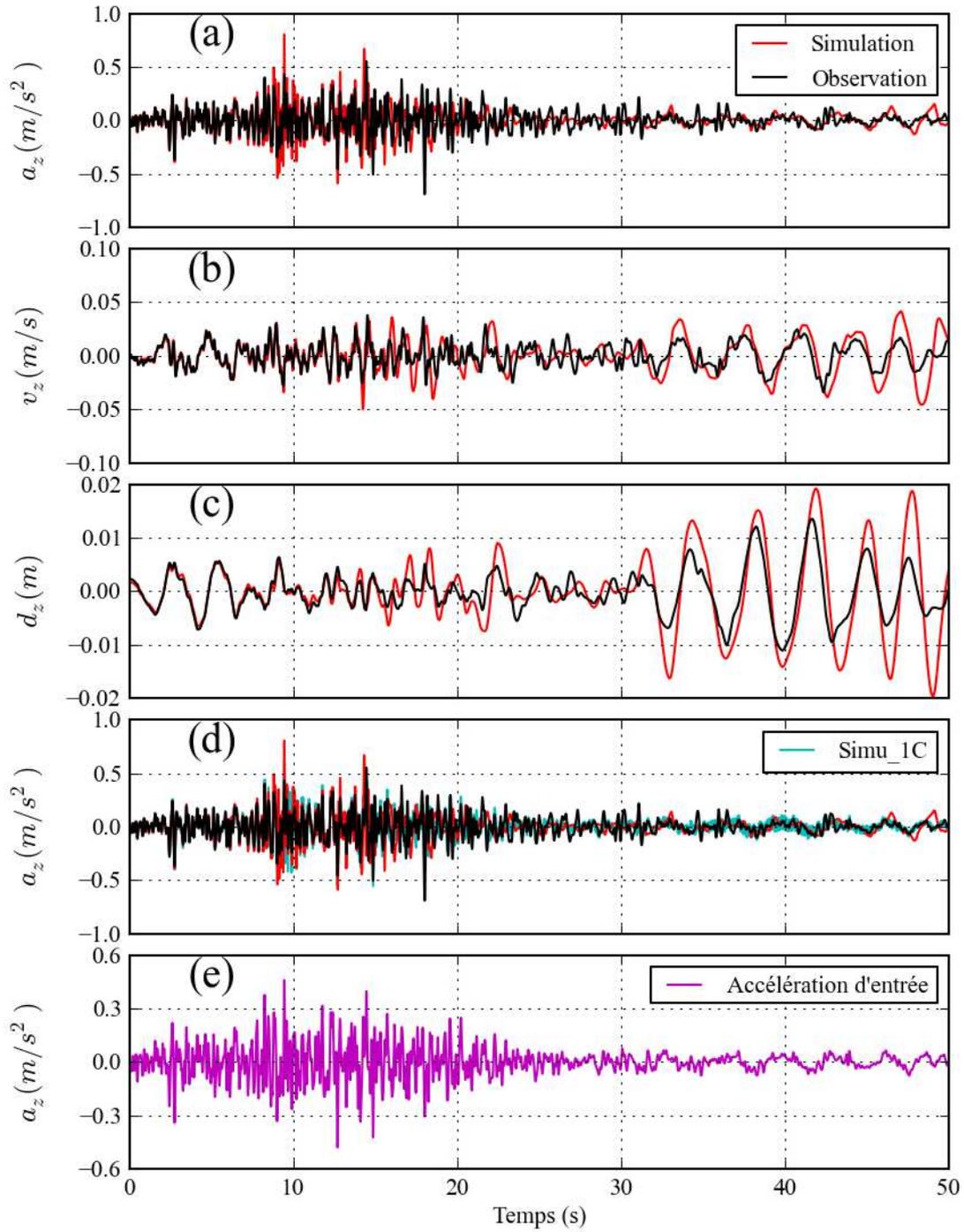


FIGURE 4.2.10: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_z$ , (b) les vitesses  $v_z$ , et (c) les déplacements  $d_z$  enregistrés et calculés en surface ; d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) ; (e) l'accélération d'entrée selon la direction  $z$  pour le site Wildlife

#### 4.2.5.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

Les comparaisons dans le domaine fréquentiel pour les trois directions sont données sur la figure 4.2.11. Les transformées de Fourier sont effectuées avec les accélérations enregistrées (courbes noires) et calculées en surface obtenues par les approches « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises). Les signaux enregistrés et calculés avec l'approche « 1D-3C » présentent généralement un bon accord, surtout en-dessous de  $0.2 \text{ Hz}$  et au-dessus de  $0.5 \text{ Hz}$ . Les résultats en fréquence avec l'approche « 1D-3C » (courbes rouges) suivant les 3 directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  confirment ce qui apparaissait déjà en temps : les pics des signaux obtenus apparaissent exactement aux mêmes fréquences que les pics des signaux enregistrés. La seule différence est le niveau d'amplitude. Ces résultats reproduisent bien l'effet non linéaire observé sur les enregistrements : il y a des amplifications à hautes fréquences.

Pour les fréquences autour de  $0.3 \text{ Hz}$  (de  $0.2 \text{ Hz}$  à  $0.5 \text{ Hz}$ ), il apparaît pour les 3 directions une surestimation de l'accélération spectrale calculée en surface par rapport à l'enregistrement. Cette surestimation est plus grande sur la réponse suivant la direction  $x$  et faible sur la réponse suivant la direction  $z$ .

En observant les résultats en fréquence obtenus par l'approche « 1D-1C » (courbes turquoises), on constate aussi que les amplitudes calculées suivant les directions  $y$  et  $z$  ont généralement des pics aux mêmes fréquences et avec les mêmes valeurs que celles enregistrées (courbes noires). En particulier, en-dessous de  $0.2 \text{ Hz}$  et au-dessus de  $0.5 \text{ Hz}$ , les courbes calculées et enregistrées pour les 2 directions  $y$  et  $z$  sont similaires. Pour ces directions ( $y$  et  $z$ ), les résultats de l'approche « 1D-1C » sont très proches de ceux de l'approche « 1D-3C ». Pour la direction  $x$ , l'accélération spectrale de l'approche « 1D-1C » présente une grande surestimation à partir de  $0.3 \text{ Hz}$ . Cette sur-estimation peut s'expliquer que le domaine fréquentiel de cette sur-estimation correspond à l'intervalle de temps entre 13.6 et 18 secondes, où la sensibilité de la réponse avec l'approche « 1D-1C » avec le signal d'entrée est grande. Cela montre clairement l'influence de la composante « la plus élevée » comme dans la section précédente.

Les résultats calculés avec les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » sont mis en évidence l'influence des trois composantes d'entrée sur la réponse en surface, surtout la composante « la plus élevée ». L'approche « 1D-1C » donne seulement une bonne simulation si la composante d'entrée a la même forme que la composante « la plus élevée » comme dans les cas des directions  $y$  et  $z$ . Dans le cas où la forme de la composante d'entrée est différente, l'accélération calculée est différente de celle enregistrée comme dans le cas de la direction  $x$ . L'approche « 1D-3C » est montrée simultanément une bonne estimation pour les trois directions.

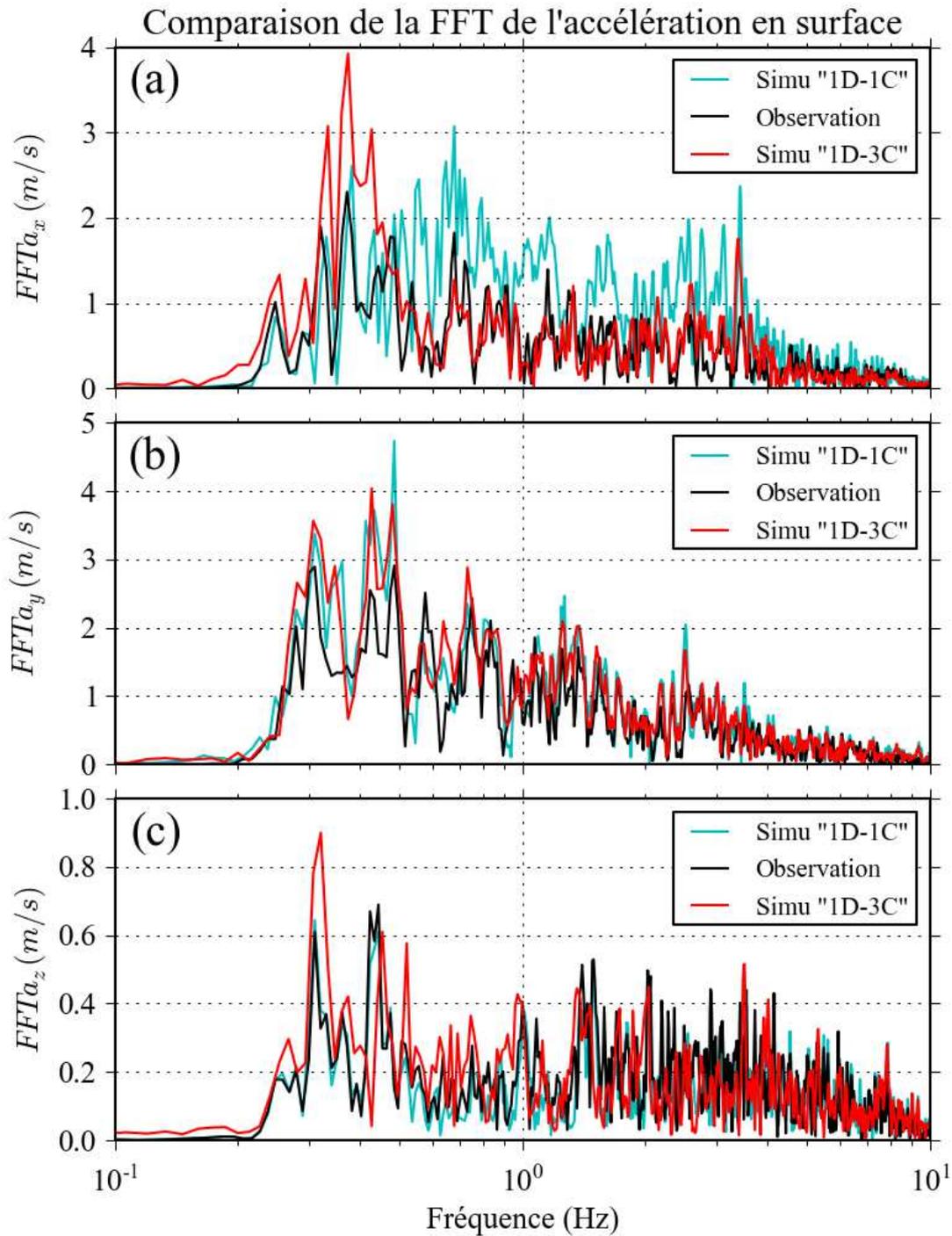


FIGURE 4.2.11: Comparaison des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées obtenues par l'approche « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises) pour les trois composantes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  en surface pour le site Wildlife

### 4.2.5.3 Spectres de réponse en pseudo-accélération

Pour analyser en détail les résultats obtenus avec le modèle proposé, une comparaison des spectres de réponse a également été effectuée sur la figure 4.2.12 en terme de pseudo-accélération en considérant un amortissement de 5 %. La figure 4.2.12 montre les spectres de réponse pour les observations (courbes noires) et pour les simulations avec les approches « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises) suivant les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Nous réalisons les comparaisons suivantes :

- une comparaison entre les résultats obtenus par l’approche multidirectionnelle « 1D-3C » et les observations,
- une comparaison entre les approches « 1D-3C » et « 1D-1C ».

D’après la figure 4.2.12, on remarque que les spectres de réponse calculés avec l’approche « 1D-3C » sont assez proches de ceux enregistrés, surtout à basses fréquences.

Pour la direction  $x$ , les deux courbes des spectres de réponse simulé avec l’approche « 1D-3C » (courbe rouge) et observé (courbe noire) sont similaires : elles ont le même aspect, et des pics aux mêmes fréquences. Elles sont très proches surtout pour les fréquences entre  $0.6\text{ Hz}$  et  $2\text{ Hz}$ , et au-delà de  $4\text{ Hz}$ . Le spectre de réponse simulé avec l’approche « 1D-3C » montre une surestimation de l’accélération pour les basses fréquences, de  $0.3\text{ Hz}$  à  $0.6\text{ Hz}$  et de  $2\text{ Hz}$  à  $4\text{ Hz}$ . Cette surestimation est de l’ordre de 1.5 fois l’accélération spectrale enregistrée au pic.

Pour les directions  $y$  et  $z$ , les spectres de réponse simulés avec l’approche « 1D-3C » ont les mêmes aspects qualitatifs que les spectres observés : les pics principaux apparaissent aux mêmes fréquences, avec une amplitude légèrement supérieure. Le spectre de réponse pour la direction  $z$  est assez proche de celui enregistré, surtout jusqu’à  $8\text{ Hz}$ . L’amplitude maximale suivant la direction  $y$  se produit presque à la même fréquence ( $f_{\text{simulée}} = 2.56\text{ Hz}$ ) que celle enregistrée ( $f_{\text{enregistrée}} = 2.70\text{ Hz}$ ) et sa valeur est plus grande ( $a_{\text{maxsimulé}} = 9.469\text{ m/s}^2$  et  $a_{\text{maxobservé}} = 7.655\text{ m/s}^2$ ). Par contre les amplitudes maximales simulée et observée en surface suivant la direction  $z$  ont presque les mêmes valeurs ( $a_{\text{maxsimulé}} = 2.552\text{ m/s}^2$  et  $a_{\text{maxobservé}} = 1.965\text{ m/s}^2$ ).

En comparant les spectres de réponse simulés obtenus par les approches « 1D-3C » et « 1D-1C », on constate qu’il n’y a pas beaucoup de différence suivant les directions  $y$  et  $z$ . Surtout pour la direction  $y$ , les spectres de réponse des approches « 1D-3C » et « 1D-1C » sont très similaires. Dans les 2 directions  $y$  et  $z$ , les deux courbes sont assez proches de celles enregistrées. Ce résultat confirme une nouvelle fois l’influence de la composante la plus élevée. Par contre, pour la direction  $x$ , il y a une grande différence entre les spectres de réponse obtenus par les approches « 1D-3C » et « 1D-1C ». De plus, le spectre de réponse simulé avec l’approche « 1D-1C » est très sur-estimé par rapport à celui enregistré au-dessus de  $0.6\text{ Hz}$ . Cela montre

que l'approche « 1D-1C » ne permet pas de donner une bonne réponse dans la direction  $x$ . Cette différence indique clairement l'influence multidirectionnelle sur la réponse en surface.

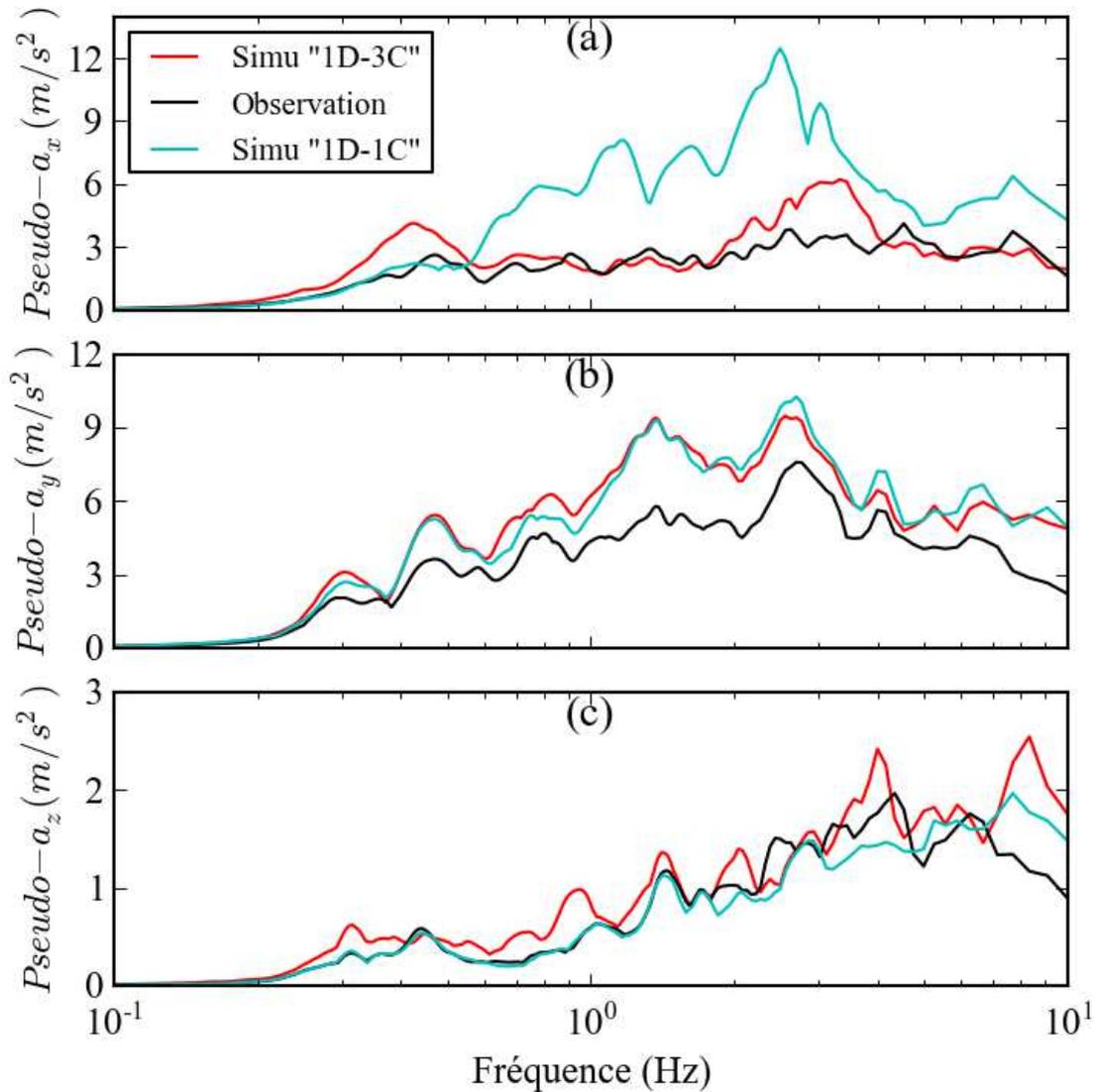


FIGURE 4.2.12: Comparaison des spectres de réponses enregistrés (courbes noires) et simulés obtenus par les approches « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises) pour les trois composantes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  en surface pour le site Wildlife avec un amortissement de 5 %

#### 4.2.5.4 Profils de déformation et de contrainte maximales

Sur la figure 4.2.13, les résultats en termes de distorsion maximale et de contraintes de cisaillement maximale obtenus avec le modèle proposé sont présentés. Ces résultats se composent des distorsions  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{octaédrique}$  et des contraintes de cisaillement  $\tau_{xz}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{octaédrique}$ . La déformation et la contrainte de cisaillement octaédrique sont données par l'équation suivante Santisi d'Avila *et al.* (2012) :

$$\gamma_{octa} = \frac{2}{3} \sqrt{2 \cdot \varepsilon_{zz}^2 + 6 (\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2)} \quad (4.2.2)$$

$$\tau_{octa} = \frac{1}{3} \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6 (\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2)} \quad (4.2.3)$$

Les courbes noires, rouges et bleues représentent respectivement les distorsions et contraintes maximales « octaédrique », « xz », et « yz » obtenues avec l'approche « 1D-3C ». Les courbes violette et verte représentent respectivement les distorsions maximales  $\gamma_{xz}$  et  $\gamma_{yz}$  obtenues avec l'approche « 1D-1C ».

Nous remarquons que ces distorsions calculées avec l'approches « 1D-3C » sont plus grandes dans la troisième couche (de 2.5 m à 6.8 m de profondeur) et arrivent à des valeurs de presque 10 %. En associant avec les résultats des contraintes de cisaillement maximales en profondeur, nous constatons qu'il n'y a pas de changement majeur de la contrainte de cisaillement maximale dans la troisième couche par rapport aux autres couches mais la distorsion dans la troisième couche varie plus fortement que celles des autres couches. Cela représente bien les effets du phénomène de mobilité cyclique dans cette couche. La mobilité cyclique conduit à l'augmentation de la pression interstitielle et la diminution de la contrainte effective. Ceci est dû à une grande diminution du module de cisaillement dans cette couche. C'est pourquoi les contraintes maximales dans la troisième couche ne diffèrent pas beaucoup de celles d'autres couches, mais les déformations maximales dans cette couche sont plus grandes. Dans les autres couches, la mobilité cyclique n'apparaît pas et les distorsions sont plus faibles.

En observant les déformations maximales en fonction de la profondeur calculées avec les approches « 1D-3C » et « 1D-1C », on trouve que celles obtenues avec l'approches « 1D-3C » sont plus grandes que celles obtenues avec l'approche « 1D-1C » (pour  $\gamma_{xz}$  : courbe rouge avec l'approche « 1D-3C » et courbe violette avec l'approche « 1D-1C » ; pour  $\gamma_{yz}$  : courbe bleue avec l'approche « 1D-3C » et courbe verte avec l'approche « 1C-1C »).

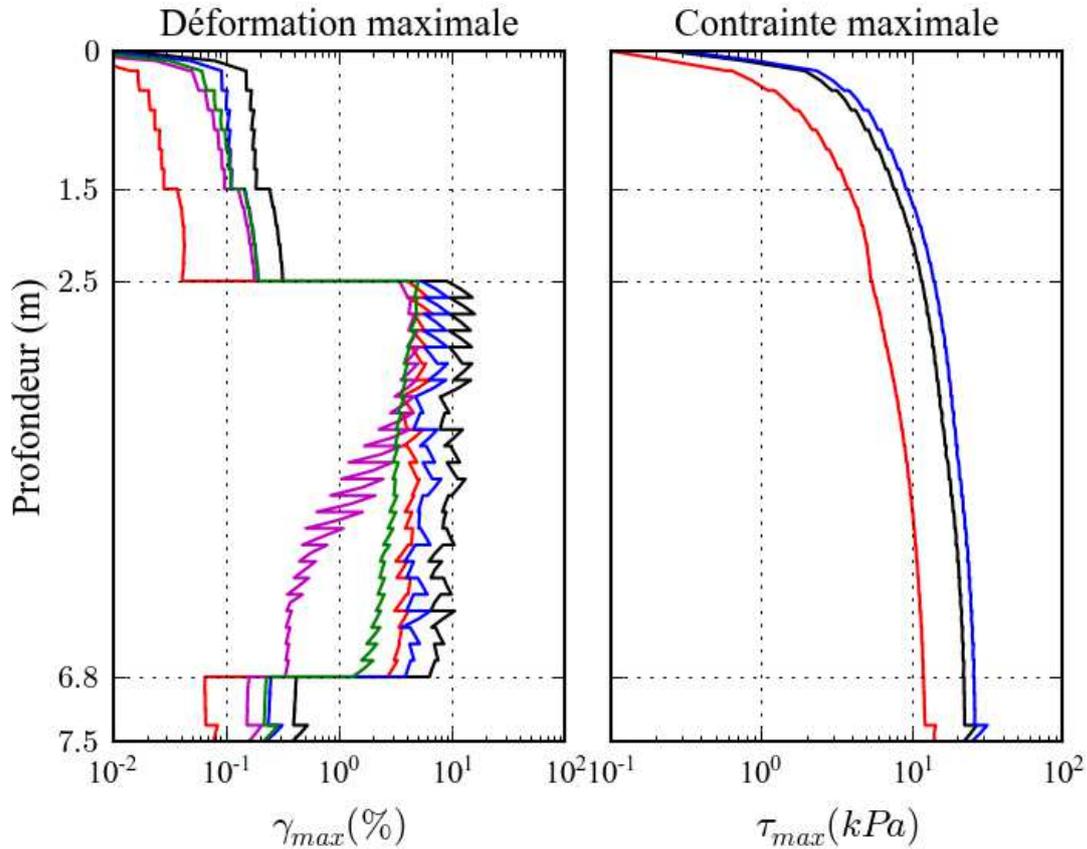


FIGURE 4.2.13: Déformations maximales  $\gamma_{max}$  et contraintes maximales  $\tau_{max}$  en fonction de la profondeur calculées avec l'approche « 1D-3C » :  $\gamma_{octaédrique}$ ,  $\tau_{octaédrique}$  (courbes noires),  $\gamma_{xz}$ ,  $\tau_{xz}$  (courbes rouges),  $\gamma_{yz}$ ,  $\tau_{yz}$  (courbes bleues) ; et déformations maximales calculées avec l'approche « 1D-1C » :  $\gamma_{xz}$  (courbe violette),  $\gamma_{yz}$  (courbe verte) pour le site Wildlife

#### 4.2.5.5 Evaluation de la pression interstitielle

Pour analyser les effets de la mobilité cyclique avec le modèle proposé, la pression interstitielle est calculée et comparée avec celle enregistrée à 2.9 m de profondeur sur la figure 4.2.14.

On constate que la pression interstitielle calculée par l'approche « 1D-3C » augmente continuellement jusqu'à presque 1 comme celle enregistrée. Pour la simulation, la pression interstitielle commence à augmenter environ 8 secondes après le début du séisme. Cette augmentation devient très forte à 13.6 secondes comme

pour l'enregistrement. En regardant les historiques d'accélération sur les figures 4.2.8, 4.2.9, on remarque que les amplitudes d'accélération suivant les directions  $x$  et  $y$  commencent à augmenter autour d'environ 8 secondes, en phase avec l'augmentation de la pression interstitielle. A 13.6 secondes, les accélérations  $a_x$  et  $a_y$  atteignent les valeurs maximales et à ce moment-là, la pression interstitielle augmente avec un taux moyen de croissance plus important. De façon générale, l'approche « 1D-3C » donne une amplitude et une forme de la surpression interstitielle cohérentes avec les enregistrements.

La figure 4.2.15 représente les comparaisons entre les pressions interstitielles enregistrée et calculées avec les approches « 1D-3C » et 1D-1C » en associant les accélérogrammes pour évaluer l'influence de chaque composante de chargement. Comme le montre la description de la pression interstitielle enregistrée ci-dessus, il y a deux instants importants pour l'augmentation de la pression interstitielle : un instant où la pression interstitielle commence à augmenter (à environ 8 secondes) et un instant où la pression interstitielle augmente plus fortement (à environ 13.6 seconde). Pour les trois réponses de la pression interstitielle obtenues par l'approche « 1D-1C », seule la réponse selon la direction  $y$  (courbe verte) présente ces deux types d'augmentation. La pression interstitielle obtenue par l'approche « 1D-1C » selon la direction  $x$  (courbe turquoise) ne présente que la forte augmentation à environ 13.6 secondes. La pression interstitielle obtenue par l'approche « 1D-1C » selon la direction  $z$  (courbe violette) est plus faible. La pression interstitielle obtenue par l'approche « 1D-3C » (courbe rouge) est plus proche de celle enregistrée (courbe noire) que celles obtenues par l'approche « 1D-1C ». On peut trouver que :

- L'approche « 1D-3C » permet de mieux évaluer la pression interstitielle.
- La pression interstitielle dépend de la forme de la composante de chargement la plus élevée.

En associant les accélérogrammes, on constate que jusqu'à 13.6 secondes, les effets non-linéaires sont prédominants et qu'ils ne génèrent pas encore de pressions interstitielles. A partir de 13.6 secondes, c'est la mobilité cyclique qui devient prédominante et cela engendre de la pression interstitielle. En observant la pression interstitielle obtenue par l'approche « 1D-3C », on trouve qu'il y a des pics correspondant aux pics de l'accélération associés au phénomène de mobilité cyclique. Ces pics peuvent s'expliquer par les effets de dilatance. Quand le matériau commence à entrer dans le domaine de la dilatance, le module de cisaillement augmente correspondant à l'augmentation de la contrainte moyenne effective et à la diminution de la pression interstitielle. Cela sera mis en évidence dans la section suivante en étudiant le comportement à 2.9 m de profondeur.

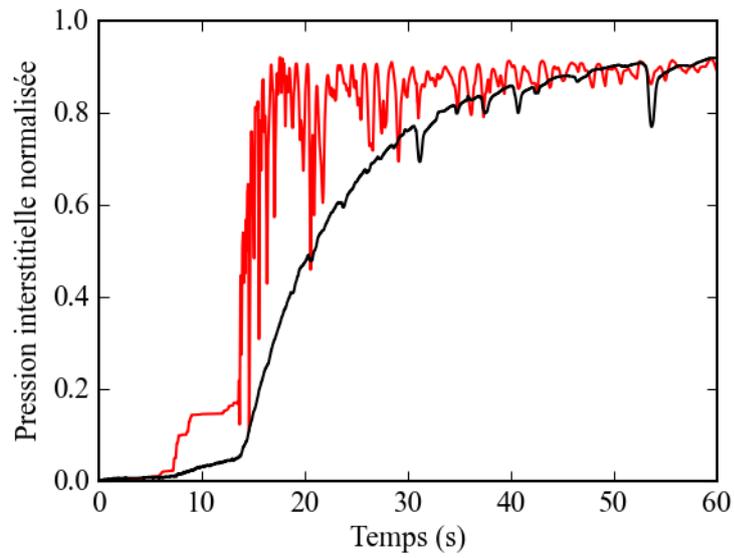


FIGURE 4.2.14: Pressions interstitielles simulée et enregistrée à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife

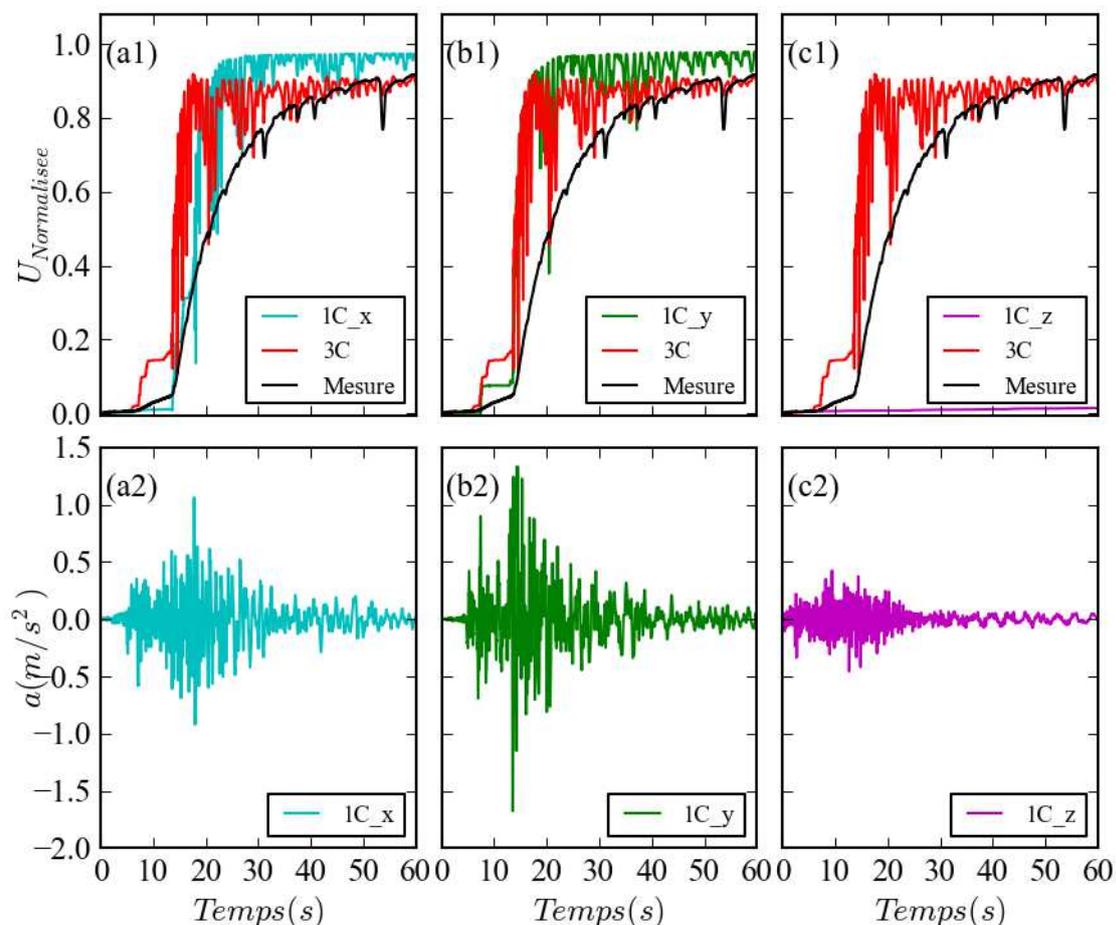


FIGURE 4.2.15: Comparaison des pressions interstitielles simulées par les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbes turquoise, verte et violette indiquent suivant les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ ) et enregistrée (courbe noire) à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife

#### 4.2.5.6 Boucles contrainte-déformation

Dans cette section, on analyse la réponse du sol à 2.9 m de profondeur dans la troisième couche pour bien souligner le phénomène de liquéfaction. Ces résultats sont donnés sur la figure 4.2.16 et caractérisent les relations contrainte-déformation de cisaillement  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$  et la relation contrainte moyenne effective-contrainte déviatorique  $p' - q$ . Ici,  $\gamma_{octa}$  et  $\tau_{octa}$  sont la déformation et la contrainte de cisaillement octaédriques évaluées par les équations 4.2.2 et 4.2.3. Ces relations évaluent également avec le temps : la couleur turquoise correspond à l'intervalle de temps avant 13.6 secondes, la couleur rouge correspond à l'intervalle

de temps entre 13.6 et 18 secondes et la couleur bleue correspond à l'intervalle de temps après 18 secondes. Ces instants sont ceux où la pression interstitielle commence à augmenter fortement (13.6 secondes) et atteint une grande valeur (18 secondes).

D'après la figure 4.2.16a et 4.2.16b, avant 13.6 secondes, les relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  représentent un comportement non linéaire. Ceci est mis en évidence par des pics à hautes fréquences correspondant à un comportement non linéaire. A partir d'environ 13.6 secondes et jusqu'à 18 secondes, il y a une augmentation des amplitudes de déformation de cisaillement  $\gamma_{xz}$  et  $\gamma_{yz}$  au cours de la sollicitation sismique (courbes rouges). C'est-à-dire qu'il y a une diminution graduelle du module de cisaillement entre 13.6 et 18 secondes. Cela montre les effets de la mobilité cyclique. A cet instant, la mobilité cyclique qui est prédominante, provoque une augmentation de la pression interstitielle qui a lieu en même temps que la diminution du module de cisaillement. Après 18 secondes, on trouve que les amplitudes de déformation de cisaillement  $\gamma_{xz}$  et  $\gamma_{yz}$  croissent fortement (courbes bleues). A cet instant, la pression interstitielle qui atteint une grande valeur conduit à une perte de la rigidité du sol, mise en évidence par une forte augmentation de distorsion (la distorsion  $\gamma_{xz}$  atteint 5 % et la distorsion  $\gamma_{yz}$  6 %).

Sur la relation  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ , on constate aussi un comportement non linéaire avant 13.6 secondes, une augmentation de l'amplitude de la déformation de cisaillement octaédrique entre 13.6 et 18 secondes, et une augmentation encore plus forte après 18 secondes jusqu'à la valeur maximale de 10 % (figure 4.2.16c).

On trouve ici les caractéristiques typiques des comportements dilatants sur les relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ . Ces relations sont clairement en forme de « S ». Les pics des contraintes de cisaillement correspondent aux instants où le module de cisaillement réaugmente dans la zone de dilatance. La relation contrainte moyenne effective-contrainte déviatorique reproduit bien le comportement théorique attendu dans la zone de dilatance qui est entre les deux lignes de rupture (ligne noire) et de transformation (ligne violette). En effet, on observe bien une augmentation de la contrainte moyenne effective  $p'$  dans la zone de la dilatance. Cette augmentation de  $p'$  s'explique par l'augmentation du module de cisaillement. Elle conduit à une diminution de la pression interstitielle dans la zone de dilatance et donc à des pics sur la réponse en pression interstitielle. D'après la figure 4.2.16d, on trouve bien la diminution de la contrainte moyenne effective au cours de la sollicitation sismique. Cette diminution est faible avant 13.6 secondes (courbe turquoise) et commence à être plus forte à partir de la mobilité cyclique (courbes rouge et bleue). Elle augmente ensuite dans le domaine de la dilatance.

De plus, pendant quelques cycles, l'amplitude de la déformation augmente très sensiblement. Celle-ci représente bien le comportement expérimental d'un sol lâche.

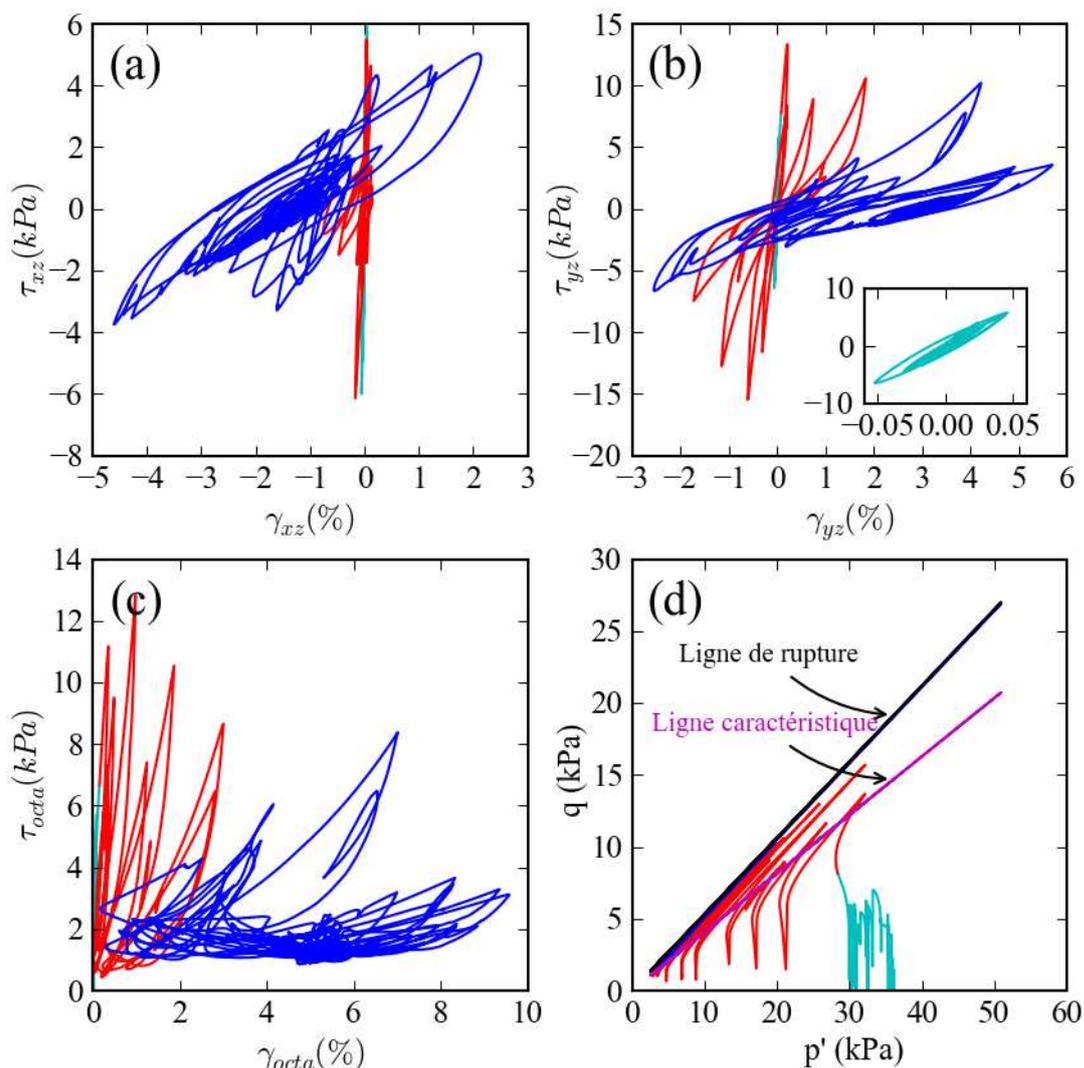


FIGURE 4.2.16: Comportement du sol à 2.9 m de profondeur : relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ ,  $p' - q$ ; les courbes turquoise, rouges et bleues représentent respectivement les intervalles  $[0, 13.6 \text{ s}]$ ,  $[13.6, 18 \text{ s}]$  et  $[18, 50 \text{ s}]$  pour le site Wildlife

#### 4.2.6 Comparaison des résultats des approches « 1D-3C » et « 1D-1C » issue d'un autre modèle

Dans cette section, on présente les comparaisons des résultats obtenus pour l'approche « 1D-3C » et une autre approche donnée par Bonilla *et al.* (2005) qui

utilise une composante. Bonilla *et al.* (2005) ont simulé le mouvement enregistré lors du tremblement de terre de Superstition Hills en 1987 sur le site Wildlife Refuge. Ils ont combiné une formulation d'hystérésis générale Bonilla (2000) et la génération de la pression interstitielle d'après le modèle constitutif contrainte-déformation de Towhata et Ishihara (1985a) et Iai *et al.* (1990b,a). Ces modèles sont mis en œuvre dans une approche non linéaire unidimensionnelle avec un code aux différences finies.

Les figures 4.2.17 et 4.2.18 représentent les résultats obtenus par Bonilla et par l'approche « 1D-3C » pour la composante NS. En observant les résultats de Bonilla (figure 4.2.17), on trouve que l'accélération calculée en surface est très similaire à celle enregistrée. En particulier, les spectres de réponse calculé et enregistré sont très proches. En comparant les deux résultats obtenus avec Bonilla et « 1D-3C », on trouve que l'approche « 1D-3C » (courbe rouge) conduit également à une bonne estimation. L'accélération calculée avec l'approche « 1D-3C » est assez proche de celle calculée avec Bonilla, surtout après 18 secondes. La seule différence entre les deux approches est l'amplitude de l'accélération entre 15 et 18 secondes. L'estimation de l'accélération avec l'approche de Bonilla est meilleure que celle avec l'approche « 1D-3C ». En comparant les spectres de réponse, on constate que les spectres de réponse donnés par les deux approches (Bonilla et « 1D-3C ») présentent une bonne estimation de la réalité : ils ont même aspect les pics se manifestent aux mêmes moments que ceux qui caractérisent l'enregistrement. Le spectre de réponse avec l'approche Bonilla est toutefois plus proche de celui enregistré que le spectre obtenu avec l'approche « 1D-3C ».

La figure 4.2.19 montre les pressions interstitielles obtenues par les deux approches (« Bonilla » et « 1D-3C »). D'après la figure 4.2.19, les deux approches ont bien reproduit la génération de la pression interstitielle à 2.9 m de profondeur. Les deux courbes ont les mêmes formes : la pression interstitielle commence à augmenter au même instant (à environ 7 s), cette augmentation devient plus forte (à environ 14 s) et le maximum est atteint à environ 18 s dans les deux cas. En général, l'approche « 1D-3C » permet une meilleure comparaison de la surpression interstitielle pour la direction  $y$ .

