

Sols sous sollicitations dynamiques et transitoires

Réponse dynamique aux barres de Hopkinson, propagation d'ondes en milieu centrifugé

Jean-François Semblat

études et recherches
des laboratoires des ponts et chaussées

pc

série géotechnique **GT 60**

Conformément à la note du 04/07/2014 de la direction générale de l'Ifsttar précisant la politique de diffusion des ouvrages parus dans les collections éditées par l'Institut, la reproduction de cet ouvrage est autorisée selon les termes de la licence CC BY-NC-ND. Cette licence autorise la redistribution non commerciale de copies identiques à l'original. Dans ce cadre, cet ouvrage peut être copié, distribué et communiqué par tous moyens et sous tous formats.



Attribution — Vous devez créditer l'Oeuvre et intégrer un lien vers la licence. Vous devez indiquer ces informations par tous les moyens possibles mais vous ne pouvez pas suggérer que l'Ifsttar vous soutient ou soutient la façon dont vous avez utilisé son Oeuvre.



Pas d'Utilisation Commerciale — Vous n'êtes pas autorisé à faire un usage commercial de cette Oeuvre, tout ou partie du matériel la composant.



Pas de modifications — Dans le cas où vous effectuez une adaptation, que vous transformez, ou créez à partir du matériel composant l'Oeuvre originale (par exemple, une traduction, etc.), vous n'êtes pas autorisé à distribuer ou mettre à disposition l'Oeuvre modifiée.

Le patrimoine scientifique de l'Ifsttar

Le libre accès à l'information scientifique est aujourd'hui devenu essentiel pour favoriser la circulation du savoir et pour contribuer à l'innovation et au développement socio-économique. Pour que les résultats des recherches soient plus largement diffusés, lus et utilisés pour de nouveaux travaux, l'Ifsttar a entrepris la numérisation et la mise en ligne de son fonds documentaire. Ainsi, en complément des ouvrages disponibles à la vente, certaines références des collections de l'INRETS et du LCPC sont dès à présent mises à disposition en téléchargement gratuit selon les termes de la licence Creative Commons CC BY-NC-ND.

Le service Politique éditoriale scientifique et technique de l'Ifsttar diffuse différentes collections qui sont le reflet des recherches menées par l'institut :

- Les collections de l'INRETS, Actes
- Les collections de l'INRETS, Outils et Méthodes
- Les collections de l'INRETS, Recherches
- Les collections de l'INRETS, Synthèses
- Les collections du LCPC, Actes
- Les collections du LCPC, Etudes et recherches des laboratoires des ponts et chaussées
- Les collections du LCPC, Rapport de recherche des laboratoires des ponts et chaussées
- Les collections du LCPC, Techniques et méthodes des laboratoires des ponts et chaussées, Guide technique
- Les collections du LCPC, Techniques et méthodes des laboratoires des ponts et chaussées, Méthode d'essai



Institut Français des Sciences et Techniques des Réseaux,
de l'Aménagement et des Transports
14-20 Boulevard Newton, Cité Descartes, Champs sur Marne
F-77447 Marne la Vallée Cedex 2

Contact : diffusion-publications@ifsttar.fr

www.ifsttar.fr



**Sols sous sollicitations
dynamiques et transitoires
Réponse dynamique aux barres
de Hopkinson, propagation d'ondes
en milieu centrifugé**

Jean-François Semblat

Mars 1995



**Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
58, bd Lefebvre, F 75732 Paris Cedex 15**

Jean-François Semblat

Ingénieur des Travaux publics de l'État
Docteur de l'École Polytechnique
Spécialité mécanique, Section Modèles numériques
Service Modélisation pour l'ingénieur
Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

Ce rapport est issu de la thèse de doctorat de l'École Polytechnique, spécialité mécanique soutenue le 6 juillet 1994 par Jean-François Semblat

Diffusion :
Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
Sections Publications
58, boulevard Lefebvre, F 75732 Paris Cedex 15
Tél. : 33 (1) 40 43 52 26 - Télécopie 33 (1) 40 43 54 95

Prix : 120 Frs

SOMMAIRE

Résumés.	9
Présentation.	13
Introduction.	17
I <u>Sols sous sollicitations dynamiques.</u>	19
1 Domaines d'application pratiques.	21
1.1 Battage de pieux.	21
1.1.1 Principe de l'essai.	21
1.1.2 Propagation d'onde unidimensionnelle dans un pieu.	22
1.1.3 Efforts en pointe, frottements latéraux.	23
1.1.4 Valeurs des paramètres mécaniques.	24
1.2 Consolidation dynamique.	24
1.2.1 Point de vue pratique.	24
1.2.2 Analyse théorique de l'impact.	25
1.2.3 Point de vue expérimental : raideur dynamique.	26
1.2.4 Valeurs des paramètres mécaniques.	27
1.3 Compactage vibratoire.	27
1.3.1 Objectif recherché.	27
1.3.2 Valeurs des paramètres mécaniques.	28
1.4 Isolation vibratoire.	28
1.4.1 Position du problème.	28
1.4.2 Les résultats expérimentaux.	29
1.4.3 Autres approches.	30
1.4.4 Valeurs des paramètres mécaniques.	30
1.5 Génie parasismique.	30
1.5.1 Problèmes posés, point de vue géophysique.	30
1.5.2 Valeurs des paramètres mécaniques.	31
1.6 Récapitulatif des différentes grandeurs.	31
2 Méthodes d'analyse et d'investigation.	33
2.1 Deux approches différentes.	33
2.1.1 Comportement, propagation d'ondes.	33
2.1.2 Statique, dynamique.	33

2.2	Comportement.	35
2.2.1	Essais cycliques.	35
2.2.2	Méthode de la colonne résonnante.	36
2.2.3	Essai pressiométrique cyclique.	37
2.2.4	Dynamique (essai homogène).	38
2.2.5	Lois de comportement.	38
2.3	Propagation d'ondes.	39
2.3.1	Généralités sur les ondes.	39
2.3.2	Propagation d'ondes in situ.	41
2.3.3	Point de vue thermomécanique.	44
2.3.4	Propagation d'ondes en laboratoire : ultrasons, ondes plastiques.	44
2.4	Analyse, diagnostic et calcul.	45
2.4.1	Détection de non linéarités.	45
2.4.2	Méthodes numériques.	47
2.5	Grandeurs caractéristiques des différentes approches.	47
2.6	Comparaison des différentes approches.	48
3	Dissipation énergétique.	51
3.1	Les phénomènes dissipatifs.	51
3.2	Définitions de l'atténuation.	51
3.3	Méthodes expérimentales.	52
3.3.1	Essais de comportement.	52
3.3.2	Essais de vibrations.	52
3.3.3	Méthodes de propagation d'ondes.	53
3.4	Résultats expérimentaux.	54
3.4.1	Influence de l'amplitude de déformation.	54
3.4.2	Influence de la pression de confinement.	54
3.4.3	Influence de l'histoire de chargement.	55
3.4.4	Influence de la fréquence.	55
3.4.5	Saturation, indice des vides.	55
3.5	Conclusion.	55
	Bibliographie (partie I).	59
II	Réponse d'un sable sous sollicitation dynamique.	67
4	Les essais aux barres de Hopkinson.	69
4.1	Présentation générale.	69
4.2	Principe des essais aux barres de Hopkinson.	69
4.3	Mesures réalisées.	70
4.4	Les principaux types d'essais dynamiques.	71
4.4.1	Les sollicitations.	71
4.4.2	Les matériaux étudiés.	71

5	Point de vue théorique.	73
5.1	Hypothèses de base.	73
5.2	Création et propagation des ondes de contrainte.	73
5.2.1	Ebranlement.	73
5.2.2	Passage de l'ébranlement aux interfaces barre-échantillon.	74
5.2.3	Conclusions.	76
5.3	Un dispositif à vocation double.	77
5.3.1	Phase transitoire.	77
5.3.2	Phase homogène.	77
5.4	Contrôle de l'homogénéité de la contrainte.	77
5.4.1	Critère de Davies et Hunter.	77
5.4.2	Vitesse de déformation maximale.	78
5.4.3	Point de vue expérimental.	78
5.4.4	Vitesse de déformation.	78
5.5	Calcul des principales grandeurs mécaniques.	78
5.5.1	Deux relations fondamentales.	78
5.5.2	Contrainte et déformation dans l'échantillon.	79
5.5.3	Rapport d'impédances barre-échantillon.	81
5.6	Frottement et effet d'inertie.	81
5.6.1	Correction inertielle.	82
5.6.2	Correction des frottements.	82
6	Essais oedométriques dynamiques (confinement rigide).	83
6.1	Essais préliminaires.	83
6.2	Dispositif expérimental retenu.	84
6.3	Expérimentation et mesures : quelques précisions.	84
6.3.1	Données expérimentales.	84
6.3.2	Essais réalisés (confinement rigide).	85
6.3.3	Transport fictif des ondes.	86
6.4	Contrainte radiale.	87
6.4.1	Déformation dans la barre radiale.	87
6.4.2	Calcul de la contrainte radiale.	88
6.4.3	Recalage de l'onde radiale.	88
6.5	Premiers résultats.	89
6.5.1	Répétitivité des essais.	89
6.5.2	Quelques résultats globaux.	90
7	Essais sous confinement imposé.	91
7.1	Dispositif expérimental.	91
7.2	Dispositif à faible impédance.	92
7.3	Essais sous confinement souple.	93
7.4	Essais sous confinement semi-rigide.	94
8	Comportement dynamique d'un sable fin aux barres de Hopkinson.	97
8.1	Essais dynamiques sur les sols.	97
8.1.1	Premiers essais.	97
8.1.2	Essais dynamiques sur l'argile.	97

8.1.3	Essais récents sur le sable.	98
8.2	Forces et vitesses aux interfaces.	98
8.2.1	Equilibre des forces.	98
8.2.2	Phase transitoire initiale : module entrant et module sortant.	100
8.2.3	Vitesses entrante et sortante.	102
8.3	Contrainte et déformation axiales.	103
8.3.1	Critère de Davies et Hunter.	103
8.3.2	Déformation axiale.	104
8.3.3	Comparaisons des différents trajets de chargement.	104
8.4	Chargement : le point de vue tridimensionnel.	108
8.4.1	Contrainte radiale dans les essais oedométriques.	108
8.4.2	Contraintes moyenne et déviatorique.	109
8.5	Influence de la vitesse de déformation.	111
9	Comportement à l'échelle granulaire.	113
9.1	Réponse sous sollicitation d'un réseau de grains.	113
9.1.1	Réseau de forces dans un milieu granulaire.	113
9.1.2	Propagation d'onde dans un milieu granulaire.	113
9.1.3	Réseaux de forces préférentiels.	115
9.1.4	Modélisation d'un réseau de grains.	115
9.2	Evolution de la taille des grains.	115
9.2.1	Distributions granulométriques.	115
9.2.2	Différents éléments d'analyse.	116
9.2.3	Energie de rupture.	120
10	Vers un modèle de comportement dynamique du sable.	123
10.1	Développement possibles.	123
10.1.1	Durée de chargement.	123
10.1.2	Exploration de nouveaux trajets de chargement.	123
10.1.3	Autres matériaux granulaires.	124
10.2	Les apports du calcul inverse.	124
10.2.1	Essai à vitesse de déformation constante.	124
10.2.2	Essais non homogènes.	124
10.3	Les essais "moyennes vitesses".	125
10.4	Réponse dynamique des matériaux multiphasiques.	125
	Bibliographie (partie II).	129
III	<u>Propagation d'ondes dans un sol.</u>	133
11	Propagation d'ondes dans un massif de sable : expériences réalisées.	135
11.1	Introduction.	135
11.2	Centrifugation, rapports de similitude.	135
11.2.1	Historique.	135
11.2.2	Principe d'équivalence.	135
11.2.3	Calcul des rapports de similitude.	136

11.2.4	Centrifugation.	137
11.2.5	Propagation d'ondes en centrifugeuse.	137
11.3	Sources d'excitation.	138
11.3.1	Simulation de séismes.	138
11.3.2	Création d'ondes de surface.	139
11.3.3	Deux types d'ondes.	140
11.4	Chemins de propagation.	140
11.4.1	Positions des capteurs.	140
11.4.2	Différences de marche.	141
11.5	Dispositif de mesure.	142
11.5.1	Mesure de l'accélération.	142
11.5.2	Calcul de la vitesse et du déplacement.	142
12	Analyse de la propagation des ondes.	145
12.1	Quelques généralités sur les ondes.	145
12.1.1	Définitions fondamentales.	145
12.1.2	Vitesses de propagation, de phase, de groupe.	145
12.2	Vitesse de propagation.	146
12.2.1	Evaluation pic à pic.	146
12.2.2	Fonction d'intercorrélacion.	146
12.3	Réflexions d'ondes sur les parois.	148
12.3.1	Différences de marche et délais théoriques.	148
12.3.2	Mise en évidence des réflexions d'ondes.	148
12.3.3	Caractérisation des ondes.	150
12.4	Vitesse de groupe, filtrage.	153
12.4.1	Filtrage.	153
12.4.2	Vitesse de groupe.	156
12.4.3	Courbe enveloppe.	156
12.4.4	Comparaison entre vitesse de groupe et vitesse de phase.	156
12.4.5	Analyse des résultats.	158
12.4.6	Longueur d'onde.	159
12.4.7	Distribution Wigner-Ville.	160
13	Etude dans le domaine spectral.	163
13.1	Pseudo-spectres.	163
13.1.1	Définition et calcul.	163
13.1.2	Résultats.	163
13.2	Traitement du signal.	164
13.2.1	Transformée de Fourier.	164
13.2.2	Fonction de réponse en fréquence, cohérence.	166
13.3	Elimination d'échos par filtrage homomorphique.	167
13.3.1	Le filtrage homomorphique.	167
13.3.2	Calcul du cepstre complexe.	167
13.3.3	Elimination d'échos par fenêtrage cepstral.	168
13.3.4	Le filtrage homomorphique : récapitulatif.	168
13.4	Analyse temps-fréquence.	170
13.4.1	Différentes méthodes d'analyse.	170

13.4.2 Fenêtrage temporel.	170
13.4.3 Transformation en ondelettes.	171
14 Etude de l'atténuation.	175
14.1 Atténuation et phénomènes dispersifs.	175
14.2 Simulations simples d'après les expériences.	175
14.2.1 Atténuations géométrique et matérielle.	175
14.3 Simulations d'après modèles.	176
14.3.1 Propagation et comportement.	176
14.3.2 Onde sphérique en milieu viscoélastique.	177
14.3.3 Simulations pour les essais de chute de masse.	179
14.3.4 Influence de la fréquence sur la propagation.	184
14.3.5 Paramètres de comportement.	192
15 Perspectives.	195
15.1 Point de vue expérimental.	195
15.1.1 Essai de chute de masse.	195
15.1.2 Autres dispositifs.	195
15.2 Analyse et modélisation.	195
15.2.1 Méthodes d'analyse.	195
15.2.2 Calcul inverse et élastoviscoplasticité.	196
Bibliographie (partie III).	199
Conclusion générale.	205

Résumé

Sols sous sollicitations dynamiques et transitoires

Jean-François SEMBLAT

Les problèmes pratiques liés aux sollicitations dynamiques dans les sols et les méthodes d'investigation associées font l'objet d'une présentation détaillée. La distinction est faite entre analyse directe du comportement rhéologique et étude des phénomènes de propagation.