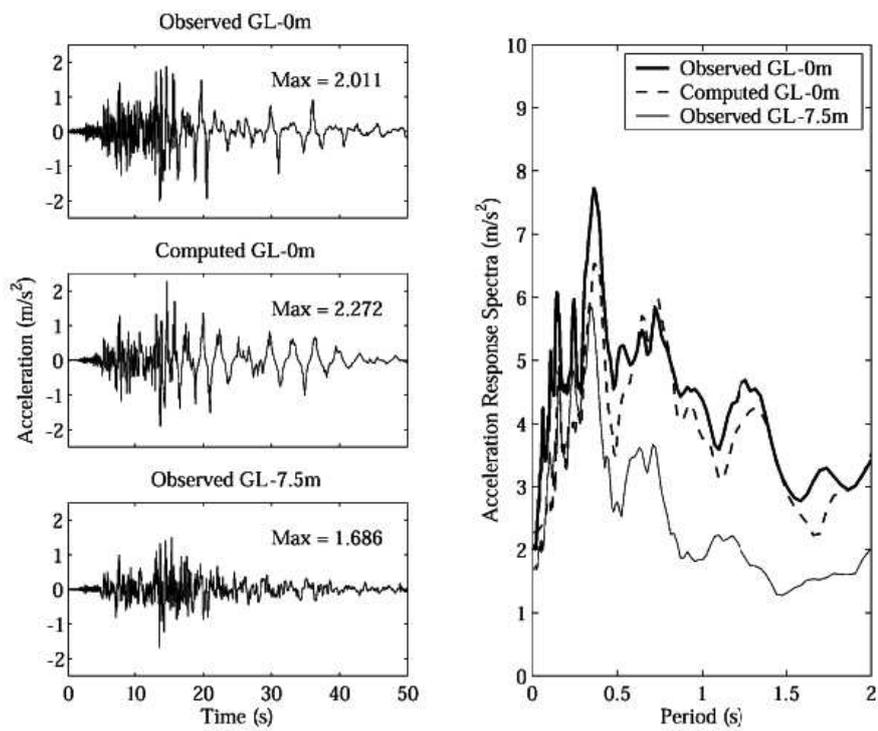


FIGURE 4.2.17: Résultats calculés avec l'approche de Bonilla : accélérogrammes (à gauche) et leurs spectres de réponse (à droite) pour la composante nord-sud de l'enregistrement à Wildlife Refuge. Les accélérogrammes observés sont sans filtrage. L'accélération calculée est filtrée par un filtre passe-bas à 10 Hz (d'après Bonilla *et al.* (2005))

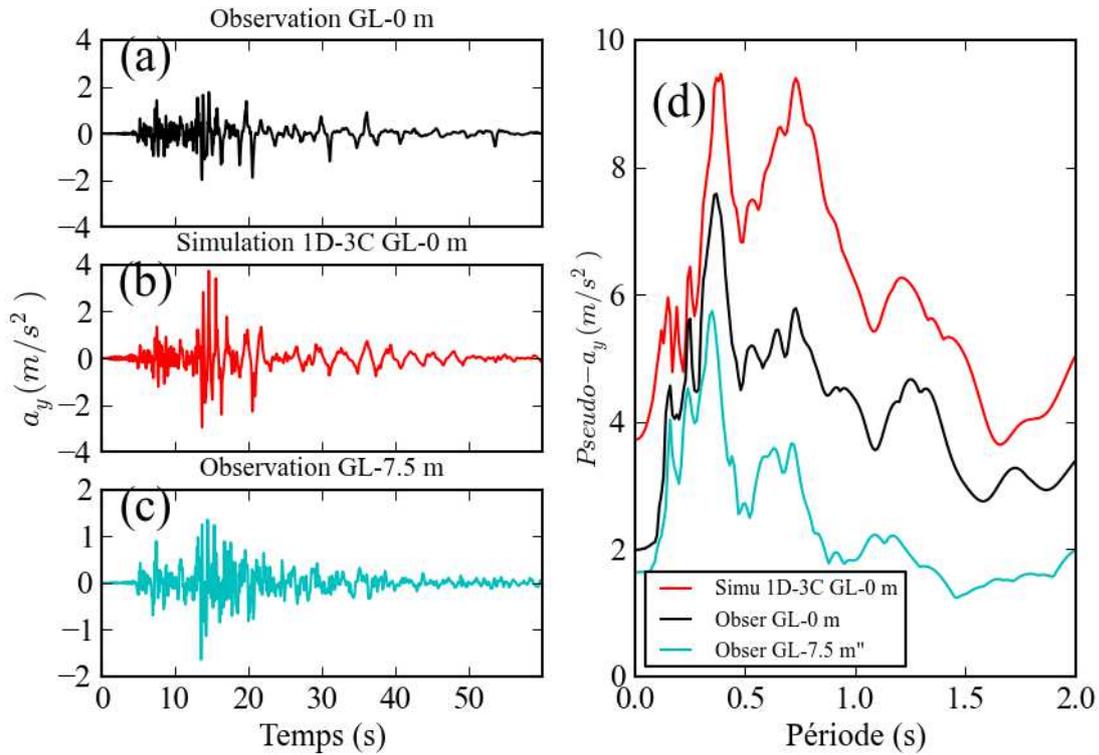


FIGURE 4.2.18: Résultats calculés avec l'approche « 1D-3C » : accélérogrammes (à gauche) et leurs spectres de réponse (à droite) pour la composante nord-sud de l'enregistrement à Wildlife Refuge. Les accélérogrammes sont filtrés par un filtre passe-bas à 10 Hz

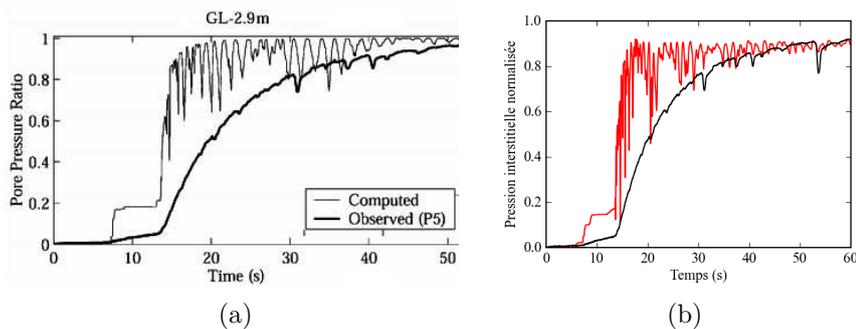


FIGURE 4.2.19: Pression interstitielle obtenue par les approches « Bonilla » (figure a) et « 1D-3C » (figure b) à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife

### 4.2.7 Discussion

La corrélation entre les résultats simulés et enregistrés en surface pour le site de Wildlife est généralement bonne. Toutefois, certaines disparités sont notées, notamment entre  $0.2\text{ Hz}$  et  $0.5\text{ Hz}$  sur les réponses fréquentielles.

Les accélérogrammes en surface calculés pour le séisme de Superstition Hills sont similaires aux enregistrements. Les réponses fréquentielles en surface calculées montrent aussi une bonne simulation suivant les 3 directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Toutefois, il y a une sur-estimation pour les fréquences autour de  $0.3\text{ Hz}$ .

Le spectre de réponse, généralement utilisé pour le dimensionnement, a des valeurs proches des enregistrements, surtout suivant les deux directions  $x$  et  $z$ . Ceci pourrait mener à un bon dimensionnement sismique d'un bâtiment construit sur ce site.

L'accélérogramme calculé lors du séisme de Superstition Hills reproduit clairement les effets non-linéaires (avant  $13.6\text{ s}$ ) et le phénomène de la mobilité cyclique (après  $13.6\text{ s}$ ) du site observés sur les accélérogrammes enregistrés. Un comportement non linéaire est observé avant  $13.6$  secondes et une forte augmentation de l'amplitude de déformation de cisaillement est remarquée après  $13.6$  secondes. Le module de cisaillement est donc réduit surtout autour de  $13.6$  secondes, instant où la surpression interstitielle commence à être très importante (par dégradation ou réduction en raison de déformations plus importantes).

Les effets non-linéaires engendrés par la génération de pression interstitielle sont visibles : les hautes fréquences semblent être absorbées par le sol avec la génération de la pression interstitielle. Toutefois, le sol transmet des ondes avec une fréquence beaucoup plus basse.

L'approche « 1D-3C » utilisant simultanément trois composantes d'entrée permet d'observer l'influence des composantes « intermédiaire » et « la plus élevée » sur la réponse sismique. En se basant sur l'analyse des résultats avec les approches « 1D-1C » et « 1D-3C », l'approche « 1D-1C » reproduit assez bien l'accélération en surface et la pression interstitielle seulement dans le cas où la composante d'entrée a la même forme que la composante d'entrée la plus élevée ; pour les autres composantes ayant une forme différente, nous ne pouvons pas obtenir une bonne simulation des accélérations et de la pression interstitielle.

## 4.3 Le séisme de Tohoku, Mw 9.1 en 2011

Dans cette section, nous présentons la deuxième application du modèle proposé. Il s'agit de la simulation de la propagation des ondes sismiques pour le séisme de Tohoku en 2011 ( $M_w = 9.1$ ). Les enregistrements du séisme de Tohoku au port de Onahama (préfecture de Fukushima, d'Iwaki) figurent parmi les accélérations les

plus élevés jamais observées, avec une amplitude maximale du vecteur accélération de près de  $2g$ . La réponse du site était typiquement non linéaire comme indiqué pour le site Wildlife : il y a la présence de pics d'accélération horizontale qui ont été liés à la mobilité cyclique au cours des observations similaires. De plus, au cours du tremblement de terre, la liquéfaction est également observée, par exemple, pour les stations du réseau K-NET, CHB024 et MYG013 (Bonilla *et al.* (2011b)). Nous avons simulé la propagation d'ondes SH dans le dépôt de sable dense pour caractériser des pics d'accélération à haute fréquence supérieures à  $1.5 g$ , et l'évolution de la pression interstitielle. Les paramètres dynamiques du sol sont étalonnés en utilisant un procédé de recherche directe qui minimise la différence entre les accélérogrammes observés et simulés et des spectres de réponse. Ces paramètres sont donnés par Roten *et al.* (2013). Les simulations suggèrent également que l'apparition de pics à haute fréquence a coïncidé avec une augmentation rapide de la pression interstitielle dans la partie supérieure du dépôt de sable entre 145 secondes et 170 secondes.

### 4.3.1 Histoire du site et caractéristiques

Le séisme de 2011 sur la côte Pacifique au Japon (Tohoku) est un tremblement de terre de magnitude 9.0, survenu au large des côtes nord-est de l'île de Honshu le 11 mars 2011. Son épïcêtre se situe à 130 km à l'est de Sendai, chef-lieu de la préfecture de Miyagi, dans la région du Tohoku, ville située à environ 300 km au nord-est de Tokyo. Le séisme de Tohoku peut être considéré comme le plus grand ( $M_w = 9.0$ ) dans l'histoire récente du Japon et l'un des cinq plus grands tremblements de terre de l'ère moderne (Forcellini *et al.* (2013)). Le tremblement de terre a provoqué un grand tsunami qui a dévasté les communautés côtières au Japon. Les vagues du tsunami ont atteint une hauteur estimée à plus de 30 m par endroits. Celles-ci ont parcouru jusqu'à 10 km à l'intérieur des terres, ravageant près de 600 km de côtes et détruisant partiellement ou totalement de nombreuses villes et zones portuaires.

La plupart des sites touchés par la liquéfaction induite se trouvent à l'intérieur du Kanto Plate, une zone très récente avec des formations alluviales où de nombreuses villes japonaises se distinguent. Les principaux effets de rupture du sol induite par la liquéfaction ont été observés autour des rives nord et du nord-est de la baie de Tokyo (par exemple, Shin Kiba, Urayasu, Inage, Kaihin Makuhari, Chiba, Isobe, et Mihama, Onahama), les communautés le long de la rivière Tone (Choshi, Sawara, Itako, Katori, et Kamisu) et les zones le long de la rivière Naka, y compris Hitachinaka, Miko, et Oarai (figure 4.3.1) (Forcellini *et al.* (2013)).

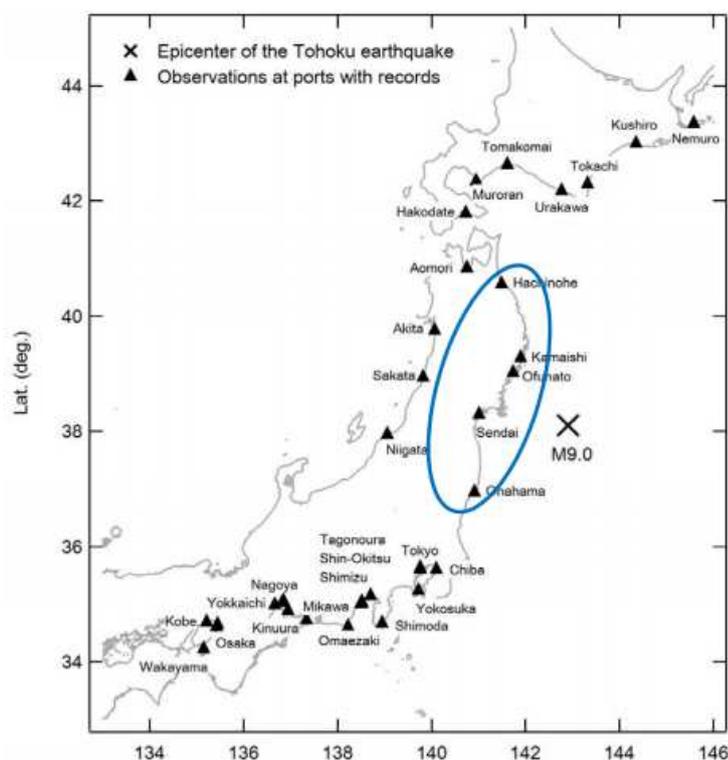


FIGURE 4.3.1: Données de mouvements forts enregistrées par le réseau d'observation de mouvement fort dans les ports au Japon lors du séisme de Tohoku 2011 (Wakai et Nozu (2012))

Depuis 1997, le Ministère du Territoire, des Infrastructures, des Transports et du Tourisme (ci-après dénommé MLIT) a administré le réseau sismologique, qui se compose de plus de 700 stations accélérométriques situées en surface (Unjoh *et al.* (2012)). Les stations ont été fixées à intervalles de 20 – 40 km le long des rivières et des routes nationales gérées par MLIT. Les données observées (PGA, l'intensité du spectre (valeurs SI) et l'intensité sismique JMA) sont immédiatement envoyées au bureau de Tsukuba de NILIM quand un tremblement de terre d'une certaine intensité et les données sont accessibles au public via le site NILIM. Au cours de l'année 2011, au large de la côte Pacifique dans la zone du séisme de Tohoku, les données de secousses fortes ont été enregistrées par environ 400 stations MLIT (Unjoh *et al.* (2012)).

Dans cette partie, nous étudions les effets des mouvements forts du tremblement de terre sur la mobilité cyclique des sols situés au port d'Onahama (figure 4.3.2).

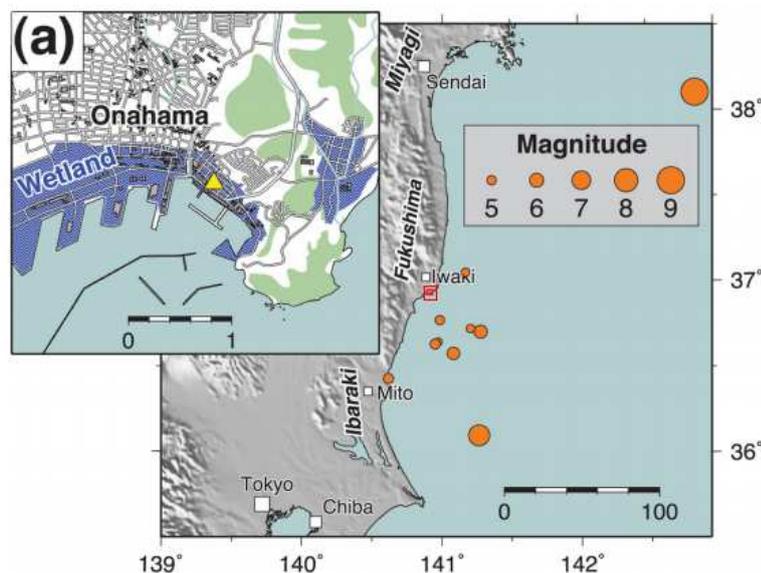
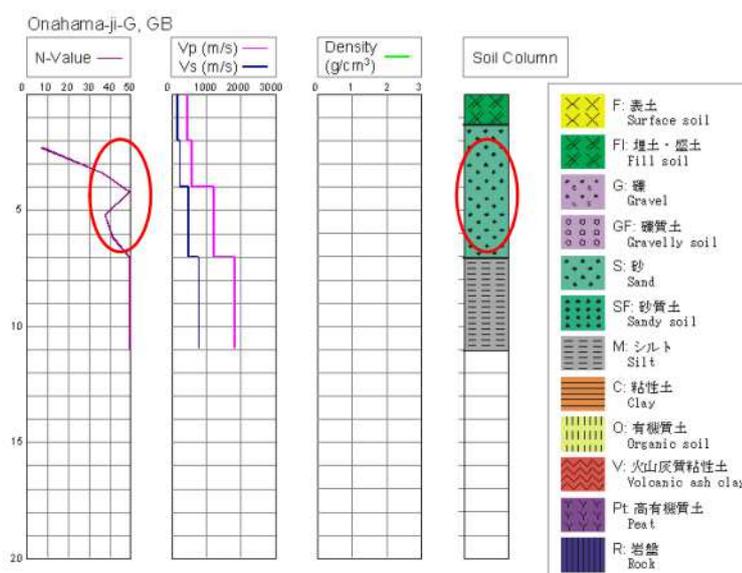


FIGURE 4.3.2: Carte de la côte orientale de Honshu avec les épicentres des événements utilisés pour l'application : Le rectangle rouge (sud d'Iwaki) montre l'étendue de l'encart. L'emplacement du réseau vertical exploité par l'Institut de recherche sur les Ports et Aéroports est indiqué par le triangle jaune (d'après Roten *et al.* (2013))

Les dépôts sur le site Onahama se composent de 1.25 m de sol de remplissage (Yamazaki et Gotoh (2011)). Au-dessous du sol de remplissage deux couches de sable saturé de 2.25 et 3.50 m d'épaisseur, respectivement, sont rencontrées. L'accéléromètre en fond de puits est situé à 11 m de profondeur, à l'intérieur d'une couche de limon de 4 m d'épaisseur (tableau 4.5). La vitesse des ondes de cisaillement,  $V_s$ , et la densité  $\rho$  ont été adoptées à partir de Yamazaki et Gotoh (2011) (figure 4.3.3). Le coefficient des terres au repos,  $K_0$ , est supposé être égal à 1 pour toutes les couches (tableau 4.5). Le coefficient de poisson,  $\nu$ , est supposé être égal à 0.48 pour toutes les couches (tableau 4.5) Nous avons utilisé les valeurs des angles de frottement  $\phi$ , les cohésions  $C$  suggérés par Roten *et al.* (2013) en se basant sur des relations empiriques à partir de valeurs  $N_{SPT}$ . Les propriétés des sols sur le site d'Onahama sont données dans le tableau 4.5.

Tableau 4.5: Propriétés des sols sur le site d'Onahama (d'après Roten *et al.* (2013))

Couche	Epaisseur (m)	Matériau	$\rho(kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$\nu$	$K_0$
1	1.25	Sol rempli non saturé	1800	100	0.48	1.0
2	2.25	Sable supérieure	2000	124	0.48	1.0
3	3.5	Sable basse	2000	215	0.48	1.0
4	4	Limon	2200	950	0.48	1.0


 FIGURE 4.3.3: Stratigraphie à Onahama avec la valeur  $N_{SPT}$  (d'après Wakai et Nozu (2012))

### 4.3.2 Caractéristiques du signal du séisme de Tohoku

Les accélérogrammes enregistrés à Onahama, près de Iwaki (préfecture de Fukushima) (figure 4.3.2) pendant le tremblement de terre de Tohoku survenu le 11 mars 2011 sont montrées sur la figure 4.3.4. Les signaux en accélération sont disponibles pour les trois directions EW, NS et UP (correspondant aux directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) et ont été enregistrés en surface et à 11 m de profondeur (borehole). L'accéléromètre en fond de puits a enregistré une accélération maximale du sol (PGA) de  $1,73 \text{ m/s}^2$  dans la direction EW (correspondant à la direction  $x$  dans la simulation),  $1,97 \text{ m/s}^2$  dans la direction NS (correspondant à la direction  $y$  dans la simulation) et  $2,43 \text{ m/s}^2$  dans la direction verticale UP (correspondant à la direction  $z$  dans la simulation) (figure 4.3.4). Les accélérogrammes en surface sont caractérisés par des impulsions à haute fréquence et par des PGAs de  $15,3 \text{ m/s}^2$

dans la direction EW,  $11.4 \text{ m/s}^2$  ( $1.1 g$ ) dans la direction NS et  $3.9 \text{ m/s}^2$  dans la direction UP. L'amplitude maximale du vecteur d'accélération 3-D est  $19.13 \text{ m/s}^2$ , qui figure parmi les valeurs les plus élevées jamais enregistrées (Roten *et al.* (2013)). En observant les signaux en surface, nous remarquons que l'amplitude de l'accélération diminue brusquement autour de  $95 \text{ s}$  et la période de vibration a été allongée par la suite. Le mouvement typique avec les pics très fins est également observé dans les accélérogrammes. La durée du mouvement fort est extrêmement longue, environ  $130 - 160 \text{ s}$ , en supposant que la durée est définie comme l'intervalle de temps donnant une amplitude d'accélération de  $0.5 \text{ m/s}^2$  ou plus.

Les spectres de réponse en fond de puits et en surface sont donnés sur la figure 4.3.5. Les spectres de réponse montrent une amplification dans la gamme des hautes fréquences pour le séisme de Tohoku. Cette augmentation de l'amplification à haute fréquence est l'inverse de la réponse non-linéaire qui est généralement associée à des géomatériaux non liquéfiables, tels que les argiles, limons, qui se traduit par une réduction de l'énergie à haute fréquence due à l'amortissement hystérétique. Dans la section suivante, nous effectuons des simulations numériques qui montrent comment ces effets peuvent être reproduits en utilisant le modèle de comportement du sol développé dans le code de cette thèse.

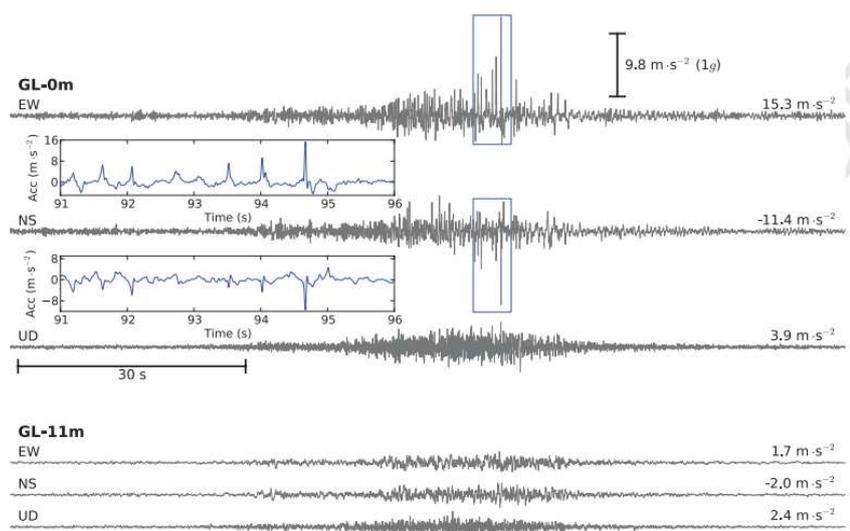


FIGURE 4.3.4: Accélérogrammes enregistrés pour le site d'Onahama (d'après Roten *et al.* (2013))

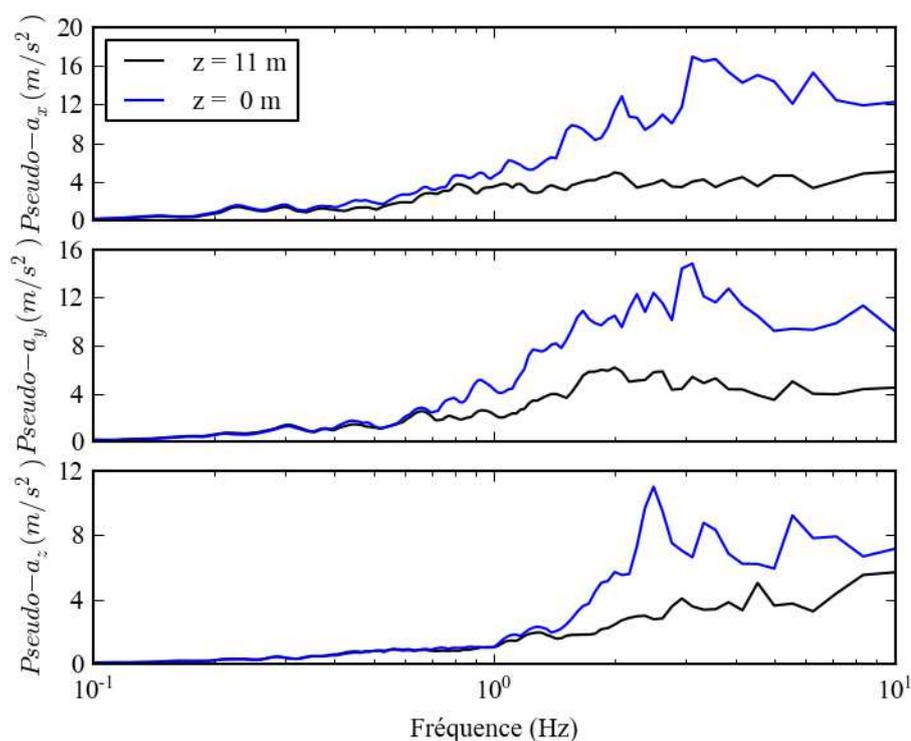


FIGURE 4.3.5: Spectres de réponse de signaux en surface (courbes bleues) et en profondeur (courbes noires) à Onahama pour un amortissement de 5 %

### 4.3.3 Les paramètres de la simulation

#### Les paramètres du modèle de comportement

Les paramètres concernant les propriétés des sols nécessaires pour simuler la propagation des ondes sismiques en conditions saturées sont :

- Trois paramètres pour la définition du modèle MPII :  $G_{ma}$ ,  $K_{ma}$ ,  $\gamma_r$  ou  $\rho$ ,  $V_s$ ,  $\nu$ ,  $\gamma_r$
- Sept paramètres pour la définition du modèle « front de liquéfaction » :  $\sin \phi'$ ,  $\sin \phi'_p$ ,  $S_1$ ,  $w_1$ ,  $c_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$

Pour les couches non liquéfiables, seuls les paramètres du modèle MPII sont nécessaires. La déformation de référence  $\gamma_r$  dans ce cas est calculé se basent l'équation suivant :

$$\gamma_r = \frac{\sin \phi' \cdot P'_0}{G_0}$$

Où,  $P'_0$  est la contrainte moyenne effective initiale et  $G_0$  est le module de cisaillement initial. Des paramètres du modèle MPII pour toutes les couches sont donnés dans le tableau 4.6.

La stratigraphie du sol est constituée de quatre couches. Seulement la deuxième et troisième couches sont susceptibles de liquéfier. Les paramètres de dilatance pour ces couches sont donnés par Roten *et al.* (2013). Les paramètres trouvés sont donnés dans le tableau 4.7.

Tableau 4.6: Paramètres du modèle MPII

Couche	$\rho(kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$\nu$	$K_0$
1	1800	100	0.48	1.0
2	2000	124	0.48	1.0
3	2000	215	0.48	1.0
4	20200	950	0.48	1.0

Tableau 4.7: Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (d'après Roten *et al.* (2013))

Couche	$\phi'(^{\circ})$	$\phi'_p(^{\circ})$	$c_1$	$s_1$	$w_1$	$p_1$	$p_2$
1	30	-	-	-	-	-	-
2	30	20	0.32	0.01	112.06	0.6	1.2
3	40	28	16.23	0.01	1000	0.6	1.2
4	20	-	-	-	-	-	-

### Les paramètres numériques

Dans le cas de Onahama, le nombre de points par longueur d'onde est choisi égal à 20 ( $ppw = 20$ ). Nous calculons des solutions avec une valeur de  $p_0 = 0.95$ . La fréquence maximale est choisie égale à 10 Hz ( $f_{max} = 10$  Hz). Les tailles d'élément de chaque couche sont données dans le tableau 4.8. L'accélération de la pesanteur est choisie égale à  $9.8 m/s^2$ . Les analyses ont été réalisées avec un pas de temps de  $5.10^{-4}$  secondes. Nous essayons de régler le maillage approprié pour chaque région par rapport aux niveaux de non-linéarité estimées à partir de la première analyse avec les nombres d'élément minimaux. Cela nous aide à obtenir des résultats plus fiables.

Tableau 4.8: Taille d'élément de chaque couche

Couche	$V_s(m/s)$	$h_{max}(m)$	Épaisseur (m)	$N_{min}$	Nombre choisi
1	100	0.5	1.25	3	9
2	124	0.62	2.25	4	20
3	215	1.075	3.5	4	16
4	950	4.75	4	1	8

### 4.3.4 Analyse des résultats

Les accélérations enregistrées à 11 m de profondeur sont utilisées comme mouvements d'entrée. Les 3 composantes sont utilisées simultanément avec l'approche « 1D-3C », mais l'approche « 1D-1C », utilise une seule composante à la fois. Les accélérations calculées en surface avec les deux approches sont ensuite comparées aux enregistrements. Tous les accélérogrammes calculés et observés ont été filtrés en-dessous de 10 Hz avec un filtre passe-bas de type Butterworth à 4 pôles avant d'être comparés.

Pour le cas du séisme de Tohoku, il est difficile d'identifier absolument une composante plus élevée. Les deux composantes suivant les directions  $x$  et  $y$  ont presque les mêmes valeurs et la même forme. Dans ce cas, elles sont toutes les deux considérées comme des « composantes la plus élevées ».

#### 4.3.4.1 Analyse dans le domaine temporel

Les figures 4.3.6, 4.3.7, 4.3.8 montrent pour les observations et l'approche « 1D-3C » les accélérogrammes, les vitesses et les déplacements en surface pour les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (figures a, b, c). Les comparaisons des accélérogrammes calculés en surface avec les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » se trouvent sur les figures d.

Suivant la direction  $x$ , nous observons que l'accélérogramme  $a_x$ , la vitesse  $v_x$ , et le déplacement  $d_x$  simulées avec l'approche « 1D-3C » (courbes rouges) sont très proches de celles enregistrées (courbes noires), surtout pour le déplacement (figures 4.3.6a, 4.3.6b, 4.3.6c). Ces courbes ont les mêmes formes qualitatives : les pics d'accélération se produisent généralement au même moment, et ont des valeurs similaires. Le PGA simulé est légèrement plus faible que le PGA enregistré :  $PGA_{calculé} = 5.1 m/s^2$  et  $PGA_{enregistré} = 5.5 m/s^2$ . En comparant les accélérogrammes obtenus par les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) sur la figure 4.3.6d, on trouve que l'accélération calculée avec l'approche « 1D-1C » dépend de la composante choisie en entrée. A environ 90 s, 2 pics sur la composante d'entrée suivant la direction  $x$  produisent deux pics dans l'accélération calculée avec l'approche « 1D-1C » qui sont bien supérieurs aux valeurs enregistrées. L'approche « 1D-1C » donne une légère sur-estimation

de l'accélération par rapport à celle calculée avec l'approche « 1D-3C » entre 60 et 100 secondes.

Les figures 4.3.7a, 4.3.7b, 4.3.7c montrent généralement une bonne simulation avec l'approche « 1D-3C » suivant la direction  $y$  pour l'accélération, la vitesse et le déplacement. Toutefois, l'accélération calculée en surface est surestimée par rapport à celle enregistrée entre 80 et 120 secondes. Cette surestimation se retrouve aussi dans la réponse calculée avec l'approche « 1D-1C » (figure 4.3.7d). Le PGA calculé avec l'approche « 1D-3C » est plus élevé que le PGA enregistré :  $PGA_{calculé} = 5.1 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistré} = 4.2 \text{ m/s}^2$ . Mais cette surestimation est petite.

Pour le séisme de Tohoku, la valeur de l'accélération suivant la composante verticale est plus grande que pour les autres séismes. Cela est bien reproduit avec l'approche « 1D-3C ». D'après les figures 4.3.8a, 4.3.8b, 4.3.8c, les courbes d'accélération, de vitesse et de déplacement sont très proches de celles enregistrées. Nous remarquons qu'il y a encore une légère augmentation d'amplitude d'accélération simulée par rapport à celle enregistrée entre 70 secondes et 85 secondes. Les PGA simulé et enregistré ont à peu près la même valeur :  $PGA_{simulé} = 2.6 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistré} = 2.7 \text{ m/s}^2$ . En observant l'accélération calculée avec l'approche « 1D-1C » pour la composante verticale, on trouve une sous-estimation par rapport à l'enregistrement, surtout entre 80 et 100 secondes. Cette diminution d'amplitude avec l'approche « 1D-1C » est due à la sensibilité de la méthode à la composante verticale d'entrée. Mais en réalité, la réponse de l'accélération  $a_z$  en surface dépend des 3 composantes d'entrée et surtout de la composante la plus élevée. On trouve que l'enregistrement  $a_z$  en surface ressemble aux composantes d'entrée les plus élevées  $x$  et  $y$  : l'amplitude augmente jusqu'à 90 secondes et après elle diminue. L'approche « 1D-3C » reproduit bien cela.

Les résultats suivant les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  avec l'approche « 1D-3C » reproduisent bien les effets non linéaires avec des pics à hautes fréquences comme sur les enregistrements. Les comparaisons entre les approches « 1D-3C » et « 1D-1C » montrent une nouvelle fois l'influence forte de la composante « la plus élevée » sur les réponses en surface. Dans le cas de Tohoku, avec deux composantes d'entrée plus fortes, l'approche « 1D-1C » ne peut pas donner une bonne estimation dans les cas où la composante d'entrée et la composante « la plus élevée » ont des formes différentes. C'est clairement le cas pour l'accélération  $a_z$ . L'approche « 1D-3C » reproduit bien cette influence. Les résultats calculés avec l'approche « 1D-3C » sont plus proches des enregistrements que ceux calculés avec l'approche « 1D-1C » pour les trois directions. En particulier, les déplacements calculés avec l'approche « 1D-3C » suivant les trois directions ressemblent beaucoup à ceux enregistrés.

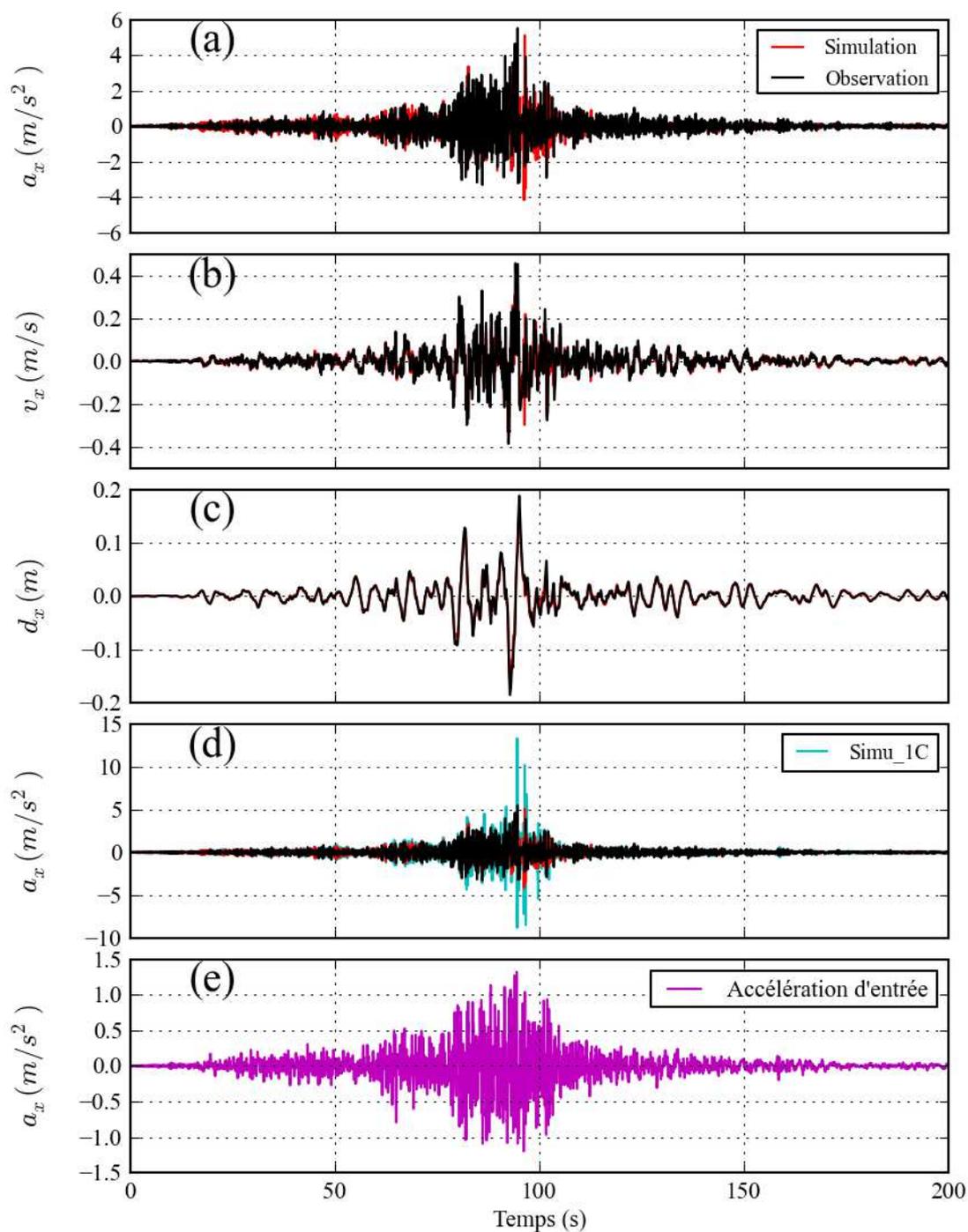


FIGURE 4.3.6: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_x$ , (b) les vitesses  $v_x$ , et (c) les déplacements  $d_x$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface ; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) ; (e) l'accélération d'entrée (en fond de puits) selon la direction  $x$  à Onahama

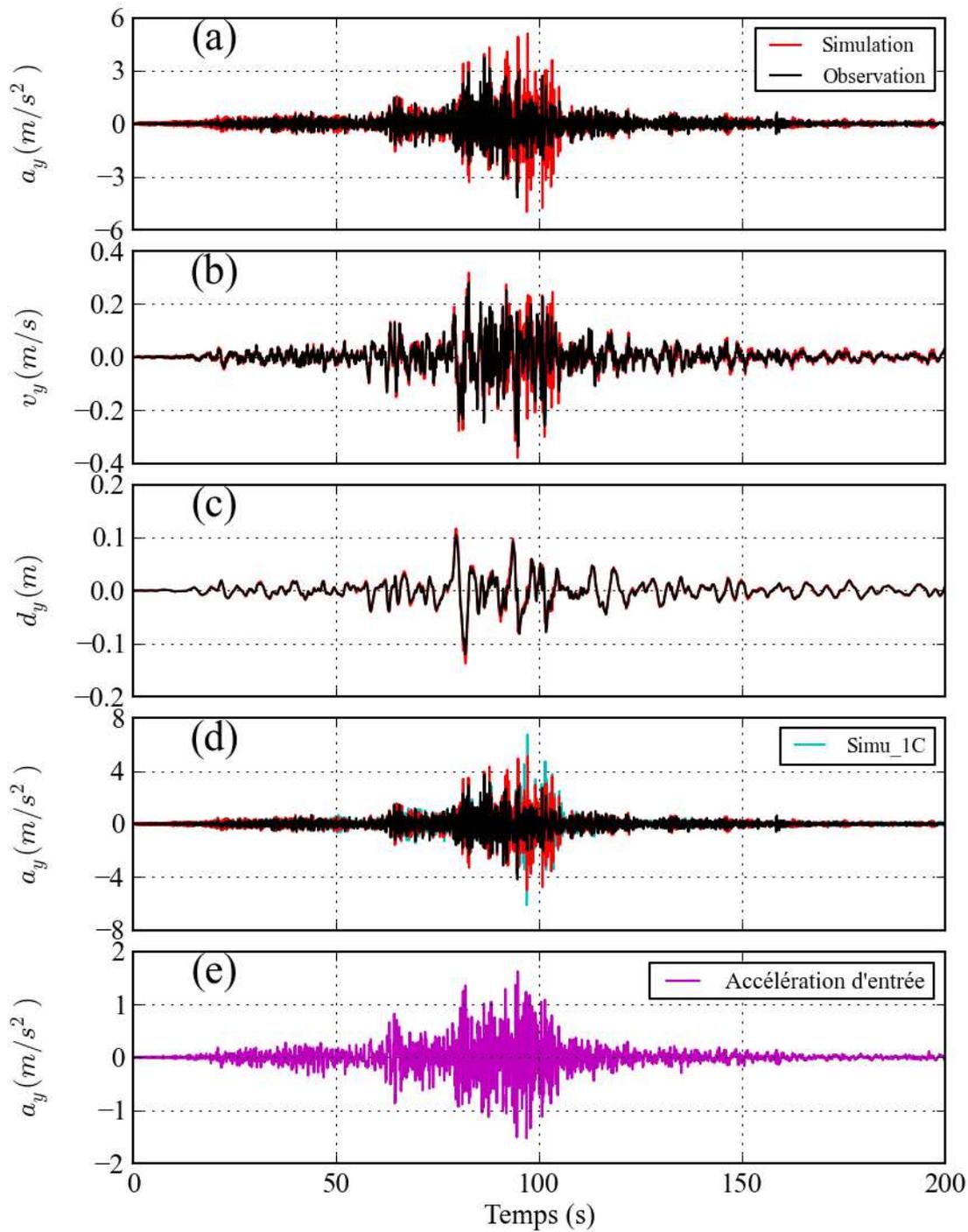


FIGURE 4.3.7: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_y$ , (b) les vitesses  $v_y$ , et (c) les déplacements  $d_y$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface ; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise) ; (e) l'accélération d'entrée selon la direction  $y$  à Onahama

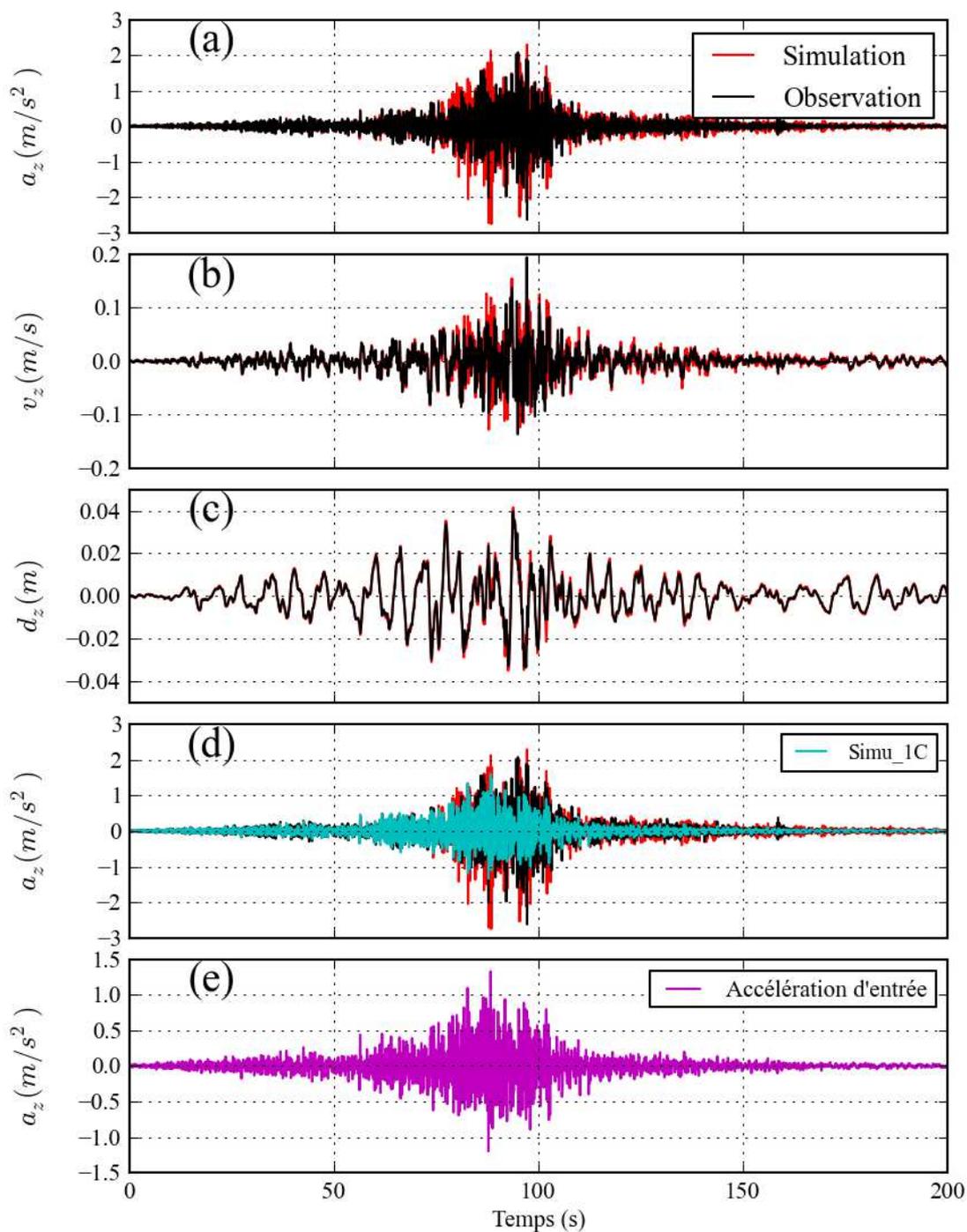


FIGURE 4.3.8: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_z$ , (b) les vitesses  $v_z$ , et (c) les déplacements  $d_z$  enregistrés et calculés en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée selon la direction  $z$  à Onahama

#### 4.3.4.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

Afin de mieux analyser les résultats simulés, les comparaisons entre les spectres de Fourier simulés et enregistrés à la surface pour les trois composantes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  sont effectuées (figure 4.3.9). Pour les basses fréquences (en-dessous de  $1\text{ Hz}$ ), les spectres de Fourier calculés sur les trois composantes  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  sont très similaires à ceux enregistrés. Pour les hautes fréquences, les résultats de calcul sont assez similaires, surtout dans la direction  $z$ . On remarque une sous-estimation selon la direction  $x$  et une différence non négligeable par rapport à l'accélération enregistrée autour de  $2\text{ Hz}$  selon la direction  $y$ . Les résultats simulés reproduisent bien les amplitudes à hautes fréquences.

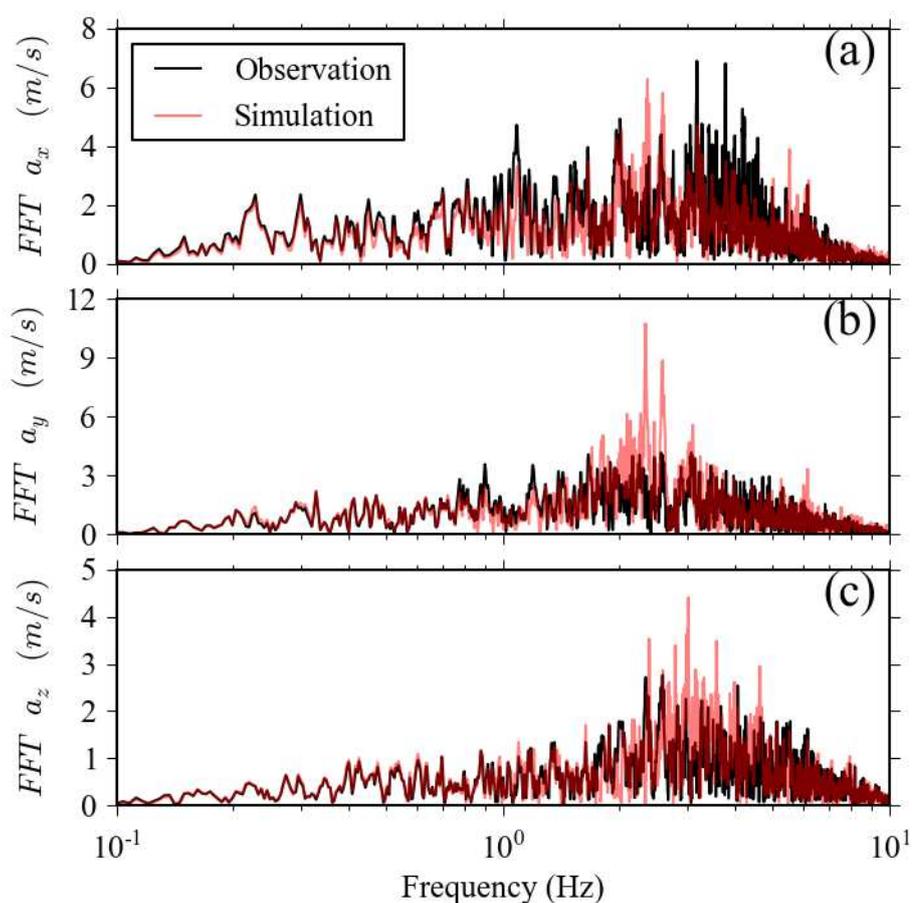


FIGURE 4.3.9: Comparaisons des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées (courbes rouges) en surface à Onahama

#### 4.3.4.3 Spectres de réponse en pseudo-accélération

Des comparaisons entre spectres de réponse en pseudo-accélération ont été reportées sur la figure 4.3.10. Ces spectres de réponse ont été calculés pour un amortissement égal à 5% avec les enregistrements et les accélérations obtenues par les approches « 1D-3C » et « 1D-1C ».

En comparant les spectres de réponse calculés avec l'approche « 1D-3C » (courbes rouges) et les enregistrements (courbes noires), on trouve que les courbes calculées sont très proches à celles enregistrées surtout pour les fréquences en-dessous de 1.5 Hz et au-dessus de 8 Hz. Pour les fréquences entre 1.5 et 8 Hz, les amplitudes calculées pour les trois directions sont encore différentes de celles enregistrées : il y a une sous-estimation dans la direction  $x$ , et des surestimations dans les directions  $y$  et  $z$ . Par exemple dans la direction  $y$ , la valeur maximale simulée est plus grande que celle enregistrée :  $a_{maxsimulée} = 20.3 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 15.6 \text{ m/s}^2$ . C'est la même chose pour la direction  $z$  :  $a_{maxsimulée} = 14.5 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 10.9 \text{ m/s}^2$ . Les valeurs maximales calculée et enregistrée dans la direction  $x$  sont presque égales :  $a_{maxsimulée} = 16.9 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 17.8 \text{ m/s}^2$ .

En observant les spectres de réponse obtenus par l'approche « 1D-1C » (courbes turquoises), on constate que les spectres de réponse suivant les deux directions  $x$  et  $y$  sont proches de ceux enregistrés et de ceux calculés avec l'approche « 1D-3C ». Suivant la direction  $z$ , il y a clairement une sous-estimation. Ces résultats confirment l'influence de la composante la plus élevée déjà observée dans la section 4.3.4.1.

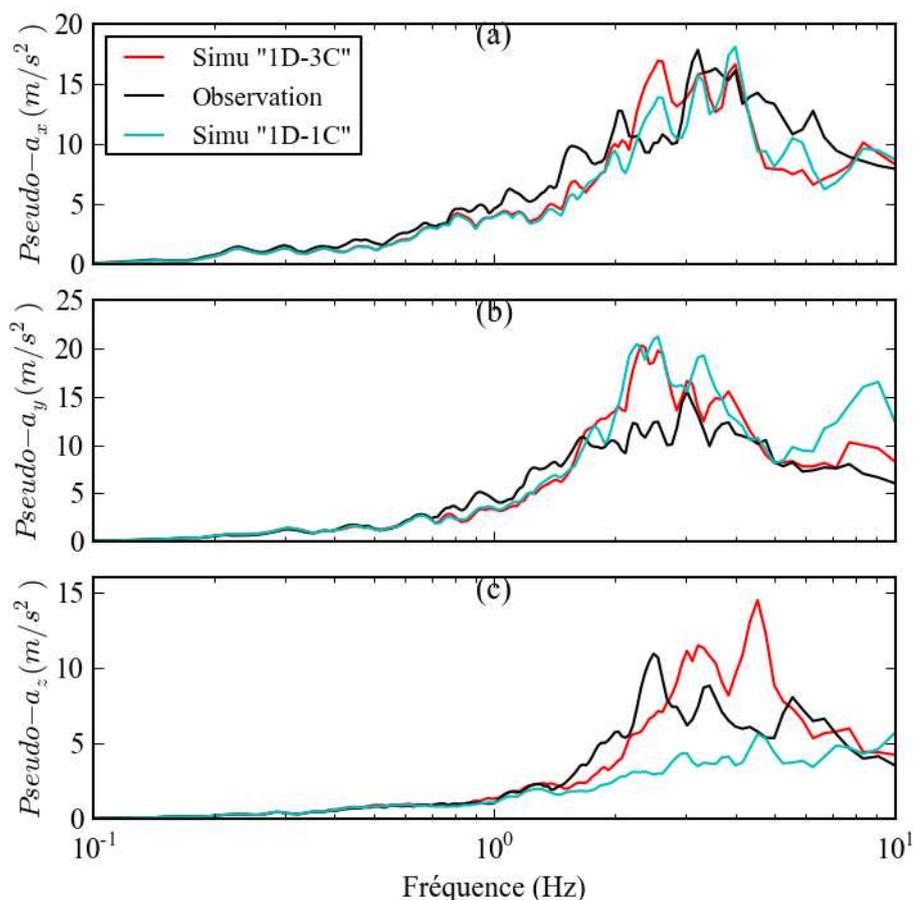


FIGURE 4.3.10: Comparaison des spectres de réponse calculés avec les approches « 1D-3C » (courbes rouges), « 1D-1C » (courbes turquoises) et enregistrés (courbes noires) pour les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  à la surface à Onahama pour un amortissement de 5 %

#### 4.3.4.4 Profils de déformation et de contrainte maximales

La figure 4.3.11 montre l'évolution en fonction de la profondeur des déformations et contraintes maximales  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{\text{octaédrique}}$ ,  $\tau_{xz}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{\text{octaédrique}}$  calculées. Les courbes noires, rouges et bleues représentent respectivement les distorsions et contraintes maximales « octaédrique », «  $xz$  », et «  $yz$  » calculées avec l'approche « 1D-3C ». Les courbes violette et verte représentent les distorsions maximales  $\gamma_{xz}$  et  $\gamma_{yz}$  calculées avec l'approche « 1D-1C ». Nous constatons que la distorsion de la deuxième couche (de 1.25 m à 3.5 m de profondeur) est plus grande que celle des autres couches. La déformation maximale moyenne dans le

deuxième couche dépasse 1 %. Cela traduit une diminution du module de cisaillement. C'est dans cette couche qu'apparaît le phénomène de la mobilité cyclique et cela sera observé plus clairement lors de l'étude de la pression interstitielle dans cette couche.

On constate que les déformations maximales en fonction de la profondeur obtenues avec l'approche « 1D-3C » sont plus grandes que celles obtenues avec l'approche « 1D-1C », surtout dans la deuxième couche.

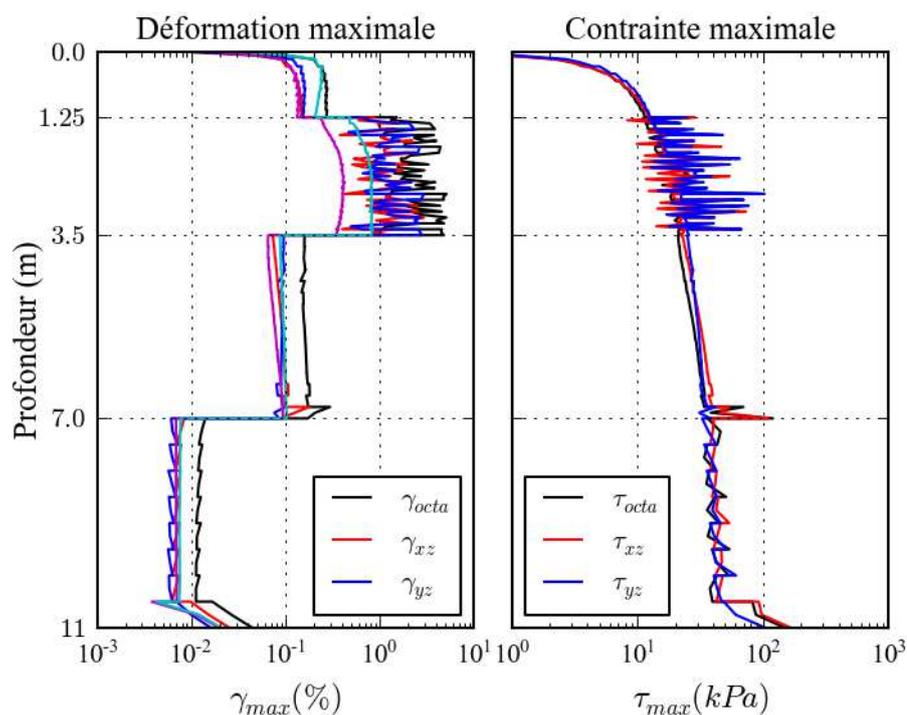


FIGURE 4.3.11: Déformations maximales  $\gamma_{max}$  et contraintes maximales  $\tau_{max}$  en fonction de la profondeur calculées avec l'approche « 1D-3C » :  $\gamma_{octaédrique}$ ,  $\tau_{octaédrique}$  (courbes noires),  $\gamma_{xz}$ ,  $\tau_{xz}$  (courbes rouges),  $\gamma_{yz}$ ,  $\tau_{yz}$  (courbes bleues) ; et déformations maximales calculées avec l'approche « 1D-1C » :  $\gamma_{xz}$  (courbe violette),  $\gamma_{yz}$  (courbe verte) à Onahama

#### 4.3.4.5 Evaluation de la pression interstitielle

Afin de mieux quantifier la mobilité cyclique, nous regardons la courbe de pression interstitielle en fonction du temps à la profondeur de 2 m et reportons les résultats sur la figure 4.3.12. La figure montre une augmentation continue de la

pression interstitielle calculée jusqu'à 0.91 (valeur normalisée). Cela indique clairement que la mobilité cyclique est apparue pendant le séisme. En comparant avec les accélérogrammes sur les figures 4.3.6, 4.3.7, 4.3.8, nous remarquons que l'amplitude des accélérations  $a_x$ ,  $a_y$  et  $a_z$  commence à augmenter à environ 70 secondes, en même temps que la pression interstitielle. A 100 secondes, ces accélérations atteignent les valeurs maximales et à ce moment-là, la pression interstitielle atteint presque sa valeur maximale (normalisée 0.91). En général, l'augmentation de la pression interstitielle est sensible à la forme des accélérogrammes. On observe aussi des pics de la pression interstitielle après 80 secondes. Ces pics sont engendrés par la dilatance. Le module de cisaillement augmente dans la zone de la dilatance et cela conduit à la diminution de la pression interstitielle.

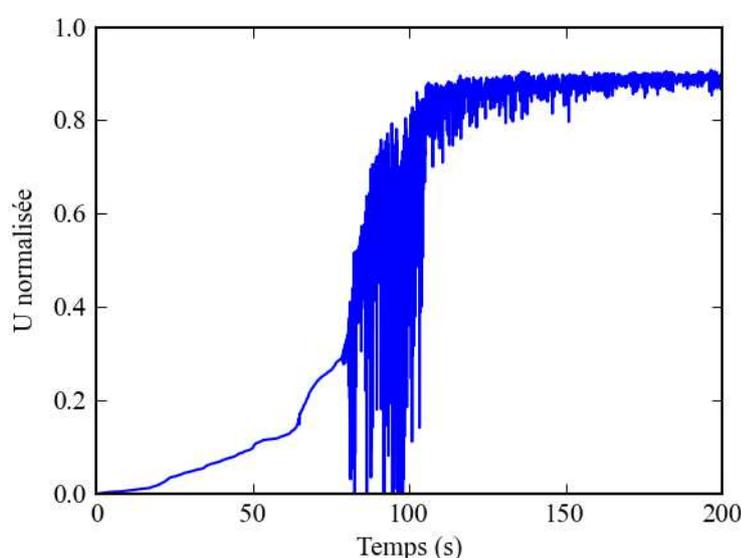


FIGURE 4.3.12: Pression interstitielle simulée à 2 m de profondeur à Onahama

#### 4.3.4.6 Boucle contrainte-déformation

La figure 4.3.13 montre les relations contrainte-déformation pour les cisaillements  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$  et la relation entre la contrainte moyenne effective et la contrainte déviatorique ( $p' - q$ ). D'après cette figure, nous remarquons que les courbes  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  sont en forme de « S », surtout la courbe  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ . Cela indique le phénomène de « reprise de dilatance ». Celui-ci se produit dans un sable dense quand le cisaillement du matériau provoque une augmentation du volume inter-granulaire. Les déformations  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{octa}$  atteignent 1 %, 1 % et 2.5 %, respectivement. Ces augmentations de distorsion montrent une diminution du module de cisaillement  $G_{xz}$ ,  $G_{yz}$ ,  $G_{octa}$  pendant le séisme. Observant la corrél-

lation  $p' - q$ , nous trouvons que la contrainte moyenne effective diminue jusqu'à presque  $5 \text{ kPa}$ . De plus, au-dessus de 80 secondes, cette courbe (bleue) se situe dans le domaine de la dilatance qui se trouve entre les deux traits noir (ligne de rupture) et rouge (ligne de transformation). Dans ce domaine, on trouve que la contrainte moyenne effective augmente. Cela conduit à la forme typique « S » et aux pics de la pression interstitielle.

Sur les courbes  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$  et  $p' - q$ , les courbes turquoises, rouges et bleues représentent respectivement les intervalles  $[0, 70 \text{ s}]$ ,  $[70, 80 \text{ s}]$  et  $[80, 200 \text{ s}]$ . Nous voyons bien que les grandes valeurs de la courbe de pression interstitielle correspondent aux valeurs importantes de déformation de cisaillement à environ 100 secondes. A ce moment, les déformations de cisaillement sont importantes (courbes bleues) et donc la pression interstitielle augmente plus vite jusqu'à 0.91. Cette figure indique aussi le lien entre l'augmentation de la pression interstitielle et l'augmentation de la déformation de cisaillement octaédrique :

- en dessous de 70 s, la pression interstitielle est faible ( 0.15 valeur normalisée) et la déformation de cisaillement est faible aussi (courbes turquoises).
- entre 70 et 80 s, la pression interstitielle augmente assez fortement (0.3 valeur normalisée) ce qui correspond à une augmentation de l'amplitude de la déformation de cisaillement. ( $\simeq 0.1 \%$  pour les  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$  -courbes rouges).
- au-dessus de 80 s, la pression interstitielle augmente fortement, et la déformation de cisaillement atteint une grande valeur ( $\simeq 1 \%$  pour les  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$  -courbes bleues).

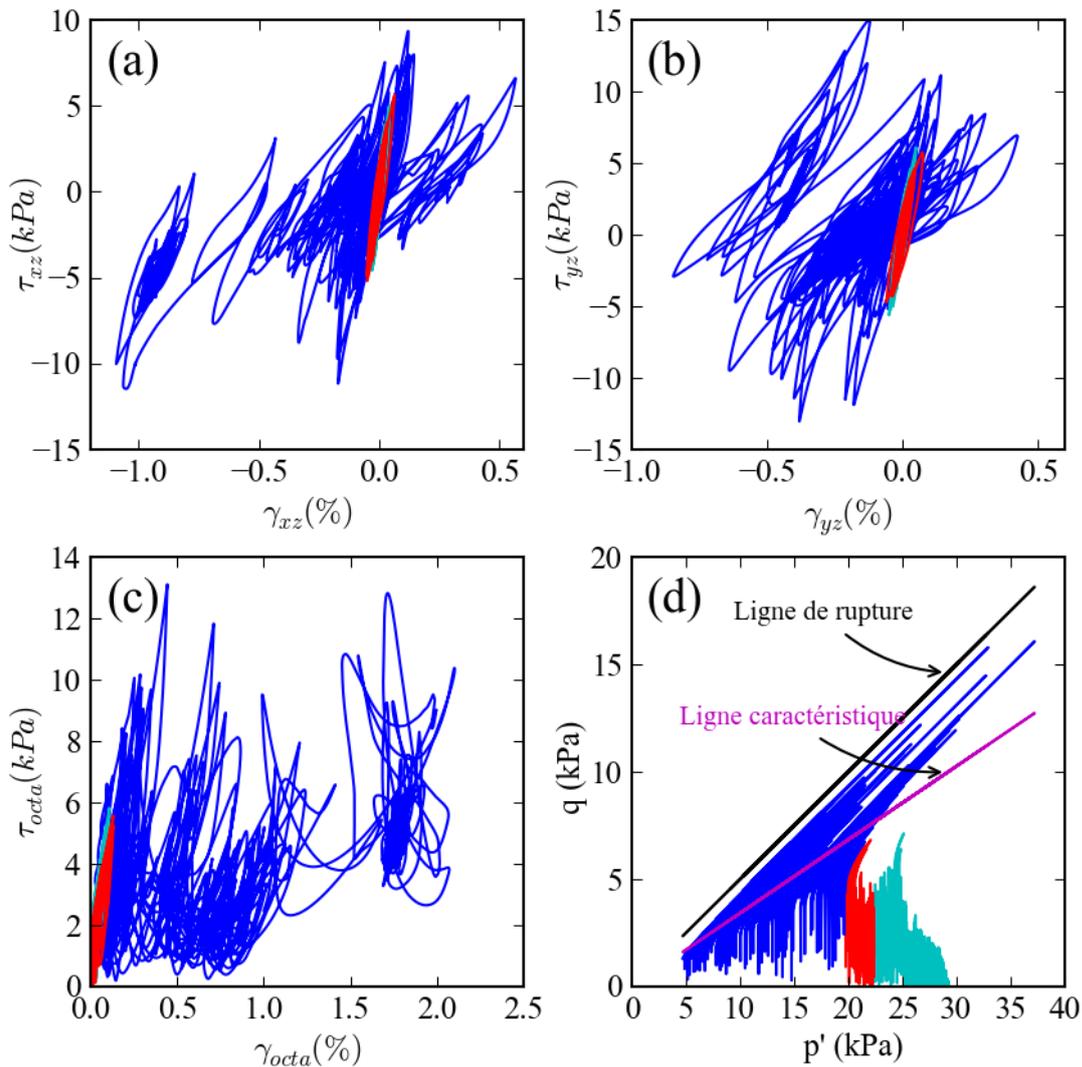


FIGURE 4.3.13: Comportement du sol à 2 m de profondeur : relation  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ ,  $p' - q$ ; les courbes turquoise, rouges et bleues représentent respectivement les intervalles [0, 70 s], [70, 80 s] et [80, 200 s] à Onahama

#### 4.3.4.7 Discussion

En général, les comparaisons entre les réponses calculées et les enregistrements des signaux temporels, spectres de Fourier et spectres de réponse sont satisfaisantes. Des différences persistent pour les spectres de réponse à hautes fréquences,

surtout pour la direction  $y$ .

Les accélérogrammes calculés en surface simulent bien les moments où l'amplitude commence à augmenter à environ 25 secondes, et l'intervalle de temps nécessaire pour atteindre l'amplitude d'accélération plus forte (plus de  $0.5 \text{ m/s}^2$ ). Elles expriment aussi clairement les effets non linéaires, aussi bien que le rôle de l'eau au cours de sollicitation sismique. La pression interstitielle augmente avec une augmentation de l'amplitude des déformations de cisaillement correspondant à une diminution du module de cisaillement.

Dans cette application, on a donc simulé avec succès un séisme plus fort. De plus, nous retrouvons une nouvelle fois l'influence de la composante la plus élevée dans la réponse sismique en surface.

## 4.4 Le séisme de Kushiro-Oki, Mw 7.8 en 1993

Dans les deux applications réelles précédentes, nous avons étudié les effets de site non linéaires pour des cas où la profondeur des couches n'était pas grande ( $H_{wildlife} = 7.5 \text{ m}$  et  $H_{onahama} = 11 \text{ m}$ ). Dans la troisième application, nous étudions le séisme de Kushiro (1993) pour le site Kushiro Port. C'est un site ayant des signaux en fond de puits à  $77 \text{ m}$  de profondeur.

### 4.4.1 Caractéristiques du site du séisme

L'histoire du site expérimental de Kushiro Port remonte à juin 1964 (Iai *et al.* (1995)). Il a subi plusieurs modifications jusqu'en octobre 1992 où il a atteint son stade actuel. Il se compose de plusieurs accéléromètres de surface et d'un accéléromètre à  $77 \text{ m}$  de profondeur.

Le 15 janvier 1993, un séisme de magnitude  $M_w = 7.8$  a lieu à  $15 \text{ km}$  au sud de la ville de Kushiro, au Japon, le foyer était situé à une profondeur de  $107 \text{ km}$  (figure 4.4.1). Un réseau vertical à Kushiro Port enregistre cet événement. Les signaux enregistrés se composent des trois composantes d'accélération  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en surface et à  $77 \text{ m}$  de profondeur (figure 4.4.2). En particulier, la forme d'onde répétitive hérissée commence à environ 25 secondes sur la composante  $y$  (Nord-sud), ce qui indique de forts effets dus à la liquéfaction.

Les carottes prélevées dans le réseau vertical de Kushiro Port ont été soigneusement échantillonnées et testées (Iai *et al.* (1995)). Le dépôt de sol est constitué d'un sable dense. La colonne de sol est divisée en huit couches dont les propriétés sont énumérées dans le tableau 4.9. La nappe phréatique se trouve à  $2 \text{ m}$  de profondeur. Seules les deux premières couches au-dessous de la nappe phréatique sont susceptibles de générer des pressions interstitielles car les couches sous-jacentes ont une résistance à la liquéfaction nettement supérieure (Iai *et al.* (1995)).

Tableau 4.9: Propriétés du profil de Kushiro Port (Iai *et al.* (1995))

Couche	Epaisseur (m)	$\rho(kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$V_p(m/s)$	$K_0$	Etat
1	2	1720	249	1550	0.5	Sec
2	7	1720	249	1665	0.5	Saturé
3	14	1980	326	1750	0.5	Saturé
4	9	1730	265	1783	0.5	Saturé
5	4	1760	341	1800	0.5	Saturé
6	6	1700	286	1800	0.5	Saturé
7	8	2000	302	1800	0.5	Saturé
8	27	1730	341	1800	0.5	Saturé

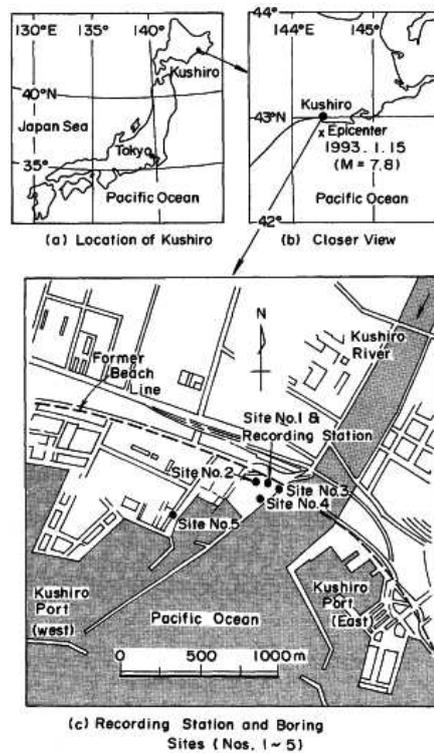


FIGURE 4.4.1: Localisation de la ville de Kushiro (a), de l'épicentre du tremblement de terre (b) et du Port de Kushiro (c) (d'après Iai *et al.* (1995))

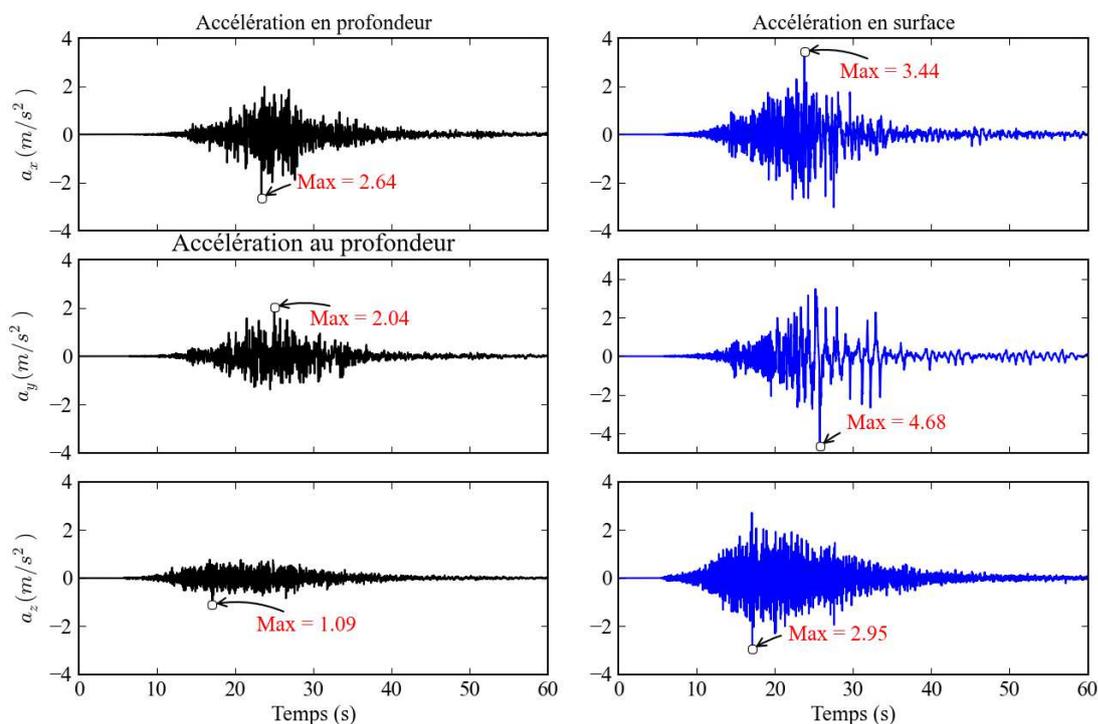


FIGURE 4.4.2: Accélérogrammes enregistrés à Kushiro Port lors du tremblement de terre de Kushiro ( $M_w = 6.8$ ) du 15 janvier 1993 : mesures en profondeur (gauche) et en surface (droite)

#### 4.4.2 Paramètres de la simulation

Les paramètres de modèle MPII sont déterminés et donnés dans le tableau 4.10. Les paramètres de dilatance du modèle « front de liquéfaction » sont les mêmes que ceux utilisés dans Iai *et al.* (1995) (tableau 4.11). Trois composantes des mouvements en fond de puits (à 77 m de profondeur) sont utilisés comme mouvements d'entrée. Le nombre de points par longueur d'onde est choisi égal à 20 ( $ppw = 20$ ). Nous calculons des solutions avec une valeur de  $p_0 = 0.72$ . Tous les calculs sont effectués avec un pas de temps égal à  $5 \cdot 10^{-4}$  s. Toutes les accélérations calculées et enregistrées en surface ont été filtrées en dessous de 10 Hz. Les tailles d'élément de chaque couche sont données dans le tableau 4.12.

Tableau 4.10: Paramètres du modèle MPII

Couche	$\rho(kg/m^3)$	$V_s(m/s)$	$V_p(m/s)$	$K_0$
1	1720	249	1550	0.5
2	1720	249	1665	0.5
3	1980	326	1750	0.5
4	1730	265	1783	0.5
5	1760	341	1800	0.5
6	1700	286	1800	0.5
7	2000	302	1800	0.5
8	1730	341	1800	0.5

Tableau 4.11: Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (Iai *et al.* (1995))

Couche	$\phi'(^{\circ})$	$\phi'_p(^{\circ})$	$c_1$	$s_1$	$w_1$	$p_1$	$p_2$
1	40	-	-	-	-	-	-
2	40	28	3.97	0.01	7.0	0.5	0.65
3	48	28	3.68	0.01	3.5	0.5	0.4
4	37	-	-	-	-	-	-
5	44	-	-	-	-	-	-
6	44	-	-	-	-	-	-
7	45	-	-	-	-	-	-
8	44	-	-	-	-	-	-

Tableau 4.12: Taille d'élément de chaque couche

Couche	$V_s(m/s)$	$h_{max}(m)$	Épaisseur (m)	$N_{min}$	Nombre choisi
1	249	1.25	2	2	2
2	249	1.25	7	6	10
3	326	1.63	14	9	16
4	265	1.30	9	6	6
5	341	1.71	4	2	2
6	286	1.43	6	4	4
7	302	1.51	8	5	5
8	341	1.71	27	15	15

### 4.4.3 Analyse des résultats

Dans cette section, on présente les résultats obtenus pour l'approche « 1D-3C ». Ces résultats sont comparés avec les enregistrements en surface et avec les résultats obtenus par Iai *et al.* (1995) avec un autre modèle. Dans cette étude, l'auteur utilise un modèle dans lequel l'hystérésis et l'évolution des pressions interstitielles sont prises en compte via un concept de « multi-mécanismes » (Iai *et al.* (1990b,a)). Il a simulé l'accélération en surface pour la composante NS qui conduit à l'énergie cinétique maximale (Iai *et al.* (1995)).

#### 4.4.3.1 Analyse dans le domaine temporel

Les accélérogrammes, les vitesses et les déplacements calculés (courbes rouges) et observés (courbes noires) pour les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  en surface sont représentés sur les figures 4.4.3, 4.4.4 et 4.4.5.

D'après la figure 4.4.3a, la courbe représentant l'accélération  $a_x$  simulée est assez proche de celle enregistrée : les valeurs d'accélération commencent à augmenter au même moment à environ 14 secondes, elles atteignent les plus grandes valeurs entre 15 secondes et 25 secondes, et après 25 secondes, elles diminuent. Les valeurs de pics calculées sont très proches de celles enregistrées. Les PGA calculé et enregistré se produisent à des instants différents, mais ont presque les mêmes valeurs :  $PGA_{calculé} = 2.94 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistré} = 2.45 \text{ m/s}^2$ .

Pour la direction  $y$ , la comparaison entre les accélérogrammes calculé et enregistré montre une bonne similitude de formes d'ondes ; les pics se produisent généralement simultanément mais le PGA calculé est plus faible que le PGA enregistré :  $PGA_{calculé} = 2.61 \text{ m/s}^2$  et  $PGA_{enregistré} = 3.23 \text{ m/s}^2$  (figure 4.4.4a).

Dans les deux directions  $x$  et  $y$ , les accélérogrammes reproduisent bien les effets non linéaires à hautes fréquences avant 25 secondes et le phénomène de la mobilité cyclique après 25 secondes. Comme sur les enregistrements, des pics à hautes fréquences sur les accélérations en surface suivant les directions  $x$  et  $y$  apparaissent avant 25 s, et après 25 s, nous avons des pics avec les fréquences plus basses.

Pour la composante  $a_z$ , nous constatons que le résultat de simulation est généralement assez proche de l'enregistrement, surtout entre 14 secondes et 30 secondes (figure 4.4.5a). Le PGA calculé a presque la même valeur que le PGA enregistré :

$$PGA_{calculé} = 1.07 \text{ m/s}^2 \text{ et } PGA_{enregistré} = 0.93 \text{ m/s}^2.$$

Cette différence entre les PGA calculé et enregistré vient d'une sur-estimation de l'amplitude entre 8 et 10 secondes.

Pour les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , les résultats simulés représentent bien les moments où les accélérations commencent à augmenter à environ 14 secondes.

D'après les figures 4.4.3, 4.4.4 et 4.4.5, on trouve que les vitesses et les déplacements calculés sont assez proches de ceux enregistrés, surtout suivant les directions

$x$  et  $y$ .

La figure 4.4.6 compare les résultats obtenus suivant la direction  $y$  avec l'approche de Iai *et al.* (1995) et avec l'approche « 1D-3C ». Les accélérations dans les résultats d'Iai ne sont pas filtrées. D'après la figure 4.4.6, on trouve que les deux accélérations calculées (par Iai et « 1D-3C ») ressemblent à l'accélération enregistrée. Elles ont presque les mêmes valeurs que l'enregistrement. En général, l'approche « 1D-3C » donne une bonne simulation suivant la direction  $y$ .

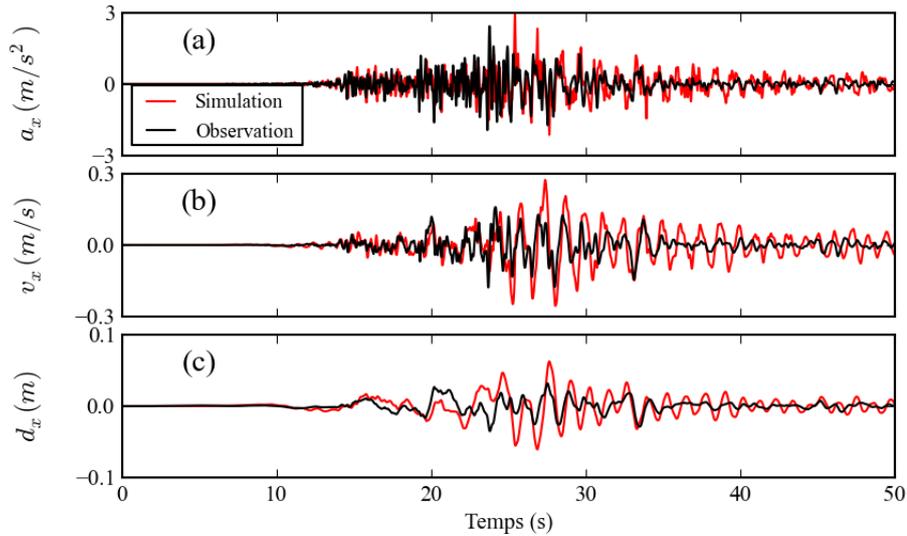


FIGURE 4.4.3: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_x$ , (b) les vitesses  $v_x$ , et (c) les déplacements  $d_x$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki

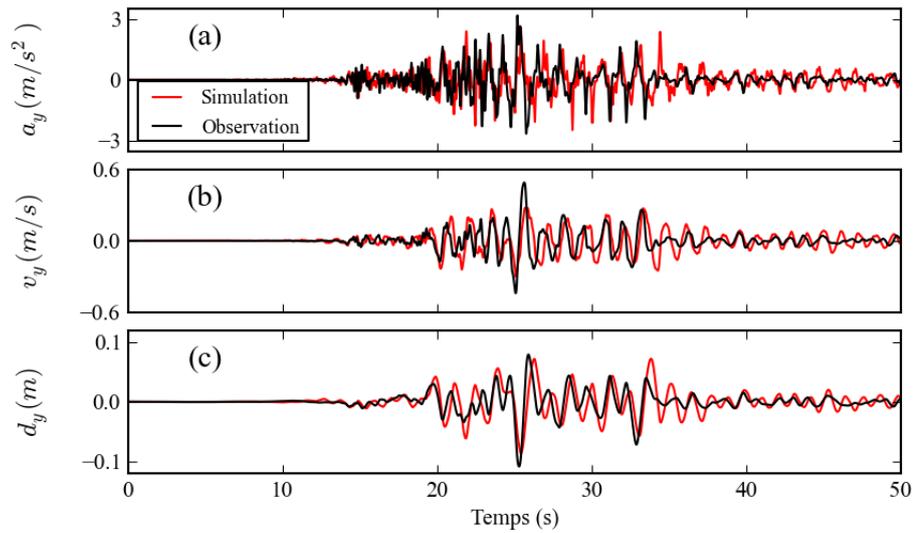


FIGURE 4.4.4: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_y$ , (b) les vitesses  $v_y$ , et (c) les déplacements  $d_y$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki

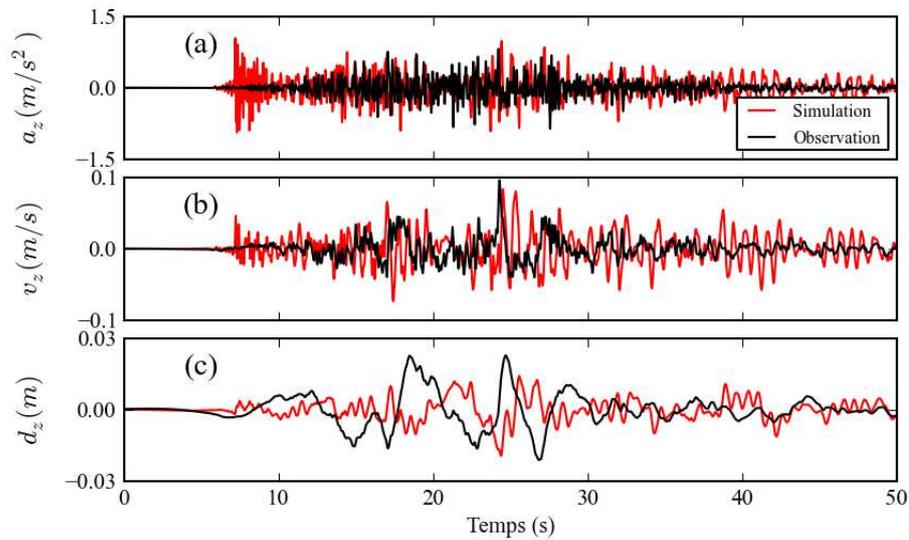
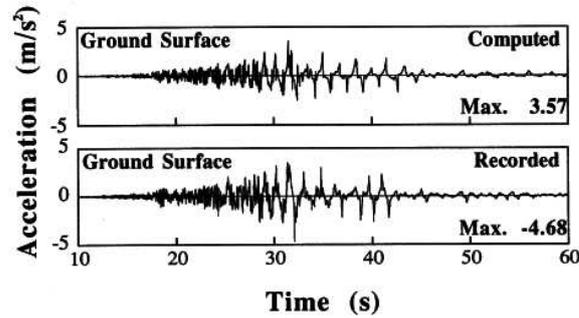
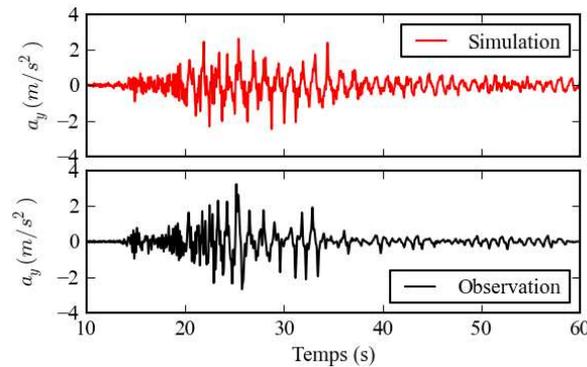


FIGURE 4.4.5: Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations  $a_z$ , (b) les vitesses  $v_z$ , et (c) les déplacements  $d_z$  enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki



(a)



(b)

FIGURE 4.4.6: Comparaison des accélérations obtenues par Iai *et al.* (1995) (figure a) et par l'approche « 1D-3C » (figure b) pour la direction  $y$  (NS)

#### 4.4.3.2 Analyse des amplitudes spectrales

La figure 4.4.7 représente les comparaisons entre les spectres de Fourier calculés et enregistrés pour les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . En général, les spectres de Fourier calculés sont proches de ceux enregistrés. Pour les fréquences en-dessous de  $0.7 \text{ Hz}$  et dans les trois directions, les courbes ont le même aspect, et presque les mêmes valeurs d'amplitude. Pour les fréquences au-dessus de  $2 \text{ Hz}$ , les résultats calculés dans les directions  $x$  et  $y$  reproduisent bien les effets non linéaires. Le fait que les spectres calculés soient proches de ceux enregistrés confirme la qualité des simulations temporelles. En effet pour les hautes fréquences, il est plus facile de comparer les spectres que de vérifier l'espacement des pics sur les accélérogrammes. Les résultats dans la direction  $z$  sont encore surestimés entre  $2 \text{ Hz}$  et  $5 \text{ Hz}$ . La surestimation des basses fréquences est due à un effet de la dilatance très fort.