L'étude de la réponse dynamique d'un sable aux barres de Hopkinson permet d'appréhender directement le comportement rhéologique du matériau. La conception d'un dispositif original à trois barres de Hopkinson (2 longitudinales, 1 radiale) autorise la détermination du trajet de chargement tridimensionnel sur des chemins oedométriques. L'influence considérable du trajet de chargement sur la réponse dynamique est démontrée à l'aide de plusieurs types d'essais (confinements rigide, semi-rigide, souple). Une analyse granulométrique approfondie élucide quelques aspects phénoménologiques de la comminution (diamètre moyen, énergie de rupture).

Les phénomènes de propagation d'ondes dans les sols peuvent être simulés expérimentalement sur modèles réduits centrifugés. Deux types de sollicitation sont utilisés : simulation de séismes, chute de masse sphérique en surface. Des mesures d'accélération tridimensionnelles sont réalisées en surface et en profondeur. La propagation est analysée en terme de lois de dispersion. Il est tenu compte des réflexions d'ondes sur les parois (élimination par filtrage homomorphique). Pour les essais de chute de masse, l'analyse du champ d'ondes sphériques en viscoélasticité linéaire conduit à une description analytique complète de la propagation.

Abstract

Soils under transient dynamic loading

Jean-François SEMBLAT

Practical problems dealing with dynamic loading on soils and associated methods of investigation are presented in detail. Direct analysis of the rheological behaviour and study of propagation phenomena are distinguished.

Study of the dynamic response of sand on Split Hopkinson Pressure Bar allows a direct evaluation of the material rheological behaviour. The design of an original device with three Hopkinson bars (2 axial ones and 1 radial) gives the tridimensional loading path for oedometric tests. The great influence of loading path on dynamic response is evidenced thanks to different types of tests (rigid confinement, semi-rigid, soft). A complete grain-size analysis elucidates several phenomenological aspects of comminution (mean size, fracture energy).

Wave propagation phenomena in soils can be experimentally simulated on centrifuge scale models. There are two types of excitation devices : earthquake simulations, drop-ball arrangement. Tridimensional acceleration measurements are performed near the free surface and deeper in the soil. Propagation is investigated through dispersion laws. Wave reflections on model boundaries are taken into account and suppressed by homomorphic filtering. For drop ball tests, spherical wave field analysis assuming linear viscoelasticity leads to a complete analytical description of propagation.

Resumen

Suelos bajo solicitaciones dinámicas y transitorias

Jean-François SEMBLAT

Se presentan en detalle los problemas prácticos relativos a las solicitaciones dinámicas en los suelos y los métodos de investigación asociados. Se hace la distinción entre el análisis directo del comportamiento reológico y el estudio de los fenómenos de propagación.

El estudio de la respuesta dinámica de una arena a las barras de Hopkinson permite abordar directamente el comportamiento reológico del material. El diseño de un dispositivo original de tres barras de Hopkinson (2 longitudinales y 1 radial) posibilita la determinación del trayecto de la carga tridimensional en caminos edométricos. La influencia considerable del trayecto de carga en la respuesta dinámica se demuestra mediante varios tipos de pruebas (fonfinamientos rígido, semirrígido y flexible). Un análisis granulométrico detenido aclara algunos aspectos fenomenológicos de la conminución (diámetro medio y energía de rotura).

Los fenómenos de propagación de ondas en los suelos pueden simularse experimentalmente con modelos centrifugados a escala reducida. Para ello, se utilizan dos tipos de sollicitación: simulación de sismos y caída de masa esférica en la superficie. Se realizan medicas de aceleración tridimensional en la superficie y en profundidad. Se analiza la propagación según las leyes de dispersión. Se toman en cuenta las reflexiones de ondas en las paredes (se eliminan por filtración homorórfica). En cuanto a las pruebas de caída de masa, el análisis del campo de ondas esféricas en viscoelasticidad lineal conduce a una descripción analítica completa de la propagación.

Zusammenfassung

Böden unter dynamischen und transitorischen Belastungen

Jean-François SEMBLAT

Die praktischen Probleme, die sich durch dynamische Belastungen in Böden ergeben, und die zugehörigen Untersuchungsmethoden werden hier detailliert beschrieben. Es wird unterschieden zwischen einer direkten Analyse des rheologischen Verhaltens und der Untersuchung der Ausbreitungserscheinungen.

Die Untersuchung des dynamischen Verhaltens eines Sandbodens mit Hopkinson-Stäben gestattet die direkte Erfassung des rheologischen Verhaltens des Werkstoffes. Die Konzeption einer Originalvorrichtung mit drei Hopkinson-Stäben (2 in Längsrichtung, 1 in Radialrichtung) gestattet die Ermittlung des dreidimensionalen Lastweges auf ödometrischen Wegen. Der beachtliche Einfluß des Lastweges auf die dynamische Antwort wird anhand mehrerer Arten von Untersuchungen nachgewiesen (starrer, halbstarrer und weicher Einschluß). Eine vertiefte granulometrische Analyse erklärt einige phänomenologische Aspekte der Komminution (durchschnittlicher Durchmesser, Bruchenergie).

Die Wellenausbreitungserscheinungen in den Böden lassen sich experimentell an verkleinerten Zentrifugenmodellen simulieren. Es werden zwei Belastungstypen verwendet: Simulation von Erdbeben, Fall eines kugelförmigen Gewichtes auf die Oberfläche. Dreidimensionale Beschleunigungsmessungen werden an der Oberfläche und in der Tiefe ausgeführt. Die Ausbreitung wird nach dem Streuungsgesetz untersucht. Wellenreflexionen an den Wänden werden berücksichtigt (Ausscheidung durch homomorphe Filterung). Für die Versuche mit herabfallendem Gewicht führt die Analyse des kugelförmigen Wellenausbreitungsfeldes in linearer Viskoelastizität zu einer kompletten analytischen Beschreibung der Ausbreitung.

Аннотация

Грунты под динамическими и неустановившимися воздействиями

Jean-François SEMBLAT

Подробно описаны как практические проблемы, связанные с динамическими нагрузками на грунты, так и соответствующие методы исследования. Проводится различие между прямым анализом реологических свойств и исследованием процессов распространения.

Исследование динамической реакции песка при испытании с применением стержней Хопкинсона позволяет непосредственно получить представление о реологических свойствах материала. Разработка уникальной установки из трех стержней Хопкинсона (2 продольных, 1 радиальный) дает возможность определять направление пространственного нагружения по одометрическим путям. Сильное влияние направления нагружения на динамическую реакцию продемонстрировано при испытаниях разных видов (жесткое, полужесткое, гибкое стеснение). Углубленный гранулометрический анализ способствует выяснению отдельных феноменологических аспектов измельчения пород (средний диаметр, энергия разрушения).

Процессы распространения волн в грунтах могут быть экспериментально воспроизведены на моделях, отжатых в центрифуге. Применяются два типа воздействий: имитация сейсмических нагрузок, падение сферической массы на поверхность. Распространение анализируется по законам дисперсии. Учитывается отражение волн от стенок (устраняется гомоморфической фильтрацией). При испытаниях с применением падающей массы анализ поля сферических волн по линейным упруговязким деформациям обеспечивает исчерпывающее аналитическое описание распространения.

Présentation.

Ce Rapport des Laboratoires présente les résultats d'une thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, soutenue par Jean-François Semblat le 6 Juillet 1994 à Palaiseau. Ce travail a été réalisé au *Laboratoire de Mécanique des Solides*, organisme de recherche commun à l'Ecole Polytechnique, l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées et associé au Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S - U.R.A 317). Il s'est inscrit dans le cadre de l'activité de l'Opération de Recherche **Dissipativité des matériaux**.

La dissipativité des sols sous chargement transitoire, cyclique et dynamique a été reconnue comme le facteur primordial gouvernant le couplage entre la propagation d'ondes, de vibrations ou de perturbations et la rhéologie des milieux traversés. Le travail de Jean-François Semblat met l'accent sur l'intérêt des problèmes pratiques de l'ingénierie géotechnique : analyse directe du comportement rhéologique et propagation d'ondes dans un sol.

La conception d'un dispositif original à trois barres de Hopkinson a permis de mettre en évidence l'influence déterminante, mais mal connue, du trajet de chargement en Dynamique des Sols. Cette approche s'est révélée très féconde parce qu'elle élucide certains aspects phénoménologiques de la comminution, difficiles à mettre en évidence, mais bien utiles en génie civil.

Les phénomènes de propagation d'ondes ont pu être reproduits de façon réaliste en centrifugeuse. L'analyse a porté sur les divers aspects de la propagation d'ondes en milieu fini (réflexions, dispersion, atténuation). Ces expérimentations ouvrent un domaine de recherche nouveau, extrêmement porteur et utile, pour la simulation et l'étude des problèmes et solutions mécaniques en prévention des catastrophes naturelles, des explosions accidentelles ou pour la protection anti-vibratoire.

Minh Phong LUONG
Directeur de Recherche CNRS
Animateur de l'O.R. Dissipativité du L.M.S

Introduction.

Introduction.

De nombreux problèmes pratiques nécessitent la connaissance du comportement transitoire, dynamique ou vibratoire des sols. La *partie I* passe en revue ces différents domaines d'application pratiques. Pour chacun de ces domaines, les sollicitations induites dans les sols sont généralement caractérisées par des paramètres mécaniques situés dans des gammes très différentes. Dans la pratique, les sols sont en effet sollicités sous différents niveaux de contrainte, amplitudes de déformation, vitesses de déformation, fréquences d'excitation ...

La suite de la *partie I* propose d'aborder l'étude de ces problèmes suivant deux approches distinctes :

- une approche **quasi-statique** pour laquelle les **phénomènes de propagation d'ondes** sont négligeables. Le sol est supposé être dans un état de chargement homogène; la vitesse de déformation et la fréquence d'excitation sont assez faibles pour que l'hypothèse de chargement statique (ou cyclique) soit acceptable
- une approche **dynamique** qui privilégie les phénomènes de propagation d'ondes. Le sol est alors soumis à un **chargement transitoire** : les contraintes et les déformations ne sont pas homogènes.

Les théories et méthodes expérimentales associées à ces approches sont présentées assez succinctement.

La *partie II* présente des travaux expérimentaux originaux qui permettent d'accéder à la **réponse dynamique d'un sol** aux grandes vitesses de déformation. Ces essais, réalisés sur un banc dynamique à barres de Hopkinson, sont de plusieurs types : déformation latérale imposée, contrainte latérale imposée ... Les conditions de chargement utilisées (trajets de contrainte, vitesses de déformation) sont donc assez variées. Ce sont des échantillons de sable de Fontainebleau qui servent aux expérimentations; les résultats sont également analysés à l'échelle granulaire.

Les **phénomènes de propagation d'ondes dans les sols** peuvent être simulés expérimentalement sur modèles réduits. La *partie III* présente et analyse les résultats d'expérimentations en centrifugeuse réalisées à cet effet. Plusieurs types de sollicitations transitoires sont utilisés. Le sol n'est pas considéré du point de vue de son comportement, mais du point de vue des phénomènes de propagation dont il est le siège. L'analyse de ces phénomènes aborde successivement les problèmes de réflexion d'ondes, de dispersion et de dissipation dans le milieu.

Partie I

Sols sous sollicitations dynamiqués.

Chapitre 1

Domaines d'application pratiques.

L'étude des sols sous sollicitations dynamiques trouve des applications diverses dans plusieurs domaines de la mécanique des sols. En effet, dans de nombreux cas pratiques, les sollicitations dynamiques ou vibratoires sont extrêmement importantes :

- soit parce qu'elles peuvent conduire à l'instabilité du massif de sol considéré ou à la ruine de la structure qui en est solidaire (pour les problèmes sismiques par exemple) : l'objectif est alors de **limiter leurs effets**
- soit parce qu'elles permettent d'améliorer les propriétés mécaniques du sol considéré (compactage dynamique ou vibratoire par exemple) : il s'agit dans ce cas d'**optimiser le procédé d'amélioration** des caractéristiques mécaniques du sol

Ce chapitre décrit et analyse quelques-uns des domaines d'application essentiels de la "*dynamique des sols*", dénomination qui recouvre en fait des situations très variées puisque les valeurs des paramètres mécaniques diffèrent énormément d'un cas à l'autre (amplitude de contrainte et de déformation, fréquence, vitesse de déformation ...). Les méthodes expérimentales liées à ces domaines d'application pratiques sont présentées dans le chapitre 2.

1.1 Battage de pieux.

Les pieux sont utilisés dans de nombreux systèmes de fondation d'ouvrages massifs. Deux problèmes distincts se posent alors : il faut d'une part déterminer la **capacité de portance** du pieu et la forme de la relation chargement-déformation du groupe de pieu en place, d'autre part évaluer les **contraintes induites dans le pieu** en cours de battage. Ces deux problèmes appellent en général deux types d'approches : une approche statique pour la détermination de la capacité de portance du pieu et une approche dynamique pour l'analyse des contraintes et de la résistance du sol en cours de battage.

1.1.1 Principe de l'essai.

Les essais de battage de pieu consistent à "battre" un pieu à l'aide d'une masse dont l'énergie cinétique est connue. La résistance du sol en cours de battage peut être évaluée à l'aide des différents paramètres de l'essai, à savoir : le nombre de coups, enfoncement par coup, l'énergie cinétique par coup (masse et hauteur de chute), la profondeur atteinte. La résistance d'un sable à la pénétration augmente si la densité relative augmente ou si la pression de surcharge

latérale augmente. Elle chute lorsque le degré de saturation est élevé. En général, deux types de résistance sont pris en compte : la résistance en pointe R_P et la résistance totale R_T .

La capacité portante des pieux évolue de manière différente suivant que le sol est cohérent et/ou non cohérent. Pour les sables, deux phénomènes rentrent en ligne de compte : d'une part les changements de densité autour du pieu dus aux phénomènes de compactage, d'autre part l'augmentation de la résistance en pointe et du frottement moyen à la paroi avec la profondeur. Pour les argiles, le sol est fortement remanié autour du pieu ce qui entraîne une consolidation avec dissipation de la pression interstitielle. L'évaluation de la capacité portante des pieux se fait généralement à l'aide de formules de battage empiriques (voir pour cela [47]).

1.1.2 Propagation d'onde unidimensionnelle dans un pieu.

Pour évaluer les efforts induits dans le pieu, il est nécessaire de s'intéresser aux phénomènes de propagation d'ondes dans le pieu. Le schéma de la figure (1.1) précise la façon dont le chargement est appliqué au sol : la chute du mouton génère dans le pieu un créneau de chargement composé d'une onde de charge suivie d'une onde de décharge. A chaque choc produit en tête de pieu, un créneau de ce type transite plusieurs fois dans le pieu. L'enfoncement du pieu à chaque coup se fait donc en plusieurs étapes (voir figure (1.1)).

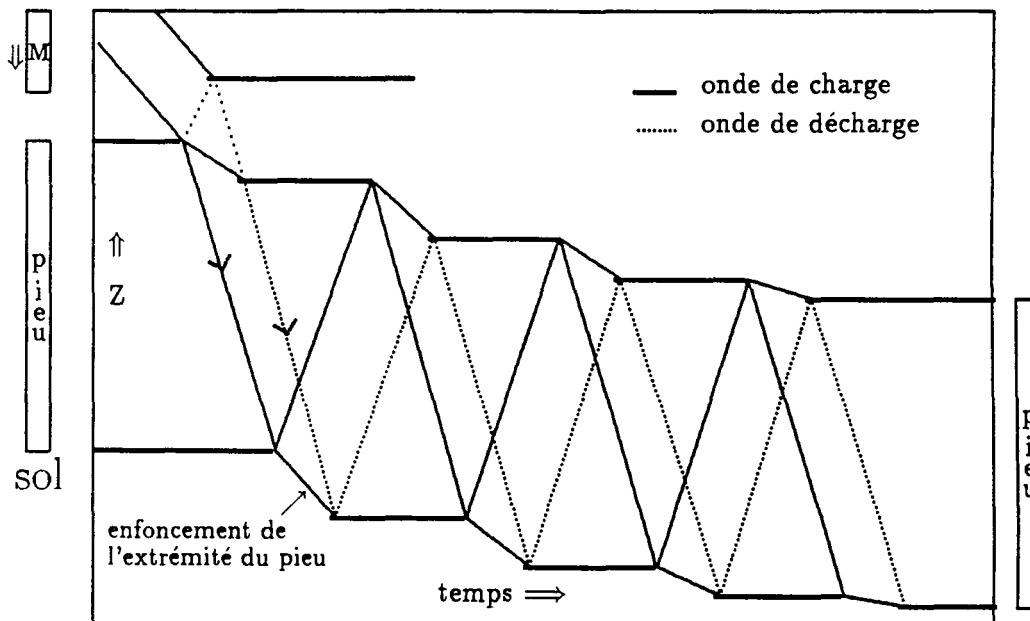


Figure 1.1: Propagation d'ondes de charge et de décharge dans un pieu en cours de battage.

Le processus de battage du pieu est régi par des phénomènes de propagation dans le pieu lui-même et de multiples interactions sol-pieu. Chaque phase d'enfoncement dépend en effet des caractéristiques mécaniques du sol et du pieu. De nombreuses expressions données dans la partie II sont directement utilisables pour l'étude de la propagation d'onde unidimensionnelle dans un pieu.

Pour analyser ces phénomènes, de nombreux auteurs se sont intéressés aux sollicitations dynamique et vibratoire des pieux [14, 15, 43, 68]. L'étude de l'interaction sol-pieu (charge-

ment axial ou radial) leur permet à la fois d'analyser le processus de battage et de donner les paramètres mécaniques statique (portance) ou dynamiques (raideur et amortissement). En dehors des fondations sur pieux classiques, certaines fondations spéciales (structures élancées, plate-formes pétrolières...) peuvent en effet être sollicitées de façon transitoire (vibrations sous les effets du vent ou de la houle).

1.1.3 Efforts en pointe, frottements latéraux.

L'interaction sol-pieu peut être abordée de deux points de vue différents. En cours de battage, les sollicitations s'apparentent à des efforts de cisaillement et de compression rapides. Les efforts dynamiques de compression se manifestent essentiellement en pointe de pieu. Les frottements en paroi induisent des efforts de cisaillement dans le sol. Huang et al. [43] proposent une analyse des efforts en pointe de pieu basée sur l'étude des forces normales de contact entre grains au cours du chargement. La figure (1.2) donne un aperçu des résultats obtenus par Huang et al. : les forces normales de contact sont importantes sous la pointe du pieu et deviennent très faibles derrière la tête du pieu.

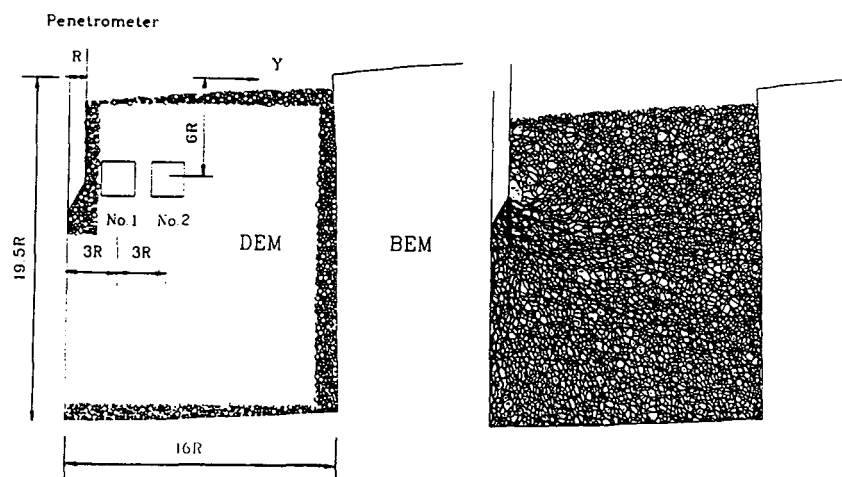


Figure 1.2: Simulation numérique des forces normales de contact dans un milieu granulaire (d'après Huang et al.).

L'évolution des forces normales de contact dépend largement de la taille des grains et de son évolution au cours du chargement. La présence de grains plus fins augmente notablement la valeur de contrainte de contact et entraîne une réduction supplémentaire de la taille des grains par écrasement.

Plusieurs modèles (ou analyses) d'interaction sol-pieu [14, 15, 68] envisagent une approche non linéaire du comportement du pieu dans le sol environnant. El Naggar et Novak [68] proposent, dans leur modèle, d'incorporer autour du pieu une zone annulaire constituée d'un sol de caractéristiques mécaniques moindres que le sol environnant (module de cisaillement plus faible, introduction d'éléments de glissement). Ils tiennent compte en outre d'une dépendance vis-à-vis de la vitesse de déformation.

1.1.4 Valeurs des paramètres mécaniques.

L'étude numérique ou expérimentale du problème de battage de pieux nécessite la connaissance des intervalles caractéristiques des différentes grandeurs mécaniques. Les principaux paramètres du problème évoluent dans les intervalles suivants :

- vitesse particulaire : quelques m.s^{-1}
- force en tête : de 10 à 500 kN
- énergie de battage : 10 à 3000 J (par coup)
- déplacement : de quelques mm à quelques dm (par coup)

1.2 Consolidation dynamique.

1.2.1 Point de vue pratique.

L'objectif de cette technique, largement développée par L.Ménard [64], est d'améliorer jusqu'à une profondeur de 4 à 6m les qualités de portance du sol considéré. Plusieurs chutes successives d'une masse de quelques dizaines de tonnes sur le sol permettent de le consolider (voir figure 1.3). La hauteur de chute est généralement très importante (de 10 à 40m). L'amélioration des qualités de portance du sol compacté peut être assez importante puisque le module du sol peut, par exemple, être multiplié par un facteur compris entre 2 et 3 [64].

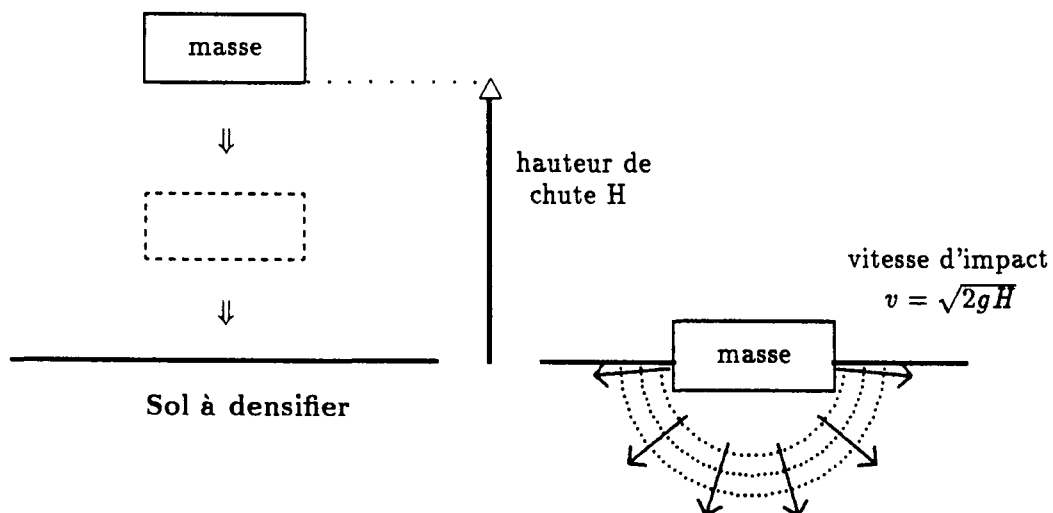


Figure 1.3: Principe de la consolidation dynamique des sols.

Les paramètres caractéristiques de la consolidation dynamique sont les suivants :

- épaisseur de sol à densifier
- nature du sol, perméabilité
- masse du pilon M

- vitesse d'impact v_i
- nombres de phase de pilonnage (délai entre phases)

Dans les sols non saturés, le choc produit des ondes élastiques transitoires, mais aussi des ondes plastiques de chargement et de déchargement. Ces dernières réalisent l'essentiel du compactage.

Dans les sols saturés, les ondes P se propagent dans la phase liquide. La pression interstitielle peut augmenter jusqu'à effondrement du squelette solide. Un réarrangement des grains en un assemblage plus dense est alors possible.

Plusieurs formules empiriques ont été élaborées pour relier simplement l'épaisseur de matériau à densifier à l'énergie d'impact ou pour évaluer l'espacement entre deux points d'impact. Ces formules sont données dans de nombreuses publications [63, 64, 31, 32].

1.2.2 Analyse théorique de l'impact.

L.Ménard, qui fut l'un des précurseurs français de la consolidation dynamique, a proposé [64] une comparaison entre consolidation statique et consolidation dynamique. Les hypothèses fondamentales liées à ces deux modes de consolidation diffèrent sur de nombreux points. Les différences les plus significatives concernent : les phénomènes de frottement, de rigidité et surtout de drainage. Tous ces phénomènes sont largement influencés par la rapidité du processus de consolidation. La réponse du sol sous consolidation dynamique peut donc différer fortement suivant la vitesse de sollicitation.

De nombreux auteurs [19, 21, 22, 27, 79, 83] ont étudié du point de vue théorique l'interaction masse-sol lors d'un essai de consolidation dynamique. Nowacki et Raniecki [70] ont réalisé une analyse théorique du compactage dynamique par une source explosive sphérique. Hata et Tateyama [39] se sont intéressés à la propagation d'ondes plastiques créées par l'impact. Plusieurs travaux sur les métaux sont également très proches des problèmes de consolidation dynamique [16, 29, 38, 84, 89].

Réponse d'une colonne de sol.

L'une des premières analyses théoriques proposée sur ce thème est due à Scott et Pearce [79]. Leur modèle unidimensionnel a trouvé peu d'applications pratiques. Le modèle unidimensionnel de Mayne et Jones [63] permet d'estimer uniquement les contraintes d'impact (amplitude et durée de la contrainte dynamique d'impact). Ces divers modèles ne donnent pas accès au degré et à la profondeur d'amélioration des propriétés du sol.

Chow et al. [21, 22] ont proposé un modèle à équation d'onde unidimensionnelle (voir figure (1.4)). Dans cette approche, l'effet du sol environnant est modélisé par une série de ressorts et d'amortisseurs qui rendent compte respectivement de la raideur dynamique et de l'amortissement radiatif.