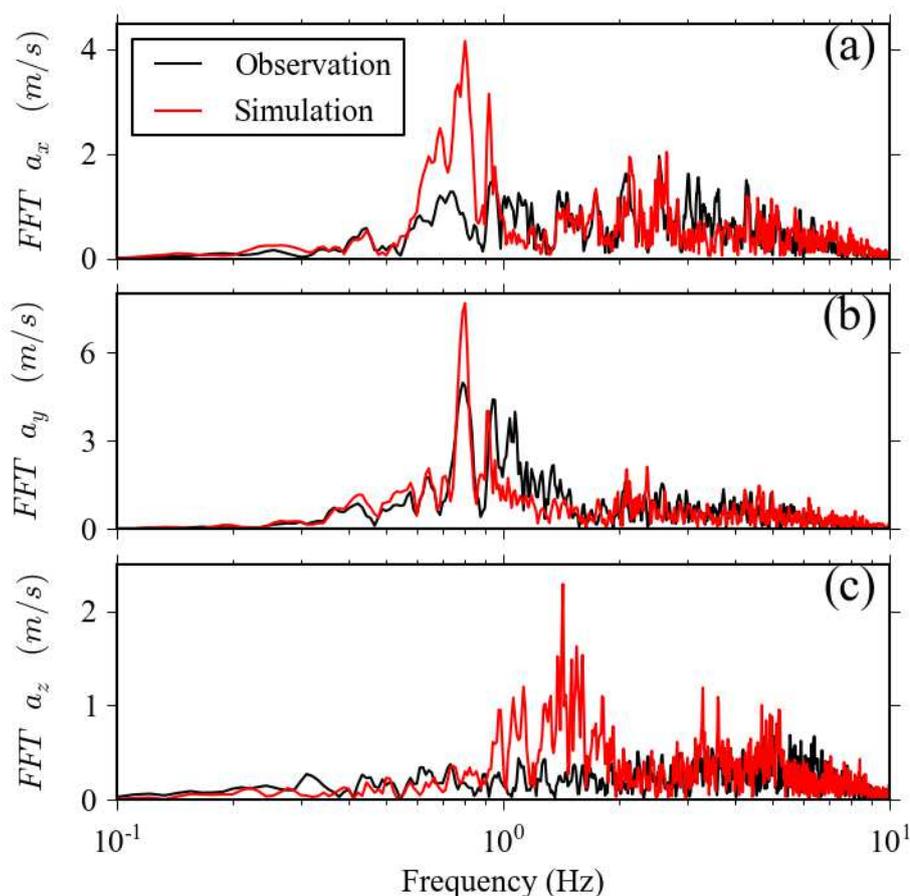


FIGURE 4.4.7: Comparaison des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées (courbes rouges) pour les trois composante  $x$ ,  $y$ ,  $z$  en surface à Kushiro

#### 4.4.3.3 Spectres de réponse en pseudo-accélération

Les spectres de réponse ont été calculés et comparés sur la figure 4.4.8 avec un amortissement égal à 5%. Nous constatons que pour les fréquences en-dessous de  $0.5 \text{ Hz}$  et au-dessus de  $7 \text{ Hz}$ , les courbes du spectre de réponse calculées et enregistrées sont proches dans les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Pour les fréquences entre  $0.5 \text{ Hz}$  et  $7 \text{ Hz}$ , les courbes simulées et enregistrées dans les directions  $x$  et  $y$  ont les mêmes formes, et presque les mêmes valeurs. Dans la direction  $z$ , le spectre de réponse calculé est assez proche de celui enregistré. Les valeurs maximales calculées dans les directions  $x$  et  $y$  sont sousestimées par rapport à celles enregistrées. Par contre dans la direction  $z$ , les valeurs maximales calculée et enregistrée sont presque

les mêmes :

Dans la direction  $x$  :  $a_{maxsimulée} = 6.13 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 8.96 \text{ m/s}^2$ .

Dans la direction  $y$  :  $a_{maxsimulée} = 9.04 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 12.02 \text{ m/s}^2$ .

Dans la direction  $z$  :  $a_{maxsimulée} = 4.37 \text{ m/s}^2$  et  $a_{maxobservée} = 3.75 \text{ m/s}^2$ .

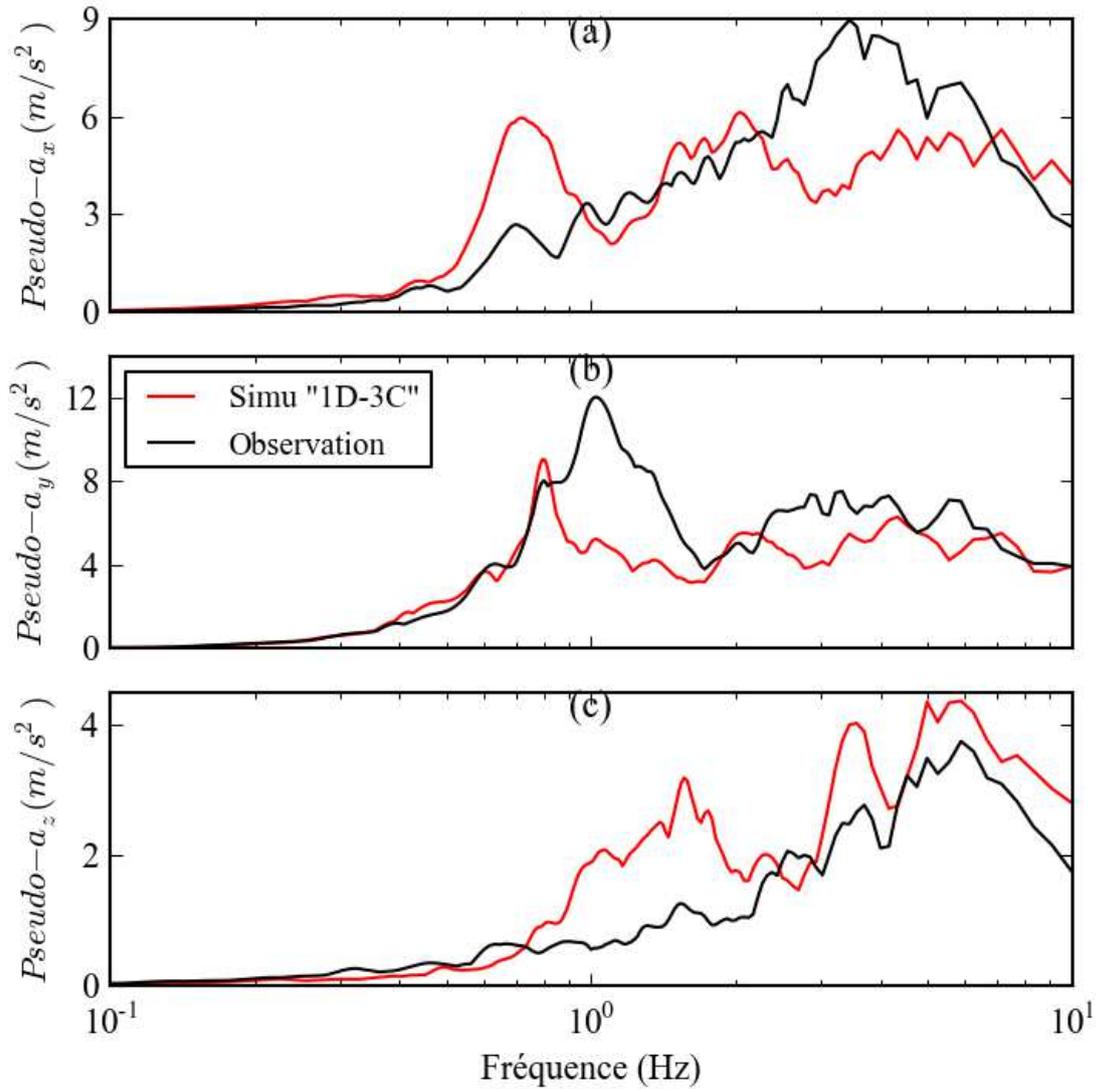


FIGURE 4.4.8: Comparaison des spectres de réponse calculés (courbes rouges) et enregistré (courbes noires) en surface à Kushiro pour un amortissement de 5 %

#### 4.4.3.4 Profils de déformation maximale

Les déformations maximales au cours du temps  $\gamma_{xy}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{octaédrique}$  calculées en fonction de la profondeur par Iai *et al.* (1995) et l'approche « 1D-3C » sont données sur la figure 4.4.9. Sur la figure 4.4.9a, nous pouvons remarquer que les distorsions obtenues avec l'approche « 1D-3C » dans la deuxième couche (de 2 m à 9 m de profondeur) sont plus grandes que celles des autres couches. La distorsion maximale de la deuxième couche approche 1%.

En observant la déformation de cisaillement suivant la direction  $y$  obtenue par Iai *et al.* (1995), on retrouve que la plus grande déformation se situe dans la deuxième couche. Cette courbe a la même forme que celle calculée avec l'approche « 1D-3C » : la distorsion maximale est la plus grande dans la deuxième couche ( $\simeq 1\%$ ), les distorsions maximales des quatrième et sixième couches sont également plus grandes que celles des autres couches.

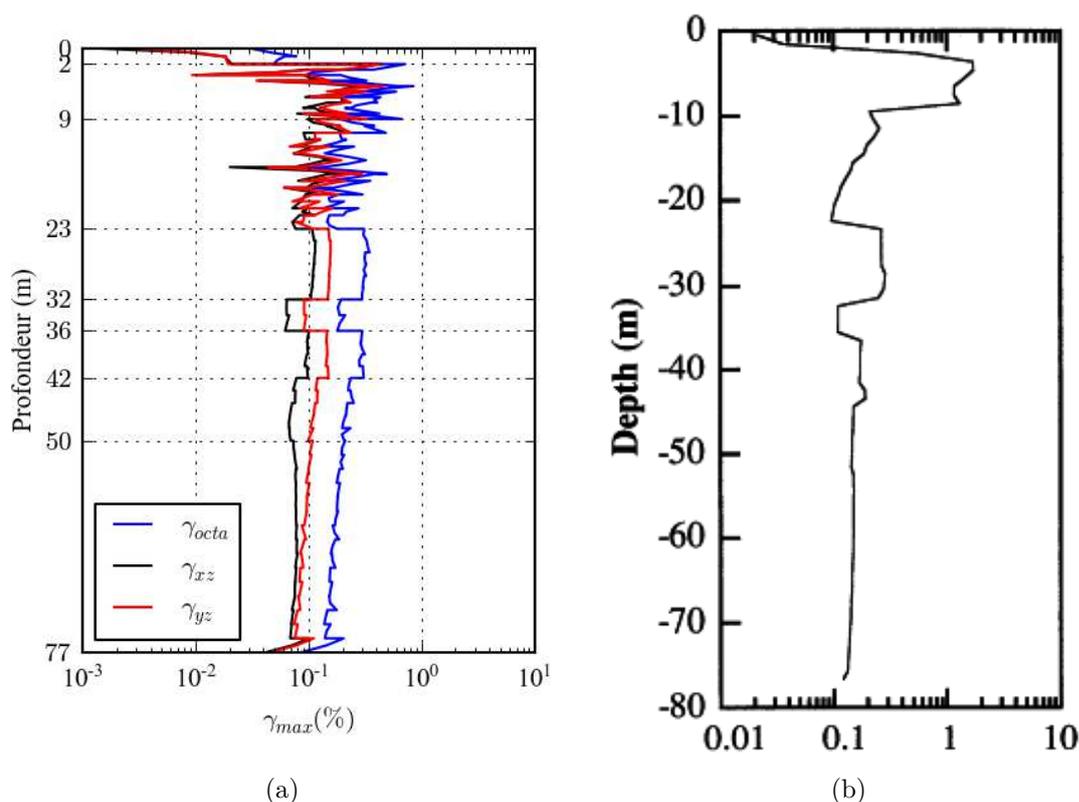


FIGURE 4.4.9: (a) Déformation maximale  $\gamma_{max}$  en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$  : courbe noire,  $\gamma_{yz}$  : courbe rouge,  $\gamma_{octaédrique}$  : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » et (b)  $\gamma_{yz}$  obtenue par Iai *et al.* (1995) à Kushiro

#### 4.4.3.5 Evaluation de la pression interstitielle et loi de comportement du sol

Afin de mieux comprendre le phénomène de mobilité cyclique, nous regardons la pression interstitielle et la loi de comportement du sol dans la deuxième couche. La figure 4.4.10 présente le comportement à 5.5 m de profondeur. Nous pouvons constater que les courbes  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  sont aussi en forme de « S », surtout la courbe  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ . Les augmentations des distorsions indiquent la diminution du module de cisaillement  $G$ . En observant la corrélation  $p' - q$ , nous trouvons que la contrainte moyenne effective diminue jusqu'à presque 10 kPa. Cela est typique du phénomène de mobilité cyclique où la pression interstitielle augmente et la contrainte effective diminue. De plus, dans ce cas,  $K_0 = 0.5$ , c'est-à-dire que les conditions initiales sont anisotropes. La majorité de la courbe  $p' - q$  se situe dans la zone de la dilatance qui se trouve entre les deux traits noir et violet. Ceci est en accord avec un comportement dilatant des matériaux. Cela n'est pas le cas pour  $K_0 = 1$ , c'est-à-dire pour une condition initiale isotrope : la courbe  $p' - q$  rentre dans le domaine de la dilatance dans un deuxième temps. La réaugmentation du module de cisaillement dans la zone de la dilatance produit la forme typique en « S » et correspond à des pics de la pression interstitielle. On trouve que les déformations augmentent de façon régulière. Cela illustre le comportement dilatant présenté dans le chapitre 2.

En observant la pression sur la figure 4.4.11, nous remarquons l'augmentation de la pression interstitielle. La pression interstitielle évolue très vite. Ceci indique bien le comportement dilatant dans cette couche avec un  $K_0 = 0.5$ .

Sur les courbes  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$  et  $p' - q$ , les courbes rouges et bleues représentent respectivement les intervalles  $[0, 25 \text{ s}]$  et  $[25 \text{ s}, 50 \text{ s}]$  (figure 4.4.10). Nous constatons que la pression interstitielle commence à augmenter en même temps que les contraintes de cisaillement. L'intervalle où la pression interstitielle augmente continuellement jusqu'à 0.8 correspond à une zone de grande valeur des contraintes et des déformations entre 25 secondes et 40 secondes.

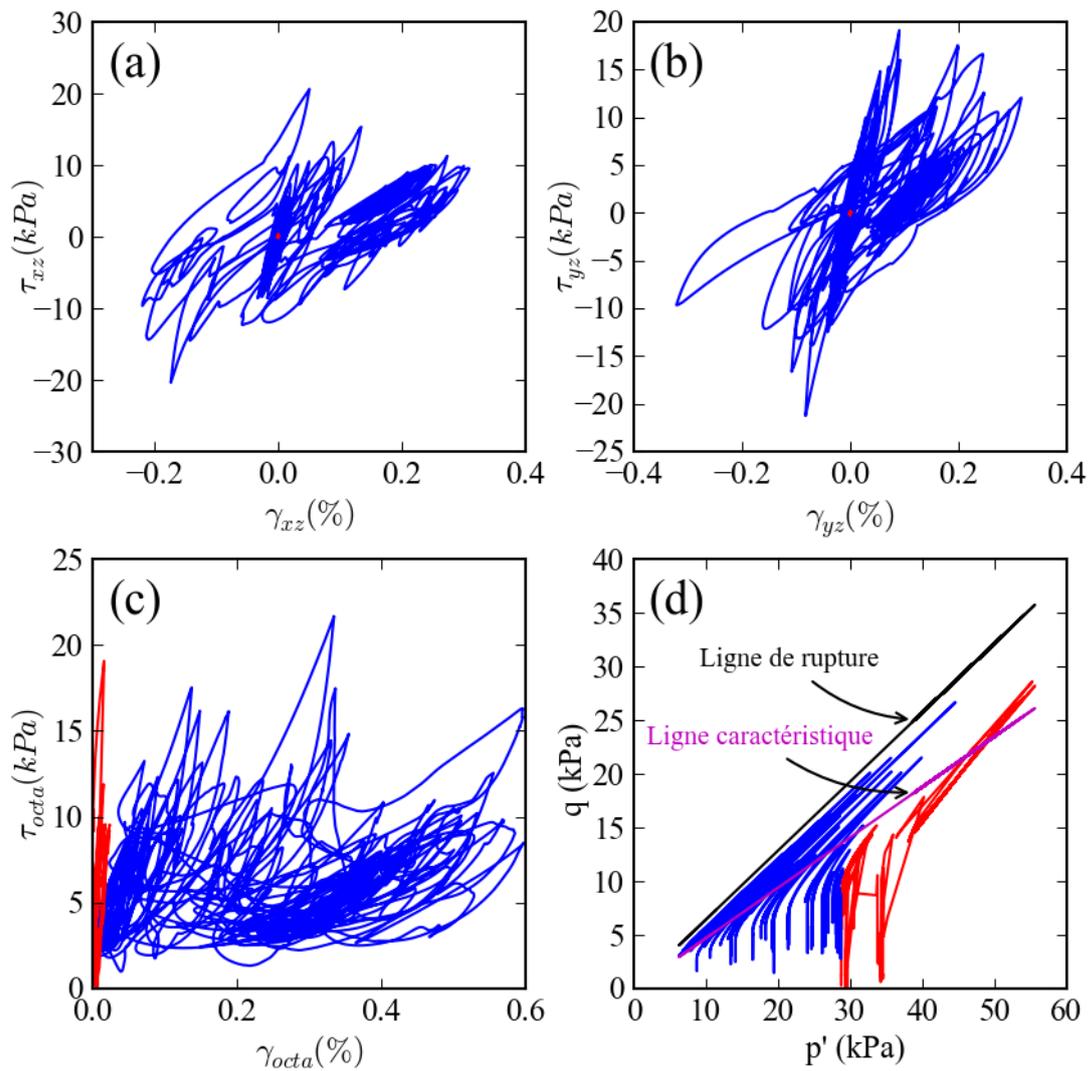


FIGURE 4.4.10: Comportement à 5.5 m de profondeur : relation  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ ,  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ ,  $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ ,  $p' - q$ ; les courbes rouges et bleues représentent respectivement les intervalles  $[0, 25 s]$  et  $[25 s, 50 s]$  à Kushiro

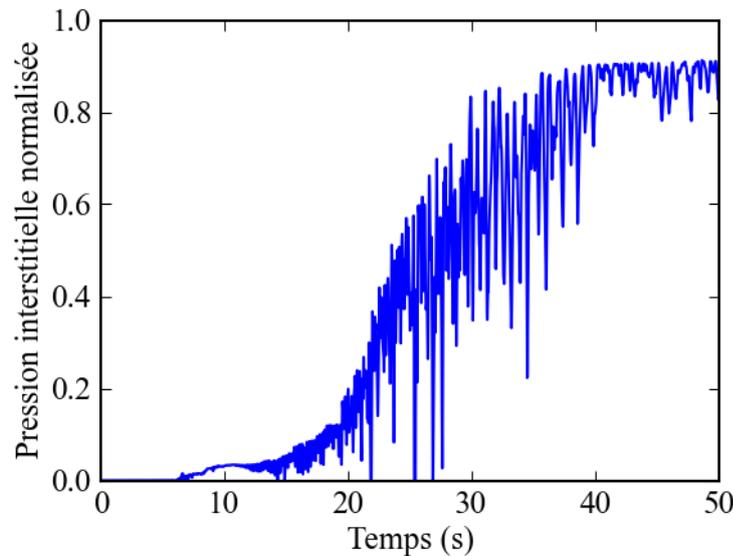


FIGURE 4.4.11: Pression interstitielle simulée à 5.5 m de profondeur à Kushiro

#### 4.4.3.6 Discussion

Nous avons généralement obtenu une bonne simulation dans les domaines du temps et de la fréquence. Le modèle modélise bien le phénomène de mobilité cyclique et le comportement dilatant des sables denses. Il est capable de prendre en compte des conditions initiales isotropes et anisotropes.

## 4.5 Le séisme d'Emilie Romagne Mw 5.9 en 2012

Dans cette section, on considère l'approche « 1D-3C » pour étudier la réponse sismique de 3 sites de la région d'Emilie Romagne (Italie) lors du tremblement de terre de magnitude de moment  $M = 5.9$  en 2012. Le but est d'expliquer les cas de liquéfaction observés à l'époque. On utilise l'approche « 1D-3C » pour simuler la réponse sismique observée à cette occasion sur le site de San Carlo Dec-Mirandola, situé à 17 Km de l'épicentre du tremblement de terre pris comme référence pour cette analyse. Pour le séisme d'Emilie Romagne, les seuls enregistrements au rocher affleurant sont utilisés comme mouvements d'entrée.

### 4.5.1 Caractéristiques du site du séisme

Dimanche 20 mai 2012, à 2h03 TU (4h03 heure locale), un séisme de magnitude ( $M_w = 6.1$ ) s'est produit à une faible profondeur (environ 6 km) dans la région de

la basse plaine du Pô (Figure 4.5.1), à 36 km au nord de Bologne. Son épicentre est situé à une latitude de 44,89° Nord, et à une longitude de 11.23° Est. Les municipalités les plus touchées sont Finale Emilia (Modena), Ferrara, Rovigo et Mantova. A ce jour, deux répliques de magnitude supérieure à 5 ont été enregistrées par l'Institut National de Géophysique et de Volcanologie (INGV).

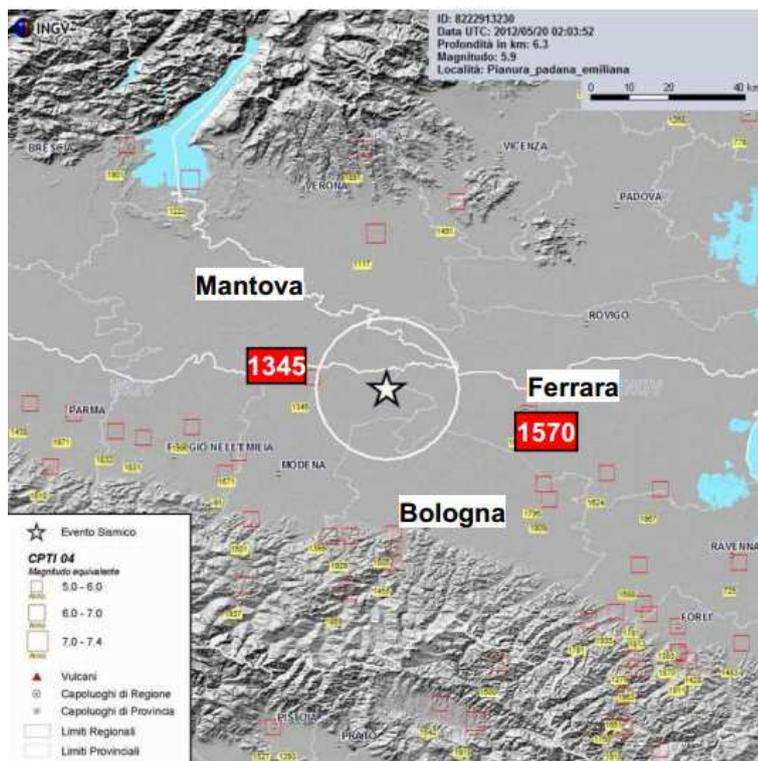


FIGURE 4.5.1: Localisation de l'épicentre du séisme d'Emilie-Romagne par rapport à la sismicité historique connue (Catalogo Parametrico Terremoti Italiani - CPTI)

Les Apennins appartiennent à un système géologique complexe qui résulte de la subduction de la plaque Adriatique sous la plaque Eurasienne. Depuis environ 5 millions d'années, la crête de cette chaîne subit un mouvement tectonique en extension alors qu'au front de la chaîne le mouvement est en compression. C'est précisément au front de la chaîne que s'est produit le séisme du 20 mai 2012. Cette zone est caractérisée par une sismicité instrumentale éparse (INGV), avec une sismicité enregistrée avant le séisme du 20 mai 2012 qui ne dépassait pas la magnitude  $M_w = 5.0$ . Les séismes historiques majeurs dans cette région, c'est-à-dire ayant occasionné des dommages importants (en particulier dans la ville de Ferrara), sont le séisme du 22 février 1346 (magnitude  $M_w$  estimée à 4.9), dont

l'épicentre est difficile à localiser et celui du 17 novembre 1570 (magnitude estimée à 5.5) (Figure 4.5.1), localisé à Ferrara, à 30 km de l'épicentre du séisme du 20 mai 2012 (d'après INGV – DBIM11 - <http://emidius.mi.ingv.it/DBMI11>).

Pour résumer les accélérographes au rocher affleurant à San Carlo constituent l'information de base pour la définition de l'enregistrement de référence pour Mirandole, dans lequel les composantes horizontales ont été obtenues en considérant la loi d'atténuation valide pour cette zone. Ces accélérations enregistrées peuvent être considérées comme une version préliminaire d'entrée pour le site de San Carlo. La figure 4.5.2 ci-dessous montre les graphiques des 3 composantes du signal d'entrée au rocher affleurant pour le site de Mirandole compte tenu de la distance épicentre-récepteur selon la loi d'atténuation et après avoir divisé l'amplitude par 2 pour le reporter à la base des colonnes.

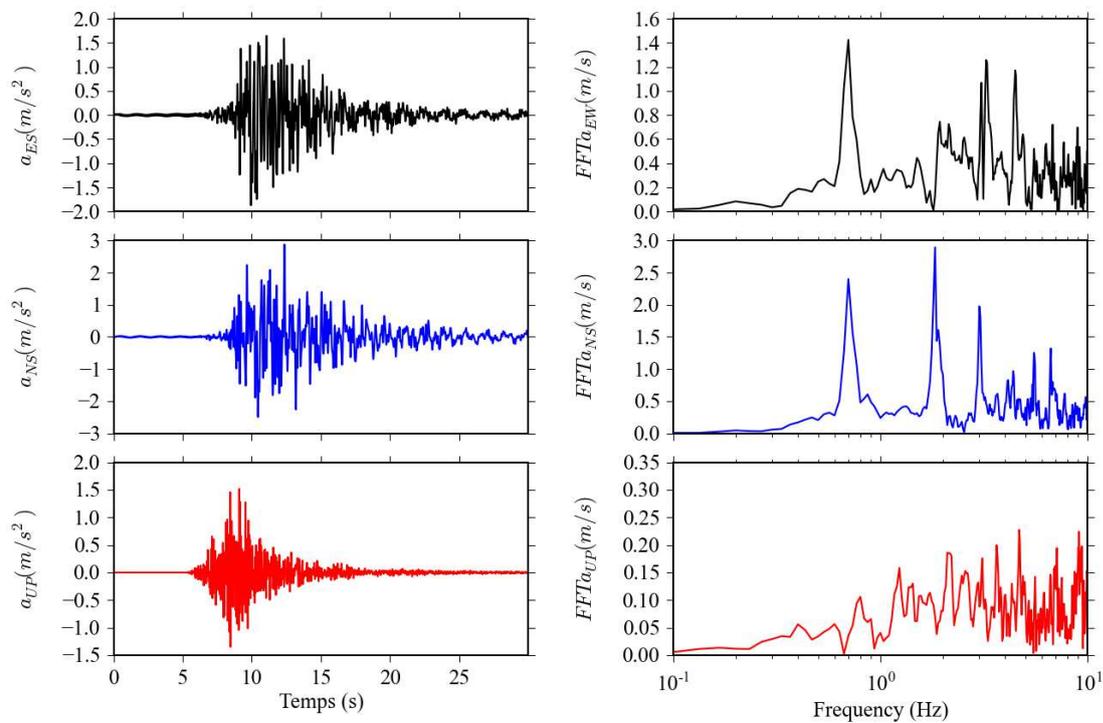


FIGURE 4.5.2: Accélérographes utilisés comme mouvements d'entrée à la base des colonnes pour le site San Carlo

### 4.5.2 La stratigraphie

Les sites de San Carlo et Sant'Agostino sont situés à environ 17km de l'épicentre de l'événement le 20 mai  $M_w = 6.1$  dans la direction SE. Le site de Mirandole se

trouve à 13 km en direction W (figure 4.5.3).

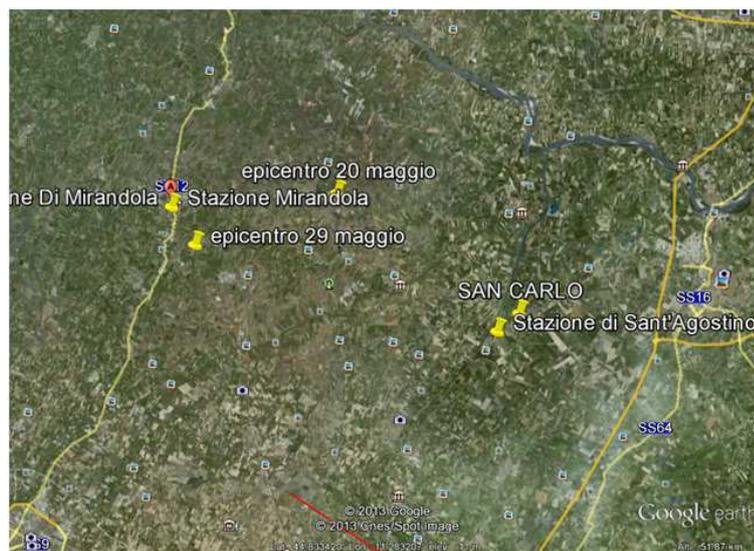


FIGURE 4.5.3: Les sites d'étude de la réponse du sol au séisme d'Emilie Romagne (Robertson (2013))

La stratigraphie et les propriétés des sols considérées sont basées sur les activités de recherche menée par le Département des Sciences de la Terre de l'Université de Rome qui a élaboré et synthétisé le modèle géotechnique et géologique du sous-sol dans la zone du village de San Carlo.

De la reconstruction de ce modèle on peut souligner ce qui suit :

- Deux niveaux sablo-limoneux (ci-après dénommé SL1 et SL2 respectivement) sont présents dans la zone du village de San Carlo dans les premiers 20 m de sol : la première couche (SL1) est un dépôt superficiel d'une épaisseur variant d'environ 5m jusqu'à 10m et correspond en partie aux dépôts alluviaux récents de la rivière Reno, la seconde couche (SL2) a une épaisseur variable de 1 m à 7 m et peut être assimilée à des alluvions plus anciennes.
- Le niveau SL1 est une couche avec tendance à la liquéfaction dont l'épaisseur a une variation significative en raison des irrégularités topographiques. En outre, grâce à son emplacement stratigraphique, le drainage de l'eau interstitielle due à des surpressions au cours du séisme est possible à partir de la surface topographique seulement.
- Le niveau SL2 est une couche plus discontinue dont l'épaisseur varie dans une gamme de quelques mètres. Ce niveau montre une forme non continue le long des sections transversales, et il est séparé du niveau SL1 par un niveau insensible à la liquéfaction d'une épaisseur variable allant jusqu'à environ 6m. Grâce à un tel contexte stratigraphique, le niveau SL2 peut être considéré comme

non drainé, c'est à dire que le drainage co-sismique de l'eau interstitielle due à des surpressions n'est pas possible.

- Au dessous du niveau SL2 il existe un niveau, d'environ 10 m d'épaisseur, insensible à la liquéfaction. Ce niveau repose au-dessus d'un niveau de 5 m d'épaisseur de sable et de gravier.

En se basant sur le modèle géologique disponible, trois colonnes de sols du site de San Carlo ont été considérées pour la modélisation numérique « 1D-3C », et sont représentées sur la figure 4.5.5. Elles se caractérisent par :

- Colonne 1 : niveau sable-limon (SL1) et SL2 (avec tendance à se liquéfier) sont intercalées avec deux niveaux limono-argileux (non sensibles à la liquéfaction) ; tout cela reste au-dessus d'un niveau de sable et de gravier à environ 20 m. Cette colonne a été obtenue en attribuant au niveau limono-argileux entre SL1 et SL2 une épaisseur minimale égale à 1.5 m.
- Colonne 2 : niveau sable-limon (SL1) et SL2 (avec tendance à se liquéfier) sont intercalées avec deux niveaux limono-argileux (non sensibles à la liquéfaction) ; tout cela reste au-dessus d'un niveau de sable et de gravier à environ 20 m. Cette colonne a été obtenue en attribuant au niveau limono-argileux entre SL1 et SL2 une épaisseur moyenne égale à 6 m.
- Colonne 3 : le niveau (SL1) sable-limon surmonte directement le niveau SL2 qui a cet endroit présente le maximum d'épaisseur (d'environ 12 m) le long du profil schématisé sur la figure 4.5.5.

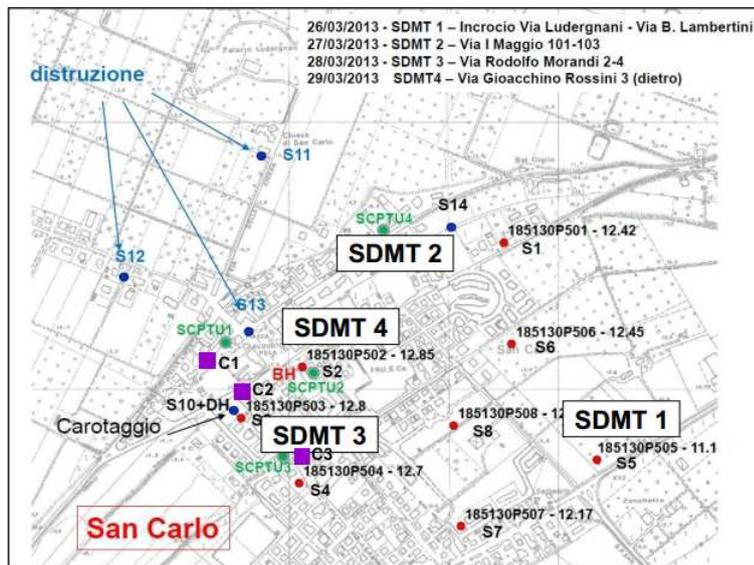


FIGURE 4.5.4: Plans de trois colonnes de sol choisies (Robertson (2013))

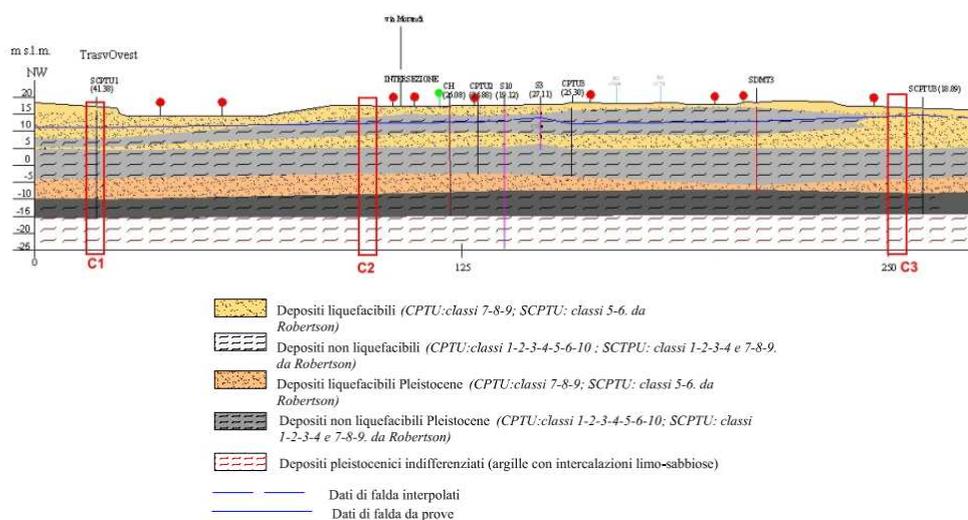


FIGURE 4.5.5: Stratigraphie des colonnes de sol (C1, C2 et C3) choisie pour la modélisation numérique « 1D-3C » (Robertson (2013))

Les nappes phréatiques pour les trois colonnes 1, 2 et 3 sont situées à 4.5 m, 9 m et 8 m sous la surface. Pour la colonne 1, les deux premières couches sont donc sèches. Pour la colonne 2, les deux premières couches sont sèches et la troisième couche est subdivisée en 2 sous-couches 3-1 (sèche) et 3-2 (saturée). Pour la colonne 3, la première couche est subdivisée en 2 sous-couches 1-1 (sèche) et 1-2 (saturée). Toutes les propriétés des sols de la colonne 1 du site de Mirandole sont données dans le tableau 4.13. Les propriétés des colonnes 2 et 3 sont données dans l'annexe B1.

Tableau 4.13: Propriétés des couches de la colonne 1

Couche	Type de matériau	Epaisseur	Densité	$V_s$	$K_0$		« Nom »
		<i>m</i>	$\rho(kg/m^3)$	<i>m/s</i>			Type
1	sable	3	1700	193	1.68	Sèche	S2-C1
2	limon-argileux	2	1700	137	1.04	Sèche	S2-C2
3	sable	2.5	1750	144	0.61	Saturée	S2-C3
4	limon-argileux	8	1750	130	0.73	Saturée	S10-C1
5	sable	5	1950	283	0.84	Saturée	S2-C3*
6	limon-argileux	7.5	2100	276	0.69	Saturée	S10-C2
7	argile-limon-sable	12	1900	260	0.65	Saturée	S10-C3
8	argile-limon-sable	40	1900	380	1	Saturée	S10-C3
9	argile-limon-sable	40	1900	500	1	Saturée	S10-C3
Roche			2200	700			

### 4.5.3 Paramètres de la simulation

Parmi les différentes couches, seuls les types S2-C1, S2-C3 et S2-C3\* montrent des indices de liquéfaction. Les paramètres de dilatance pour ces sols sont déduits à partir des essais triaxiaux cycliques en condition drainée et non drainée. Les paramètres pour les autres types de matériau sont basés sur les essais à la colonne résonnante (CR).

#### Paramètres de modèle MP11-déformation de référence

La déformation de référence  $\gamma_r$  ou  $\gamma_{50}$  peut être obtenue à partir de la courbe  $G/G_0 - \gamma$  selon la procédure expliquée à l'annexe B.2.1. Les résultats des essais à la colonne résonnante sont présentés dans l'annexe B.2.1. Les déformations de référence pour chaque type de matériau sont reportées dans le tableau 4.14.

Tableau 4.14: Déformation de référence des différents types de matériau

Type	S2-C1	S2-C2	S2-C3	S10-C1	S10-C2	S10-C3
$\gamma_{50}$ %	0.0111	0.01324	0.01444	0.11	0.07	0.055

#### Paramètres du modèle « front de liquéfaction »

Les paramètres de modèle « front de liquéfaction » se composent de 7 paramètres : l'angle de rupture  $\phi'$ , l'angle de transformation  $\phi'_p$  et cinq paramètres de dilatance  $c_1$ ,  $S_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  et  $w_1$ . L'angle de rupture  $\phi'$  et l'angle de transformation  $\phi'_p$  peuvent être déterminés à partir des essais triaxiaux consolidés isotropiquement en condition non drainée (CIU), en considérant le chemin des contraintes effectives. Les cinq paramètres de dilatance restants sont déterminés en se basant sur les résultats simulés des essais triaxiaux non drainés cycliques à contrainte contrôlée au moyen de la procédure « essai-erreur » indiquée dans le chapitre 2. Les résultats de simulation pour obtenir ces paramètres sont présentés en détail dans l'annexe B.2.1. Il y a trois types de sol qui sont liquéfiables : S2-C1, S2-C3 et S2-C3\*. Deux types de sol S2-C3 et S2-C3\* ont les mêmes propriétés en condition drainée, les mêmes valeurs  $\gamma_{50}$ ,  $V_s$  et  $V_p$ . Les valeurs des paramètres pour chaque sol sont données dans les tableaux 4.15 et 4.16.

Tableau 4.15: Angle de rupture et angle de transformation pour les sols considérés

Type	$\phi'$ (°)	$\phi'_p$ (°)
S2-C1	34.0	26.74
S2-C3	34.04	33.36
S2-C3*	34.83	32.23

Tableau 4.16: Paramètres de dilatance pour les types de sol

Type de sol	$c_1$	$S_1$	$w_1$	$p_1$	$p_2$
S2-C1	1.8	0.0085	20.85	0.6	1.0
S2-C3	1.05	0.038	11.85	0.6	0.75
S2-C3*	3.33	0.028	16.05	0.5	0.8

### Paramètres numériques

Dans le cas d'Emilie Romagne, le nombre de points par longueur d'onde est choisi égal à 20 ( $ppw = 20$ ). Nous calculons des solutions avec une valeur de  $p_0 = 0.86$ . La fréquence maximale est choisie égale à 10 Hz ( $f_{max} = 10 Hz$ ).

Les conditions sur la taille des éléments  $h$  et le pas de temps  $dt$  sont données sous la forme :

$$h \leq \frac{V_{min}}{ppw \cdot f_{max}} = \frac{130}{20 \cdot 10} = 0.65 \quad (4.5.1)$$

$$dt \leq p_0 \frac{h}{V_{max}} = 0.86 \frac{0.65}{1120} = 0.0005 \quad (4.5.2)$$

Les tailles d'élément de chaque couche sont données dans le tableau 4.17. Le pas de temps choisi est égal à  $5 \cdot 10^{-4}$  secondes.

Tableau 4.17: Taille d'élément de chaque couche

Couche	$V_s(m/s)$	$h_{max}(m)$	Épaisseur (m)	$N_{min}$	Nombre choisi
1	193	0.965	3	3	3
2	137	0.685	2	3	3
3	144	0.72	2.5	4	6
4	130	0.65	8	12	12
5	283	1.415	5	4	9
6	276	1.38	7.5	5	5
7	260	1.3	12	9	9
8	380	1.9	40	21	21
9	500	2.5	40	16	16

### 4.5.4 Analyse des résultats

Les accélérations enregistrées au rocher affleurant sont divisées par 2 pour les utiliser comme mouvements d'entrée à 120 m de profondeur. A la base des colonnes des sols considérées, les 3 composantes sont utilisées simultanément avec l'approche

« 1D-3C ». Les accélérations calculées en surface sont ensuite analysées. Tous les accélérogrammes calculés et observés ont été filtrés en-dessous de 10 Hz avec un filtre passe-bas de type Butterworth à 4 pôles avant d'être comparés.

#### 4.5.4.1 Analyse dans le domaine temporel

La figure 4.5.6 présente les accélérogrammes calculés en surface (courbes rouges) et les accélérogrammes en profondeur (courbes noires) suivant les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . En observant les accélérations calculées en surface dans les directions  $x$  et  $y$ , on trouve clairement que le phénomène de mobilité cyclique prédomine avec des pics à basses fréquences après environ 10 secondes. Ce phénomène n'apparaît pas dans les signaux en profondeur. Cela montre que ces effets ne dépendent pas de la source mais ont un caractère local lié au site. Les valeurs de ces pics en surface sont plus grandes que celles en profondeur.