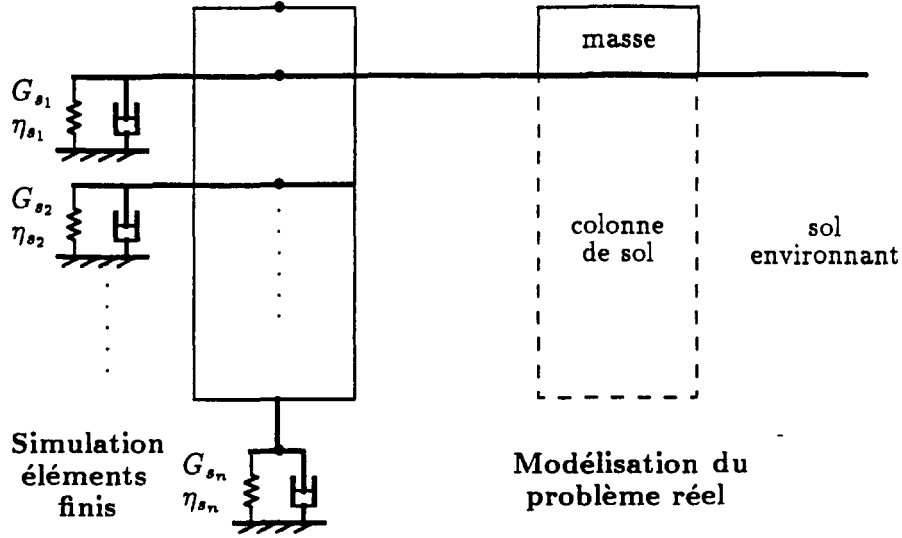


Figure 1.4: *Modèle unidimensionnel pour l'analyse du compactage dynamique (d'après Chow et al.).*

Le mouvement de la colonne de sol est régi par l'équation suivante :

$$\rho_s A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + c_s \frac{\partial w}{\partial t} - M A \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + k_s w = 0 \quad (1.1)$$

où ρ_s est la masse volumique de la colonne de sol, A la surface d'une section droite de la colonne, M le module "confiné" de la colonne de sol, c_s le coefficient de viscosité, k_s la raideur du sol, w le déplacement vertical et z la coordonnée d'espace correspondante.

Cette modélisation est couplée à des essais de pénétration (piézocône, essai standard de pénétration S.P.T) afin d'apprécier la profondeur de pénétration de la masse ainsi que le degré et la profondeur de consolidation.

1.2.3 Point de vue expérimental : raideur dynamique.

La mesure de plusieurs paramètres mécaniques lors des essais de consolidation dynamiques a permis à Poran et al. [27] de caractériser la réponse dynamique d'un sol sous impact. L'accélération (ou décélération) du pilon, la pression au point d'impact, l'enfoncement du pilon permettent en effet de calculer la **module de tassement dynamique du sol** \mathcal{M}_d . Ce module de tassement, ou *Dynamic Settlement Modulus (DSM)*, permet de rendre compte de la réponse dynamique globale liée à l'interaction sol-pilon.

Le déplacement d_t du pilon en fonction du temps est calculé à partir des mesures d'accélération (d'après des conditions aux limites en temps). La contrainte au point d'impact, soit p_t , est déterminée d'après l'expression suivante :

$$p_t = \frac{m \cdot a_t}{A} \quad (1.2)$$

où m et A sont la masse et la surface du pilon et a_t son accélération.

La **module de tassement dynamique** du sol \mathcal{M}_d est déterminée d'après les courbes expérimentales donnant p_t en fonction de d_t . Son expression est la suivante :

$$\mathcal{M}_d = \frac{\Delta p_t}{\Delta \left(\frac{d_t}{D} \right)} \quad (1.3)$$

où D représente le diamètre du pilon.

Poran propose une comparaison entre le module de tassement dynamique et les paramètres élastiques du sol. Il relie en outre les résultats de mesures de densité dans le sol compacté à l'énergie d'impact du pilon pour différents essais.

1.2.4 Valeurs des paramètres mécaniques.

Les valeurs des grandeurs caractéristiques des essais de consolidation dynamique sont les suivantes (voir également la tableau récapitulatif (1.1)) :

- vitesse particulaire : de 10 à 30 m.s^{-1}
- accélération de la masse : de 50 à 500 m.s^{-2}
- énergie d'impact : quelques MJ
- contrainte : de 10 à 500 kPa

1.3 Compactage vibratoire.

1.3.1 Objectif recherché.

La technique du compactage vibratoire est très utilisée en génie civil. Elle consiste à densifier un massif de sol à l'aide d'un cylindre pesant qui roule en vibrant. Les paramètres significatifs de l'interaction sol-cylindre sont la fréquence, la force exercée en surface, la vitesse de l'axe du cylindre et le nombre de passages (voir [73, 95]). Les vibrations du cylindre pesant à la surface du sol induisent un chargement cyclique qui doit augmenter la densité du matériau. Le principal objectif des travaux relatifs à cette question est l'optimisation des paramètres de compactage (fréquence, force...) en vue d'un objectif de densification donné.

La façon dont le sol est compacté dépend donc du chargement vibratoire appliqué. Pietzsch et Poppy [73] considèrent par exemple que la masse vibrante peut "décoller" du sol alors que Yoo et Selig [95] supposent qu'il y a contact permanent entre le sol et le cylindre vibrant. En outre il faut distinguer deux cas de chargement :

- cas stationnaire : le même élément de sol subit l'action d'une force harmonique verticale
- cas non stationnaire : la masse cylindrique est en mouvement et le chargement vibratoire change de point d'application

Dans le deuxième cas, les paramètres de comportement du sol ne peuvent pas être déterminés a priori d'après des essais classiques à cause du caractère non stationnaire du chargement.

L'amplitude de déplacement de l'ensemble du dispositif de compactage varie avec la fréquence. Les caractéristiques vibratoires du dispositif influencent en effet largement l'intensité des efforts appliqués au sol. La courbe d'amplitude de déplacement en fonction de la fréquence présente deux pics : le premier est essentiellement influencé par les caractéristiques vibratoires de l'engin lui-même alors que le second dépend surtout de la réponse vibratoire de la masse cylindrique. Toutes ces considérations permettent aux auteurs cités d'établir un lien entre les mouvements de la masse vibrante et le degré de compactage du sol.

1.3.2 Valeurs des paramètres mécaniques.

Les valeurs les plus significatives des problèmes de compactage vibratoire sont les suivantes :

- fréquence : 10 à 80 Hz
- force : 50 à 200 kN
- vitesse de l'axe du cylindre : de l'ordre du $m.s^{-1}$
- déplacement vertical : quelques mm

1.4 Isolation vibratoire.

1.4.1 Position du problème.

Les vibrations créées par diverses sources (machines tournantes, trafic routier...) peuvent occasionner une gêne pour les habitations riveraines ou pour certains types d'activités particulièrement sensibles aux vibrations (industrie électronique, accélérateurs de particules, caves...). La propagation des vibrations créées par ces sources dans le sol environnant peut en effet induire des déplacements (ou accélérations) nuisibles pour des particuliers ou des industries situés à leur proximité.

Pour remédier à ce problème, il faut soit limiter la transmission des vibrations au milieu environnant (*isolation passive*), soit modifier leur propagation dans ce milieu (*isolation active*). Pour limiter la propagation des vibrations, différents dispositifs d'isolation ont été conçus. Ils s'appliquent en général à changer les caractéristiques du sol afin de modifier la propagation des ondes. Il faut pour cela créer une portion de sol inhomogène qui peut être constituée :

- d'une portion de sol de densité différente du milieu environnant
- d'une tranchée (rectiligne ou cylindrique) vide ou emplie d'un autre matériau
- d'un écran enterré constitué d'un matériau plus rigide que le sol (du béton par exemple)
- d'une ou de plusieurs lignes de pieux (ou cavités cylindriques) fichés dans le sol

Les paramètres qui influencent le plus notablement les phénomènes de propagation dans le sol ainsi modifié sont les suivants :

- la largeur du dispositif
- la profondeur de la tranchée ou des pieux
- dans le cas de lignes de pieux ou de cavités cylindriques, le rapport entre le diamètre des pieux et leur espacement

1.4.2 Les résultats expérimentaux.

Différents ouvrages (par exemple [85]) s'intéressent aux problèmes de vibrations en génie civil. Les résultats expérimentaux relatés dans [85] concernent des vibrations de 15 à 60 Hz créées à la surface d'un sol sableux. Les longueurs d'ondes λ correspondantes ($C=125 \text{ m.s}^{-1}$) valent entre 2 et 30m et les dimensions des tranchées varient de $p=\lambda/15$ à $p=\lambda$ pour la profondeur et de $e=\lambda/450$ et $e=\lambda/30$ pour l'épaisseur.

Des résultats plus complets sont donnés dans les travaux de Richart, Woods et Hall [76]. Ces trois auteurs ont analysé de façon approfondie l'impact d'une inclusion vide (rectangulaire ou circulaire) sur la propagation d'une sollicitation vibratoire dans un sol. La figure (1.5) indique les principaux résultats expérimentaux obtenus par Richart, Woods et Hall.

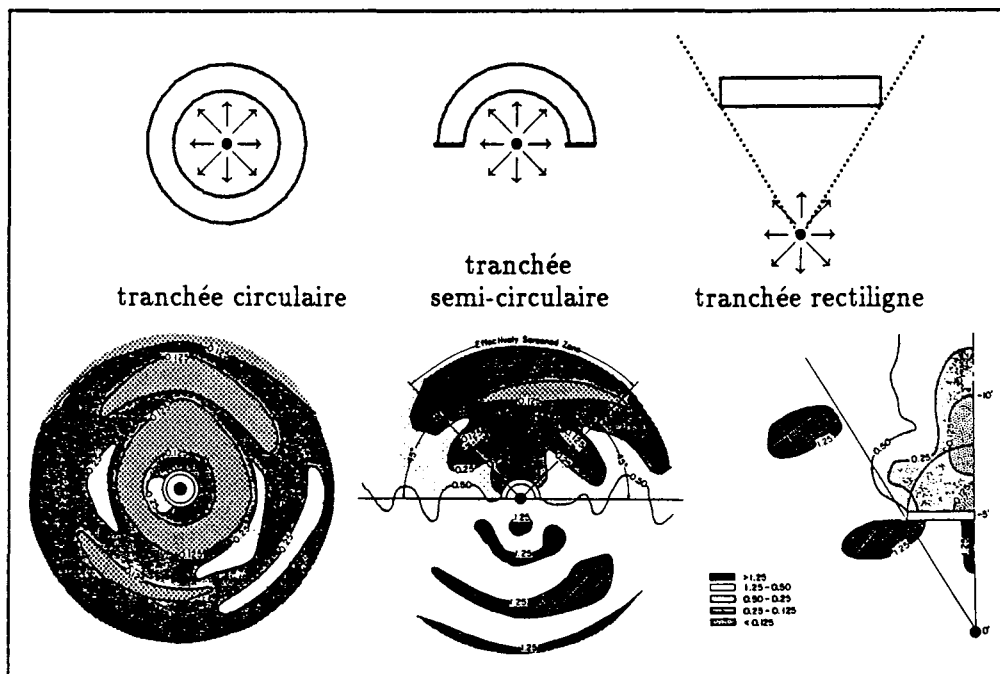


Figure 1.5: Isolation vibratoire par divers types de tranchées (d'après Richart, Hall et Woods).

L'étude porte sur la propagation d'ondes de Rayleigh, de fréquences comprises entre 200 et 350 Hz, créées par des vibrations harmoniques en surface. Les résultats donnés à la figure (1.5) ont été obtenus pour différents types de tranchées caractérisés par leurs dimensions : p profondeur, e épaisseur et la distance à la source de vibrations R_o . Ces paramètres géométriques ont, en fonction de la longueur d'onde λ_r , les valeurs suivantes :

- tranchée circulaire : $p = 1,45.\lambda_r$ et $R_o = 0,73.\lambda_r$
- tranchée semi-circulaire : $p = 0,60.\lambda_r$ et $R_o = 0,60.\lambda_r$
- tranchée rectangulaire : $p = 1,19.\lambda_r$; $R_o = 2,97.\lambda_r$ et longueur $L = 1,79.\lambda_r$

Sur la figure (1.5), les niveaux de gris indiquent, pour chaque type de tranchée, les valeurs du rapport *amplitude de déplacement avec tranchée* divisée par *amplitude de déplacement sans tranchée* soit χ . Les résultats de la figure (1.5) montrent que des zones de très faibles amplitudes

apparaissent en aval de la tranchée ($\chi < 0,125$), alors qu'en amont il peut y avoir amplification du mouvement dans certaines zones ($\chi > 1,25$).

L'efficacité du dispositif d'isolation étudié par Richart et al. est donc très bonne. Les dimensions des tranchées sont liées à la longueur d'onde principale du problème. Les valeurs minimales des rapports entre dimensions du dispositif et longueur d'onde mise en jeu (soient p/λ_r et e/λ_r) ne permettent d'envisager que des applications à des fréquences de quelques centaines de Hertz (pour que la longueur ne soit pas trop grande).

1.4.3 Autres approches.

De très nombreux auteurs se sont intéressés à cette question [3, 6, 9, 40, 51, 62, 81, 94]. Haupt [40] a essentiellement étudié l'isolation par écrans rigides enterrés. Banerjee et al [6] ont utilisé une méthode aux équations intégrales afin de simuler numériquement les expériences de Richart, Woods et Hall [76] (voir figure (1.5)). La comparaison des différents résultats indique qu'un dispositif utilisant une tranchée vide présente généralement la meilleure efficacité.

D'autres travaux expérimentaux ont été réalisés par Woods [94] afin d'analyser le problème d'isolation vibratoire par des rangées de puits cylindriques (pleins ou vides). L'étude menée par Woods utilise, pour analyser l'impact du dispositif sur la propagation des ondes, une technique holographique. Woods donne des résultats globaux d'efficacité du dispositif en fonction du diamètre et de l'espacement des puits.

1.4.4 Valeurs des paramètres mécaniques.

Les valeurs courantes des divers paramètres mécaniques caractéristiques des problèmes d'isolation vibratoire sont les suivantes :

- fréquence : 10 à 5000 Hz
- réduction d'amplitude : division par un facteur 4 à 8 (voir figure (1.5))
- profondeur de la tranchée ou l'inclusion : jusqu'à une longueur d'onde
- épaisseur correspondante : de 0,1 à 0,5 fois la longueur d'onde

1.5 Génie parasismique.

1.5.1 Problèmes posés, point de vue géophysique.

Les mécaniciens s'intéressent souvent aux problèmes de génie parasismique du point de vue de l'interaction sol-structure. Leur objectif est en général d'étudier la tenue d'un ouvrage soumis à des sollicitations sismiques (barrage, centrale nucléaire...). La stabilité des terrains fait également partie des préoccupations essentielles [80]. Les problèmes de génie parasismique peuvent plus généralement être abordés suivant l'un des trois points de vue suivants :

- propagation d'ondes sismiques, étude de l'amplification ou de l'atténuation
- rôle des ondes de surface dans l'interaction sol-structure
- problèmes liés à la liquéfaction

La première approche s'intéresse essentiellement aux conditions géologiques (et géométriques) locales en surface : vallées alluviales, irrégularités topographiques. Les auteurs cités en [7, 26, 67, 77] analysent des problèmes de cette nature. Les travaux sur l'interaction sol-structure étudient généralement la réponse d'une structure liée à un horizon de sol donnée et soumise à une sollicitation sismique qui lui est transmise par le sol support. L'analyse des phénomènes de liquéfaction dépend directement de la réponse du sol qui peut être soit support d'une structure soit structure lui-même (remblai, ouvrage de soutènement...).

1.5.2 Valeurs des paramètres mécaniques.

Les problèmes de génie parasismique sont caractérisés par les valeurs de paramètres mécaniques suivantes :

- fréquence : de 0,1 à 10 Hz
- accélération : de 1 à 20 m.s^{-2}
- longueur d'onde : de quelques dizaines à quelques centaines de m
- déformation : 10^{-4} à 2.10^{-3} m/m

1.6 Récapitulatif des différentes grandeurs.

Les paramètres caractéristiques de ces différents domaines d'application pratiques sont situés dans des intervalles très différents (fréquence, vitesse de déformation...). Le tableau 1.1 rappelle les valeurs de ces divers paramètres.

Type de problème	Principales grandeurs mécaniques caractéristiques du problème	
battage de pieux	énergie 10 à 3000 J	force en tête de 10 à 500 kN
	vitesse particulaire qqes $m.s^{-1}$	déplacement de qqes mm à qqes dm
consolidation dynamique	énergie qqes MJ	accélération masse 50 à 500 $m.s^{-2}$
	vitesse particulaire 10 à 30 $m.s^{-1}$	contrainte 10 à 500 kPa
compactage vibratoire	fréquence 10 à 80 Hz	force 50 à 200 kN
	vitesse axe cylindre autour de 1 $m.s^{-1}$	déplacement vertical quelques mm
isolation vibratoire	fréquence 10 à 5000 Hz	réduction amplitude divisée par 4 ou 8
	profondeur inclusion jusqu'à une long. onde	épaisseur inclusion de 0,1 à 0,5 long. onde
génie parasismique	fréquence 0,1 à 10 Hz	accélération 1 à 20 $m.s^{-2}$
	longueur d'onde de qqes 10^{aines} à qqes 100^{aines} de m	déformation 10^{-4} à $2.10^{-3}m/m$

Tableau 1.1: Valeurs caractéristiques des différentes grandeurs mécaniques.

Chapitre 2

Méthodes d'analyse et d'investigation.

2.1 Deux approches différentes.

2.1.1 Comportement, propagation d'ondes.

Les problèmes cyclique, vibratoire ou dynamique sont généralement abordés de deux manières : soit en étudiant directement le **comportement du matériau**, soit en mettant l'accent sur les **phénomènes de propagation** dont celui-ci est le siège. Dans la plupart des cas, les théories et les méthodes expérimentales associées à ces deux approches adoptent un des deux points de vue suivants :

- l'étude du **comportement du matériau** suppose que les caractéristiques de **contrainte et de déformation** sont **homogènes** au sein du matériau (ou, tout au moins, que les éventuelles inhomogénéités ne se déplacent pas). La comparaison entre réponse et sollicitation donne directement accès aux caractéristiques du comportement du matériau
- l'analyse des **phénomènes de propagation d'ondes** considère que certaines grandeurs mécaniques (ou leurs dérivées) sont discontinues et que ces discontinuités se propagent dans le matériau. Le raisonnement et/ou les hypothèses expérimentales prennent en considération l'**inhomogénéité spatio-temporelle** des contraintes et des déformations au sein du matériau

Pour les essais avec propagation d'ondes, la loi de comportement est souvent postulée a priori et ses paramètres sont déterminés à partir de mesures dynamiques réalisées sur l'échantillon. En revanche, les essais sans propagation d'ondes permettent d'appréhender directement le comportement du matériau.

2.1.2 Statique, dynamique.

Cette distinction entre l'étude directe du comportement et l'analyse des phénomènes de propagation au sein du matériau se rapproche du distinguo entre approches statique et dynamique. Les points de vue statique et dynamique diffèrent sur de nombreux points :

- **en statique** : le facteur temps n'a pas une importance prépondérante. Les grandeurs mécaniques dépendent du temps mais leurs variations sont lentes par rapport aux dimensions considérées
- **en dynamique** : les valeurs de certaines grandeurs mécaniques (ou de leurs dérivées) ne sont plus négligeables, les phénomènes inertiels deviennent prépondérants

J.Meunier [66] donne un exemple de problème qui peut être vu de façon très différente suivant l'approche retenue. Soit un ressort de longueur L au repos dont une extrémité est fixe et dont l'autre extrémité est animée d'une vitesse uniforme v . Le mouvement de cette extrémité mobile se trouve soudainement bloqué. Si deux observateurs, l'un raisonnant du point de vue statique et l'autre du point de vue dynamique, s'intéressent aux contraintes et aux déformations dans le ressort :

- l'observateur "statique" pense que la *contrainte et la déformation sont homogènes* sur toute la longueur du ressort et qu'elles deviennent constantes lorsque l'extrémité mobile est bloquée
- l'observateur "dynamique" considère qu'une onde se propage dans le ressort avec une célérité C . Cette onde se réfléchit plusieurs fois aux extrémités du ressort et les phénomènes de réflexion se poursuivent même après l'arrêt de l'extrémité mobile. Avant et après le blocage de l'extrémité mobile, pour l'observateur "dynamique", la *contrainte et la déformation dans le ressort ne sont pas homogènes*

Ces approches correspondent à des réalités physiques différentes :

- l'observateur "statique" constate que le ressort s'est déformé, pendant un temps T , d'une quantité $\varepsilon = \frac{v \cdot T}{L}$ et qu'après blocage de son extrémité mobile il ne se déforme plus
- l'observateur "dynamique" considère la déformation transitoire induite par le blocage de l'extrémité libre : cette discontinuité de déformation a pour amplitude v/C et se réfléchit plusieurs fois aux extrémités du ressort

L'objectivité du point de vue dépend essentiellement de la valeur du rapport v/C . La frontière entre approches statique et dynamique n'est donc pas définie de façon stricte : il est possible de définir de nombreux domaines intermédiaires entre ces deux approches extrêmes (quasi-statique, pseudo-dynamique ...). Dans cet exemple, c'est le paramètre v/C qui régit l'importance des phénomènes dynamiques :

- si v/C est faible : l'amplitude des ondes transitant dans le ressort est faible, la contrainte et la déformation sont homogènes : le **phénomène est dit statique**
- si v/C est grand : les phénomènes de propagation sont prépondérants, la contrainte et la déformation ne sont pas homogènes : le **phénomène est dynamique**

En conclusion, les deux approches statique et dynamique ne sont pas parfaitement distinctes puisque la transition d'un domaine à l'autre est progressive. Le paramètre exprimant le caractère statique ou dynamique d'un problème, soit v/C , peut en effet prendre toutes les valeurs possibles et décrire tous les types de phénomènes, du plus lent au plus rapide.

2.2 Comportement.

Ce paragraphe (ainsi que le suivant) ne vise pas à l'exhaustivité, des développements plus complets sont donnés dans [25, 65, 71]. Les essais de comportement statiques ou quasi-statiques sur les sols sont en effet très nombreux. Ils sont souvent réalisés en laboratoire sur des échantillons de taille modeste (typiquement inférieure au mètre). Dans ce type d'essai, les phénomènes de propagation d'ondes sont généralement négligés puisque le rapport v/C est faible (vitesse particulaire/célérité). La vitesse de déformation est donc faible et les termes de contrainte et de déformation sont considérés comme homogènes. L'étude de la réponse de l'échantillon à une sollicitation donnée permet alors d'accéder directement au comportement du matériau.

2.2.1 Essais cycliques.

Essais de laboratoire.

De nombreux auteurs ont étudié le comportement des sols sous chargement cyclique en laboratoire [28, 36, 37, 44, 49, 54, 55, 57]. Les deux principales catégories d'essais généralement réalisés sont les suivantes :

- essais triaxiaux : essais réalisés sur un échantillon cylindrique plein (voir figure (2.1)) soumis à un chargement cyclique en compression
- essais au cylindre creux : essais cycliques de torsion-compression utilisant des échantillons cylindriques creux et permettant un changement des directions principales de contrainte en cours de chargement (ce qui est le cas pour les chargements vibratoires réels)

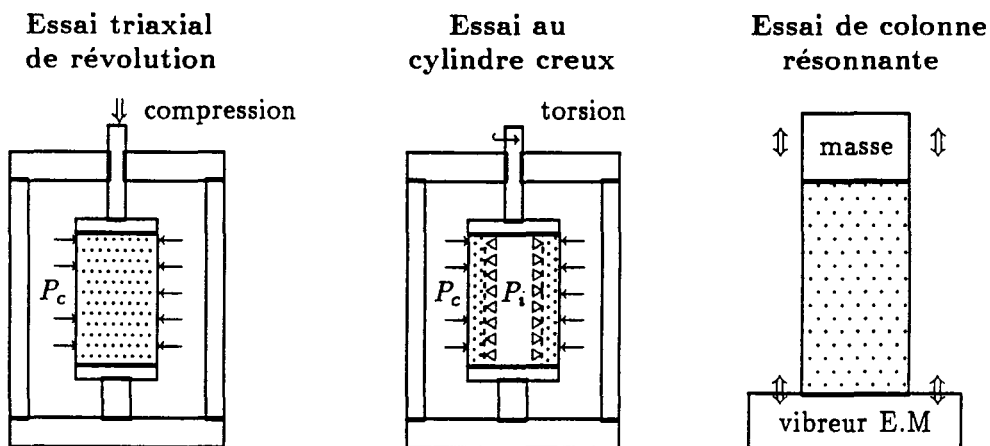


Figure 2.1: *Essais cycliques et vibratoire sur échantillons de sols.*

La figure (2.1) donne les schémas de principe de trois types d'essais de laboratoire sur les sols (l'essai à la colonne résonnante est présenté plus loin). Dans les essais triaxiaux et les essais au cylindre creux, l'application d'une pression de confinement autorise l'exploration de plusieurs trajets de chargement (deux pressions pour l'essai au cylindre creux : l'une interne et l'autre externe, voir figure (2.1)). La principale limitation de ces dispositifs expérimentaux concerne leur géométrie : l'échantillon a une forme cylindrique et n'est effectivement chargé de façon

cyclique que suivant l'axe du cylindre. Les termes radiaux du chargement restent identiques. Cette limitation a conduit à l'élaboration d'essais triaxiaux d'un nouveau type qui autorise une indépendance presque totale des composantes de chargement suivants les trois axes de coordonnées (*essais "véritablement" triaxiaux*) mais ne permet pas de sollicitation en torsion. Il n'existe pas de méthode expérimentale parfaite qui donne accès à tous les paramètres de chargement à la fois.

Comportements typiques observés.

Les travaux de Luong [55, 57, 58] ont largement contribué à la connaissance des mécanismes de déformation des sables soumis à des chargements triaxiaux. La mise en évidence de l'état caractéristique a permis de mieux appréhender les phénomènes de **dilatance** et de **contractance**. Il caractérise en effet le **passage d'une déformation volumique contractante à une déformation volumique dilatante**. Suivant le niveau déviatorique des contraintes (généralement noté $\eta = q/p$), les mécanismes de déformation sont différents : comme le montre la figure (2.2), un échantillon de sable dense présente une phase de comportement contractant et, lorsque le processus de *désenchevêtrement* des grains s'enclenche, la déformation volumique change de signe (dilatance).

Les essais cycliques de laboratoire peuvent mettre en évidence les différents types de comportement suivants :

- en condition drainée : adaptation, accommodation et rochet
- en condition non drainée : liquéfaction, amollissement cyclique, durcissement

L'étude de la liquéfaction est particulièrement importante puisque c'est un problème majeur dans le comportement des sols sous sollicitations sismiques [18]. Ces essais sont effectivement très utiles pour la compréhension des phénomènes mécaniques liés au domaine pratique du génie parasismique. Les fréquences caractéristiques des chargements cycliques appliqués sont en effet de l'ordre de grandeur des fréquences sismiques (de l'ordre de quelques dixièmes de Hz à quelques Hz).

2.2.2 Méthode de la colonne résonnante.

La **méthode de la colonne résonnante** est la méthode la plus utilisée pour étudier la réponse vibratoire d'un sol (voir dans [23, 28, 58, 78]). La qualité de l'essai dépend largement de l'homogénéité des contraintes et des déformations dans l'échantillon (voir figure (2.1)).

La méthode consiste à solliciter une colonne de sol en vibrations (figure (2.1)). Ces vibrations doivent être d'amplitude faible (10^{-4} en longitudinal et 10^{-4} rad en torsion). Les grandeurs mécaniques caractéristiques du matériau sont déterminées à partir de la fréquence de résonance du 1^{er} mode de vibration (f_1) : le module d'Young s'écrit alors $E=16\rho.f_1^2.L$ (où ρ : masse volumique, L : longueur échantillon). Le même type d'expression permet d'obtenir le module de cisaillement G .