Pour la direction  $z$ , avant 10 secondes, l'accélération calculée semble dépendre de l'accélération en profondeur : elle augmente de façon similaire à environ 7 secondes jusqu'à 10 secondes. A 10 secondes, sous l'influence de la mobilité cyclique naissante, la forme de l'accélération change. Elle a la tendance à produire des pics à basses fréquences.

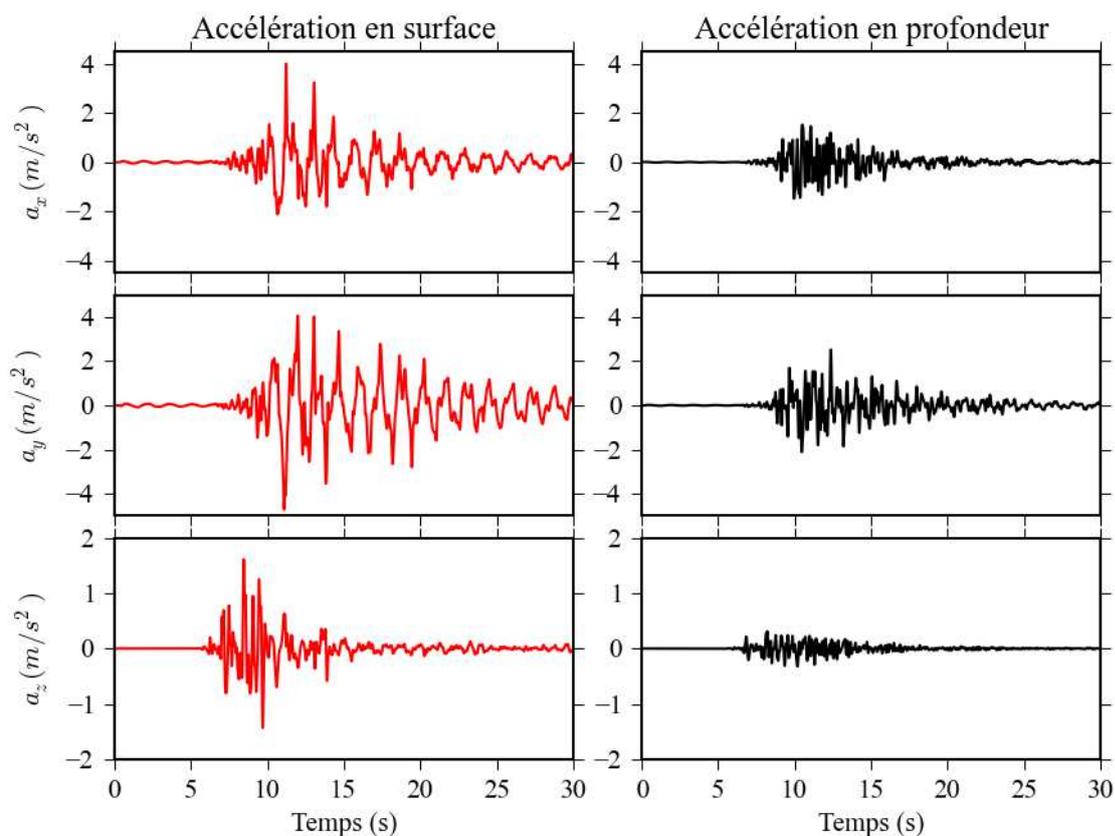


FIGURE 4.5.6: Comparaison temporelle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la première colonne

#### 4.5.4.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

La figure 4.5.7 représente les comparaisons entre les spectres de Fourier calculés en surface et enregistrés en profondeur pour les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Pour les directions  $x$  et  $y$ , pour les fréquences autour de  $0.8 \text{ Hz}$  les amplitudes calculées en surface sont plus grandes que celles en profondeur. Cela s'explique par les effets liés à la mobilité cyclique à basses fréquences comme observé dans le domaine temporel. On trouve que la fréquence fondamentale de l'accélération calculée en surface ne change pas par rapport à celle en profondeur (environ  $0.8 \text{ Hz}$ ).

Pour la direction  $z$ , et presque toutes les fréquences, on retrouve que l'amplitude en surface est plus grande que celle en profondeur.

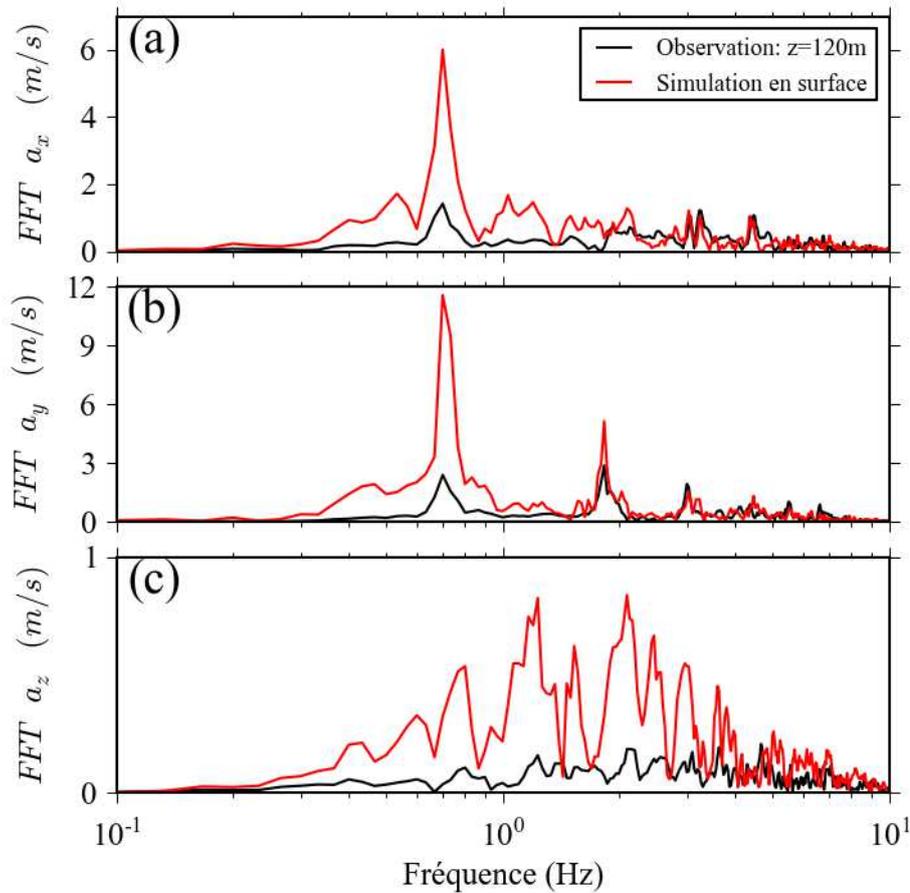


FIGURE 4.5.7: Comparaison fréquentielle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) pour la première colonne et le séisme d'Emilie Romagne

#### 4.5.4.3 Profils de déformation maximale

La figure 4.5.8 représente les déformations maximales au cours du temps  $\gamma_{xy}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{\text{octaédrique}}$  calculées en fonction de la profondeur. Nous pouvons remarquer que les distorsions obtenues dans la troisième couche (de 5 m à 7.5 m de profondeur) sont plus grandes que celles des autres couches. Elles atteignent plus de 1%. Cette couche peut être sensible à la liquéfaction. On trouve également les distorsions très importantes dans les couches 4 (entre 7.5 m et 15.5 m) et 9 (de 28 m à 40 m) (correspondant à 1% et 0.5 %).

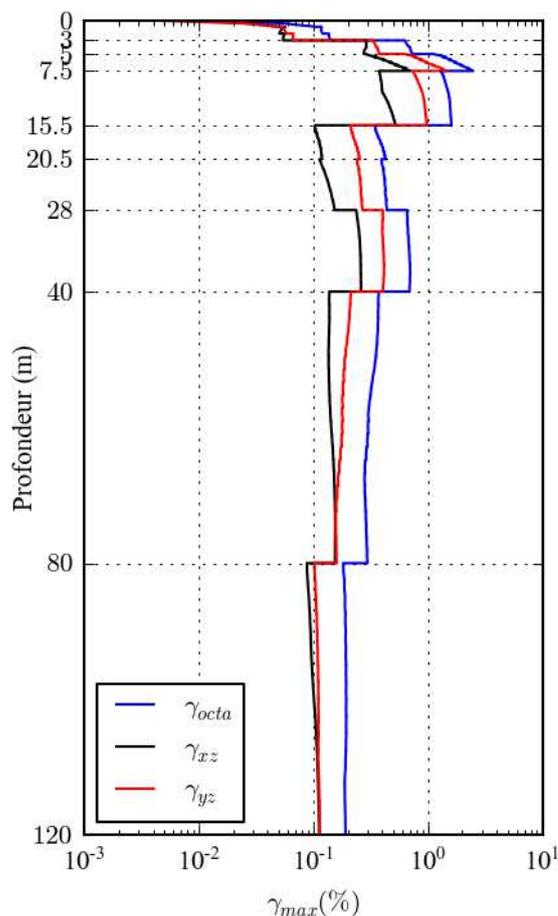


FIGURE 4.5.8: Déformation maximale  $\gamma_{max}$  en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$  : courbe noire,  $\gamma_{yz}$  : courbe rouge,  $\gamma_{octaédrique}$  : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » en Emilie Romagne pour la première colonne

#### 4.5.4.4 Evaluation de la pression interstitielle

Dans cette section, nous nous intéressons à la génération de la pression interstitielle dans les couches 3 et 5 qui sont susceptibles à la liquéfaction. La figure 4.5.9 représente les pressions interstitielles à 6.5 m (courbe rouge) et 18 m (courbe turquoise) de profondeur. On trouve qu'il y a une augmentation de la pression interstitielle dans ces couches. La pression interstitielle à 18 m de profondeur augmente jusqu'à 0.4 (valeur normalisée) et la pression interstitielle à 6.5 m de profondeur augmente jusqu'à une valeur normalisée de 0.7. La forte génération de la pression interstitielle dans la troisième couche conduit à une diminution du mo-

dule de cisaillement. Cela explique la grande distorsion dans la troisième couche. La cinquième couche a une augmentation de la pression interstitielle, mais cette augmentation n'est pas suffisante grande.

La pression interstitielle dans la cinquième couche commence à augmenter à environ 10 secondes. On trouve que l'augmentation de la pression interstitielle pour la troisième couche commence à environ 7 secondes. Les pressions interstitielles atteignent une grande valeur au même instant (à environ 15 secondes).

De plus, on trouve que des pics apparaissent sur la pression interstitielle à 6.5 m de profondeur. Cela correspond à un effet de dilatance.

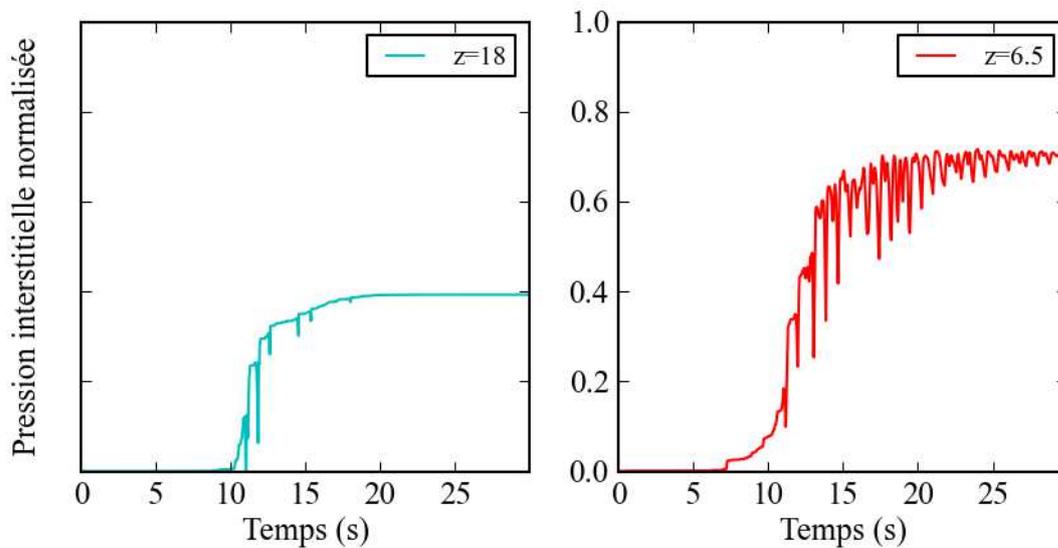


FIGURE 4.5.9: Pression interstitielle dans la couche 3 (à 6.5 m de profondeur- courbe rouge) et dans la couche 5 (à 18 m de profondeur- courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la première colonne

#### 4.5.4.5 Boucles contrainte-déformation

La figure 4.5.10 représente les relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 18 m de profondeur (figure a et b) et à 6.5 m de profondeur (figure c et d). Ces relations sont présentées également selon le temps : les courbes noires représentent l'historique avant 10 secondes, les courbes turquoise (à 18 m de profondeur) ou rouges (à 6.5 m de profondeur) représentent l'historique après 10 secondes.

On trouve que les comportements sont clairement non linéaires avant 10 secondes (courbes noires). Cela montre les effets non linéaires avec les amplitudes à hautes fréquences. Après 10 secondes, on observe deux phénomènes contradictoires : les distorsions à 18 m diminuent et en revanche, les distorsions à 6.5 m de profondeur

augmentent fortement. Cela peut s'expliquer comme suit :

A partir de 10 secondes, les signaux d'entrée en profondeur commencent à diminuer. A 18  $m$  de profondeur, une faible augmentation de la pression interstitielle ( $\simeq 0.4$ ) conduit à une seule légère diminution du module de cisaillement. Les distorsions se réduisent donc en suivant la diminution des signaux d'entrée. En revanche, la génération de la pression interstitielle à 6.5  $m$  de profondeur est assez grande. Cela conduit à une grande réduction du module de cisaillement. Bien que les signaux d'entrée diminuent, les distorsions croissent fortement ( $\simeq 0.3\%$ ).

Nous constatons que la courbe  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 6.5  $m$  de profondeur est en forme de « S ». La réaugmentation du module de cisaillement dans la zone de la dilatance produit la forme typique en « S » et correspond à des pics de pression interstitielle.

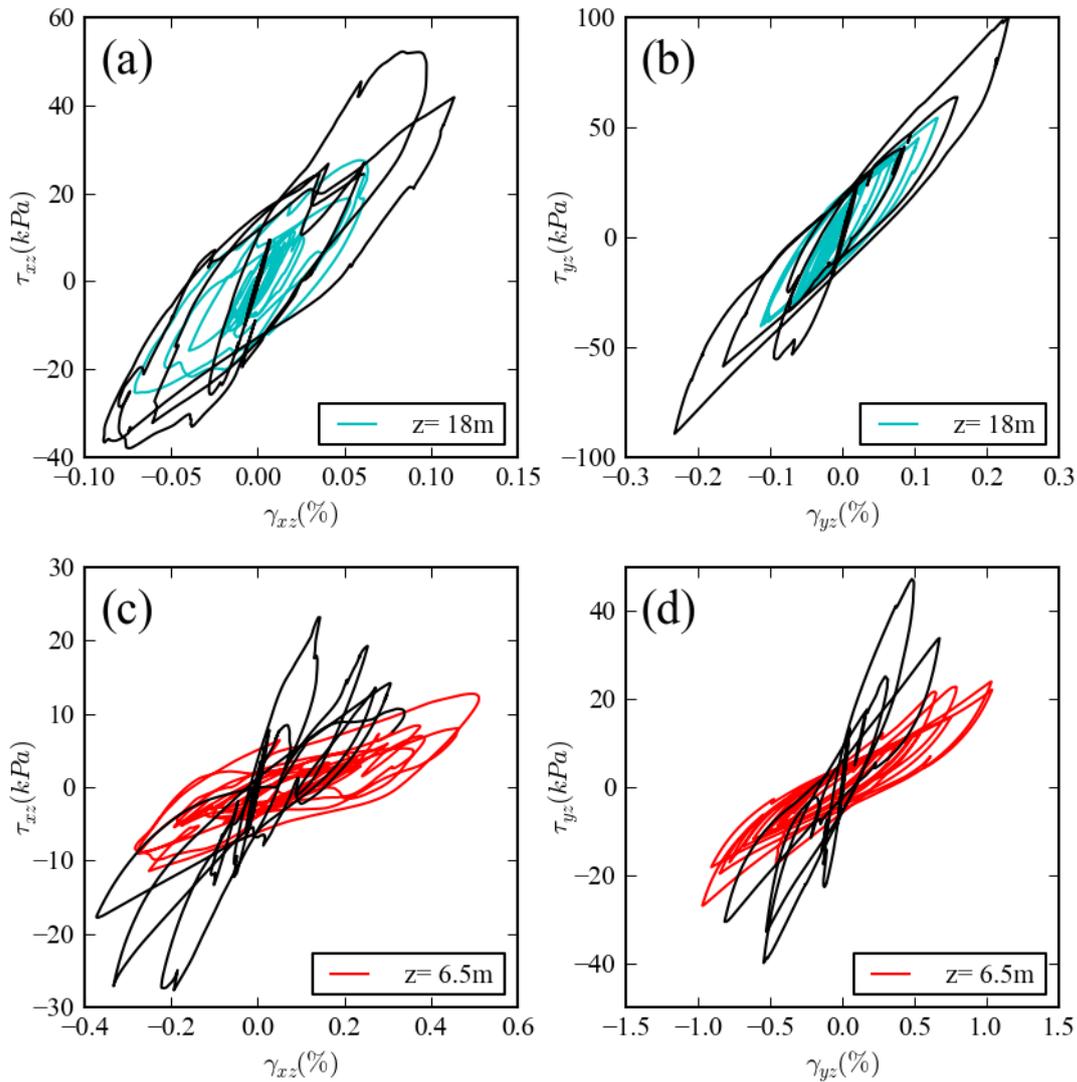


FIGURE 4.5.10: Relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 6.5 m (c et d) et 18 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle  $[0, 10\text{ s}]$ , les courbes rouges et turquoises représentent respectivement l'intervalle  $[10\text{ s}, 30\text{ s}]$  en Emilie Romagne pour la première colonne

#### 4.5.4.6 Discussion

Dans cette section, nous avons utilisé l'approche « 1D-3C » pour prévoir la réponse en surface. Les résultats calculés montrent clairement le phénomène de mobilité cyclique apparaissant pendant le séisme. La génération de la pression in-

terstitielle se produit au cours de sollicitation sismique. Le comportement dilatant se retrouve dans ce site.

## 4.6 Conclusion

L'approche « 1D-3C » a été utilisée pour simuler et prévoir l'amplification des ondes sismiques pour les sites réels. Dans un premier temps, l'approche « 1D-3C » a permis de simuler la réponse sismique pour les trois séismes de Superstition Hills (1987), de Tohoku (2011) et de Kushiro (1993). Ces séismes, ayant les enregistrements en profondeur et en surface, permettent de comparer les résultats obtenus par l'approche « 1D-3C » et les données réelles. Les résultats obtenus en surface ont été comparés avec les enregistrements en surface dans le domaine temporel, le domaine fréquentiel, le spectre de réponse. La génération de la pression interstitielle par l'approche « 1D-3C » est également comparée avec la pression interstitielle enregistrée en profondeur. De plus, les résultats ont été analysés en terme de déformation maximale en fonction de la profondeur et boucles contraintes-déformations pour mieux observer le comportement non linéaire au cours de la sollicitation sismique.

En général, les comparaisons entre les accélérations calculées et enregistrées en surface sont assez satisfaisantes. Les accélérations calculées et enregistrées en surface suivant les trois directions sont similaires pour les trois sites de Wildlife, Onahama et Kushiro. En particulier, les déplacements calculés suivant les 3 directions sont très proches de ceux enregistrés. L'approche « 1D-3C » est bien capable de reproduire les effets non linéaires et le phénomène de mobilité cyclique observés dans les enregistrements. La mobilité cyclique est bien mise en évidence par la génération de la pression interstitielle au cours de la sollicitation sismique comme sur l'enregistrement à Wildlife. Pour les autres sites, l'augmentation de la pression interstitielle est également retrouvée. Les relations contraintes-déformations calculées représentent bien un comportement non linéaire. De plus, l'approche exprime bien un comportement dilatant et ses effets sur des pics de la pression interstitielle. Ces résultats nous permettent de valider l'approche « 1D-3C ».

En outre, des simulations sont effectuées en suivant les deux approches « 1D-3C » et « 1D-1C », et leurs résultats sont comparés pour évaluer l'influence des mouvements simultanés dans les trois directions. Les comparaisons des résultats avec ces approches montrent l'influence de « la composante intermédiaire » et de la composante « la plus élevée » du mouvement sur le comportement obtenu en surface. L'approche « 1D-1C » reproduit assez bien l'accélération en surface et la pression interstitielle seulement dans le cas où la composante d'entrée a la même forme que la composante d'entrée la plus élevée. De plus, les déformations maximales calculées avec l'approche « 1D-3C » sont plus grandes que celles obtenues

avec l'approche « 1D-1C » pour Wildlife et Onahama. Par contre, pour Kushiro, l'approche « 1D-3C » donne des valeurs plus faibles pour la distorsion maximale  $\gamma_{yz}$ . Cela vient du fait que les signaux d'entrée utilisés dans les deux calculs sont différents. Contrairement à Iai, nous avons utilisé des signaux filtrés qui ont une amplitude plus faible.

Les résultats obtenus avec l'approche « 1D-3C » ont aussi été comparés avec ceux d'un autre modèle (Bonilla ou Iai) basé sur l'approche « 1D-1C ». Pour chaque composante, les résultats des deux modèles sont très proches. L'avantage de l'approche « 1D-3C » est que les trois composantes (polarisation-3D) de l'onde incidente sont propagées *simultanément* dans un sol multicouche horizontal en prenant en compte le chargement en 3D.

Dans un deuxième temps, nous avons appliqué l'approche « 1D-3C » pour prévoir la réponse du site lors du séisme d'Emilie Romagne en 2012. En général, les simulations permettent de vérifier un effet de mobilité cyclique au cours de la sollicitation sismique. En effet, nous observons le développement de grandes déformations au voisinage de l'état isotrope ( $q = 0$ ), liées au développement ponctuel de pics de surpression interstitielle. Dans tous les cas, les contraintes effectives ne s'annulent pas donc il n'y a pas de liquéfaction.



# Conclusions générales et Perspectives

## Rappel des objectifs

Cette thèse vise à étudier les effets de site non linéaires en modélisant la propagation des ondes sismiques dans un profil de sol 1D et en tenant compte de l'influence du trajet de chargement en 3-D sur le comportement non linéaire du sol. De plus, ce travail s'intéresse à l'effet d'une secousse sismique sur l'évolution des pressions interstitielles dans les couches de sol sableux saturé. Ce mémoire propose ainsi de nouvelles avancées dans le domaine de la modélisation de la propagation des ondes dans les sols saturés à comportement non linéaire.

## Bilan et Apport des travaux effectués

### ***Modèle non linéaire de comportement du sol sec et saturé sous chargement cyclique***

Dans un premier temps, un modèle de comportement non linéaire des sols en trois dimensions (3D) est proposé. Le modèle considéré couple deux phénomènes :

- une loi de comportement non linéaire du sol avec un état de contrainte tridimensionnel basé sur la théorie élastoplastique généralisée par Segalman et Starr (2008) et appelée Masing-Prandtl-Ishlinskii-Iwan (MPII),
- un développement en trois dimensions d'un modèle « front de liquéfaction » basé sur la relation entre la pression interstitielle et le travail de la contrainte de cisaillement donnée par Iai *et al.* (1990b) et Iai *et al.* (1990a).

Le modèle MPII permet d'estimer les contraintes totales, puis le modèle « front de liquéfaction » permet de corriger ces contraintes totales pour obtenir les contraintes effectives. Ce couplage permet de modéliser le comportement d'un sable sec ou saturé, en conditions drainées ou non drainées. Le modèle proposé MPII-L (MPII + « front de liquéfaction ») a été appliqué pour modéliser le comportement des sables aussi bien en conditions lâches qu'en conditions denses dans l'essai de torsion. Ce modèle a bien reproduit les caractéristiques du comportement des sables saturés

au cours de la sollicitation cyclique :

- la diminution du module de cisaillement conduit à une augmentation de la déformation de cisaillement,
- la pression interstitielle augmente presque jusqu'à 1 (valeur normalisée).

En particulier, un comportement « plus sensible » de sol lâche et un comportement « stable » de sol dense ont été mis en évidence par le modèle MP11-L comme sur les résultats des essais en laboratoire.

Ce modèle est d'abord appliqué sur des données de laboratoire (essais triaxiaux) permettant d'obtenir les paramètres de l'équation constitutive.

Avec un état de contrainte tridimensionnel, ce modèle permet d'analyser l'influence des contraintes « intermédiaire » et « la plus élevée ». Au contraire, un modèle (1C) qui ne retient qu'une seule composante de la déformation imposée ne peut donner une bonne estimation de la pression interstitielle et de la relation contrainte-déformation que lorsque la composante  $\varepsilon_{zz}$  est faible. En revanche, les résultats des cas à trois composantes imposées (3C) sont différents des résultats obtenus pour une seule composante imposée (1C) lorsque la composante  $\varepsilon_{zz}$  est plus grande.

Un des apports du modèle MP11-L est de permettre de modéliser :

- les comportements d'un sable sec ou saturé, en conditions non drainées,
- les comportements très variés observés expérimentalement sur les sables (sables lâche, moyennement dense et dense),
- des chargements (ou des essais) très variés : essai de torsion cyclique, essai triaxial cyclique limité en contrainte ou en déformation.

### **Approche « 1D-3C » pour la propagation des ondes sismiques**

Dans un deuxième temps, le modèle MP11-L est implanté par la méthode des éléments finis pour la modélisation de la propagation des ondes sismiques. L'approche développée vise à simuler la propagation des ondes sismiques dans la direction verticale en prenant en compte le chargement en 3D et le comportement non linéaire hystérétique du sol (1D-3C). Cette approche permet de modéliser la propagation des ondes sismiques sous deux conditions aux limites, « absorbante » et « fond de puits ». La condition « absorbante » est utilisée quand les accélérations d'entrée sont enregistrées sur le rocher affleurant. La condition « fond de puits » (ou « borehole » - en anglais) est utilisée dans les cas où on dispose d'enregistrements en fond de puits. Dans l'approche « 1D-3C », les trois composantes (polarisation-3D) de l'onde incidente sont propagées *simultanément* dans un sol composé de plusieurs couches horizontales.

Cette approche a été utilisée pour modéliser la réponse des sols pour 4 séismes réels : le séisme de Superstition Hills en 1987 aux États-Unis ( $M_w = 6.7$ ) enregistré à Wildlife; le séisme de Tohoku en 2011 au Japon ( $M_w = 9.1$ ) enregistré

---

à Onahama ; le séisme de Kushiro en 1993 au Japon ( $M_w = 7.8$ ) enregistré au port de Kushiro et le séisme d'Emilie Romagne en 2012 en Italie ( $M_w = 5.9$ ) modélisé à San Carlo Dec-Mirandola. Pour les trois premiers séismes, des enregistrements en profondeur et en surface sont disponibles. Il est donc possible de valider le modèle proposé en comparant les accélérations calculées en surface avec les enregistrements. Pour le séisme d'Emilie Romagne, seuls des enregistrements au rocher affleurant sont disponibles. L'approche « 1D-3C » est utilisée pour simuler la réponse sismique sur le site de San Carlo Dec-Mirandola et expliquer les cas de liquéfaction observés à l'époque. Pour ce séisme, la laboratoire de l'Université de Rome a réalisé des essais (triaxial cyclique drainé, non drainé, ...) pour déterminer les paramètres utiles pour le modèle MP11-L. Nous avons déterminé tous les paramètres nécessaires pour le site de San Carlo Dec-Mirandola. Nous avons simulé la réponse de trois colonnes du site de San Carlo pour étudier la mobilité cyclique qui s'est produite à cette occasion.

Pour les trois sites de Wildlife, d'Onahama et de Kushiro-Oki, l'approche « 1D-3C » donne généralement de bons résultats. Les accélérogrammes calculés sont proches de ceux enregistrés pour les trois directions. De plus, les déplacements calculés sont très proches de ceux enregistrés. Dans le domaine fréquentiel, les amplitudes calculées et enregistrées ont presque les mêmes valeurs. Pour le spectre de réponse, les courbes calculées ressemblent à celles enregistrées. Ces comparaisons permettent de valider l'approche « 1D-3C ».

L'approche « 1D-3C » représente bien les effets non linéaires et l'effet de la mobilité cyclique sur les enregistrements. Pendant la première partie du séisme, les déformations atteignent 0.1 % ce qui correspond au comportement non linéaire du sol. Cela conduit à des oscillations à hautes fréquences sur les accélérogrammes. Pendant la deuxième partie, les déformations sont encore plus grandes et il y a une augmentation de la pression interstitielle. Cela correspond à la mobilité cyclique. Sur les accélérogrammes, ce phénomène se traduit par les oscillations à basses fréquences sur les accélérogrammes. Le moment où la mobilité cyclique devient prédominante est le même pour les simulations et les observations.

L'approche « 1D-3C » reproduit bien la génération de la pression interstitielle au cours de la mobilité cyclique. De plus, la pression interstitielle calculée dans le cas de Wildlife est très proche de celle enregistrée. La diminution du module de cisaillement, mise en évidence par une forte augmentation de la déformation de cisaillement, se retrouve dans les boucles contraintes-déformations pour les trois sites. Lorsque des pics à hautes fréquences sont visibles sur les accélérogrammes, les boucles contraintes-déformations indiquent clairement un comportement non linéaire. De même, lorsque les accélérogrammes présentent des pics à basses fréquences, les boucles contraintes-déformations ont une forme en « S » typique de la mobilité cyclique. En particulier, l'approche « 1D-3C » est capable de représenter

un comportement dilatant conduisant à une réaugmentation du module de cisaillement et une diminution de la pression interstitielle. Cela se traduit par des pics sur la courbe représentant l'évolution de la pression interstitielle au cours du temps. En général, l'approche « 1D-3C » fournit une bonne simulation du comportement non linéaire des sols saturés au cours de la sollicitation sismique.

On a aussi effectué des simulations pour les deux sites Wildlife et Onahama avec l'approche « 1D-1C » qui n'utilise qu'une seule composante de l'accélération en entrée. La comparaison des résultats avec ceux obtenus avec l'approche « 1D-3C » montrent l'influence de « la composante intermédiaire » et de « la composante la plus élevée » :

- L'approche « 1D-1C » ne peut donner une bonne estimation de l'accélération en surface et de la pression interstitielle que lorsque la composante d'entrée a la même forme que la composante d'entrée « la plus élevée ». C'est le cas pour les directions  $y$  et  $z$  du site Wildlife et les directions  $x$  et  $y$  du site Onahama. Lorsque la composante d'entrée et la composante « la plus élevée » ont des formes différentes, l'approche « 1D-1C » ne peut pas donner une bonne simulation. C'est le cas pour la direction  $x$  du site Wildlife et la direction  $z$  du site Onahama. Cela explique l'influence de la composante « la plus élevée ».
- les déformations maximales au cours du temps en fonction de la profondeur calculées avec l'approche « 1D-3C » sont plus grandes que celles obtenues avec l'approche « 1D-1C ». Cela explique l'influence de la composante « intermédiaire ».

Notre approche « 1D-3C » a également été comparée avec un autre modèle « 1D-1C » de la littérature (Bonilla ou Iai). Dans son domaine d'application (c'est-à-dire seulement pour la composante la plus élevée de l'accélération d'entrée car il s'agit d'une approche « 1C »), ce modèle donne des résultats très proches de ceux que nous avons obtenus. Néanmoins, le principal avantage de l'approche « 1D-3C » est que les trois composantes de l'accélération sont calculées simultanément. De plus, les raisons suivantes rendent cette approche particulièrement intéressante :

- Les paramètres nécessaires sont peu nombreux : 3 paramètres pour le modèle MP11 et 7 paramètres pour le modèle « front de liquéfaction ». Tous les paramètres peuvent être déterminés simplement à partir d'essais cycliques en laboratoire.
- La loi de comportement MP11-L implantée est capable de bien représenter un comportement non linéaire des sables saturés sous chargement cyclique.
- Le modèle MP11-L peut donner une bonne relation contrainte-déformation jusqu'à une déformation plus élevée (par exemple 10 % pour Wildlife, 1 % pour Onahama et 0.5 % pour Kushiro).
- Une bonne estimation des accélérations en surface pour les trois directions est obtenue dans les domaines temporel, fréquentiel et sur le spectre de réponse.

- 
- De plus les effets non linéaires et de la mobilité cyclique sont bien reproduits.
- Le profil  $\gamma_{max}$  obtenu en fonction de la profondeur est plus réaliste.
  - L’augmentation de la pression interstitielle est bien représentée. En particulier, la réaugmentation du module de cisaillement dans la zone dilatante, qui conduit à une diminution de la pression interstitielle, est bien reproduite.
  - Un grand avantage de l’approche « 1D-3C » est qu’elle est capable de donner une bonne estimation de l’accélération et de la pression interstitielle suivant les directions pour lesquelles la forme de l’accélération d’entrée est différente de celle de la composante « la plus élevée ». Dans ces directions, l’approche « 1D-1C » ne peut pas donner une bonne simulation.
  - L’approche « 1D-3C » peut reproduire les effets non linéaires suivant la direction verticale. C’est un sujet important puisque cette composante peut générer des ondes de surface sur les bords des bassins sédimentaires.
  - L’approche peut être utilisée avec des conditions aux limites différentes (« absorbante » ou « fond de puits »), et des conditions initiales isotropes ou anisotropes. De plus, il est possible de modéliser la propagation des ondes sismiques à travers des colonnes de sols de hauteurs variées (ici, nous avons testé de quelques mètres à une centaine de mètres).

### Limites et perspectives

En ce qui concerne les limites, il faudrait augmenter le nombre d’éléments pour pouvoir étudier des cas réels plus profonds.

Dans cette étude, nous considérons la propagation des ondes sismiques dans la direction verticale avec un modèle 3D pour le comportement du sol. Un sujet pour des travaux futurs pourrait être l’extension de cette approche à des sols dont les propriétés varient selon les trois directions de l’espace et à des ondes d’incidence oblique.

Une analyse encore plus détaillée des potentialités de cette méthode pourra être conduite en considérant des sites densément instrumentés avec un ensemble de capteurs piézoélectriques plus important. La méthode peut s’avérer très utile également pour évaluer l’efficacité de certaines solutions de confortement et d’amélioration des sols in situ (mise en place de couches de gravier drainantes). Le modèle peut être utilisé pour comparer et valider les résultats des expérimentations en conditions contrôlées (par exemple essais en centrifugeuse).

De plus, pour pouvoir modéliser des sites réels, il faut développer une méthode pour simplifier la détermination des paramètres nécessaires. En effet, cela demande actuellement de réaliser de nombreux essais pour chaque couche de sol et les données ne sont pas toujours disponibles.



# **Annexes**



# Annexe A

## Etude bibliographique

### A.1 Quelques exemples historiques de cas de liquéfaction

#### Séisme d'Alaska, (1964)

Le séisme de 1964 en Alaska est un des plus puissants séismes enregistrés sur Terre avec une magnitude 9,2 sur l'échelle de Richter. Il a frappé la région d'Anchorage, en Alaska, le vendredi 27 mars 1964 (Vendredi saint, God Friday). L'épicentre du séisme se situe à environ 90 km à l'ouest de Valdez et 120 à l'est d'Anchorage, avec un foyer à une profondeur de 25 km. La liquéfaction a été observée par des ruptures de fondation sur la figure A.1.

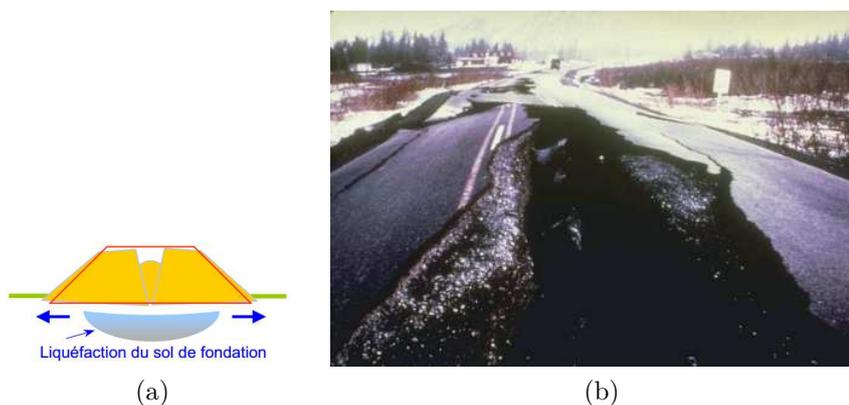


FIGURE A.1: a) Liquéfaction du sol de fondation; b) Remblais routiers pour le séisme d'Alaska

### Séisme de Loma Prieta, pour le site Moss Landing, en Californie (1989)

Le séisme de Loma Prieta, en 1989, a engendré de grands épandages latéraux relatifs à la liquéfaction le long de la station marine de Moss Landing causant ainsi des dommages significatifs dans les routes et les structures (figure A.2). Ce séisme a aussi engendré des volcans de sable comme montrées sur la figure A.3.



FIGURE A.2: Epandage latéral le long de la route Sandholdt (à gauche) et destruction d'un centre de recherche (à droite) à Moss Landing. (d'après Khaled (2012))



FIGURE A.3: Ebullition de sable à l'aéroport d'Oakland, le long du fleuve de Salina et à la station marine de Moss Landing (d'après Kayen *et al.* (2000)).

### Séisme de Hyogoken\_Nambu pour le site Port d'Island, Kobe, au Japon (1995)

Le séisme de Hyogoken\_Nambu en 1995 a causé des cas de liquéfaction, particulièrement dans les espaces récupérés tel que le port d'Island, à Kobe au Japon. Ce séisme était la cause de plusieurs dommages cités en ce qui suit avec des images :

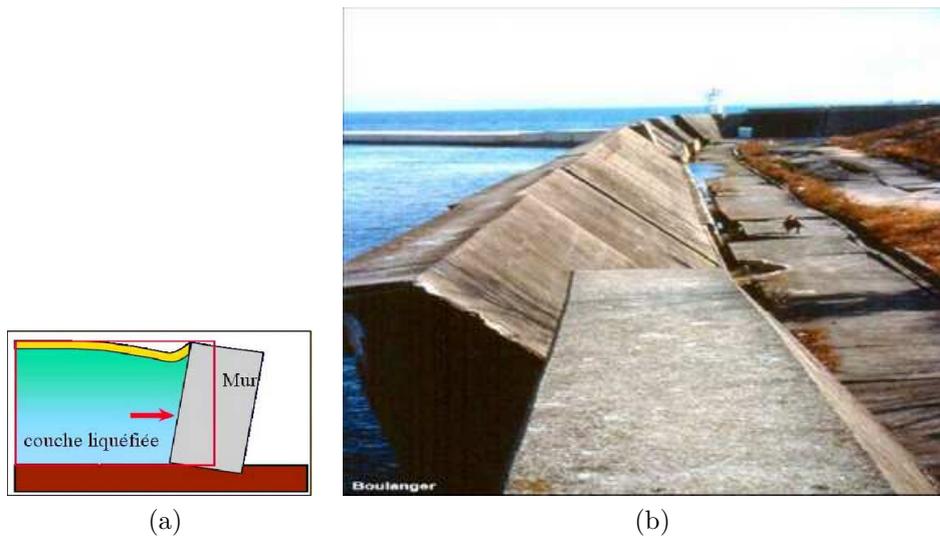


FIGURE A.4: a) Le mouvement de la couche liquéfiée se traduit par un excès de forces de poussée sur la surface de contact sol mur ce qui induit au renversement ou au glissement du mur ; b) Lors du séisme de Kôbé (1995), un mur de quai le long du canal a subi un 30° renversement, suite à la liquéfaction du matériau du remblai (sable lâche à moyennement dense) qui a augmenté les pressions des terres sur le parement du mur



FIGURE A.5: a) Endommagement des ponts : Un tel dommage peut avoir des conséquences désastreuses, empêchant même les opérations de sauvetage. Les mouvements induits par la liquéfaction peuvent pousser les bases hors du point où le pont enjambe l'appui, dans ce cas le pont lâche (d'après Khaled (2012)) ; b) Endommagement des routes : Baisse du niveau de la route due à l'épandage latéral

### Séisme de Chi-Chi, au Taiwan (1999)

Les sols en place sont constitués de couches de sol sableux très lâche susceptible à la liquéfaction et le niveau de la nappe phréatique varie de 0,5 m à 5 m de profondeur, ce qui justifie la liquéfaction survenue sur les lieux, après le séisme de Chi-Chi de magnitude 7,6 sur l'échelle de Richter et qui a causé différents dommages dont on peut citer ceux qui suivent en images :

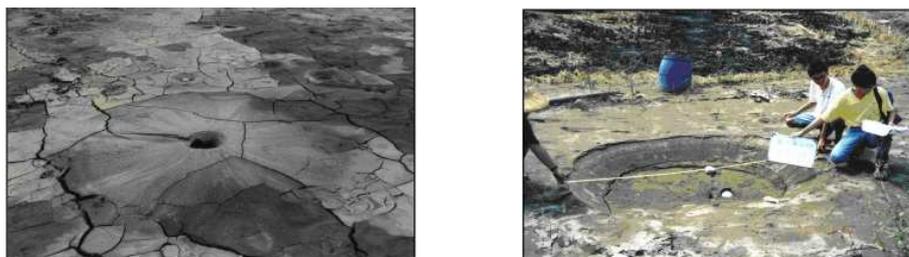


FIGURE A.6: Ebullitions de sable au Comté de Nantou (à gauche) et de Zhanghua (à droite) en Taiwan



FIGURE A.7: Endommagement de bâtisses dû à la liquéfaction en Taiwan



FIGURE A.8: Dommages dus à l'épandage latéral du sol en place



FIGURE A.9: Fissures considérables dans le sol à Nantou

### Séisme d'Adapazari, en Turquie (1999)

Le séisme d'Adapazari, Turquie (1999) de magnitude 7.5 sur l'échelle de Richter, et qui a causé différents dommages dont on peut citer ceux qui suivent en images :



(a)



(b)

FIGURE A.10: Effet de la liquéfaction séisme Turquie (1999) : a) Poinçonnement de la fondation ; b) renversement d'une structure.

### Boumerdes, Algérie (2003)

Le nord de l'Algérie est situé le long de la frontière entre les plaques Eurasia et Africa qui est une région sismique très active. Le séisme du 21 Mai 2003 à Boumerdes a été localisé le long de la marge nordique de l'Atlas Tellien. La faille

de Zemmouri qui n'était pas connue auparavant était la source de ce séisme qui a causé des dommages significatifs dans la région entre Dellys et Alger. Le CRAAG (the Center of Research in Astrophysics, Astronomy and Geophysics) a localisé l'épicentre des secousses dans la mer Méditerranéenne. La magnitude locale était de 6.8 sur l'échelle de Richter, (D'après le EERI Earthquake Engineering Research Institute, Avril 2003)

Des fractures de la surface du sol ont été observées dans les régions épacentrales : la région de Corso, le port de Zemmouri et près de Dellys. Une grande partie du secteur côtier est constituée de larges plaines alluviales liées du côté sud à la ceinture de l'Atlas par des roches métamorphiques et le niveau de la nappe phréatique est généralement profond.

Bien qu'il soit probable que les insuffisances structurales aient été la cause principale des dommages, les sols sableux de Ben Mered se sont liquéfiés dans les espaces de la nappe phréatique peu profonde ce qui a également contribué aux dommages dans cette région.

La liquéfaction et les épandages latéraux étaient présents dans les secteurs près de la rivière d'Isser et dans les gisements étendus de sable de plage. Des ébullitions de sable et des épandages latéraux dans le sol ont été observées près du pont traversant la rivière d'Isser.



(a)



(b)

FIGURE A.11: a) Ebullitions de sable dues à la liquéfaction près de la rivière d'Isser ; b) fissuration du sol aux bords de la rivière d'Isser. (d'après le EERI, 2003, cité par Khaled (2012))

## A.2 Les facteurs influençant la liquéfaction

Il y a beaucoup de facteurs qui influencent le procédé de liquéfaction pour le sol in situ. Basé sur les résultats des essais en laboratoire aussi bien que des observations de champ et des études, les facteurs les plus importants qui influencent la

liquéfaction sont comme suit :

### **L'intensité et la durée de tremblement de terre**

Afin d'avoir la liquéfaction du sol, il doit y avoir tremblement du sol. Le caractère du mouvement du sol, telles que l'accélération et la durée de la secousse, détermine la déformation de cisaillement qui causent la contraction des particules de sol et le développement d'un excès de pressions interstitielles conduisant à la liquéfaction. La cause la plus commune de la liquéfaction est due à l'énergie sismique libérée lors d'un séisme. Le potentiel de liquéfaction augmente à mesure de l'intensité du séisme et l'augmentation de la durée de secousse. Ces tremblements de terre qui ont la magnitude la plus élevée produira à la fois l'accélération la plus grande et la plus longue durée des secousses. Une analyse de la liquéfaction serait normalement pas nécessaire pour les sites ayant une accélération horizontale maximale à la surface du sol max a inférieure à 0,10g ou une magnitude Mw inférieur à 5.

### **La nappe phréatique**

La condition la plus favorable à la liquéfaction est une nappe phréatique près de la surface. Le sol non saturé situé au-dessus de la nappe phréatique ne sera pas liquéfier. S'il peut être démontré que les sols sont actuellement au-dessus de la nappe phréatique et sont très peu susceptibles de devenir saturé pour compte tenu des changements prévisibles dans le régime de cycle hydrologique, alors que ces sols ne sont pas besoin d'être évaluées pour le potentiel de liquéfaction.

Sur les sites où la nappe phréatique fluctue de manière significative, le potentiel de liquéfaction sera également fluctuer. En règle générale, le niveau des eaux souterraines plus haut historique doit être utilisé dans l'analyse de liquéfaction à moins d'autres informations indiquent un niveau supérieur ou inférieur est approprié.

Poulos *et al.* (1985) affirment que la liquéfaction peut également se produire dans les très grandes masses des sables ou limons qui sont secs et lâche et chargé si rapidement que la fuite d'air dans les vides est limitée. Un tel mouvement des sables secs et lâche est souvent désigné comme le sol en mouvement ou en cours de mouvement. Bien que le sol tels que mentionnée qui s'écoule liquéfié fait, dans ce texte, un tel sol déformation ne sera pas appelé liquéfaction. Il est préférable de considérer que la liquéfaction ne se produit que pour les sols qui sont situés en dessous de la nappe phréatique.

### **Type de sol**

En ce qui concerne les types de sols les plus sensibles à la liquéfaction, Ishihara (1985) stipule que : "Le risque associé à la liquéfaction des sols lors de séismes a

été connu pour être rencontrées dans les dépôts constitués de sable fin à moyen et les sables contenant de faible plasticité. Parfois, cependant, des cas sont signalés où la liquéfaction s'est apparemment produite dans les sols graveleux. "

Ainsi, les types des sols sensibles à la liquéfaction qui ne sont pas plastiques (sans cohésion). Une liste approximative des sols sans cohésion du moins au plus résistant à la liquéfaction est les sables propre, sables limoneux non plastiques, de limon non plastique et des graviers. Il pourrait y avoir de nombreuses exceptions à cette séquence. Par exemple, Ishihara (1985, 1993) décrit le cas des résidus issus de l'industrie minière qui ont été composées essentiellement de la terre superficielle des rochers et ont été classés comme de la farine de roche. Ishihara (1985, 1993) stipule que la farine de roche dans un état saturé d'eau ne possède pas de cohésion significative et s'est comporté comme s'il s'agissait d'un sable propre. Ces résidus ont été montré à exposer aussi bas une résistance à la liquéfaction du sable propre. Seed et Lee (1966) a déclaré après baser sur des tests en laboratoire et performances sur le terrain, la grande majorité des sols cohésifs sera liquéfient pas en cours de tremblements de terre. En utilisant des critères initialement prévue par Seed et Idriss (1982) et par la suite confirmée par Youd et Gilstrap (1999), et Bray *et al.* (2004), pour un sol cohérent pour liquéfier, il doit satisfaire à toutes les trois critères suivants :

- Fraction des fines inférieurs à 0.005 mm < 15%
- Limite de liquidité LL < 35%
- Teneur en eau normale > 0.9 LL

Si le sol cohérent ne répond pas à toutes les trois critères, il est généralement considéré comme n'étant pas susceptible de se liquéfier. Bien que le sol cohérent ne peut pas se liquéfier, il pourrait y avoir encore être une perte significative de la résistance au cisaillement non drainée en raison de la secousse sismique.

### **La densité relative de sol $D_r$**

Basé sur des études de terrain, des sols pulvérulents dans un état lâche sont sensibles à la liquéfaction. Les sols constitués des éléments non plastiques vont se contracter au cours de la secousse sismique qui va provoquer le développement d'un excès de pressions interstitielles. Pour les sables denses, l'état de liquéfaction initiale ne produit pas de grandes déformations en raison de la tendance de la dilatation du sable lors de l'inversion de la contrainte de cisaillement cyclique. Poulos *et al.* (1985) affirment que si le sol in situ peut être démontré dilatée, alors il ne doit pas être évalué car il ne sera pas susceptible de se liquéfier. En substance, les sols dilatants ne sont pas sensibles à la liquéfaction, parce que leur résistance au cisaillement non drainés est supérieure à leur résistance au cisaillement drainés.

### **La taille des particules**

Les sols non plastiques de granulométrie uniforme ont tendance à former plus instable arrangements de particules et sont plus sensibles à la liquéfaction. Les sols bien classés auront également de petites particules qui remplissent les espaces vides entre les grosses particules. Cela tend à réduire la contraction de potentielle du sol, résultant en moins excessives pressions interstitielles générées durant le tremblement de terre. Kramer (1996) stipule que les données de terrain indiquent que la plupart des défaillances de liquéfaction ont impliqué de classement uniforme des sols granulaires.

### **Les conditions de drainage**

Si l'excès de pression interstitielle peut rapidement se dissiper, le sol ne peut pas se liquéfier. Comme le gravier très perméable les égouts ou les couches de gravier peuvent réduire le potentiel de liquéfaction du sol adjacent.

### **Pressions de confinement**

Plus la pression de confinement est grande, moins le sol est susceptible à la liquéfaction. Les conditions qui peuvent créer une pression de confinement plus élevée sont une nappe phréatique plus profonde, un sol qui est situé sur une surface souterraine de fond, et un excès de pression appliquée sur la surface de sol. Les études de cas ont prouvé que la zone possible de la liquéfaction s'étend habituellement de la surface au sol à une profondeur maximum d'environ 15 m. Des sols plus profonds généralement ne liquéfient pas en raison des pressions de confinement plus élevées.

Ceci ne signifie pas qu'une analyse de liquéfaction ne devrait pas être exécutée pour le sol qui est au-dessous d'une profondeur de 15 m. Dans beaucoup de cas, il peut être approprié d'exécuter une analyse de liquéfaction pour le sol qui est plus profond que 15 m. une analyse de liquéfaction devrait être exécutée pour n'importe quel dépôt de sol qui a été lâchement vidé dans l'eau (c.-à-d., l'analyse de liquéfaction devrait être exécutée pour l'épaisseur entière lâchement de vider complètement l'eau, même si elle dépasse 15 m d'épaisseur). De même, un site est rapidement déposé peut également avoir besoin d'une recherche de liquéfaction au-dessous d'une profondeur de 15 m. Une expérience et le jugement considérables sont requis dans la détermination de la profondeur appropriée pour terminer une analyse de liquéfaction.

### **La forme des particules**

La forme des particules de sol peuvent également influencer sur le potentiel de liquéfaction. Par exemple, les sols ayant des particules arrondies tendent à densifier

plus facilement que les particules du sol angulaire de forme. Ainsi un sol contenant des particules de sol arrondies est plus susceptible de se liquéfier à un sol contenant des particules de sol angulaires.

### **L'âge géologique et la cimentation**

Les sols nouvellement déposés ont tendance à être plus sensibles à la liquéfaction que les anciens dépôts de sol. Il a été démontré que plus un sol est soumis à une pression de confinement, plus qu'ils sont résistants à la liquéfaction (Ohsaki 1969, Seed 1979a, Yoshimi et al. 1989). L'augmentation de la résistance à la liquéfaction avec le temps pourrait être due à la déformation ou compression des particules de sol dans des arrangements plus stables. Avec le temps, il peut être également le développement des liens en raison de la cimentation au niveau des contacts des particules.

### **historiques d'environnement**

Il a été également déterminé que l'historique d'environnement du sol peut affecter son potentiel de liquéfaction. Par exemple, les dépôts de sols plus anciens qui ont déjà été soumis à des secousses sismiques ont une résistance à la liquéfaction accrue par rapport à un modèle nouvellement formé de la même terre ayant une densité identique (Kramer (1996)). La résistance à la liquéfaction augmente également avec une augmentation du rapport de surconsolidation (OCR) et le coefficient de pression latérale des terres au repos  $K_0$  (Kramer (1996)). Un exemple serait le retrait d'une couche supérieure du sol due à l'érosion. Parce que le sol sous-jacent a été préchargé, il aura un ratio plus élevé de surconsolidation et il aura un coefficient plus élevé de la pression latérale des terres au repos  $K_0$ . Un tel sol qui a été préchargé sera plus résistant à la liquéfaction de la même terre qui n'a pas été préchargé.

## Annexe B

# Application de l'approche « 1D-3C » pour étudier la réponse sismique de Mirandola (Italie) au séisme d'Emilie Romagne

Dans le cadre de l'étude de la réponse sismique du séisme d'Emilie Romagne, nous avons considéré 3 colonnes de sol. Dans cette section, nous présentons les résultats des essais de laboratoire à partir desquels il est possible d'obtenir les paramètres d'input du modèle réologique.

### B.1 Stratigraphie

Les propriétés du sol pour les colonnes 2 et 3 sont représentées dans les tableaux B.1 et B.2.

Les valeurs de  $K_0$  supérieures à 1 pour les premières couches peuvent s'expliquer par l'influence du poids de la machine de mesure qui est posée à la surface.

### B.2 Paramètres des simulations

Les paramètres du modèle MPII sont déterminés en conditions drainées (comme pour un sol sec). Les paramètres du modèle « front de liquéfaction » sont déterminés en conditions saturées et non drainées. Dans les simulations, les couches au-dessus de la nappe, sont sèches et un seul paramètre du modèle MPII est nécessaire (paramètre déformation de référence  $\gamma_{50}$ ).

Tableau B.1: Propriétés des couches de la colonne 2

Couche	Type de matériau	Epaisseur	Densité	$V_s$	$K_0$	Liquéfiable	Dénommé
		$m$	$\rho(kg/m^3)$	$m/s$			
1	sable	1.5	1667	128	1.76	Sèche	S2-C1
2	limon-argileux	6.5	1777	175	0.63	Sèche	S2-C2
3-1	sable	1.0	1850	178	0.46	Sèche	S2-C3
3-2	sable	2.5	1850	178	0.46	Saturée	S2-C3
4	limon-argileux	10	1795	187	0.78	Saturée	S10-C1
5	sable	2	1913	290	0.79	Saturée	S2-C3*
6	limon-argileux	7.5	1900	261	0.68	Saturée	S10-C2
7	argile-limon-sable	13	1865	289	0.65	Saturée	S10-C3
8	argile-limon-sable	38	1900	380	1	Saturée	S10-C3
9	argile-limon-sable	38	1900	500	1	Saturée	S10-C3
Roche			2200	700			

Tableau B.2: Propriétés des couches de la colonne 3

Couche	Type de matériau	Epaisseur	Densité	$V_s$	$K_0$	Liquéfiable	Dénommé
		$m$	$\rho(kg/m^3)$	$m/s$			
1-1	sable	9	1835	180	1.68	Sèche	S2-C3
1-2	sable	3	1835	180	1.68	Saturée	S2-C3
2	limon-argileux	9	1772	163	1.04	Saturée	S10-C1
3	sable	2	1841	301	0.61	Saturée	S2-C3
4	limon-argileux	7.5	1883	272	0.73	Saturée	S10-C2
5	argile-limon-sable	13.5	1900	290	0.65	Saturée	S10-C3
6	argile-limon-sable	38	1900	380	1	Saturée	S10-C3
7	argile-limon-sable	38	1900	500	1	Saturée	S10-C3
Roche			2200	700			

### B.2.1 Paramètres de modèle MPII-déformation de référence

La déformation de référence  $\gamma_r$  ou  $\gamma_{50}$  sont obtenue à partir de la courbe  $G/G_0$  -  $\gamma$ . Les résultats des essais de la colonne résonnante sont présentés dans les figures B.1, B.2, B.3, B.4, B.5, et B.6.

- Pour le type S2-C1, la relation  $G/G_0$  -  $\gamma$  donne sur la figure B.1.

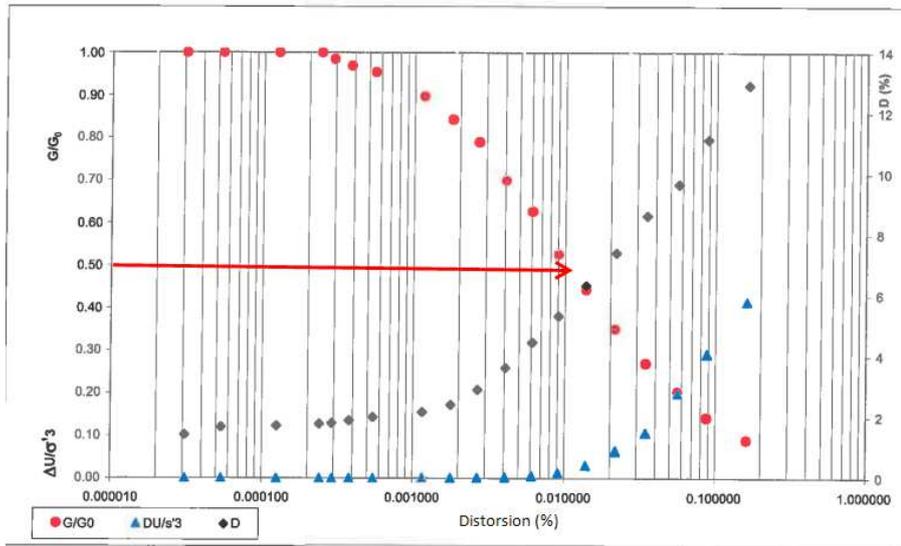


FIGURE B.1: Courbe  $G/G_0$ , damping et ratio de pression interstitielle en fonction de la déformation de cisaillement pour l'échantillon nommé S2-C1

- Pour le type S2-C2, la relation  $G/G_0$  -  $\gamma$  donne sur la figure B.2.

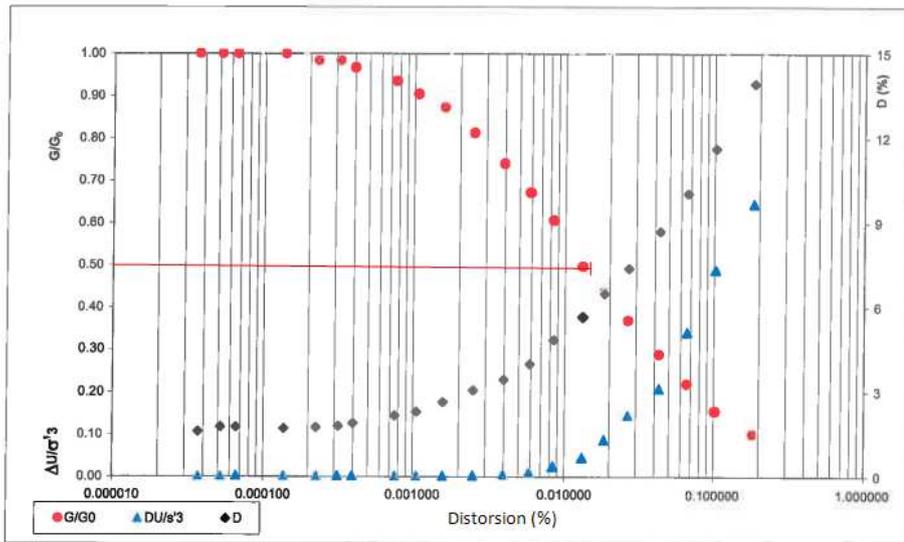


FIGURE B.2: Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S2-C2

– Pour le type S2-C3, la relation  $G/G_0 - \gamma$  donne sur la figure B.3.

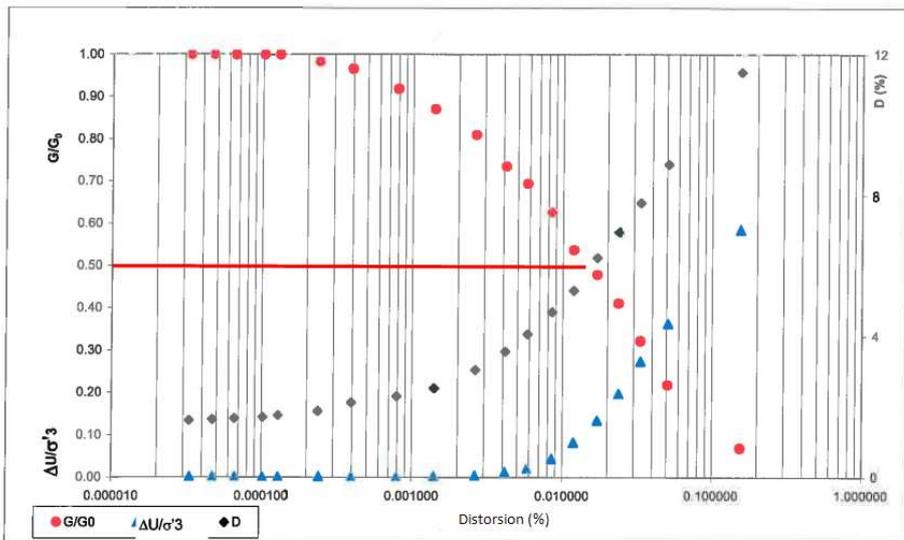


FIGURE B.3: Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S2-C3

– Pour le type S10-C1, la relation  $G/G_0 - \gamma$  donne sur la figure B.4.

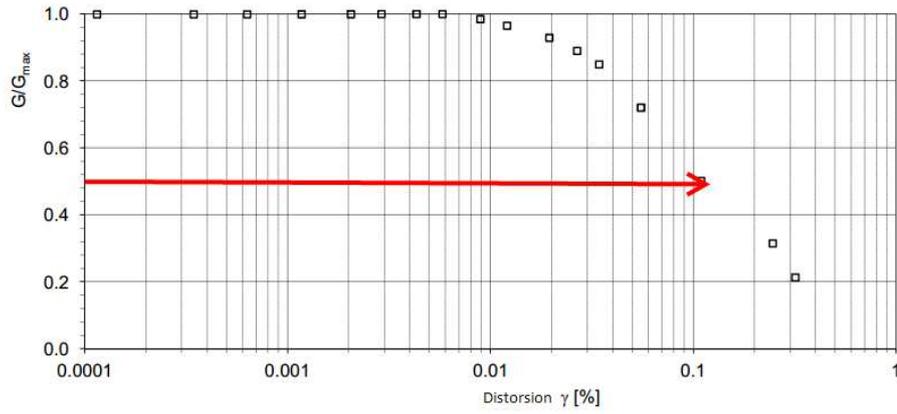


FIGURE B.4: Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C1

– Pour le type S10-C2, la relation  $G/G_0 - \gamma$  donne sur la figure B.5.

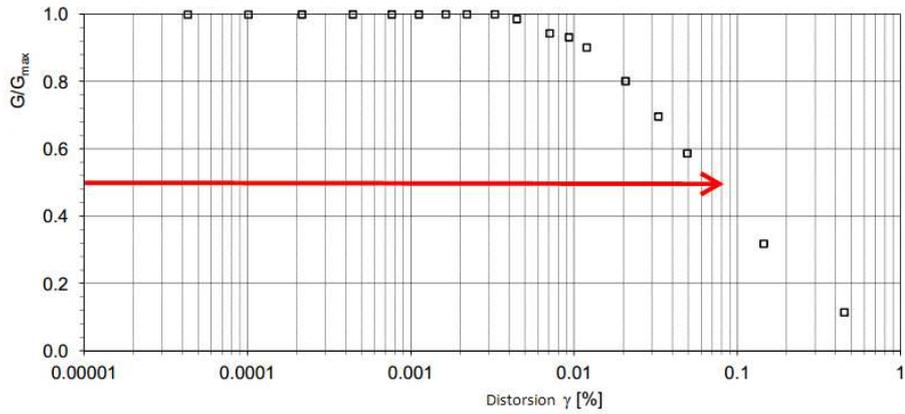


FIGURE B.5: Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C2

– Pour le type S10-C3, la relation  $G/G_0 - \gamma$  donne sur la figure B.6.

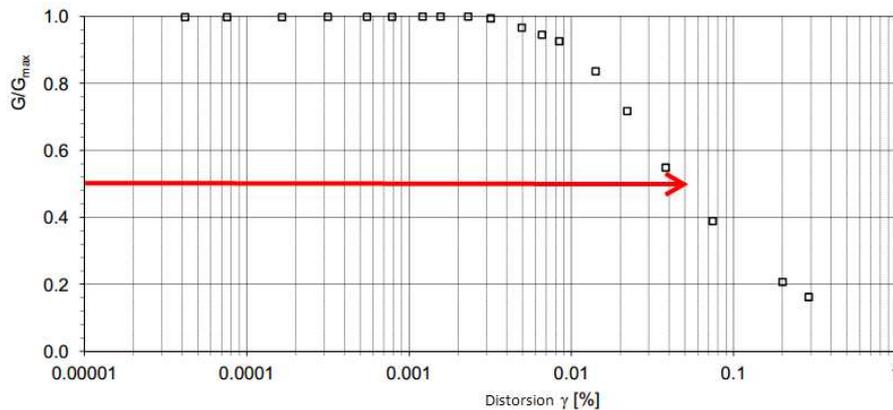


FIGURE B.6: Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C3

La déformation de référence correspond à la valeur de déformation où le taux du module de cisaillement  $G/G_0$  égale 0.5. Les déformations de référence pour chaque type de sol sont représentées dans le tableau B.3.

Tableau B.3: Déformation de référence des types de matériau

Type	S2-C1	S2-C2	S2-C3	S10-C1	S10-C2	S10-C3
$\gamma_{50}\%$	0.0111	0.01324	0.01444	0.11	0.07	0.055

## B.2.2 Paramètres de modèle « front de liquéfaction »

Les paramètres de modèle « front de liquéfaction » se composent de 7 paramètres : l'angle de rupture  $\phi'$ , l'angle de transformation  $\phi'_p$  et cinq paramètres de dilatance  $c_1$ ,  $S_1$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  et  $w_1$ . Il y a trois type de matériau qui sont liquéfiables : S2-C1, S2-C3 et S2-C3\*.

L'angle de rupture  $\phi'$  et l'angle de transformation  $\phi'_p$  peuvent déterminer à partir des essais triaxiaux consolidés isotropes non drainés (CIU). Ces angles peuvent être interprétés en utilisant le chemin de contrainte effective (chemin de MIT ou de Cambridge). La figure B.7a représente le chemin de MIT, c'est la relation entre  $t = (\sigma'_1 - \sigma'_3)/2$  et  $s = (\sigma'_1 + \sigma'_3)/2$ . Le chemin de Cambridge est la corrélation entre  $q = (\sigma'_1 - \sigma'_3)$  et  $p = (\sigma'_1 + 2.\sigma'_3)/3$  (figure B.7b).

En se basant sur le chemin de contrainte effective, on a (d'après Sew et Chin (2000)) :

- Chemin de MIT :

$$\phi = \arcsin(m)$$

- Chemin de Cambridge :

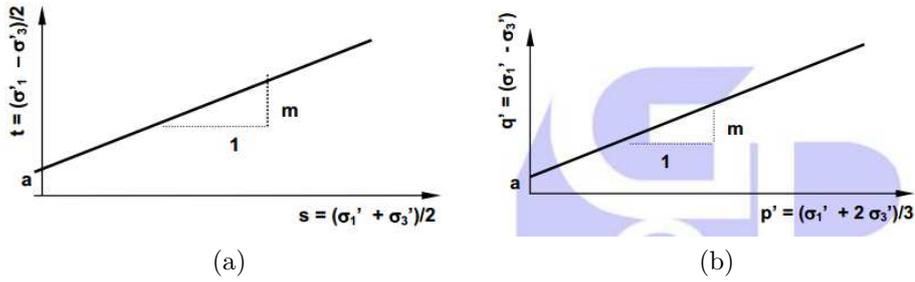


FIGURE B.7: Chemin de contrainte effective selon MIT (a) et Cambridge (b)

$$m = 6 \sin \phi / (3 - \sin \phi)$$

En se basant Lade et Ibsen (1997), on peut déterminer la ligne de transformation sur le chemin contrainte effective comme montrer dans la figure B.8.

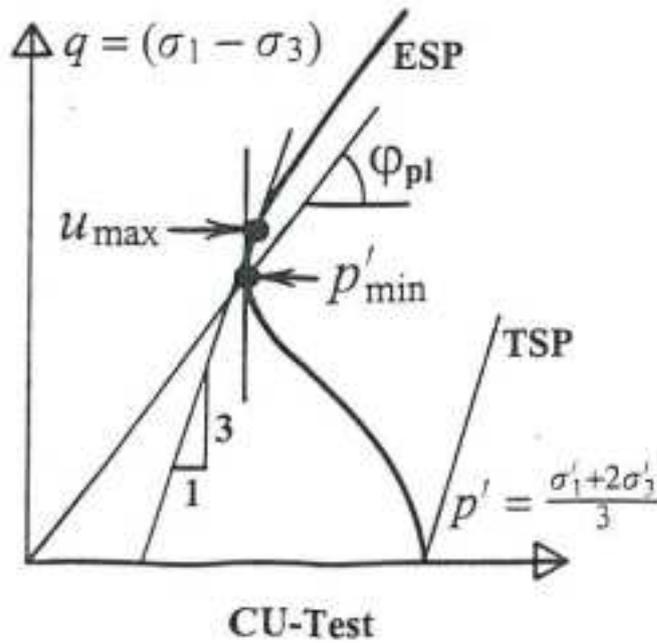


FIGURE B.8: Ligne de transformation selon Lade et Ibsen (1997)

Les valeurs de l'angle de rupture et de transformation sont déterminées à partir des chemins de MIT expérimentaux qui sont montrées sur les figures B.9, B.10 et B.11, et données dans le tableau B.4.

Cinq paramètres de dilatance sont déterminés en se basant sur les résultats simulés des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte par une

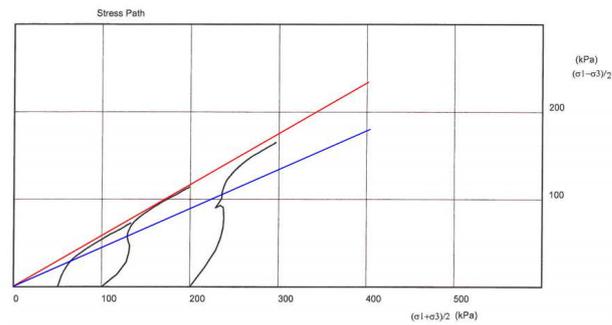


FIGURE B.9: Chemin de MIT pour le type S2-C1

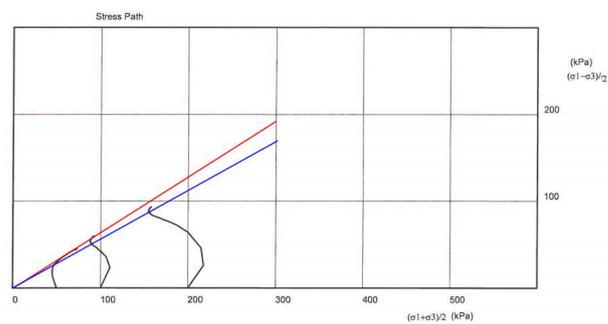


FIGURE B.10: Chemin de MIT pour le type S2-C3

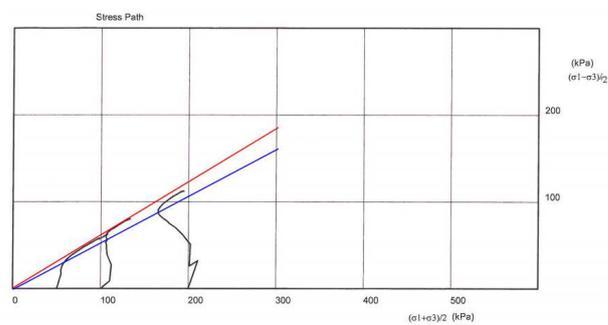


FIGURE B.11: Chemin de MIT pour le type S2-C3\*

Tableau B.4: Angle de rupture et angle de transformation des types de matériau

Type	$\phi'(^{\circ})$	$\phi_p(^{\circ})$
S2-C1	34.0	26.74
S2-C3	34.04	33.36
S2-C3*	34.83	32.23

procédure « essai-erreur ». La procédure « essai-erreur » donne en bref ci-dessous :

- D’abord, on donne les valeurs initiales des 5 paramètres avec les remarques dans le chapitre 2 :  $c_1 = 1$ ,  $S_0 = 0.005$ ,  $p_1 \in [0.4, 0.7]$ ,  $p_2 \in [0.6, 15]$ ,  $w_1 = 1$ .
- Ensuite les déformations et la pression interstitielle calculées sont comparées avec les résultats des essais pour faire des corrections. En se basant les remarques dans le chapitre 2, on change chaque paramètre et recalcule.
- Ce processus se sera arrêté si on a obtenu les résultats souhaités.

Sur les figures B.12, B.13 et B.14 sont montrées les résultats de simulation après une procédure « essai-erreur ». Les résultats sont comparées avec les résultats des essais en laboratoire pour les 3 types de sol qui peut être sensible à la liquéfaction. Les cinq paramètres de dilatance sont établis avec cette procedure et sont montrés dans le tableau B.5.

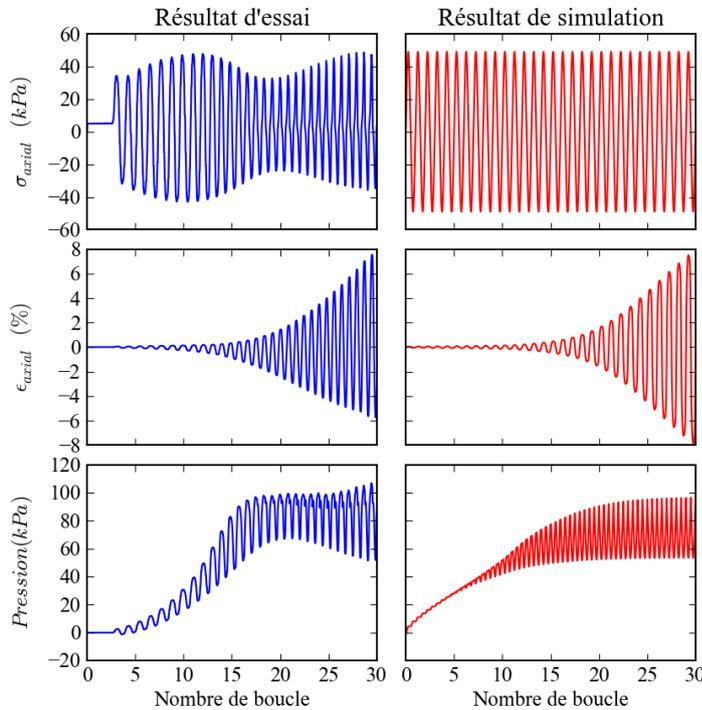


FIGURE B.12: Résultats de simulation basés sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C1 : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation)

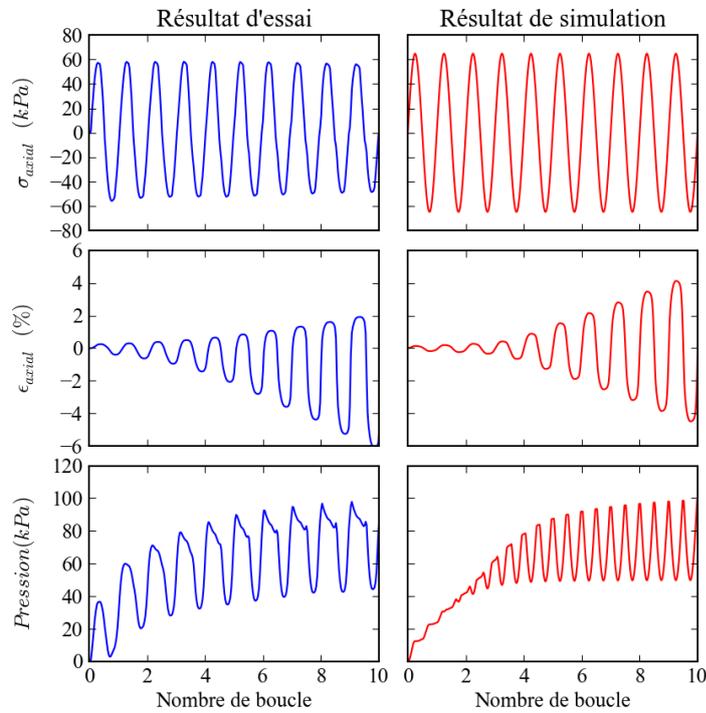


FIGURE B.13: Résultats de simulation basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C3 : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation)

Tableau B.5: Paramètres de dilatance pour les types de sol

Type de sol	$c_1$	$S_1$	$w_1$	$p_1$	$p_2$
S2-C1	1.8	0.0085	20.85	0.6	1.0
S2-C3	1.05	0.038	11.85	0.6	0.75
S2-C3*	3.33	0.028	16.05	0.5	0.8

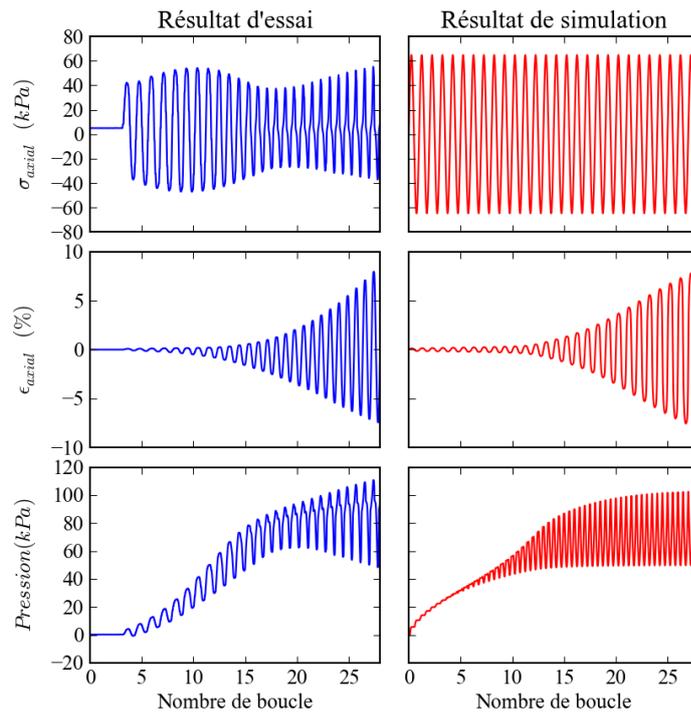


FIGURE B.14: Résultats de simulation basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C3\* : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation)

## B.3 Analyse des résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats de simulation deux couches 2 et 3 en Emilie Romagne. Tous les accélérogrammes calculés et observés ont été filtrés en-dessous de 10 Hz avec un filtre passe-bas de type Butterworth à 4 pôles.

### B.3.1 Analyse dans le domaine temporel

Les figures B.1 et B.2 présentent les accélérogrammes calculés en surface (courbes rouges) et les accélérogrammes en profondeur (courbes noires) suivant les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  pour les deuxième et troisième colonnes en Emilie Romagne.

Pour les deux colonnes, on trouve clairement que le phénomène de mobilité cyclique prédomine avec des pics à basses fréquences après environ 10 secondes suivant les directions  $x$  et  $y$ . Les grandes valeurs de ces pics en surface montrent un effet très fort de la dilatance .

### B.3.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

Les figures B.3 et B.4 représentent les comparaisons entre les spectres de Fourier calculés en surface et enregistrés en profondeur suivant les trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$  pour les deuxième et troisième colonnes en Emilie Romagne.

On trouve que les amplitudes calculées en surface sont plus grandes que celles en profondeur pour les fréquences autour de 0.7 Hz suivant les directions  $x$  et  $y$ . Cela s'explique par l'effet de la mobilité cyclique à basses fréquences comme observer dans le domaine temporel.

#### B.3.2.1 Profils de déformation maximale

La figure B.5 représente les déformations maximales au cours du temps  $\gamma_{xy}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{octaédrique}$  calculées en fonction de la profondeur pour les deuxième et troisième colonnes.

Pour la deuxième colonne, la distorsion obtenue dans la couche 3-2 (de 9 m à 11.5 m de profondeur) est plus grande que celle des autres couches ( $\simeq 3\%$ ). Cette couche peut être sensible à la liquéfaction. Pour la troisième colonne, on trouve que la distorsion entre 9 m et 12 m atteint une grande valeur ( $\simeq 3\%$ ). Cela s'explique par l'effet de la mobilité cyclique qui s'est produit pendant le séisme. Cet effet conduit à une forte diminution du module de cisaillement dans cette couche.