Le même dispositif expérimental peut être utilisé en vibrations libres. Cela permet d'accéder au coefficient d'amortissement du sol (voir paragraphe 3.3). Pour les essais en torsion, l'expérimentation sur **cylindre creux** s'avère très intéressante puisqu'elle permet d'avoir une contrainte

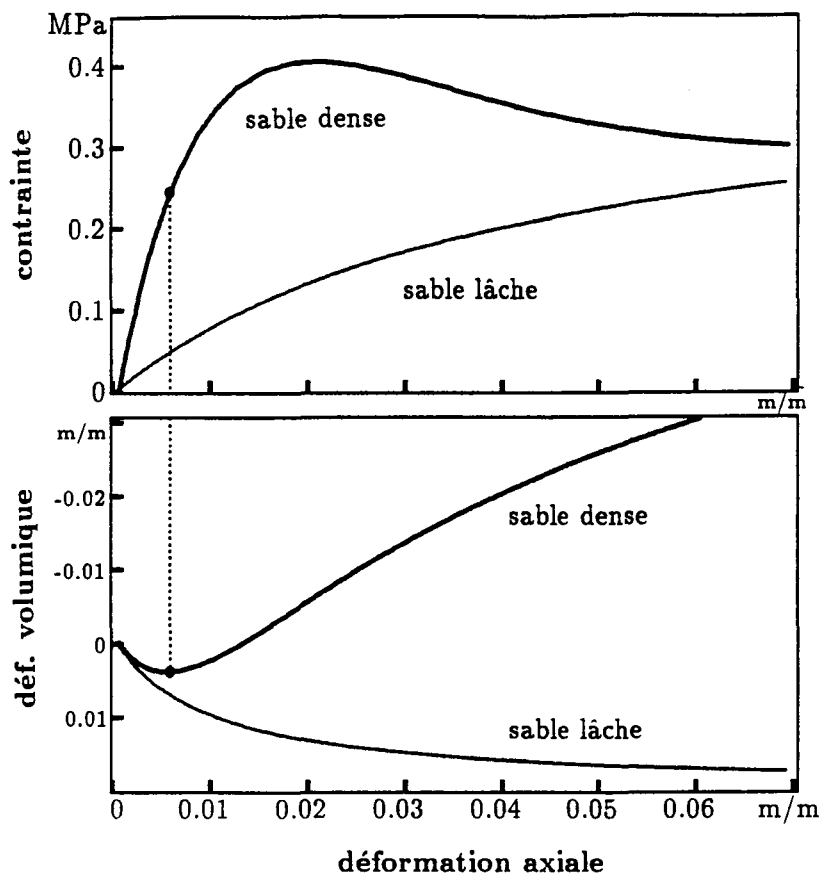


Figure 2.2: Courbes contrainte et déformation volumique en fonction de la déformation axiale pour deux types de sable.

tangentielle quasiment constante dans l'épaisseur du cylindre (voir par exemple les expériences de vibrations libres en torsion par P.W.Taylor [91]).

2.2.3 Essai pressiométrique cyclique.

Les essais in situ permettent de déterminer certaines caractéristiques du comportement cyclique des sols en place. L'essai pressiométrique cyclique [18, 27] consiste à faire varier le volume d'une sonde de façon cyclique et d'enregistrer les variations de pression correspondantes. Ces dernières rendent compte de la réponse du massif sollicité. L'utilisation d'un dispositif expérimental équivalent en laboratoire permet d'étudier plus complètement le fonctionnement de l'essai et d'explorer des cas de chargement plus complexes. Des développements plus complets sur ces essais sont donnés par A.Pecker [71].

L.Dormieux [27] propose une interprétation de l'essai pressiométrique cyclique à partir des paramètres du modèle viscoélastique linéaire équivalent. Pour déterminer ces paramètres, la sollicitation cyclique appliquée au sol doit conduire en général à une *boucle pressiométrique* stabilisée. Cette stabilisation n'est possible que si les variations de volume sont faibles. Cela rend la réalisation de l'essai délicate quant à la qualité des mesures à réaliser.

2.2.4 Dynamique (essai homogène).

En dynamique, les phénomènes de propagation d'ondes sont presque toujours prépondérants. Dans le cas des essais aux barres de Hopkinson (voir *partie II*), le dispositif expérimental est conçu de façon que, dans la plupart des cas, la contrainte longitudinale dans l'échantillon tende à s'homogénéiser rapidement. Cela permet de réaliser des "essais de comportement" à de grandes vitesses de déformation.

2.2.5 Lois de comportement.

Les essais triaxiaux cycliques ont permis, dès les années 60, de relier le déviateur de contrainte $q = \sigma_1 - \sigma_3$ à la déformation axiale ε_1 par des relations hyperbolique du type :

$$q = \sigma_1 - \sigma_3 = \frac{\varepsilon_1}{a + b\varepsilon_1} \quad (2.1)$$

Ces relations ont été généralisées par la suite afin de tenir compte du critère de Coulomb. Les essais au cylindre creux et à la colonne résonnante réalisés par Hardin et Drnevich [36, 37] les ont conduits à une loi hyperbolique à deux paramètres de la forme :

$$\tau = \frac{G_{max} \cdot \gamma}{1 + \frac{\gamma}{\gamma_r}} \quad (2.2)$$

où γ_r est la distorsion de référence : $\gamma_r = \tau_{max} / G_{max}$ (voir figure (2.3A)).

Cette expression est très utilisée pour décrire le comportement cyclique ou vibratoire des sols. Comme le montre la figure (2.3B), ce type de loi coïncide assez bien avec la réponse des sols en cisaillement.

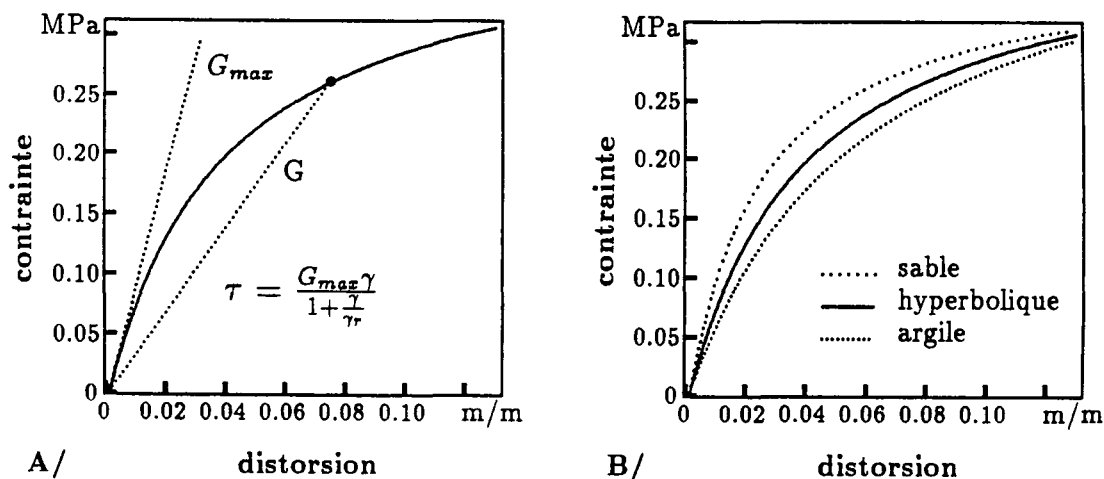


Figure 2.3: Relation contrainte / déformation hyperbolique.

Le comportement cyclique est généralement supposé hystérétique et la réponse sous chargement répété est évaluée par construction des boucles d'hystérésis. Les boucles d'hystérésis peuvent être reconstruites d'après les règles de Masing :

- le module de cisaillement en chaque point d'inversion du sens de chargement est égal au module tangent sur la courbe de chargement initiale
- la forme des courbes en charge et en décharge est la même que celle de la courbe de chargement initiale mais l'échelle est multipliée par 2

R.Pyke [75] fait une étude critique de ces règles dans le cas de chargements transitoires. Il indique en effet que les règles de Masing doivent être complétées pour s'adapter au cas des chargements irréguliers (superposition de plusieurs cycles partiels).

Les lois et règles de comportement données précédemment ne sont généralement pas utilisées directement sous cette forme (exemple d'utilisation dans [42], voir également paragraphe (2.3.2)). La boucle d'hystérésis est souvent approchée en adoptant une loi de comportement viscoélastique linéaire équivalente (voir *partie III*).

2.3 Propagation d'ondes.

Lorsque la valeur du rapport v/C (vitesse particulière/célérité) n'est plus négligeable, les phénomènes de propagation peuvent devenir prépondérants. Il n'est alors plus possible d'accéder directement au comportement du matériau puisque les termes de contrainte sont fortement inhomogènes. C'est l'étude des phénomènes de propagation dans le sol qui conduira soit à la détermination des paramètres de propagation (célérité, lois de dispersion...) soit à des simulations permettant d'approcher le comportement du matériau (voir *partie III*).

2.3.1 Généralités sur les ondes.

Ondes mécaniques.

Différents types d'ondes mécaniques peuvent être définis (quelques définitions fondamentales sur les ondes sont également données dans la *partie III*) :

- onde élastique (resp. plastique) : si les deux régions V_1 et V_2 d'un milieu V , séparées par une surface de discontinuité $S^*(t)$, sont dans un état élastique (resp. plastique), l'onde $S^*(t)$ est élastique (resp. plastique)
- onde de chargement plastique : si l'onde se déplace de la région V_1 vers la région V_2 et que V_1 est dans un état plastique et V_2 dans un état élastique, $S^*(t)$ est appelée onde de chargement plastique
- onde de choc : c'est un cas particulier d'onde à forte discontinuité (voir paragraphe (12.1.1)). Elle est caractérisée par des discontinuités simultanées sur le tenseur de contrainte et la vitesse particulière. Ces discontinuités ne sont pas nécessairement liées à un changement des conditions aux limites mais au comportement mécanique du milieu

Ondes sismiques.

Dans un milieu élastique, homogène et isotrope, le théorème d'Helmholtz peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \cdot \text{grad}(\text{div}(\vec{u})) - \mu \cdot \text{rot}(\text{rot}(\vec{u})) \quad (2.3)$$

Deux types d'ondes différents peuvent alors être caractérisés par deux champs de déplacement \vec{u}_1 et \vec{u}_2 définis de la manière suivante :

$$\begin{cases} \text{rot}(\vec{u}_1) = 0 \\ \vec{u}_1 = \text{grad}(\phi) \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \text{div}(\vec{u}_2) = 0 \\ \vec{u}_2 = \text{rot}(\vec{\psi}) \end{cases} \quad (2.4)$$

Tout champ u solution de l'équation (2.3) peut donc se décomposer sous la forme : $\vec{u} = \vec{u}_1 + \vec{u}_2 = \text{grad}(\phi) + \text{rot}(\vec{\psi})$, c'est-à-dire un champ \vec{u}_1 irrotationnel et un champ \vec{u}_2 sans variation de volume. C'est à partir de ces deux champs que sont définies les ondes P et S.

Ondes P : les ondes P (*Pressure*) sont des ondes irrotationnelles pour lesquelles le déplacement particulaire est parallèle à la direction de propagation. C'est pourquoi les ondes P sont aussi appelées ondes longitudinales ou ondes de compression.

Ondes S : les ondes S ("*Shear*") sont associées à un champ de déplacement sans variation de volume. Le déplacement particulaire correspondant est perpendiculaire à la direction de propagation. Les ondes S sont donc des ondes transversales ou ondes de cisaillement.

Vitesses de propagation : les célérités des ondes P et S, soient C_P et C_S , s'écrivent sous la forme suivante :

$$C_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{et} \quad C_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.5)$$

Les ondes P sont plus rapides que les ondes S puisque $C_P > C_S$. Les mouvements des particules associés à différents types d'ondes sont représentés à la figure (2.4).

Ondes d'interfaces :

- **ondes de Rayleigh** : ce sont des ondes qui apparaissent à la surface libre d'un milieu. Leur amplitude est très forte à proximité de la surface et diminue avec la profondeur. Dans un demi-espace verticalement hétérogène, les ondes de Rayleigh ont des vitesses de phase et de groupe qui dépendent de la fréquence. Dans le cas d'un milieu homogène, la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh vaut de 0,88 à 0,95 fois celle des ondes S (cela dépend du coefficient de Poisson)
- **ondes de Love** : elles apparaissent lorsqu'une couche homogène couvre un demi-espace homogène dans lequel la célérité des ondes S est plus grande que dans la couche elle-même. En général, elles peuvent exister dans un milieu verticalement hétérogène

- **ondes de Stoneley** : ce sont des ondes d'interface limitées à la proximité d'une interface plane entre deux milieux élastiques (en général interface fluide-solide et dans certains cas interface solide-solide si les célérités des ondes de cisaillement sont voisines).

La figure (2.4) décrit les mouvements particuliers associés à ces différents types d'ondes.

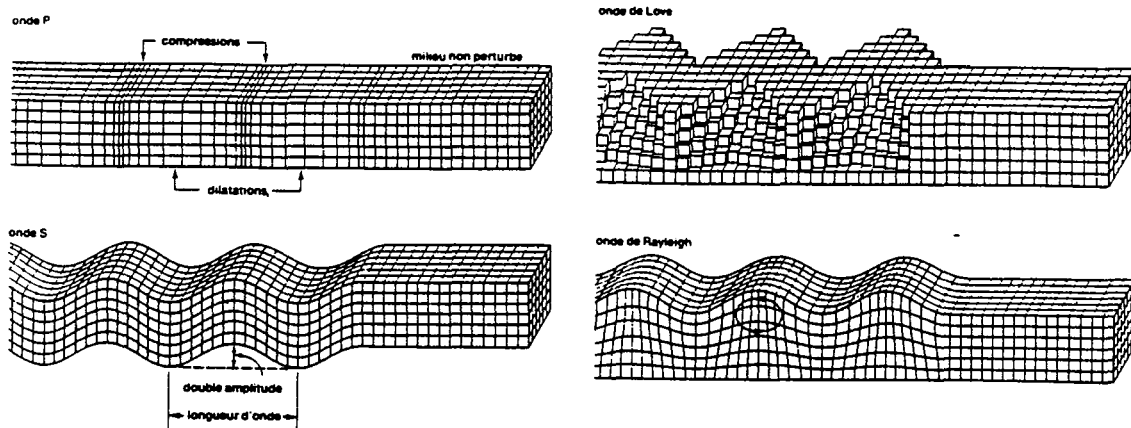


Figure 2.4: Champs de déplacement dus à différents types d'ondes sismiques.

2.3.2 Propagation d'ondes in situ.

Sismique, vibration (in situ).

Ces essais s'intéressent essentiellement aux vitesses de propagation de différents types d'ondes dans un massif. Des hypothèses simplificatrices sont alors nécessaires pour accéder à certaines grandeurs mécaniques caractéristiques du matériau.

Sismique réfraction Dans un sol stratifié horizontalement, plusieurs récepteurs sont placés à des distances variables de la source. Ces récepteurs détectent ainsi l'arrivée des diverses ondes réfractées aux différentes interfaces entre les couches. A partir de la courbe temps d'arrivée t en fonction de la distance x , il est possible de déterminer les vitesses des ondes longitudinales dans chacune des couches (voir [25, 71]). Les vitesses de propagation typiques pour les ondes P dans les sols sont les suivantes :

- sable sec : de 180 à 1220 m.s^{-1}
- argile/sols saturés : de 610 à 1830 m.s^{-1}

Cette technique peut être étendue au cas d'une stratification inclinée. La méthode de **sismique réflexion** est également très utilisée : elle s'intéresse uniquement à l'arrivée des ondes réfléchies aux interfaces. Les vitesses de propagation sont alors obtenues sur les courbes $t^2 = f(x^2)$ (et non plus $t = f(x)$).