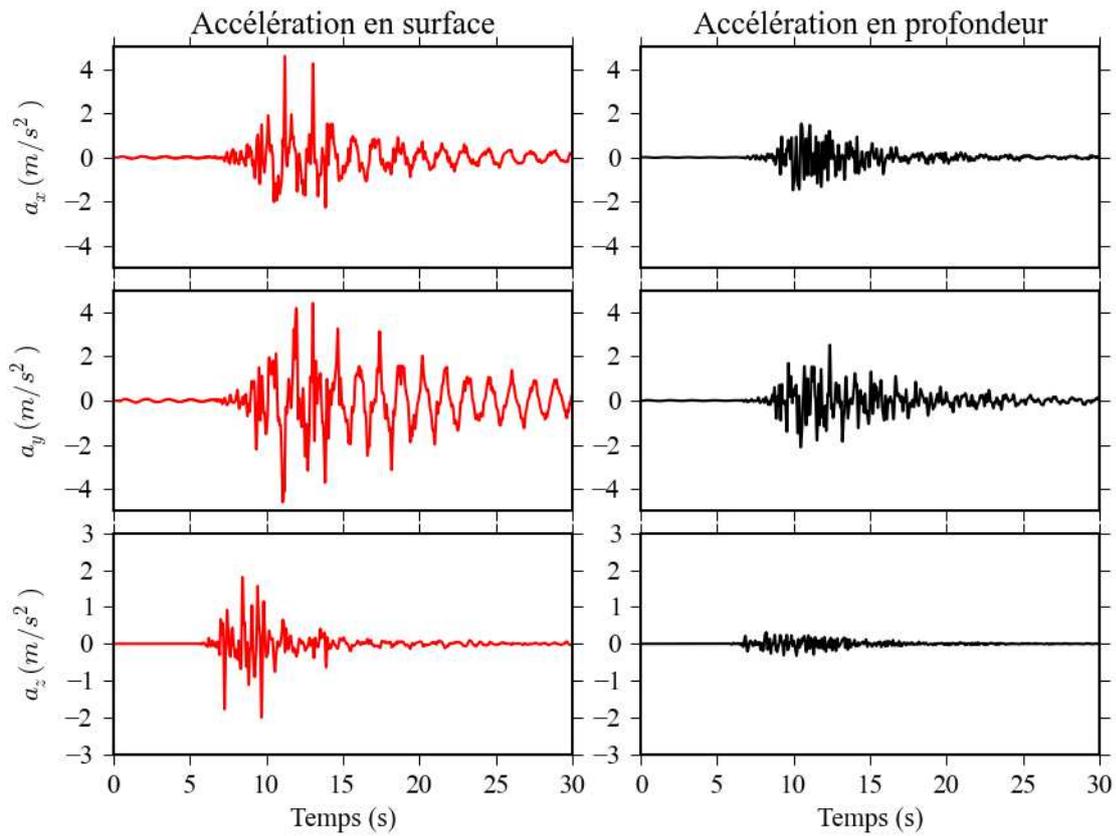


FIGURE B.1: Comparaison temporelle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne

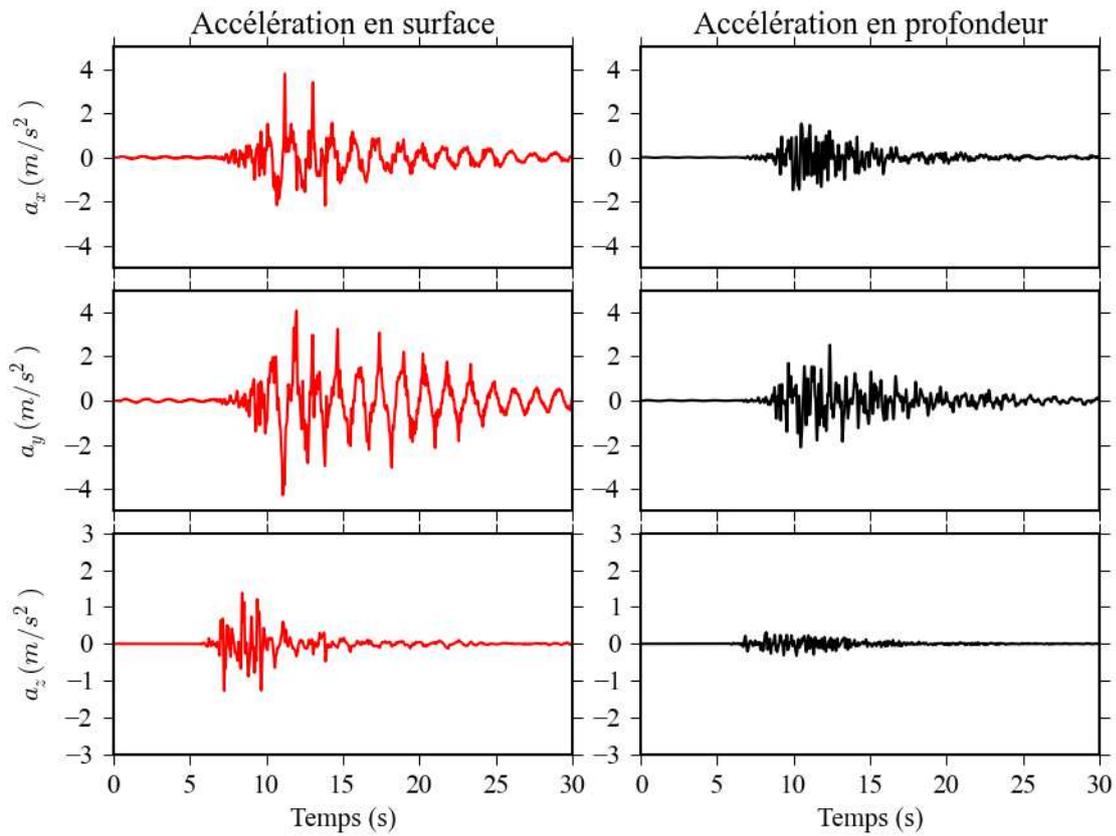


FIGURE B.2: Comparaison temporelle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la troisième colonne

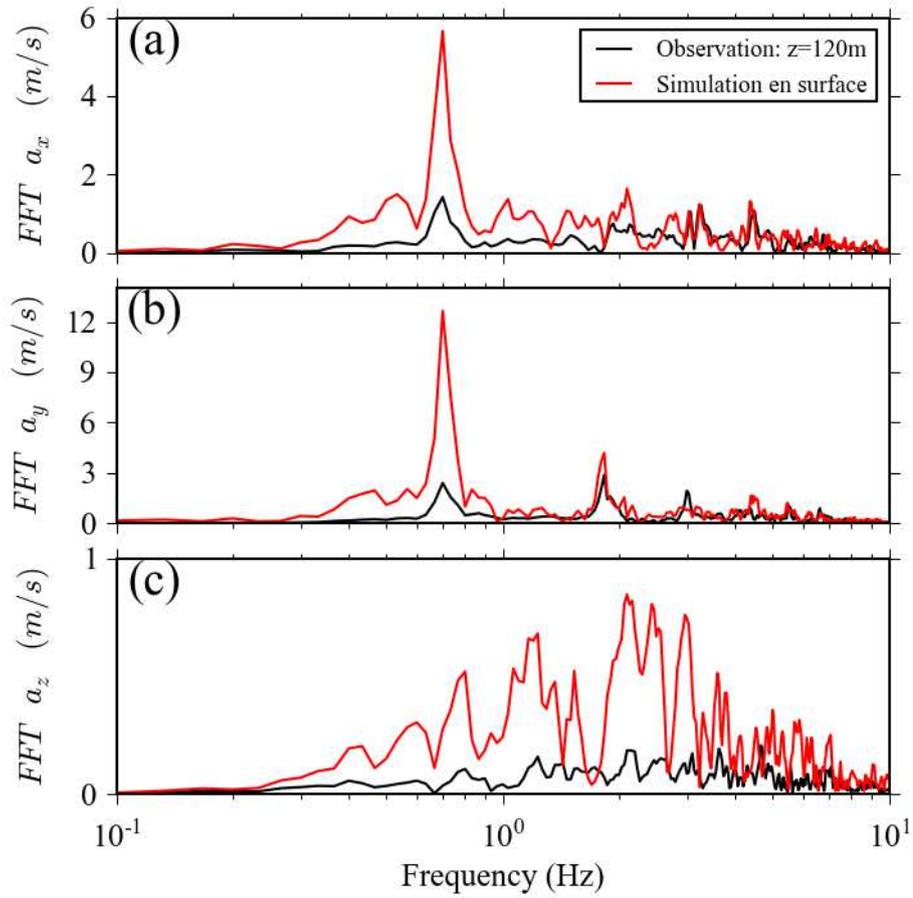


FIGURE B.3: Comparaison fréquentielle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne

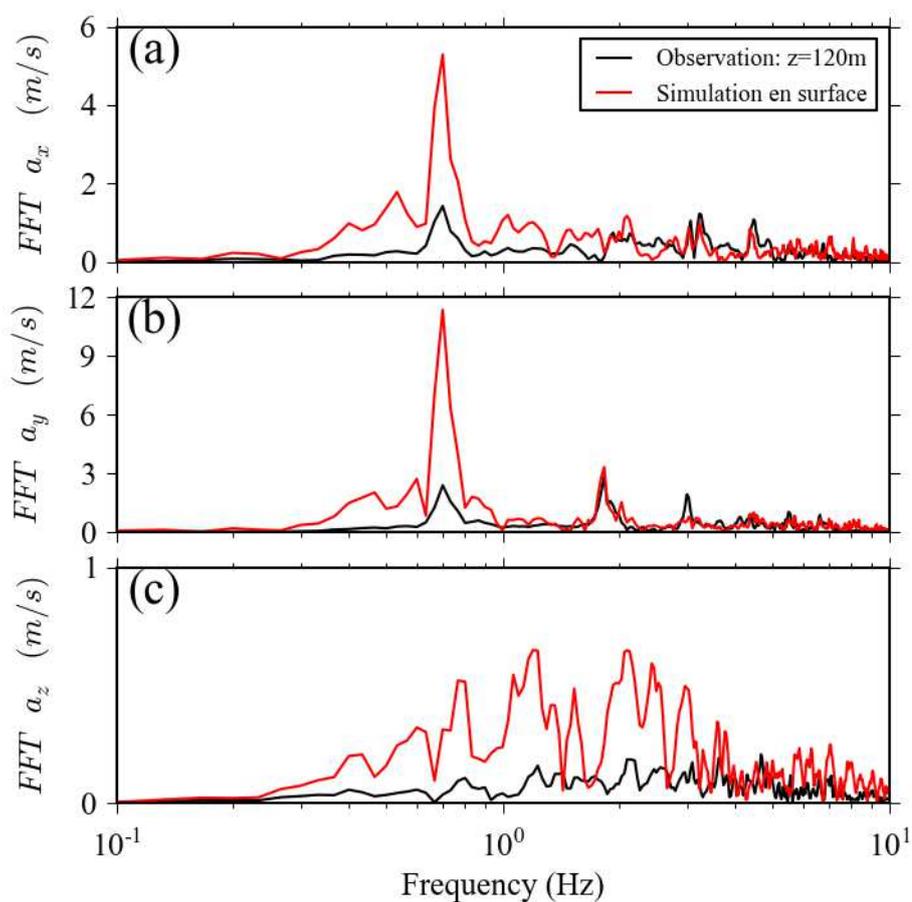


FIGURE B.4: Comparaison fréquentielle entre les accélérations  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$  en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la troisième colonne

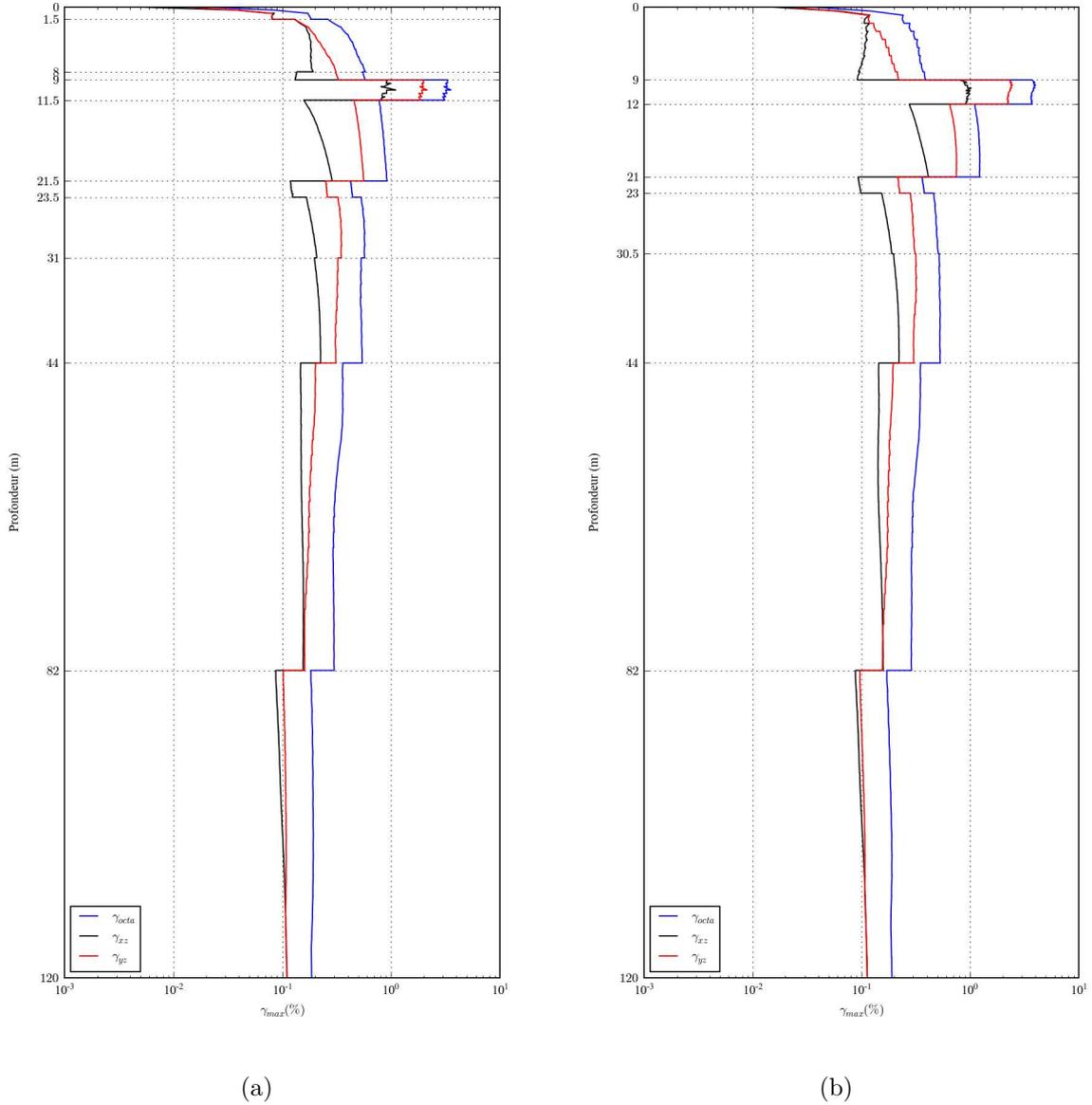


FIGURE B.5: Déformation maximale  $\gamma_{max}$  en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$  : courbe noire,  $\gamma_{yz}$  : courbe rouge,  $\gamma_{octaédrique}$  : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » en Emilie Romagne pour la deuxième colonne (a) et troisième colonne (b)

### B.3.2.2 Evaluation de la pression interstitielle

Dans cette section, nous étudions la génération de la pression interstitielle dans les deuxième et troisième colonnes. Pour la deuxième colonne, la figure B.6 représente les pressions interstitielles à 11 *m* (courbe rouge) et 23 *m* (courbe turquoise) de profondeur. On trouve qu'il y a une forte augmentation de la pression interstitielle à 11 *m* de profondeur (0.7 valeur normalisée). La forte génération de la pression interstitielle dans couche de 9 *m* à 11.5 *m* conduit à une diminution du module de cisaillement. Cela explique la grande distorsion dans cette couche.

Pour la troisième colonne (figure B.7), la pression interstitielle à 10.5 *m* de profondeur augmente jusqu'à une grande valeur  $\simeq 0.83$  (valeur normalisée). Cela entraîne une grande diminution du module de cisaillement. La distorsion dans cette couche est donc plus grande ( $\simeq 3\%$ )

On trouve que les pressions interstitielles pour les colonnes 2 et 3 commencent à augmenter en même temps, lorsque le phénomène de mobilité cyclique devient prédominant (à environ 10 seconde). Les pressions interstitielles atteignent une grande valeur en même temps (à environ 15 secondes).

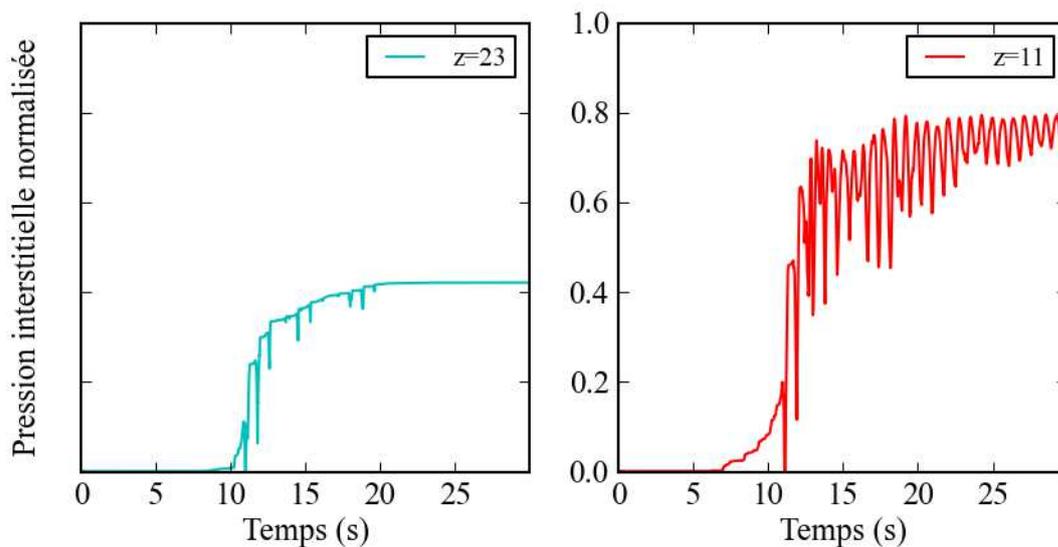


FIGURE B.6: Pression interstitielle à 11 *m* de profondeur (courbe rouge) et à 23 *m* de profondeur (courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne

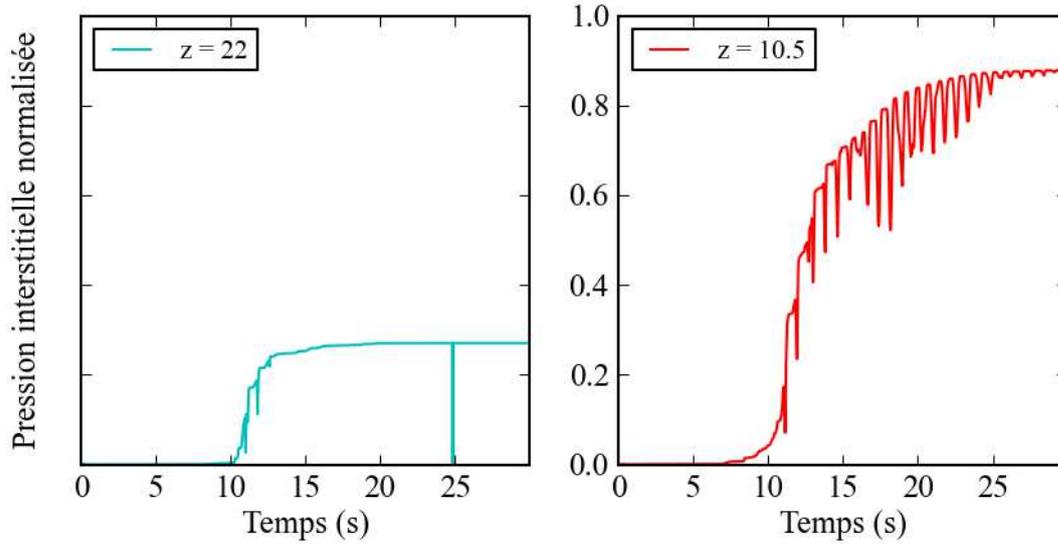


FIGURE B.7: Pression interstitielle à 10.5 m de profondeur (courbe rouge) et à 22 m de profondeur (courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la troisième colonne

### B.3.2.3 Loi de comportement du sol

La figure B.8 représente les relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 23 m de profondeur (figures a et b) et à 11 m de profondeur (figures c et d) pour la colonne 2. La figure B.9 représente les relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 22 m de profondeur (figure a et b) et à 10.5 m de profondeur (figure c et d) pour la colonne 3. Sur les figures, les relations des courbes noires représentent celles avant 10 secondes, les courbes turquoise ou rouges représentent celles après 10 secondes.

Les comportements sont clairement non linéaires avant 10 secondes (courbes noires). Cela montre les effets non linéaires avec les amplitudes à hautes fréquences. Après 10 secondes, on observe que les distorsions à 11 m de profondeur pour la colonne 2 et à 10.5 m de profondeur pour la colonne 3 augmentent fortement.

Cela s'explique par la forte génération de la pression interstitielle à ce niveau de profondeur. La pression interstitielle qui augmente jusqu'à une grande valeur ( $\geq 0.8$  valeur normalisée) conduit à une grande diminution du module de cisaillement. Les distorsions croissent donc fortement ( $\simeq 3\%$ ).

Nous constatons que les courbes  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 11 m (colonne 2) et 10.5 m (colonne 3) de profondeur sont en forme de « S ». La forme typique en « S » correspond à un comportement dilatant et à des pics de la pression interstitielle.

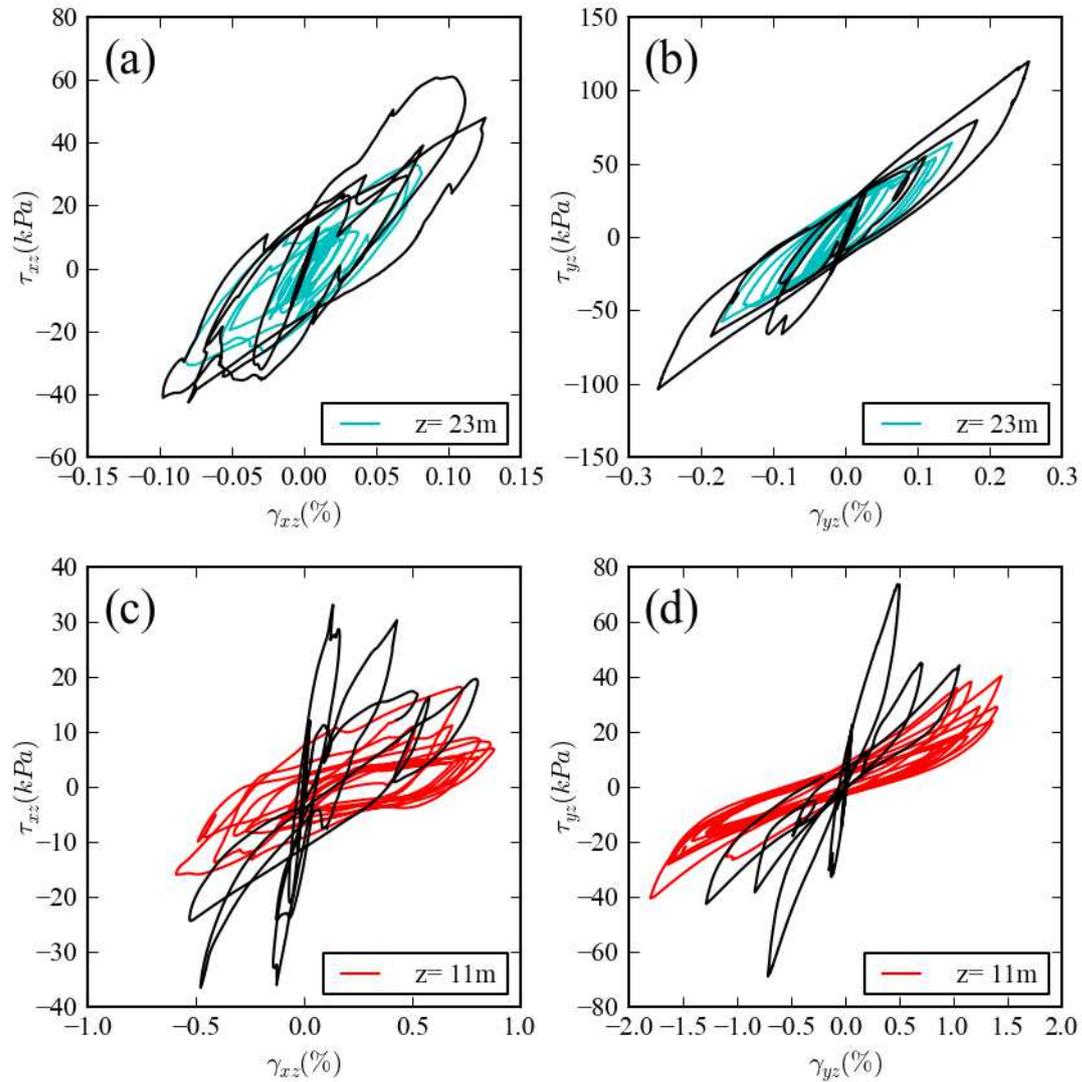


FIGURE B.8: Relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 11 m (c et d) et 23 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle  $[0, 10\text{ s}]$ , les courbes rouges et turquoises représentent respectivement l'intervalle  $[10\text{ s}, 30\text{ s}]$  en Emilie Romagne pour la deuxième colonne

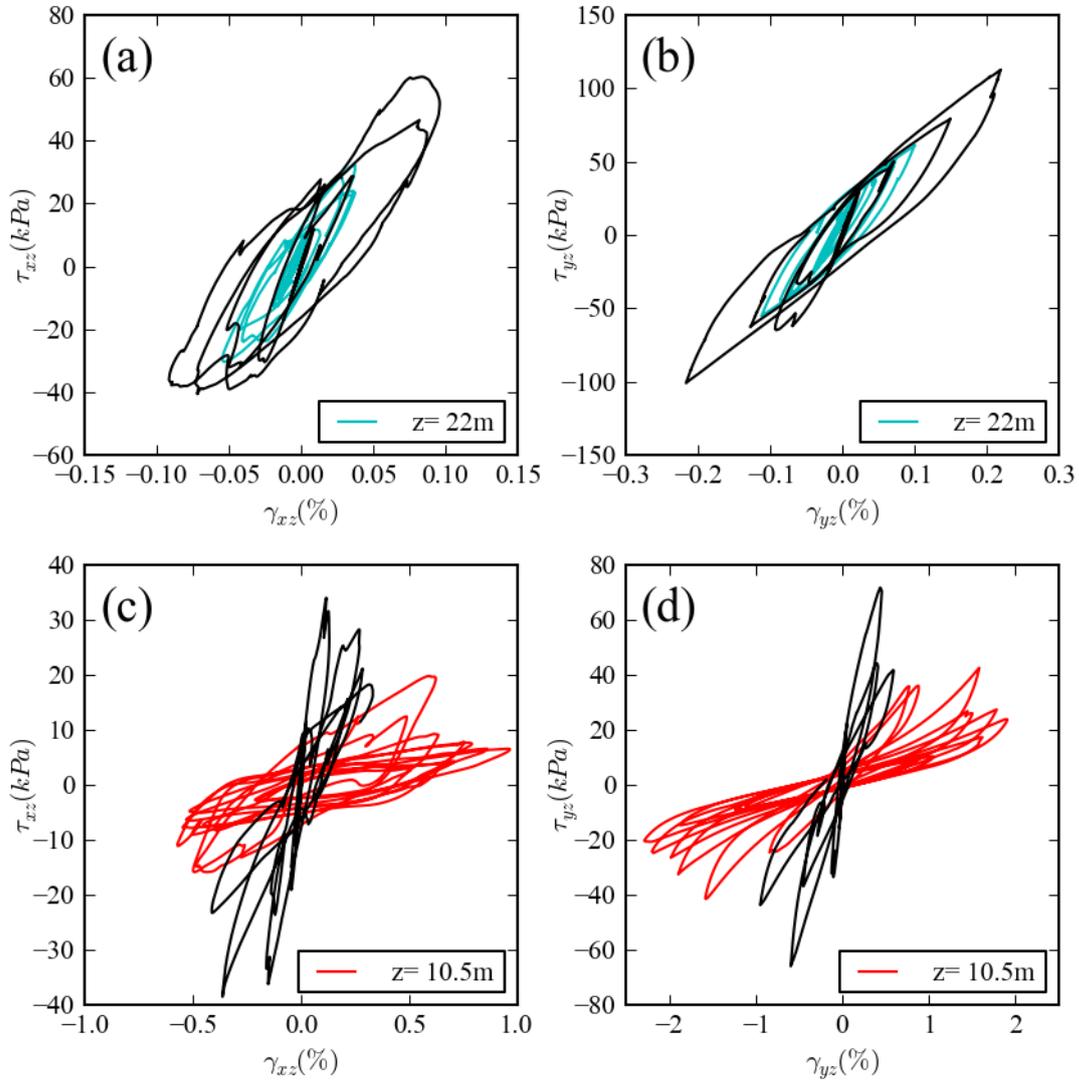


FIGURE B.9: Relations  $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$  et  $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$  à 10.5 m (c et d ) et 22 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle  $[0, 10 s]$ , les courbes rouges et turquoise représentent respectivement l'intervalle  $[10 s, 30 s]$  en Emilie Romagne pour la troisième colonne

#### **B.3.2.4 Discussion**

Dans cette section, nous avons utilisé l'approche « 1D-3C » pour étudier la réponse en surface pour le séisme de l'Emilie Romagne dans les deux colonnes. Les résultats calculés indiquent que le phénomène de la mobilité cyclique apparaît pendant le séisme. On trouve aussi que la génération de la pression interstitielle s'est produit au cours de la sollicitation sismique pour les colonnes 2 et 3.

# Bibliographie

- B. T. AAGAARD, J. F. HALL et T. H. HEATON : Characterization of near-source ground motions with earthquake simulations. *Earthquake Spectra*, 17(2):177–207, 2001.
- M. ACSIK et V. ICSBUGA : Non-linear response of a layered medium. *Journal of Vibration and Control*, 13(9-10):1313–1320, 2007.
- V. AKCELIK, J. BIELAK, G. BIROS, I. EPANOMERITAKIS, A. FERNANDEZ, O. GHATTAS, E. J. KIM, J. LOPEZ, D. O'HALLARON, T. TU *et al.* : High resolution forward and inverse earthquake modeling on terascale computers. In *Supercomputing, 2003 ACM/IEEE Conference*, p. 52–52. IEEE, 2003.
- K. AKI et P. G. RICHARDS : *Quantitative seismology : Theory and methods*. University Science Books, 2002.
- R. ALFORD, K. KELLY et D. BOORE : Accuracy of finite-difference modeling of the acoustic wave equation. *Geophysics*, 39(6):834–842, 1974.
- S. AOI et H. FUJIWARA : 3d finite-difference method using discontinuous grids. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(4):918–930, 1999.
- R. J. ARCHULETA : Direct observation of nonlinearity in accelerograms. *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion, Balkema, Rotterdam*, 2:787–792, 1998.
- D. ASSIMAKI et E. KAUSEL : An equivalent linear algorithm with frequency-and pressure-dependent moduli and damping for the seismic analysis of deep sites. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 22(9):959–965, 2002.
- D. ASSIMAKI, E. KAUSEL et A. WHITTLE : Model for dynamic shear modulus and damping for granular soils. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 126(10):859–869, 2000.
- F. BAHDA : *Etude du comportement du sable à l'appareil triaxial : expérience et modélisation*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1997.

- P. BANERJEE, S. AHMAD et K. CHEN : Advanced application of bem to wave barriers in multi-layered three-dimensional soil media. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 16(7):1041–1060, 1988.
- P. K. BANERJEE et R. BUTTERFIELD : *Boundary element methods in engineering science*, vol. 17. McGraw-Hill London, 1981.
- A. K. BELYAEV et H. IRSCHIK : Non-linear waves in complex structures modelled by elastic-viscoplastic stochastic media. *International journal of non-linear mechanics*, 31(5):771–777, 1996.
- H. BEN-HADJ-ALI, S. OPERTO et J. VIRIEUX : Velocity model building by 3d frequency-domain, full-waveform inversion of wide-aperture seismic data. *GEO-PHYSICS*, 73(5):VE101–VE117, 2008.
- M. J. BENNETT, P. McLAUGHLIN, J. SARMIENTO et T. YOUNG : Geotechnical investigation of liquefaction sites, imperial valley, california. *U.S. Geol. Surv. Open-File Rept.*, 103:84–225, 1984.
- I. A. BERESNEV et K.-L. WEN : Nonlinear soil response a reality? *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(6):1964–1978, 1996.
- D. E. BESKOS : Boundary element methods in dynamic analysis. *Applied Mechanics Reviews*, 40(1):1–23, 1987.
- D. E. BESKOS : Boundary element methods in dynamic analysis : Part ii. *Applied Mechanics Reviews*, 50(3):149–197, 1997.
- J. G. BIRSCHWALE et K. H. STOKOE : Analytical evaluation of liquefaction potential of sands subjected to the 1981 westmorland earthquake. *Geotech. Eng. Report 95-663, University of Texas, Austin, Tex*, 25(2):106–118, 1984.
- M. A. BIOT : Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low-frequency range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28:168, 1956.
- T. BOHLEN et E. SAENGER : Accuracy of heterogeneous staggered-grid finite-difference modeling of rayleigh waves. *Geophysics*, 71(4):T109–T115, 2006a.
- T. BOHLEN et E. H. SAENGER : Accuracy of heterogeneous staggered-grid finite-difference modeling of rayleigh waves. *Geophysics*, 71(4):T109–T115, 2006b.
- L. F. BONILLA, C. GELIS et J. REGNIER : The challenge of nonlinear site response : field data observations and numerical simulations. *4th IASPEI/IAEE International Symposium : Effects of Surface Geology on Seismic Motion, August 23-26, 2011, University of Santa Barbara*, 2011a.

- L. F. BONILLA : *Computation of linear and nonlinear site response for near field ground motion*. Thèse de doctorat, University of California, Santa Barbara, 2000.
- L. F. BONILLA, R. J. ARCHULETA et D. LAVALLEE : Hysteretic and dilatant behavior of cohesionless soils and their effects on nonlinear site response : Field data observations and modeling. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(6):2373–2395, 2005.
- L. F. BONILLA, K. TSUDA, N. PULIDO, J. REGNIER, A. LAURENDEAU *et al.* : Nonlinear site response evidence of k-net and kik-net records from the 2011 off the pacific coast of tohoku earthquake. *Earth, planets and space*, 63(7):785–789, 2011b.
- M. BONNET : Boundary integral equation methods for solids and fluids. *Meccanica*, 34(4):301–302, 1999.
- R. I. BORJA, C.-H. LIN, K. M. SAMA et G. M. MASADA : Modelling non-linear ground response of non-liquefiable soils. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 29(1):63–83, 2000.
- M. BOUCHON et F. J. SÁNCHEZ-SESMA : Boundary integral equations and boundary elements methods in elastodynamics. *Advances in geophysics*, 48:157–189, 2007.
- M. BOUCHON et F. J. SANCHEZ-SESMA : Boundary integral equations and boundary elements methods in elastodynamics. In V. M. RU-SHAN WU et R. DMOWSKA, édés : *Advances in Wave Propagation in Heterogenous Earth*, vol. 48 de *Advances in Geophysics*, p. 157 – 189. Elsevier, 2007.
- J. D. BRAY, R. B. SANCIO, T. DURGUNOGLU, A. ONALP, T. L. YOUNG, J. P. STEWART, R. B. SEED, O. K. CETIN, E. BOL, M. B. BATURAY *et al.* : Sub-surface characterization at ground failure sites in adapazari, turkey. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 130(7):673–685, 2004.
- P. M. BYRNE, S.-S. PARK, M. BEATY, M. SHARP, L. GONZALES et T. ABDOUN : Numerical modeling of dynamic centrifuge tests. In *13th World Conference in Earthquake Engineering*, 2004.
- Y. CAPDEVILLE, Y. GUNG et B. ROMANOWICZ : Towards global earth tomography using the spectral element method : a technique based on source stacking. *Geophysical Journal International*, 162(2):541–554, 2005.
- F. CASADEI, E. GABELLINI, G. FOTIA, F. MAGGIO et A. QUARTERONI : A mortar spectral/finite element method for complex 2d and 3d elastodynamic problems.

- Computer methods in applied mechanics and engineering*, 191(45):5119–5148, 2002.
- A. CASAGRANDE : *Liquefaction and Cyclic Deformation of Sands : A Critical Review; Presented at Fifth Panamerican Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Buenos Aires, Argentina, November 1975*. Harvard soil mechanics series. Pierce Hall, 1976.
- G. CASTRO : *Liquefaction of Sands*. Harvard soil mechanics series. Harvard University, 1969.
- G. CASTRO : Liquefaction and cyclic mobility of saturated sands. *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, 101(6):551–569, 1975.
- G. CASTRO et S. J. POULOS : Factors affecting liquefaction and cyclic mobility. *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, 103(6):501–506, 1977.
- G. CÉLINE : *Inversion des formes d’onde élastique dans le domaine espace-fréquence en deux dimensions. Application à la caractérisation de la subsurface dans le cadre de la détection de cavités souterraines*. Thèse de doctorat, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2005.
- S. CHAILLAT : Méthode multipôle rapide pour les équations intégrales de frontière en élastodynamique 3-d. application à la propagation d’ondes sismiques. 2008.
- S. CHAILLAT, M. BONNET et J.-F. SEMBLAT : A new fast multi-domain bem to model seismic wave propagation and amplification in 3-d geological structures. *Geophysical Journal International*, 177(2):509–531, 2009.
- E. CHALJUB, Y. CAPDEVILLE et J.-P. VILOTTE : Solving elastodynamics in a fluid–solid heterogeneous sphere : a parallel spectral element approximation on non-conforming grids. *Journal of Computational Physics*, 187(2):457–491, 2003.
- E. CHALJUB, P. MOCZO, S. TSUNO, P.-Y. BARD, J. KRISTEK, M. KÄSER, M. STU-PAZZINI et M. KRISTEKOVA : Quantitative comparison of four numerical predictions of 3d ground motion in the grenoble valley, france. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(4):1427–1455, 2010.
- J.-C. CHERN : *Undrained response of saturated sands with emphasis on liquefaction and cyclic mobility*. Thèse de doctorat, The university of british columbia, 1985.
- M. CHIN-JOE-KONG, W. MULDER et M. VAN VELDHUIZEN : Higher-order triangular and tetrahedral finite elements with mass lumping for solving the wave equation. *Journal of Engineering Mathematics*, 35(4):405–426, 1999.

- V. M. CRUZ-ATIENZA et J. VIRIEUX : Dynamic rupture simulation of non-planar faults with a finite-difference approach. *Geophysical Journal International*, 158(3):939–954, 2004.
- P. DANGLA : Couplage éléments finis-équations intégrales en élastodynamique et interaction sol-structure. *THESE DE L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES*, 1989.
- P. DANGLA, J.-F. SEMBLAT, H. XIAO et N. DELÉPINE : A simple and efficient regularization method for 3d bem : application to frequency-domain elastodynamics. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(5):1916–1927, 2005.
- E. M. DAVALLE : *Modèle numérique du comportement d'un sol liquéfiable sous sollicitations dynamiques*. Thèse de doctorat, 1991.
- S. M. DAY et C. R. BRADLEY : Memory-efficient simulation of anelastic wave propagation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(3):520–531, 2001.
- S. M. DAY, L. A. DALGUER, N. LAPUSTA et Y. LIU : Comparison of finite difference and boundary integral solutions to three-dimensional spontaneous rupture. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 110(B12), 2005.
- N. DELÉPINE, L. LENTI, G. BONNET et J.-F. SEMBLAT : Nonlinear viscoelastic wave propagation : An extension of nearly constant attenuation models. *Journal of engineering mechanics*, 135(11):1305–1314, 2009.
- J. DOMINGUEZ et T. MEISE : On the use of the bem for wave propagation in infinite domains. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 8(3):132–138, 1991.
- J. DOMINGUEZ *et al.* : *Boundary elements in dynamics*. Computational Mechanics Publications Southampton, 1993.
- J.-C. DUPLA : *Application de la sollicitation d'expansion de cavité cylindrique à l'évaluation des caractéristiques de liquéfaction d'un sable*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1995.
- J. ETGEN et M. O'BRIEN : Computational methods for large-scale 3d acoustic finite-difference modeling : A tutorial. *GEOPHYSICS*, 72(5):SM223–SM230, 2007.
- M. FAHEY : Shear modulus of cohesionless soil : variation with stress and strain level. *Canadian Geotechnical Journal*, 29(1):157–161, 1992.

- A. FICHTNER, B. L. KENNETT, H. IGEL et H.-P. BUNGE : Theoretical background for continental-and global-scale full-waveform inversion in the time–frequency domain. *Geophysical Journal International*, 175(2):665–685, 2008.
- E. FIELD, S. KRAMER, A.-W. ELGAMAL, J. BRAY, N. MATASOVIC, P. JOHNSON, C. CRAMER, C. ROBLEE, D. WALD, L. BONILLA *et al.* : Nonlinear site response : Where we’re at (a report from a scec/peer seminar and workshop). *Seismological Research Letters*, 69(3):230–234, 1998.
- D. FORCELLINI, F. DELLA BARTOLA et A. M. TARANTINO : Liquefaction-induced lateral deformations computational assessment during tohoku earthquake. *ISRN Civil Engineering*, 2013, 2013.
- S. FRANÇOIS, G. LOMBAERT et G. DEGRANDE : Local and global shape functions in a boundary element formulation for the calculation of traffic induced vibrations. *Soil dynamics and earthquake engineering*, 25(11):839–856, 2005.
- Y. Y.-C. FUNG et P. TONG : *Classical and computational solid mechanics*, vol. 1. World Scientific, 2001.
- M. GALIS, P. MOCZO et J. KRISTEK : A 3-d hybrid finite-difference—finite-element viscoelastic modelling of seismic wave motion. *Geophysical Journal International*, 175(1):153–184, 2008.
- A. GANDOMZADEH : *Dynamic soil-structure interaction : effect of nonlinear soil behavior*. Thèse de doctorat, Université Paris-Est, 2011.
- J. GHABOUSSI et E. L. WILSON : Flow of compressible fluid in porous elastic media. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 5(3):419–442, 1973.
- E. GOTTSCHAMMER et K. B. OLSEN : Accuracy of the explicit planar free-surface boundary condition implemented in a fourth-order staggered-grid velocity-stress finite-difference scheme. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(3):617–623, 2001.
- R. W. GRAVES : Simulating seismic wave propagation in 3d elastic media using staggered-grid finite differences. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(4):1091–1106, 1996.
- S. K. GUTTA, J. A. YAMAMURO et P. V. LADE : Predictions of large three-dimensional stress reversals in sand. In *16th Engineering Mechanics Conference (ASCE), Seattle, USA*, 2003.

- P. HABIB et M. P. LUONG : Sols pulvérulents sous chargement cycliques. *Séminaire Matériaux et Structures sous chargement cyclique, Ecole Polytechnique, Plaiseau*, 1978.
- B. O. HARDIN et V. P. DRNEVICH : Shear modulus and damping in soils. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 98(7):667–692, 1972a.
- B. O. HARDIN et V. P. DRNEVICH : Shear modulus and damping in soils : measurement and parameter effects (terzaghi lecture). *Journal of the soil mechanics and foundations division*, 98(6):603–624, 1972b.
- K. HAYASHI, D. R. BURNS et M. N. TOKSÖZ : Discontinuous-grid finite-difference seismic modeling including surface topography. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(6):1750–1764, 2001.
- A. HAZEN : Hydraulic fill dams. *American Society of Civil Engineers-Transactions*, 83:1713–1745, 1920.
- T. HOLZER, T. HANKS et T. YOUD : Dynamics of liquefaction during the 1987 superstition hills, california, earthquake. *Science*, 244(4900):56–59, 1989.
- T. HUGHES : *The finite element method : linear static and dynamic finite element analysis*. Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1987.
- J. HUJEU : Une loi de comportement pour le chargement cyclique des sols. *Génie parasismique*, p. 278–302, 1985.
- M. HYODO, H. TANIMIZU, N. YASUFUKU et H. MURATA : Undrained cyclic shear strength and residual shear strain of saturated sand by cyclic triaxial tests. *Soils and Foundations*, 31(3):60–76, 1991.
- M. HYODO, H. TANIMIZU, N. YASUFUKU et H. MURATA : Undrained cyclic and monotonic triaxial behaviour of saturated loose sand. *Soils and foundations*, 34(1):19–32, 1994.
- S. IAI, Y. MATSUNAGA et T. KAMEOKA : Parameter identification for a cyclic mobility model. *Report of the Port and harbour Research Institute*, 29(4), 1990a.
- S. IAI, Y. MATSUNAGA et T. KAMEOKA : Strain space plasticity model for cyclic mobility. *Report of the Port and harbour Research Institute*, 29(4), 1990b.
- S. IAI, T. MORITA, T. KAMEOKA, Y. MATSUNAGA et K. ABIKO : Response of a dense sand deposit during 1993 kushiro-oki earthquake. *Soils and foundations*, 35(1):115–131, 1995.

- T. ICHIMURA, M. HORI et H. KUWAMOTO : Earthquake motion simulation with multiscale finite-element analysis on hybrid grid. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(4):1133–1143, 2007.
- I. IDRISSE et H. B. SEED : Seismic response of horizontal soil layers. *Am Soc Civil Engr J Soil Mech*, 1968.
- H. IGEL, P. MORA et B. RIOLLET : Anisotropic wave propagation through finite-difference grids. *GEOPHYSICS*, 60(4):1203–1216, 1995.
- K. ISHIHARA : Stability of natural deposits during earthquakes. *Conf. on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, 2:321–376, 1985.
- K. ISHIHARA : Liquefaction and flow failure during earthquakes. *Geotechnique*, 43(3):351–451, 1993.
- K. ISHIHARA, F. TATSUOKA et S. YASUDA : Undrained deformation and liquefaction of sand under cyclic stresses. *Soils and Foundation*, 15(1):29–44, 1975.
- K. ISHIHARA et I. TOWHATA : One-dimensional soil response analysis during earthquake based on effective stress method. *Journal of the Faculty of Engineering*, 35(4):656–700, 1980.
- K. ISHIHARA et I. TOWHATA : Sand response to cyclic rotation of principal stress directions as induced by wave loads. *Soils and foundations*, 23(4):11–26, 1983.
- K. ISHIHARA et F. YAMAZAKI : Cyclic simple shear tests on saturated sand in multi-directional loading. *Soils and Foundations*, 20(1):45–59, 1980.
- W. D. IWAN : On a class of models for the yielding behavior of continuous and composite systems. *Journal of Applied Mechanics*, 34:612, 1967.
- W. D. IWAN et A. O. CIFUENTES : A model for system identification of degrading structures. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 14(6):877–890, 1986.
- W. B. JOYNER : A method for calculating nonlinear seismic response in two dimensions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5):1337–1357, 1975.
- W. B. JOYNER et A. T. CHEN : Calculation of nonlinear ground response in earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5):1315–1336, 1975.
- S.-H. JU : Finite element analyses of wave propagations due to a high-speed train across bridges. *International journal for numerical methods in engineering*, 54(9):1391–1408, 2002.

- S.-H. JU et H.-T. LIN : Analysis of train-induced vibrations and vibration reduction schemes above and below critical rayleigh speeds by finite element method. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 24(12):993–1002, 2004.
- T.-S. KANG et C.-E. BAAG : Finite-difference seismic simulation combining discontinuous grids with locally variable timesteps. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(1):207–219, 2004.
- S. KATTIS, D. POLYZOS et D. BESKOS : Vibration isolation by a row of piles using a 3-d frequency domain bem. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 46(5):713–728, 1999.
- R. KAYEN, W. BARNHARDT, S. ASHFORD et K. ROLLINS : *Non-Destructive Measurement of Soil Liquefaction Density Change by Crosshole Radar Tomography, Treasure Island, California*, chap. 2, p. 52–65. 2000.
- S. KEVIN : *Analyse non-linéaire du comportement dynamique des sols granulaires lâches*. Thèse de doctorat, Université Laval Québec, 2012.
- Y. KHALED : *Modélisation numérique de la liquéfaction des sols sableux*. Mémoire de D.E.A., Université Mohamed Khider – Biskra, 2012.
- D. KOMATITSCH, C. BARNES et J. TROMP : Wave propagation near a fluid-solid interface : A spectral-element approach. *Geophysics*, 65(2):623–631, 2000.
- D. KOMATITSCH, Q. LIU, J. TROMP, P. SÜSS, C. STIDHAM et J. H. SHAW : Simulations of ground motion in the los angeles basin based upon the spectral-element method. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(1):187–206, 2004.
- D. KOMATITSCH et J.-P. VILOTTE : The spectral element method : an efficient tool to simulate the seismic response of 2d and 3d geological structures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(2):368–392, 1998.
- S. L. KRAMER : *Geotechnical earthquake engineering*. Pearson Education India, 1996.
- P. V. LADE et L. B. IBSEN : A study of the phase transformation and the characteristic lines of sand behaviour. *In Proc. Int. Symp. on Deformation and Progressive Failure in Geomechanics, Nagoya*, p. 353–359, 1997.
- V. LUBARDA, D. SUMARAC et D. KRAJCIHOVIC : Preisach model and hysteretic behaviour of ductile materials. *EUROPEAN JOURNAL OF MECHANICS SERIES A SOLIDS*, 12:445–445, 1993.