Vibrations harmoniques en surface Cette technique permet de créer des ondes de Rayleigh de fréquence f donnée. La célérité des ondes, soit v_R , s'écrit sous la forme $v_R = f \cdot \lambda$ où λ est la longueur d'onde. Pour chaque fréquence f_i , il est possible de déterminer λ_i à l'aide de la relation $\lambda_i = \frac{x}{k_i}$. La vitesse de propagation v_R des ondes de Rayleigh créées est ainsi connue pour chaque

fréquence. La vitesse des ondes de cisaillement v_S est proche de celle des ondes de Rayleigh ($v_S \approx v_R$). En outre, les ondes de Rayleigh ont un effet notable jusqu'à une profondeur d'environ une longueur d'onde. La vitesse v_S est alors connue pour chaque fréquence f_i , ce qui permet de caractériser une couche de sol de profondeur moyenne $\lambda_i/2$.

G.Bonnet et J.F.Heitz [11, 42] utilisent une loi de comportement non linéaire pour interpréter l'essai harmonique de surface. La loi retenue est la loi non linéaire de Hardin et Drnevich [36, 37] présentée en (2.2.5) :

$$\tau = \frac{G_{max}\gamma}{1 + \frac{\gamma}{\gamma_r}} \quad (2.6)$$

généralisée sous la forme suivante pour tenir compte d'un comportement identique en traction et en compression :

$$\tau = \frac{G_{max}\gamma}{1 + \frac{|\gamma|}{\gamma_r}} \quad (2.7)$$

Cette relation peut s'écrire sous forme condensée $\tau = G(\gamma) \cdot \gamma$ où $G(\gamma)$ est défini de la manière suivante :

$$G(\gamma) = G_{max} [1 - \Phi(\gamma)] \quad \text{avec} \quad \Phi(\gamma) = \frac{\alpha |\gamma|}{1 + \alpha |\gamma|} \quad (2.8)$$

La fonction $\Phi(\gamma)$ donne la diminution du module avec la distorsion et γ est l'inverse de la distorsion de référence γ_r et caractérise la diminution de G . J.F.Heitz [42] prend ainsi en compte la forme et la surface de la boucle d'hystérésis mais également la décroissance du module de cisaillement G en fonction de la distorsion.

Les calculs de propagation d'ondes créées par vibrations harmoniques en puits réalisés par J.F.Heitz lui ont permis d'apprécier l'évolution d'une onde (forme, spectre...) au cours de la propagation. Les courbes de la figure (2.5) montrent clairement l'apparition d'harmoniques d'ordre supérieur (distorsion de l'excitation sinusoïdale d'origine). Les courbes d'accélération sont calculées à différentes distances de la paroi du puits (dans l'ordre croissant A,B,C,D,E).

Les courbes d'accélération de la figure (2.5) correspondent à deux amplitudes d'excitation données (déplacement maximal respectivement égal à $2 \cdot 10^{-4}$ m et $4 \cdot 10^{-4}$ m). Les phénomènes de distorsion sont nettement plus sensibles pour une amplitude d'excitation forte.

Lors de la propagation d'une onde sismique ou vibratoire, la création d'harmoniques d'ordre supérieur permet alors de caractériser certaines non linéarités physiques. C'est à ce type de problème que ce sont intéressés G.Bonnet et J.F.Heitz [11, 42] ou I.Beresnev et A.Nikolaev [8]. Les essais de vibrations harmoniques en surface réalisés par J.F.Heitz [42] conduisent aux conclusions suivantes :

- la forme du spectre d'accélération de la réponse du sol est différente de la forme du spectre de la force d'excitation
- sur le spectre de réponse, les harmoniques d'ordres impairs ont souvent une amplitude plus grande que les harmoniques d'ordres pairs
- l'amplitude des harmoniques est plus grande quand l'amplitude de la force d'excitation croît

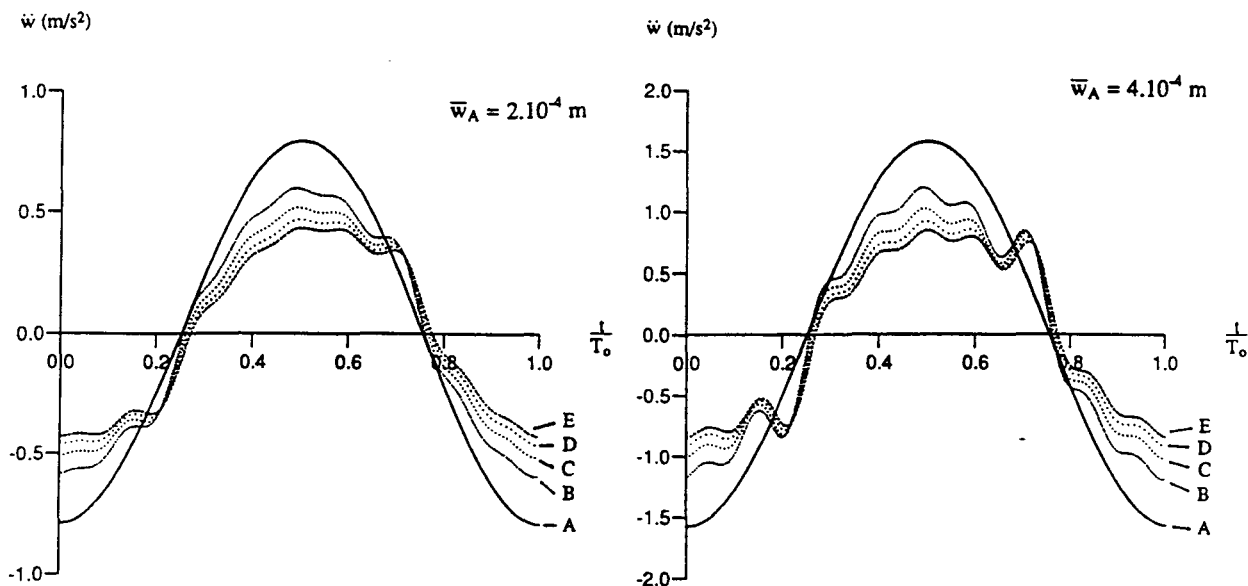


Figure 2.5: Vibrations harmoniques en puits : calculs de l'accélération à différentes distances de la paroi (d'après J.F.Heitz).

I.Beresnev et A.Nikolaev [8] observent également une évolution des signaux sismiques au cours de la propagation. La non linéarité physique du milieu explique ce transfert d'énergie vers les harmoniques d'ordres supérieurs. Les auteurs indiquent que les effets non linéaires sont maximums à une certaine distance de la source (entre 1,5 et 2km). Les travaux de J.F.Heitz montrent que les phénomènes non linéaires apparaissent essentiellement à proximité immédiate de la source (voir figure (2.5)).

Essais en puits. Les essais en puits *en descendant*, *en remontant* et *entre trous* sont également appelés essais down-hole, up-hole et cross-hole en anglais. Ces essais sont les plus largement utilisés : l'essai *en descendant* (source en surface, mesures en puits) ou l'essai *en remontant* (même principe avec source en puits) et l'essai *entre trous* (source et mesures dans différents puits) (voir figure (2.6)). Les informations obtenues par ces deux types d'essais (*en descendant*, *en remontant* d'une part et *entre trous* d'autre part) ne sont pas tout à fait les mêmes :

- *en descendant*, *en remontant* : les résultats correspondent aux caractéristiques du milieu à proximité de puits pour une direction verticale de propagation des ondes (ce qui est souvent le cas dans les problèmes de génie parasismique)
- *entre trous* : les données recueillies concernent des chemins de propagation horizontaux ou peu inclinés et caractérisent le milieu de propagation situé entre les puits d'émission et de réception

L'ouvrage de A.Pecker [71] donne de nombreux autres éléments pratiques et théoriques sur ces différents types d'essais (voir également [25]).

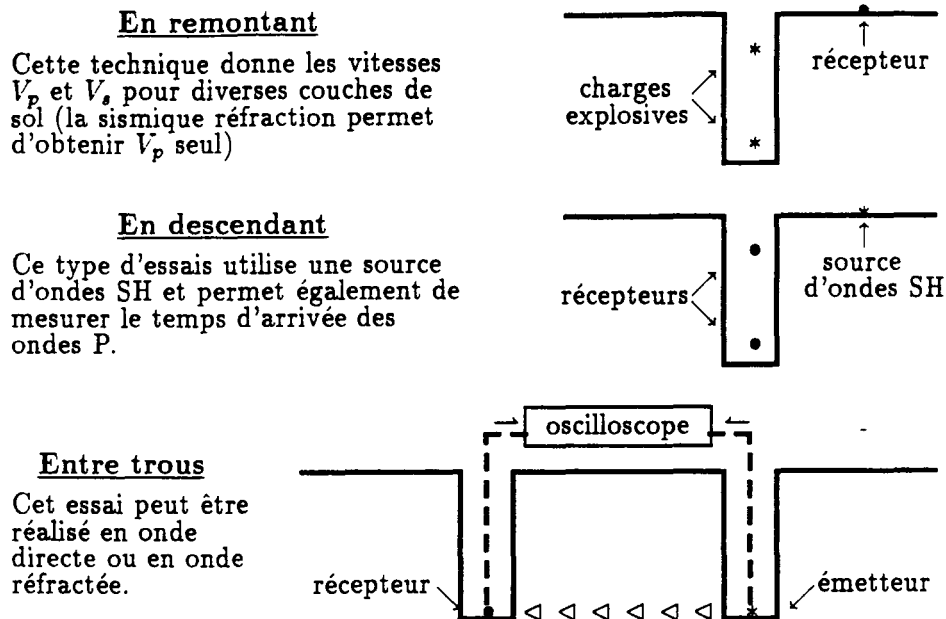


Figure 2.6: Schémas de principe des essais en puits (en remontant, en descendant et entre trous).

2.3.3 Point de vue thermomécanique.

Les différentes méthodes d'investigation et d'analyse présentées pour l'instant ne tiennent compte que des caractéristiques mécaniques de la réponse. En fait, lorsqu'un matériau est soumis à une sollicitation dynamique ou vibratoire, les phénomènes thermiques peuvent prendre une importance notable.

Dès les années 60, P.Habib [35] a analysé l'échauffement local provoqué dans un sol par un cisaillement rapide et important (glissement de terrain). Très récemment, P.Jouanna [46] a proposé de caractériser les sols soumis à des sollicitations dynamiques par des mesures de température. L'utilisation d'une source d'excitation de forte puissance permet de créer des vibrations produisant des variations de température mesurables.

Les travaux de M.P.Luong sur la thermographie infrarouge [58, 59] permettent également d'analyser les essais vibratoires en terme de dissipation thermique. La technique de thermographie infrarouge donne les valeurs de températures en différents points d'un échantillon soumis à une sollicitation vibratoire. Cela autorise l'appréciation de l'homogénéité de contrainte et de déformation dans l'échantillon.

2.3.4 Propagation d'ondes en laboratoire : ultrasons, ondes plastiques.

Ondes sonores ou ultrasonores dans les roches et les sols.

Essais ultrasonores. Les essais ultrasonores sont souvent utilisés pour étudier les phénomènes de propagation d'ondes dans les roches. Quelques auteurs ont réalisé des essais ultrasonores sur des échantillons de sol [2, 10, 48, 82, 86]. Suivant les cas il s'agit :

- soit d'essais d'émission acoustique : mesure des signaux acoustiques émis par l'échantillon au cours du chargement

- soit d'**essais en transmission** : excitation de l'échantillon par émetteur ultrasonore et mesure d'un signal transmis dans le matériau

Les travaux de J.P.Blangy et al. [10] font des comparaisons entre de nombreux résultats expérimentaux. Les auteurs examinent également des modèles issus de plusieurs théories de propagation dans les milieux poreux. Leurs principales conclusions sont les suivantes :

- pour les sables consolidés : le module de cisaillement est proportionnel à la porosité
- pour les sables lâches : loi de dépendance exponentielle

Le rapport entre célérité des ondes P et célérité des ondes S est constant pour les sables propres ($C_p/C_s=1,5$) et dépend de la porosité quand la teneur en argile augmente. J.P.Blangy et al. définissent en outre une *porosité critique* au delà de laquelle l'échantillon n'offre plus de résistance au cisaillement (grains en suspension).

Essai Kolsky. L'essai Kolsky est un essai dynamique qui consiste à projeter une masse sur un échantillon. La réponse est mesurée directement sur l'échantillon, en général en deux points différents (voir figure (2.7)). La réponse du matériau est analysée d'après les phénomènes de propagation observés. Les deux mesures réalisées caractérisent en effet la façon dont la perturbation se propage dans l'échantillon.

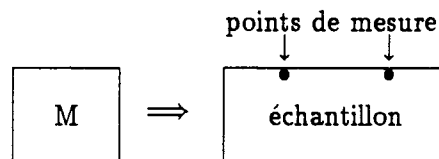


Figure 2.7: *Principe de l'essai Kolsky.*

Propagation d'ondes plastiques. Les essais ultrasonores ou de Kolsky mettent en jeu des énergies faibles ou modérées. D'autres essais à grande énergie sont souvent réalisés : ils consistent à créer des ondes plastiques et à étudier leur propagation dans le matériau. J.Meunier [66] a réalisé des essais d'écrasement sur échantillons d'argile qui, par analyse cinématographique rapide, permettent d'analyser la propagation d'ondes plastiques dans les échantillons.

Tous ces essais peuvent donner une idée qualitative des phénomènes de propagation au sein du matériau : célérité, lois de dispersion... Ils ne permettent en général pas d'accéder au comportement du matériau.

2.4 Analyse, diagnostic et calcul.

2.4.1 Détection de non linéarités.

Intérêt.

Comme cela est indiqué dans le paragraphe (2.3.2), l'analyse de la propagation des ondes peut révéler des non linéarités physiques de comportement. Il est possible d'analyser et éventuellement de caractériser de telles non linéarités à l'aide de diverses méthodes.

Quelques techniques usuelles.