- M. LUONG : Phénomènes cycliques dans les sols pulvérulents. *Rev Fr Géotech*, (10), 1980.
- J. LYSMER et L. A. DRAKE : A finite element method for seismology. *Methods in computational physics*, 11:181–216, 1972.
- J. LYSMER, T. UDAKA, C. TSAI et H. B. SEED : Flush-a computer program for approximate 3-d analysis of soil-structure interaction problems. Rap. tech., California Univ., Richmond (USA). Earthquake Engineering Research Center, 1975.
- F. MAHMOUDIAN et G. F. MARGRAVE : A review of the finite-element method in seismic wave modelling. Rap. tech., Technical report, CREWES Research Report, 2003.
- K. J. MARFURT : Accuracy of finite-difference and finite-element modeling of the scalar and elastic wave equations. *Geophysics*, 49(5):533–549, 1984.
- G. R. MARTIN, H. B. SEED et W. D. LIAM FINN : Fundamentals of liquefaction under cyclic loading. *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, 101(5):423–438, 1975.
- Y. MASSON et S. PRIDE : Finite-difference modeling of biot's poroelastic equations across all frequencies. *GEOPHYSICS*, 75(2):N33–N41, 2010.
- J. MATASOVIC et M. VUCETIC : Analysis of seismic records obtained on november 24, 1987 at the wildlife liquefaction array. *Research Report, Civil Engineering Department, University of California, Los Angeles*, p. 99 pp, 1993a.
- N. MATASOVIC et M. VUCETIC : *Seismic Response of Composite Horizontally-layered Soil Deposits*. University of California, Los Angeles, 1993b.
- E. MERCERAT, J. VILOTTE et F. SÁNCHEZ-SESMA : Triangular spectral element simulation of two-dimensional elastic wave propagation using unstructured triangular grids. *Geophysical Journal International*, 166(2):679–698, 2006.
- P. MESTAT : Modeles d'elements finis et problemes de convergence en comportement non lineaire. *BULLETIN-LABORATOIRES DES PONTS ET CHAUSSEES*, p. 45–60, 1998.
- P. MESTAT : Lois de comportement des géomatériaux et modélisation par la méthode des éléments finis. *ETUDES ET RECHERCHES DES LABORATOIRES DES PONTS ET CHAUSSEES-SERIE GEOTECHNIQUE*, (GT 52), 1993.

- J. D. MILLER et D. DANE QUINN : A two-sided interface model for dissipation in structural systems with frictional joints. *Journal of Sound and Vibration*, 321(1):201–219, 2009.
- P. MOCZO, J. KRISTEK, M. GALIS, P. PAZAK et M. BALAZOVJECH : The finite-difference and finite-element modeling of seismic wave propagation and earthquake motion. *Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials*, 57(2):177–406, 2007.
- P. MOCZO, J. KRISTEK et L. HALADA : *The finite-difference method for seismologists*. Comenius University, 2004.
- P. MOCZO, J. KRISTEK, V. VAVRYČUK, R. J. ARCHULETA et L. HALADA : 3d heterogeneous staggered-grid finite-difference modeling of seismic motion with volume harmonic and arithmetic averaging of elastic moduli and densities. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(8):3042–3066, 2002.
- H. MOGI et H. KAWAKAMI : Analysis of scattered waves on ground with irregular topography using the direct boundary element method and neumann series expansion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(4):1144–1157, 2007.
- M. MOKHAM : *Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargements cycliques*. 1983.
- C. MORENCY et J. TROMP : Spectral-element simulations of wave propagation in porous media. *Geophysical Journal International*, 175(1):301–345, 2008.
- T. K. MOSSESIAN et M. DRAVINSKI : Amplification of elastic waves by a three dimensional valley. part 1 : steady state response. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 19(5):667–680, 1990.
- R. MULLEN et T. BELYTSCHKO : Dispersion analysis of finite element semidiscretizations of the two-dimensional wave equation. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 18(1):11–29, 1982.
- G. MURAVSKII et S. FRYDMAN : Site response analysis using a non-linear hysteretic model. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 17(4):227–238, 1998.
- Y. NIU et M. DRAVINSKI : Direct 3d bem for scattering of elastic waves in a homogeneous anisotropic half-space. *Wave Motion*, 38(2):165–175, 2003.
- K. OLSEN : Site amplification in the los angeles basin from three-dimensional modeling of ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(6B):S77–S94, 2000.

- S. OPERTO, J. VIRIEUX, P. AMESTOY, J. L'EXCELLENT, L. GIRAUD et H. ALI : 3d finite-difference frequency-domain modeling of visco-acoustic wave propagation using a massively parallel direct solver : A feasibility study. *GEOPHYSICS*, 72 (5):SM195–SM211, 2007.
- R. PAOLUCCI et D. SPINELLI : Ground motion induced by train passage. *Journal of engineering mechanics*, 132(2):201–210, 2006.
- R. PASQUETTI et F. RAPETTI : Spectral element methods on unstructured meshes : comparisons and recent advances. *Journal of Scientific Computing*, 27(1):377–387, 2006.
- A. T. PATERA : A spectral element method for fluid dynamics : laminar flow in a channel expansion. *Journal of Computational Physics*, 54(3):468–488, 1984.
- A. PECKER : *Dynamique des sols*. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1984.
- A. PITARKA : 3d elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grids with nonuniform spacing. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(1):54–68, 1999.
- R. PLESSIX : Three-dimensional frequency-domain full-waveform inversion with an iterative solver. *GEOPHYSICS*, 74(6):WCC149–WCC157, 2009.
- R. L. PORCELLA : Atypical accelerograms recorded during recent earthquakes. *Seismic engineering program report, May-September 1980, Geological Survey Circular 854-B*, 2:1–7, 1980.
- S. J. POULOS, G. CASTRO et J. W. FRANCE : Liquefaction evaluation procedure. *Journal of Geotechnical Engineering*, 111(6):772–792, 1985.
- W. PRAGER : Problème de plasticité théorique. *Dunod*, 1958.
- J. H. PREVOST et R. POPESCU : Constitutive relations for soil materials. *Electronic journal of geotechnical engineering*, 1, 1996.
- J.-H. PRÉVOST : Mathematical modelling of monotonic and cyclic undrained clay behaviour. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 1(2):195–216, 1977.
- E. PRIOLO, J. M. CARCIONE et G. SERIANI : Numerical simulation of interface waves by high-order spectral modeling techniques. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95:681, 1994.

- J. H. PRÉVOST : A simple plasticity theory for frictional cohesionless soils. *International Journal of Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 4(1):9–17, 1985.
- J.-H. PRÉVOST : Plasticity theory for soil stress-strain behavior. *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 104(5):1177–1194, 1978.
- A. PUZRIN et A. SHIRAN : Effects of the constitutive relationship on seismic response of soils. part i. constitutive modeling of cyclic behavior of soils. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 19(5):305–318, 2000a.
- R. PYKE : Evolution of soil models since the 1970s. In *International Workshop on the Uncertainties in Nonlinear Soil Properties and their Impact on Modeling Dynamic Soil Response*. University of California, Berkeley., 2004.
- E. M. RAHMAN et O. TREVOR : Finite element modelling of ground vibrations due to tunnelling activities. *International Journal of Civil and Environmental Engineering*, 3(1):143–149, 2011.
- P. REIFFSTECK : Reconnaissance et essais géotechniques. Rap. tech., Bilan des 11J021 et 11P061, IFSTTAR, 2011.
- E. REINOSE, L. WROBEL et H. POWER : Two-dimensionnal scattering of p, sv and rayleigh waves : Preliminary results for the valley of mexico. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 26(6):595–616, 1997.
- E. REINOSO, L. WROBEL et H. POWER : Three-dimensional scattering of seismic waves from topographical structures. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 16(1):41–61, 1997.
- P. ROBERTSON : Projet d’italie. Rap. tech., Université d’URBINO CARLO BOSAN CARLO - FERRARA, 2013.
- D. ROTEN, D. FAH et L. BONILLA : High-frequency ground motion amplification during the 2011 tohoku earthquake explained by soil dilatancy. *Geophysical Journal International*, 193(2):898–904, 2013.
- J. RYUE, D. THOMPSON, P. WHITE et D. THOMPSON : Investigations of propagating wave types in railway tracks at high frequencies. *Journal of Sound and Vibration*, 315(1):157–175, 2008.
- E. SAENGER et T. BOHLEN : Finite-difference modeling of viscoelastic and anisotropic wave propagation using the rotated staggered grid. *GEOPHYSICS*, 69(2):583–591, 2004.

- F. J. SÁNCHEZ-SESMA et M. CAMPILLO : Diffraction of p, sv, and rayleigh waves by topographic features : A boundary integral formulation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 81(6):2234–2253, 1991.
- M. P. SANTISI D'AVILA, L. LENTI et J.-F. SEMBLAT : Modelling strong seismic ground motion : three-dimensional loading path versus wavefield polarization. *Geophysical Journal International*, 190(3):1607–1624, 2012.
- B. SEED et K. L. LEE : Liquefaction of saturated sands during cyclic loading. *Journal of Soil Mechanics & Foundations Div*, 92(ASCE# 4972 Proceeding), 1966.
- H. B. SEED et I. IDRIS : *Ground motions and soil liquefaction during earthquakes*, vol. 5. Earthquake Engineering Research Institute Berkeley CA CA, 1982.
- D. J. SEGALMAN : An initial overview of iwan modeling for mechanical joints. *Report SAND*, 811, 2001.
- D. J. SEGALMAN : A four-parameter iwan model for lap-type joints. *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF APPLIED MECHANICS*, 72(5):752, 2005.
- D. J. SEGALMAN et M. J. STARR : Inversion of masing models via continuous iwan systems. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 43(1):74–80, 2008.
- D. J. SEGALMAN et M. J. STARR : Relationships among certain joint constitutive models. Rap. tech., Sandia National Laboratories, 2004.
- J. SEMBLAT : Modeling seismic wave propagation and amplification in 1d/2d/3d linear and nonlinear unbounded media. *International Journal of Geomechanics*, 11(6):440–448, 2011.
- J. J.-F. SEMBLAT et A. PECKER : *Waves and Vibrations in Soils : Earthquakes, Traffic, Shocks, Construction works*. Iuss Press, 2009.
- J.-F. SEMBLAT et J. BRIOIST : Efficiency of higher order finite elements for the analysis of seismic wave propagation. *Journal of Sound and Vibration*, 231(231): 460–467, 2000.
- J.-F. SEMBLAT, A.-M. DUVAL et P. DANGLA : Seismic site effects in a deep alluvial basin : numerical analysis by the boundary element method. *Computers and geotechnics*, 29(7):573–585, 2002.

- G. SERIANI et E. PRIOLO : Spectral element method for acoustic wave simulation in heterogeneous media. *Finite elements in analysis and design*, 16(3):337–348, 1994.
- I. D. G. S. SEW et I. T. Y. CHIN : Planning of subsurface investigation and interpretation of test results for geotechnical design. *In IEM Seminar on Geotechnical Engineering*, 2000.
- O. SHIRYAYEV, S. PAGE, C. PETTIT et J. SLATER : Parameter estimation and investigation of a bolted joint model. *Journal of Sound and Vibration*, 307(3): 680–697, 2007.
- L. SIRGUE, O. BARKVED, J. DELLINGER, J. ETGEN, U. ALBERTIN et J. KOMMEDAL : Thematic set : Full waveform inversion : the next leap forward in imaging at valhall. *First Break*, 28(4), 2010.
- W. D. SMITH : The application of finite element analysis to body wave propagation problems. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 42(2):747–768, 1975.
- Y. SONG, C. HARTWIGSEN, D. MCFARLAND, A. F. VAKAKIS et L. BERGMAN : Simulation of dynamics of beam structures with bolted joints using adjusted iwan beam elements. *Journal of Sound and Vibration*, 273(1):249–276, 2004.
- M. STAVROPOULOU : A model of liquefaction of granular materials in isotropic compression. *European Journal of Environmental and civil engineering*, 14(8-9):1113–1128, 2010.
- C. TAPE, Q. LIU, A. MAGGI et J. TROMP : Seismic tomography of the southern california crust based on spectral-element and adjoint methods. *Geophysical Journal International*, 180(1):433–462, 2010.
- F. TATSUOKA et K. ISHIHARA : Drained deformation of sand under cyclic stresses reversing direction. *Soils and Foundations*, 14(3):51–65, 1974.
- P. W. TAYLOR et T. J. LARKIN : Seismic site response of nonlinear soil media. *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, 104(3):369–383, 1978.
- K. TERZAGHI : Varieties of submarine slope failures. *Havard Soil Mechanics Series*, 52:16p, 1956.
- I. TOWHATA et K. ISHIHARA : Modelling soil behavior under principal stress axes rotation. *International conference on numerical methods in geomechanics*, p. 523–530, 1985a.

- I. TOWHATA et K. ISHIHARA : Shear work and pore water pressure in undrained shear. *Soils and foundations*, 25(3):73–84, 1985b.
- J. TROMP, D. KOMATTISCH et Q. LIU : Spectral-element and adjoint methods in seismology. *Communications in Computational Physics*, 3(1):1–32, 2008.
- C. TRUESDELL et R. TOUPIN : Classical field theories. *Handbuch Der Physik HI/I*. Springer-Verlag, III/1, 1960.
- S. UNJOH, M. KANEKO, S. KATAOKA, K. NAGAYA et K. MATSUOKA : Effect of earthquake ground motions on soil liquefaction. *Soils and Foundations*, 2012.
- Y. VAID et J. CHERN : Mechanism of deformation during cyclic undrained loading of saturated sands. *International Journal of Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 2(3):171–177, 1983.
- R. VERDUGO : *Characterization of sandy soil behavior under large deformation*. Thèse de doctorat, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan, 1992.
- J. VILOTTE, G. FESTA et R. MADARIAGA : Spectral element simulations of rupture dynamics along kinked faults. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, vol. 1, p. 02, 2005.
- M. VUCETIC : Normalized behavior of clay under irregular cyclic loading. *Canadian Geotechnical Journal*, 27(1):29–46, 1990.
- A. WAKAI et A. NOZU : The strong-motion observation network in japanese ports. Rap. tech., Port and Airport Research Institute, Japan, 2012.
- Y. WANG, J. XU et G. T. SCHUSTER : Viscoelastic wave simulation in basins by a variable-grid finite-difference method. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(6):1741–1749, 2001.
- F. WENZLAU et T. MÜLLER : Finite-difference modeling of wave propagation and diffusion in poroelastic media. *GEOPHYSICS*, 74(4):T55–T66, 2009.
- H. YAMAZAKI et Y. GOTOH : Study on liquefaction of soil subjected to seismic motion in the 2011 off the pacific coast of tohoku earthquake. *Technical note no. 1242*, The Port and Airport Research Institute, 2, 2011.
- Y. YANG, H. HUNG et L. HSU : Ground vibrations due to underground trains considering soil-tunnel interaction. *Interaction & Multiscale Mech., an Int. J.*, 1(1):157–175, 2008.

- T. L. YOUNG et T. L. HOLZER : Piezometer performance at wildlife liquefaction site, california. *Journal of Geotechnical Engineering*, 120(6):975–995, 1994.
- T. YOUNG et S. GILSTRAP : Liquefaction and deformation of silty and fine-grained soils. *In Proceedings 2nd International Conference on Earthquake Geotechnical Engineering Lisbon, Portugal*, vol. 3, p. 1013–1020, 1999.
- M. ZEGHAL et A.-W. ELGAMAL : Analysis of site liquefaction using earthquake records. *Journal of Geotechnical Engineering*, 120(6):996–1017, 1994.
- O. ZIENKIEWICZ et T. SHIOMI : Dynamic behaviour of saturated porous media ; the generalized biot formulation and its numerical solution. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 8(1):71–96, 1984.
- O. C. ZIENKIEWICZ et R. L. TAYLOR : *The Finite Element Method : Solid Mechanics*, vol. 2. Butterworth-heinemann, 2000.
- O. C. ZIENKIEWICZ et R. L. TAYLOR : *The finite element method for solid and structural mechanics*. Butterworth-Heinemann, 2005.



# Liste des figures

1.1.1	Approche « 1D-3C » pour modéliser la propagation des ondes sismiques (d'après Semblat et Pecker (2009)) . . . . .	3
1.3.1	Différents phénomènes cycliques observables dans les sables (d'après Bahda (1997)) . . . . .	11
1.3.2	Zones des différents comportements cycliques du sable en condition : a) drainée ; et b) non drainée (d'après Luong (1980)) . . . . .	13
1.3.3	Essai de mobilité cyclique, d'après Mokham (1983) . . . . .	14
1.3.4	Essai de liquéfaction vraie, d'après Castro (1969) . . . . .	15
1.3.5	Détermination des modules de déformation et méthode d'analyse en fonction de la déformation cyclique (d'après Reiffsteck (2011)) . . . . .	17
1.3.6	Modèle unidimensionnel rhéologique d'Iwan : modèle série-parallèle (à gauche) ; modèle parallèle-série (à droite). . . . .	19
1.4.1	Effets de liquéfaction : a) Perte de capacité portante du sol de fondation ; b) Inclinaison des bâtiments d'habitation de Kawagishicho à Niigata au Japon due à la chute de la capacité portante du sol par liquéfaction . . . . .	23
1.4.2	a) Formation des cratères ou « volcans de sable » ; b) Volcan de sable sur le site de Wildlife . . . . .	24
1.4.3	Volcans de sable dus à la liquéfaction, après le tremblement de terre de Christchurch, Nouvelle Zélande (2011) . . . . .	25
1.4.4	Rupture superficielle et liquéfaction après le tremblement de terre de Christchurch, Nouvelle Zélande (2011) . . . . .	25
1.4.5	Poinçonnement de la fondation sous l'effet de la liquéfaction séisme Tohoku 2011 . . . . .	26
1.4.6	Endommagement des routes : Baisse du niveau de la route due à l'épandage latéral sous l'effet de la liquéfaction du séisme de Tohoku 2011 . . . . .	26
1.4.7	Phénomène de liquéfaction dans un champ de maïs en Emilie-Romagne (d'après Université de Modène et Reggio Emilia) . . . . .	27

1.4.8	Résultats des différentes essais en laboratoire (d'après Towhata et Ishihara (1985b)) . . . . .	30
2.2.1	Modèle rhéologique MPII à une dimension . . . . .	36
2.2.2	La composante de chargement sinusoïdale d'amplitude croissante (à gauche) et boucles d'hystérésis produites par le modèle MPII (à droite) (d'après Gandomzadeh (2011)) . . . . .	37
2.2.3	Comportement schématique de surfaces de charge de modèle Iwan (d'après Gandomzadeh (2011)) . . . . .	49
2.3.1	Schéma illustrant le front de liquéfaction dans le plan $S-r$ (d'après Iai <i>et al.</i> (1990b)) . . . . .	50
2.4.1	Courbe de la surpression interstitielle normalisée (d'après Iai <i>et al.</i> (1990a)) . . . . .	59
2.4.2	Courbe de l'amplitude de la déformation de cisaillement (d'après Iai <i>et al.</i> (1990a)) . . . . .	59
2.5.1	Résultats expérimentaux sur du sable dense : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement (Ishihara (1985)) . . . . .	64
2.5.2	Résultats de simulation sur du sable dense : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement . . . . .	65
2.5.3	Résultats de simulation sur du sable dense : Surpression interstitielle	66
2.5.4	Résultats expérimentaux sur du sable lâche : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement (Ishihara (1985)) . . . . .	68
2.5.5	Résultats de simulation sur du sable lâche : a) Relation entre la contrainte de cisaillement et la contrainte moyenne effective. b) Relation entre la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement . . . . .	69
2.5.6	Résultats de simulation sur du sable dense : Surpression interstitielle	70
2.5.7	Contrainte axiale imposée : a) dans l'essai. b) dans la simulation .	73
2.5.8	Comparaisons des résultats expérimentaux (courbe noire) et de la simulation (courbe rouge) : a) résultats en déformation axiale. b) résultats en pression interstitielle . . . . .	74
2.5.9	Relation entre la contrainte déviatorique et la contrainte moyenne effective (courbe rouge); droite de rupture (noire) et droite de transformation (bleue) . . . . .	75

2.6.1	Trois composantes imposées : déformation de cisaillement xz (courbe rouge) – déformation de cisaillement yz (courbe bleue) – déformation axiale zz (courbe violette) . . . . .	76
2.6.2	Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenus par trois et une composante :a) composante $\gamma_{xz}$ . b) composante $\gamma_{yz}$ . c) composante $\varepsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle . . . . .	79
2.6.3	Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas) . . . . .	80
2.6.4	Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenus par trois et une composante :a) composante $\gamma_{xz}$ . b) composante $\gamma_{yz}$ . c) composante $\varepsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle dans premier cas . . . . .	81
2.6.5	Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) dans premier cas en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas) . . . . .	82
2.6.6	Effet des composantes, comparaison des résultats en obtenus par trois et une composante :a) composante $\gamma_{xz}$ . b) composante $\gamma_{yz}$ . c) composante $\varepsilon_{zz}$ . d) pression interstitielle dans deuxième cas . . . . .	83
2.6.7	Effet de trois composantes imposées : courbe contrainte de cisaillement octaédrique obtenue par trois composantes imposées (courbe rouge) et une composante imposée (courbe noire) dans deuxième cas en fonction de déformation de cisaillement octaédrique (en haut) et du temps (en bas) . . . . .	84
3.2.1	Schéma de maillage utilisé pour le cas « condition absorbante » . . . . .	93
3.2.2	Schéma de maillage utilisé pour le cas « fond de puits » . . . . .	93
3.2.3	Modèle à masses concentrées . . . . .	98
3.2.4	Comparaison des amortissements numériques pour la méthode <i>HHT</i> – $\alpha$ et la méthode de Newmark (Hughes (1987)) . . . . .	105
3.2.5	Influence d’une taille d’élément sur la précision du modèle numérique (d’après Semblat et Pecker (2009)) . . . . .	108
3.3.1	Signal de Ricker du second ordre (gauche) et sa transformée de Fourier (droite) avec comme paramètres : $u = 2$ , $t_p = 0.5s$ et $t_s = 0.5s$ . . . . .	110
3.3.2	Stratigraphie de exemple N°1 (une couche) et N°2 (trois couches) . . . . .	112

3.3.3	Comparaison de l'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « absorbante » . . . . .	113
3.3.4	Comparaison de l'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « fond de puits » . . . . .	114
3.3.5	Comparaison de FFT d'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (figure a) et N°2 (figure b) en condition aux limites « absorbante » . . . . .	115
3.3.6	Comparaison de d'accélération calculé par MPIIL (rouge) et Bonilla (bleue) pour N°1 (à gauche) et N°2 (à droite) en condition aux limites « fond de puits » . . . . .	115
3.3.7	Comportement non linéaire pour le sol sec en condition « fond de puits » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire . . . . .	117
3.3.8	Comportement non linéaire pour le sol sec en condition « absorbante » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire . . . . .	118
3.3.9	Comportement non linéaire pour le sol saturé en condition « fond de puits » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; d) la pression interstitielle au milieu de la couche . . . . .	120
3.3.10	Comportement non linéaire pour le sol saturé en condition « absorbante » : a) réponse temporelle au sommet (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; b) Transformée de Fourier du signal ; c) Courbes contrainte-déformation au milieu (rouge) et à la base (bleue) de la couche sédimentaire ; d) la pression interstitielle au milieu de la couche . . . . .	121
4.2.1	Carte de l'Imperial Valley avec emplacement du site Wildlife et épicentres des tremblements de terre (d'après Holzer <i>et al.</i> (1989))	127
4.2.2	Emplacement des piézomètres et des accéléromètres du site de Wildlife Refuge (d'après Youd et Holzer (1994)) . . . . .	128
4.2.3	(a) Stratigraphie du modèle à Wildlife ; (b) Profil de vitesse $V_s$ et $V_p$ . . . . .	130

4.2.4	Accélérogrammes enregistrés en profondeur (courbes noires) et en surface (courbes bleues) à Wildlife Refuge lors du tremblement de terre de Superstition Hills ( $M_w = 6.7$ ) du 24 novembre 1987 . . . . .	131
4.2.5	Spectres de réponse en accélération (surface et profondeur) à Wildlife Refuge pour un amortissement de 5 % . . . . .	132
4.2.6	Surpression interstitielle normalisée enregistrée à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife lors du séisme de Superstition Hills (1987) . . . . .	134
4.2.7	Contrainte de cisaillement calculée, boucles contrainte-déformation calculées (d'après Bonilla <i>et al.</i> (2011a)) . . . . .	135
4.2.8	Comparaison dans le domaine temporel entre : (a) les accélérations $a_x$ , (b) les vitesses $v_x$ , et (c) les déplacements $d_x$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée (en fond de puits) selon la direction $x$ pour le site Wildlife . . . . .	141
4.2.9	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_y$ , (b) les vitesses $v_y$ , et (c) les déplacements $d_y$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée selon la direction $y$ pour le site Wildlife . . . . .	142
4.2.10	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_z$ , (b) les vitesses $v_z$ , et (c) les déplacements $d_z$ enregistrés et calculés en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée selon la direction $z$ pour le site Wildlife . . . . .	143
4.2.11	Comparaison des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées obtenues par l'approche « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises) pour les trois composantes $x, y, z$ en surface pour le site Wildlife . . . . .	145
4.2.12	Comparaison des spectres de réponses enregistrés (courbes noires) et simulés obtenus par les approches « 1D-3C » (courbes rouges) et « 1D-1C » (courbes turquoises) pour les trois composantes $x, y, z$ en surface pour le site Wildlife avec un amortissement de 5 % . . . . .	147
4.2.13	Déformations maximales $\gamma_{max}$ et contraintes maximales $\tau_{max}$ en fonction de la profondeur calculées avec l'approche « 1D-3C » : $\gamma_{octaédrique}$ , $\tau_{octaédrique}$ (courbes noires), $\gamma_{xz}$ , $\tau_{xz}$ (courbes rouges), $\gamma_{yz}$ , $\tau_{yz}$ (courbes bleues); et déformations maximales calculées avec l'approche « 1D-1C » : $\gamma_{xz}$ (courbe violette), $\gamma_{yz}$ (courbe verte) pour le site Wildlife . . . . .	149

4.2.14 Pressions interstitielles simulée et enregistrée à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife . . . . .	151
4.2.15 Comparaison des pressions interstitielles simulées par les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbes turquoise, verte et violette indiquent suivant les directions $x$ , $y$ et $z$ ) et enregistrée (courbe noire) à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife . . . . .	152
4.2.16 Comportement du sol à 2.9 m de profondeur : relations $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ , $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ , $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ , $p' - q$ ; les courbes turquoises, rouges et bleues représentent respectivement les intervalles $[0, 13.6 s]$ , $[13.6, 18 s]$ et $[18, 50 s]$ pour le site Wildlife . . . . .	154
4.2.17 Résultats calculés avec l'approche de Bonilla : accélérogrammes (à gauche) et leurs spectres de réponse (à droite) pour la composante nord-sud de l'enregistrement à Wildlife Refuge. Les accélérogrammes observés sont sans filtrage. L'accélération calculée est filtrée par un filtre passe-bas à 10 Hz (d'après Bonilla <i>et al.</i> (2005))	156
4.2.18 Résultats calculés avec l'approche « 1D-3C » : accélérogrammes (à gauche) et leurs spectres de réponse (à droite) pour la composante nord-sud de l'enregistrement à Wildlife Refuge. Les accélérogrammes sont filtrés par un filtre passe-bas à 10 Hz . . . . .	157
4.2.19 Pression interstitielle obtenue par les approches « Bonilla » (figure a) et « 1D-3C » (figure b) à 2.9 m de profondeur pour le site Wildlife	157
4.3.1 Données de mouvements forts enregistrées par le réseau d'observation de mouvement fort dans les ports au Japon lors du séisme de Tohoku 2011 (Wakai et Nozu (2012)) . . . . .	160
4.3.2 Carte de la côte orientale de Honshu avec les épicentres des événements utilisés pour l'application : Le rectangle rouge (sud d'Iwaki) montre l'étendue de l'encart. L'emplacement du réseau vertical exploité par l'Institut de recherche sur les Ports et Aéroports est indiqué par le triangle jaune (d'après Roten <i>et al.</i> (2013)) . . . . .	161
4.3.3 Stratigraphie à Onahama avec la valeur $N_{SPT}$ (d'après Wakai et Nozu (2012)) . . . . .	162
4.3.4 Accélérogrammes enregistrés pour le site d'Onahama (d'après Roten <i>et al.</i> (2013)) . . . . .	163
4.3.5 Spectres de réponse de signaux en surface (courbes bleues) et en profondeur (courbes noires) à Onahama pour un amortissement de 5 % . . . . .	164

4.3.6	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_x$ , (b) les vitesses $v_x$ , et (c) les déplacements $d_x$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée (en fond de puits) selon la direction $x$ à Onahama . . . . .	168
4.3.7	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_y$ , (b) les vitesses $v_y$ , et (c) les déplacements $d_y$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée selon la direction $y$ à Onahama . . . . .	169
4.3.8	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_z$ , (b) les vitesses $v_z$ , et (c) les déplacements $d_z$ enregistrés et calculés en surface; (d) les accélérations avec les approches « 1D-3C » (courbe rouge) et « 1D-1C » (courbe turquoise); (e) l'accélération d'entrée selon la direction $z$ à Onahama . . . . .	170
4.3.9	Comparaisons des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées (courbes rouges) en surface à Onahama . . . . .	171
4.3.10	Comparaison des spectres de réponse calculés avec les approches « 1D-3C » (courbes rouges), « 1D-1C » (courbes turquoise) et enregistrés (courbes noires) pour les trois directions $x$ , $y$ et $z$ à la surface à Onahama pour un amortissement de 5 % . . . . .	173
4.3.11	Déformations maximales $\gamma_{max}$ et contraintes maximales $\tau_{max}$ en fonction de la profondeur calculées avec l'approche « 1D-3C » : $\gamma_{octaédrique}$ , $\tau_{octaédrique}$ (courbes noires), $\gamma_{xz}$ , $\tau_{xz}$ (courbes rouges), $\gamma_{yz}$ , $\tau_{yz}$ (courbes bleues); et déformations maximales calculées avec l'approche « 1D-1C » : $\gamma_{xz}$ (courbe violette), $\gamma_{yz}$ (courbe verte) à Onahama . . . . .	174
4.3.12	Pression interstitielle simulée à 2 m de profondeur à Onahama . . . . .	175
4.3.13	Comportement du sol à 2 m de profondeur : relation $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ , $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ , $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ , $p' - q$ ; les courbes turquoise, rouges et bleues représentent respectivement les intervalles [0, 70 s], [70, 80 s] et [80, 200 s] à Onahama . . . . .	177
4.4.1	Localisation de la ville de Kushiro (a), de l'épicentre du tremblement de terre (b) et du Port de Kushiro (c) (d'après Iai <i>et al.</i> (1995)) . . . . .	179
4.4.2	Accélérogrammes enregistrés à Kushiro Port lors du tremblement de terre de Kushiro ( $M_w = 6.8$ ) du 15 janvier 1993 : mesures en profondeur (gauche) et en surface (droite) . . . . .	180

4.4.3	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_x$ , (b) les vitesses $v_x$ , et (c) les déplacements $d_x$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki . . . . .	183
4.4.4	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_y$ , (b) les vitesses $v_y$ , et (c) les déplacements $d_y$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki . . . . .	184
4.4.5	Comparaison temporelle entre : (a) les accélérations $a_z$ , (b) les vitesses $v_z$ , et (c) les déplacements $d_z$ enregistrés (courbes noires) et calculés (courbes rouges) en surface à Kushiro-Oki . . . . .	184
4.4.6	Comparaison des accélérations obtenues par Iai <i>et al.</i> (1995) (figure a) et par l'approche « 1D-3C » (figure b) pour la direction $y$ (NS) . . . . .	185
4.4.7	Comparaison des réponses fréquentielles enregistrées (courbes noires) et simulées (courbes rouges) pour les trois composante $x$ , $y$ , $z$ en surface à Kushiro . . . . .	186
4.4.8	Comparaison des spectres de réponse calculés (courbes rouges) et enregistré (courbes noires) en surface à Kushiro pour un amortissement de 5 % . . . . .	187
4.4.9	(a) Déformation maximale $\gamma_{max}$ en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$ : courbe noire, $\gamma_{yz}$ : courbe rouge, $\gamma_{octaédrique}$ : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » et (b) $\gamma_{yz}$ obtenue par Iai <i>et al.</i> (1995) à Kushiro . . . . .	188
4.4.10	Comportement à 5.5 m de profondeur : relation $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ , $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ , $\gamma_{octa} - \tau_{octa}$ , $p' - q$ ; les courbes rouges et bleues représentent respectivement les intervalles [0, 25 s] et [25 s, 50 s] à Kushiro . . . . .	190
4.4.11	Pression interstitielle simulée à 5.5 m de profondeur à Kushiro . . . . .	191
4.5.1	Localisation de l'épicentre du séisme d'Emilie-Romagne par rapport à la sismicité historique connue (Catalogo Parametrico Terremoti Italiani - CPTI) . . . . .	192
4.5.2	Accélérogrammes utilisés comme mouvements d'entrée à la base des colonnes pour le site San Carlo . . . . .	193
4.5.3	Les sites d'étude de la réponse du sol au séisme d'Emilie Romagne (Robertson (2013)) . . . . .	194
4.5.4	Plans de trois colonnes de sol choisies (Robertson (2013)) . . . . .	195
4.5.5	Stratigraphie des colonnes de sol (C1, C2 et C3) choisie pour la modélisation numérique « 1D-3C » (Robertson (2013)) . . . . .	196
4.5.6	Comparaison temporelle entre les accélérations $a_x$ , $a_y$ , $a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la première colonne . . . . .	200

4.5.7	Comparaison fréquentielle entre les accélérations $a_x, a_y, a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) pour la première colonne et le séisme d'Emilie Romagne . . . . .	201
4.5.8	Déformation maximale $\gamma_{max}$ en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$ : courbe noire, $\gamma_{yz}$ : courbe rouge, $\gamma_{octaédrique}$ : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » en Emilie Romagne pour la première colonne . . . . .	202
4.5.9	Pression interstitielle dans la couche 3 (à 6.5 m de profondeur- courbe rouge) et dans la couche 5 (à 18 m de profondeur- courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la première colonne . . . . .	203
4.5.10	Relations $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ et $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ à 6.5 m (c et d) et 18 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle [0, 10 s], les courbes rouges et turquoises représentent respectivement l'intervalle [10 s, 30 s] en Emilie Romagne pour la première colonne . . . . .	205
A.1	a) Liquéfaction du sol de fondation ; b) Remblais routiers pour le séisme d'Alaska . . . . .	217
A.2	Epanchage latéral le long de la route Sandholdt (à gauche) et destruction d'un centre de recherche (à droite) à Moss Landing. (d'après Khaled (2012)) . . . . .	218
A.3	Ebullition de sable à l'aéroport d'Oakland, le long du fleuve de Salina et à la station marine de Moss Landing (d'après Kayen <i>et al.</i> (2000)). . . . .	218
A.4	a) Le mouvement de la couche liquéfiée se traduit par un excès de forces de poussée sur la surface de contact sol mur ce qui induit au renversement ou au glissement du mur ; b) Lors du séisme de Kobé (1995), un mur de quai le long du canal a subi un 30 renversement, suite à la liquéfaction du matériau du remblai (sable lâche à moyennement dense) qui a augmenté les pressions des terres sur le parement du mur . . . . .	219
A.5	a) Endommagement des ponts : Un tel dommage peut avoir des conséquences désastreuses, empêchant même les opérations de sauvetage. Les mouvements induits par la liquéfaction peuvent pousser les bases hors du point où le pont enjambe l'appui, dans ce cas le pont lâche (d'après Khaled (2012)); b) Endommagement des routes : Baisse du niveau de la route due à l'épandage latéral . . . . .	219
A.6	Ebullitions de sable au Comté de Nantou (à gauche) et de Zhanghua (à droite) en Taiwan . . . . .	220
A.7	Endommagement de bâtisses dû à la liquéfaction en Taiwan . . . . .	220
A.8	Domages dus à l'épandage latéral du sol en place . . . . .	220
A.9	Fissures considérables dans le sol à Nantou . . . . .	221

A.10	Effet de la liquéfaction séisme Turquie (1999) : a) Poinçonnement de la fondation ; b) renversement d'une structure. . . . .	221
A.11	a) Ebullitions de sable dues à la liquéfaction près de la rivière d'Isser ; b) fissuration du sol aux bords de la rivière d'Isser. (d'après le EERI, 2003, cité par Khaled (2012)) . . . . .	222
B.1	Courbe $G/G_0$ , damping et ratio de pression intersticielle en fonction de la déformation de cisaillement pour l'échantillon nommé S2-C1	229
B.2	Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S2-C2 . . . . .	230
B.3	Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S2-C3 . . . . .	230
B.4	Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C1 . . . . .	231
B.5	Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C2 . . . . .	231
B.6	Courbe de la colonne résonnante de type de matériau S10-C3 . . . . .	232
B.7	Chemin de contrainte effective selon MIT (a) et Cambridge (b) . . . . .	233
B.8	Ligne de transformation selon Lade et Ibsen (1997) . . . . .	233
B.9	Chemin de MIT pour le type S2-C1 . . . . .	234
B.10	Chemin de MIT pour le type S2-C3 . . . . .	234
B.11	Chemin de MIT pour le type S2-C3* . . . . .	234
B.12	Résultats de simulation basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C1 : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation) . . . . .	235
B.13	Résultats de simulation basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C3 : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation) . . . . .	236
B.14	Résultats de simulation basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte pour le type S2-C3* : contrainte appliquée - déformation axiale (mesure et simulation) - pression interstitielle (mesure et simulation) . . . . .	237
B.1	Comparaison temporelle entre les accélérations $a_x$ , $a_y$ , $a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne . . . . .	239
B.2	Comparaison temporelle entre les accélérations $a_x$ , $a_y$ , $a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la troisième colonne . . . . .	240
B.3	Comparaison fréquentielle entre les accélérations $a_x$ , $a_y$ , $a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne . . . . .	241

B.4	Comparaison fréquentielle entre les accélérations $a_x, a_y, a_z$ en profondeur (courbes noires) et calculées en surface (courbes rouges) en Emilie Romagne pour la troisième colonne . . . . .	242
B.5	Déformation maximale $\gamma_{max}$ en fonction de la profondeur ( $\gamma_{xy}$ : courbe noire, $\gamma_{yz}$ : courbe rouge, $\gamma_{octaédrique}$ : courbe bleue) obtenue avec l'approche « 1D-3C » en Emilie Romagne pour la deuxième colonne (a) et troisième colonne (b) . . . . .	243
B.6	Pression interstitielle à 11 m de profondeur (courbe rouge) et à 23 m de profondeur (courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la deuxième colonne . . . . .	244
B.7	Pression interstitielle à 10.5 m de profondeur (courbe rouge) et à 22 m de profondeur (courbe turquoise) en Emilie Romagne pour la troisième colonne . . . . .	245
B.8	Relations $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ et $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ à 11 m (c et d ) et 23 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle [0, 10 s], les courbes rouges et turquoises représentent respectivement l'intervalle [10 s, 30 s] en Emilie Romagne pour la deuxième colonne .	246
B.9	Relations $\gamma_{xz} - \tau_{xz}$ et $\gamma_{yz} - \tau_{yz}$ à 10.5 m (c et d ) et 22 m (a et b) de profondeur : les courbes noires représentent l'intervalle [0, 10 s], les courbes rouges et turquoises représentent respectivement l'intervalle [10 s, 30 s] en Emilie Romagne pour la troisième colonne . . . . .	247



# Liste des tableaux

2.1	Propriétés des sols (d'après Iai <i>et al.</i> (1990b)) . . . . .	61
2.2	Paramètres du modèle MPII . . . . .	62
2.3	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » . . . . .	62
2.4	Paramètres du modèle MPII . . . . .	71
2.5	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » . . . . .	71
2.6	Paramètres du modèle MPII . . . . .	77
2.7	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » . . . . .	77
3.1	Les propriétés élastiques des deux colonnes de sol pour la vérification du modèle réalisé . . . . .	111
3.2	Paramètres du modèle MPII pour le sol saturé . . . . .	119
3.3	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » pour le sol saturé . . . . .	119
4.1	Propriétés des couches sédimentaires pour le site Wildlife . . . . .	129
4.2	Paramètres du modèle MPII . . . . .	136
4.3	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (d'après Bonilla <i>et al.</i> (2005)) . . . . .	136
4.4	Taille des éléments pour chaque couche . . . . .	137
4.5	Propriétés des sols sur le site d'Onahama (d'après Roten <i>et al.</i> (2013)) . . . . .	162
4.6	Paramètres du modèle MPII . . . . .	165
4.7	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (d'après Roten <i>et al.</i> (2013)) . . . . .	165
4.8	Taille d'élément de chaque couche . . . . .	166
4.9	Propriétés du profil de Kushiro Port (Iai <i>et al.</i> (1995)) . . . . .	179
4.10	Paramètres du modèle MPII . . . . .	181
4.11	Paramètres du modèle « front de liquéfaction » (Iai <i>et al.</i> (1995)) . . . . .	181
4.12	Taille d'élément de chaque couche . . . . .	181
4.13	Propriétés des couches de la colonne 1 . . . . .	196
4.14	Déformation de référence des différents types de matériau . . . . .	197
4.15	Angle de rupture et angle de transformation pour les sols considérés . . . . .	197

*LISTE DES TABLEAUX*

---

4.16	Paramètres de dilatance pour les types de sol . . . . .	198
4.17	Taille d'élément de chaque couche . . . . .	198
B.1	Propriétés des couches de la colonne 2 . . . . .	228
B.2	Propriétés des couches de la colonne 3 . . . . .	228
B.3	Déformation de référence des types de matériau . . . . .	232
B.4	Angle de rupture et angle de transformation des types de matériau	234
B.5	Paramètres de dilatance pour les types de sol . . . . .	236

# Liste des symboles

$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker
$\gamma_r$	déformation de référence
$\lambda$	longueur d'onde
$\nu$	coefficient de Poisson
$\phi'$	angle de frottement
$\phi'_P$	angle de transformation
$\rho$	densité
$\sigma_{ij}, \sigma'_{ij}, s_{ij}$	tenseur des contraintes totales, contraintes effectives et contraintes déviatoriques
$\varepsilon_{ij}, e_{ij}$	tenseur des déformations totales et des déformations déviatoriques
$u_b$	déplacement imposés à la base de la colonne
$v_p, v_s$	vitesse des ondes P-S
E	module d'Young
f	fréquence
G	module de cisaillement
K	module de compressibilité
t	temps
u	surpression interstitielle
$a(z,t)$	vecteur des accélérations
$u(z,t)$	vecteur des déplacements
$v(z,t)$	vecteur des vitesses