De puissantes méthodes, souvent utilisées en dynamique des structures, permettent une démarche de ce type : analyse par séries chronologiques, méthode des forces internes non linéaires... Des méthodes issues de l'analyse modale ont déjà été utilisées pour étudier les vibrations de groupes de pieux dans un massif de sol (voir les travaux de B.Bourdin [14, 15]). Les références données dans son mémoire de thèse donnent un tour d'horizon assez large de ces méthodes [14].

Séries de Volterra.

La décomposition de signaux en séries de Volterra a été utilisée à plusieurs reprises pour analyser la réponse vibratoire de structures [52, 93]. L'utilisation de cette méthode dans l'étude des phénomènes de propagation demande certaines adaptations mais pourrait se révéler très fructueuse pour caractériser la réponse dynamique ou vibratoire de divers matériaux.

Les séries de Volterra sont des fonctionnelles homogènes, non linéaires et invariantes en translation. Elles permettent, pour tout système \mathcal{S} soumis à une excitation $x(t)$, de décomposer la réponse $y(t)$ en une série de la forme :

$$y(t) = \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} h_n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) \cdot \prod_{i=1}^n x(t - \tau_i) d\tau_i \right) \quad (2.9)$$

La réponse d'ordre n du système $y_n(t)$ s'écrit de la façon suivante :

$$y_n(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} h_n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) \cdot \prod_{i=1}^n x(t - \tau_i) d\tau_i \quad (2.10)$$

La réponse totale du système, soit $y(t)$, s'écrit sous la forme suivante : $y(t) = \sum_{n=1}^{+\infty} y_n(t)$ et la fonction $h(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n)$ est appelée **noyau d'ordre n** du système.

Cette décomposition permet de distinguer dans la réponse du système la partie linéaire de la partie non linéaire. En effet, la réponse d'ordre 1, soit $y_1(t)$, s'écrit sous la forme :

$$y_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_1(\tau) \cdot x(t - \tau) d\tau \quad (2.11)$$

$y_1(t)$ s'obtient donc par convolution entre l'excitation et le noyau d'ordre 1. Ce dernier équivaut à la réponse impulsionnelle du système dans le cas linéaire. La réponse d'ordre 1 du système $y_1(t)$ est la **partie linéaire** de la réponse totale $y(t)$. La réponse d'ordre n ($n > 1$) correspond à la partie non linéaire d'ordre n de la réponse du système calculée d'après le noyau de Volterra d'ordre n .

Les séries de Volterra peuvent être utilisées pour :

- comparer les parties linéaire et non linéaire de la réponse à une excitation afin de **contrôler** l'état d'une structure ou d'un matériau vis-à-vis de l'endommagement ou du vieillissement
- analyser les termes non linéaires aux divers ordres afin de caractériser la partie non linéaire dans la réponse du système (rigidité quadratique, amortissement cubique...)

La détection et/ou caractérisation des non linéarités par séries de Volterra peut se faire aisément pour des excitations impulsionnelles. Des traitements numériques dans le domaine fréquentiel permettent également de calculer les noyaux et les réponses pour une sollicitation quelconque. Les applications sont nombreuses surtout dans le domaine des essais non destructifs pour lesquels les séries de Volterra sont un bon outil de diagnostic.

2.4.2 Méthodes numériques.

Cette étude est essentiellement expérimentale et ne peut donc s'apesantir plus longuement sur toutes les méthodes d'investigation expérimentales et numériques. Les méthodes numériques les plus marquantes seront simplement rappelées pour mémoire.

L'ouvrage de H.D.Bui [17] sur le calcul inverse donne de nombreux éléments sur les problèmes dynamiques et vibratoires. Les méthodes d'analyse tomographique constituent un des développements importants du calcul inverse car elles permettent de détecter, au sein d'un matériau, des zones de différentes célérités et la présence d'éventuelles inclusions. Elles ont particulièrement adaptées aux problèmes dynamiques et vibratoires pour lesquels les mesures sont souvent réalisées à l'extérieur de l'échantillon ou à la surface du massif.

Les applications des équations intégrales à la dynamique des sols et des structures sont également en grand nombre [24]. Elles présentent l'intérêt de reporter sur la frontière du domaine considéré le calcul des champs inconnus du problème [12].

2.5 Grandeurs caractéristiques des différentes approches.

Un récapitulatif des grandeurs caractéristiques des méthodes d'analyse présentées dans ce chapitre est donné dans le tableau 2.1.

Type d'approche	Principales grandeurs mécaniques caractéristiques de l'approche		
essais cycliques	fréquence 10^{-3} à 10^{-1} Hz	déformation de 10^{-5} à 10^{-2}	dimensions cm, dm
colonne résonnante	fréquence de 10 à 500 Hz	déformation 10^{-4} à 10^{-2}	dimensions cm, dm
barres de Hopkinson	vit. de déformation de 50 à 200 s^{-1}	déformation de 0,05 à 0,2 m/m	dimensions cm
sismique vibrations	fréquence 1 à 100 Hz	déformation 10^{-6} , 10^{-5} m/m	dimensions dam, hm, km
essais ultrasonores	fréquence 100 kHz à 1 MHz	déformation 10^{-7}	dimensions cm, dm
ondes plastiques	vit. de déformation 100 à 5000 s^{-1}	déformation 0,1 à 2,0 m/m	dimensions dm

Tableau 2.1: Principales grandeurs caractéristiques des différentes approches.

2.6 Comparaison des différentes approches.

Pour comparer les problèmes pratiques et les méthodes d'investigation évoqués précédemment, trois paramètres seront retenus :

- la fréquence
- le rapport λ/l_{car} entre la longueur d'onde et la taille caractéristique du problème considéré
- l'amplitude de déformation

Le rapport λ/l_{car} permet de distinguer les cas où les phénomènes de propagation sont prépondérants des cas où l'étude du comportement peut se faire directement :

- si le rapport λ/l_{car} est grand : la longueur d'onde est grande par rapport aux dimensions caractéristiques du problème. Les phénomènes de propagation sont négligeables
- si le rapport λ/l_{car} est faible : les dimensions du problème sont grandes devant la longueur d'onde. Les phénomènes de propagation sont prépondérants

La figure (2.8) présente dans un diagramme en trois dimensions les domaines de variation de ces trois paramètres : fréquence, λ/l_{car} et déformation. La comparaison des approches cycliques et des essais ultrasonores (voir figure (2.8)) montre clairement que :

- pour les approches cycliques, les fréquences sont très faibles, les amplitudes de déformation assez grandes et le rapport λ/l_{car} est très grand : les phénomènes de propagation d'ondes sont négligeables
- pour les essais ultrasonores, les fréquences sont très élevées, les amplitudes de déformation extrêmement faibles et le rapport λ/l_{car} est très faible : les phénomènes de propagation d'ondes sont prépondérants

La représentation de la figure (2.8)) permet une classification des différentes approches. Les paramètres retenus peuvent être complétés par d'autres grandeurs comme par exemple la *vitesse de déformation*. Comme le précisent les deux premiers paragraphes de ce chapitre, deux types de démarche apparaissent clairement dans cette classification. Il est possible d'étudier directement le comportement du matériau ou d'analyser les phénomènes de propagation dont le matériau est le siège. Ces deux approches sont utilisées dans la suite :

- dans la partie II : pour étudier la réponse d'un sol sur banc dynamique de Hopkinson, dispositif qui permet dans de nombreux cas d'appréhender directement le comportement du matériau
- dans le partie III : pour analyser les phénomènes de propagation d'ondes dans les sols à l'aide d'expérimentations en centrifugeuse.

Comparaison des paramètres caractéristiques des différentes approches

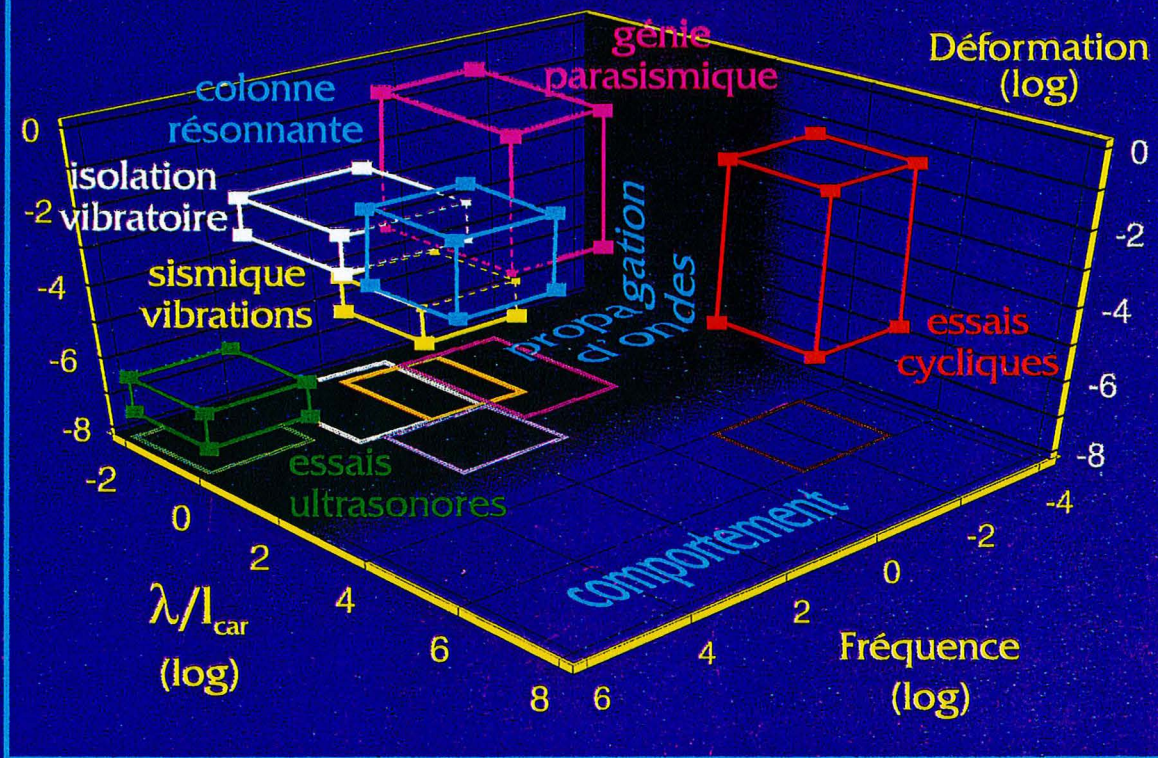


Figure 2.8: Comparaison des paramètres caractéristiques des différentes approches.

Chapitre 3

Dissipation énergétique.

3.1 Les phénomènes dissipatifs.

Les problèmes cycliques, vibratoires ou dynamiques présentent la caractéristique commune de mettre en jeu des phénomènes de dissipation d'énergie. Les définitions données au paragraphe suivant (3.2) permettent de quantifier ces phénomènes pour les différents cas de sollicitation envisagés. Dans les sols, la dissipation énergétique lors d'une sollicitation dynamique ou vibratoire peut être très importante.

Dans les problèmes de propagation d'ondes, il est plus délicat de raisonner à l'échelle globale d'un échantillon ou d'un massif puisque les termes de contrainte et de déformation varient fortement. Aussi les phénomènes d'atténuation apparaissent généralement sous deux formes :

- une part d'atténuation géométrique due à l'expansion du front d'onde (diminution du flux énergétique)
- une part d'atténuation matérielle ou intrinsèque résultant des mécanismes de dissipation d'énergie au sein même du matériau

3.2 Définitions de l'atténuation.

De nombreuses grandeurs physiques permettent de quantifier l'atténuation d'ondes mécaniques dans un solide : le facteur de qualité Q , le coefficient d'atténuation α , le décrément logarithmique δ , la différence de phase $\Delta\Phi$, la largeur du pic de résonance (voir [13]). Ces différentes grandeurs sont définies de la manière suivante :

- Pour un cycle donné, le facteur de qualité Q est défini par la relation suivante :

$$\frac{1}{Q(\omega)} = \frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (3.1)$$

où E est le maximum d'énergie de déformation emmagasinée dans le volume considéré et $-\Delta E$ est l'énergie perdue dans le cycle.

- Le coefficient d'atténuation α : il permet de définir la décroissance spatiale d'amplitude d'une onde (milieu faiblement dissipatif) : $A = A_0 \cdot \exp(-\alpha x)$. Si l'amplitude est connue en deux points, α s'écrit $\alpha = \frac{1}{l} \cdot \ln\left(\frac{A_1}{A_2}\right)$ où l est la distance qui sépare ces deux points.

- Le **décroissement logarithmique** : il donne la **décroissance temporelle** d'amplitude d'une onde harmonique en vibrations libres et s'écrit sous la forme $\delta = \ln\left(\frac{A_1}{A_2}\right)$
- La **différence de phase Φ** : à l'aide du module complexe $M = M_R + iM_I$, le déphasage Φ entre contraintes et déformations (en vibrations forcées harmoniques) permet de caractériser l'atténuation : $\frac{M_I}{M_R} = \tan\Phi$
- La **largeur du pic de résonance Δf** : sur une courbe de résonance, la mesure de la largeur du pic donne directement la valeur du facteur de qualité : $\frac{1}{Q} = \frac{\Delta f}{f_r}$

En résumé, toutes ces grandeurs sont reliées de la manière suivante :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\alpha\lambda}{\pi} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{M_I}{M_R} = \tan\Phi = \frac{\Delta f}{f_r} \quad (3.2)$$

3.3 Méthodes expérimentales.

3.3.1 Essais de comportement.

Etude de l'hystérésis

Pour différents types d'essais (essais triaxiaux, essais de cisaillement, cylindre creux), la **perte d'énergie par cycle d'oscillation** est obtenue à partir de l'hystérésis des courbes contrainte-déformation pour différents cycles de charge ou de décharge. Le **module** et l'**amortissement** sont déterminés en fonction du niveau de déformation, de l'indice des vides et éventuellement du nombre de cycles. A des fréquences plus hautes et des déformations plus faibles, la mesure directe du déphasage Φ est possible sur des échantillons de roches.

3.3.2 Essais de vibrations.

Vibrations forcées : barre résonnante.

C'est un des dispositifs les plus utilisés. L'extrémité d'une barre de roche est soumise à une excitation harmonique, le déplacement de l'autre extrémité étant mesuré afin de rechercher la fréquence de résonance. L'utilisation de différentes longueurs de barres permet d'effectuer des mesures à différentes fréquences ou d'exciter différents modes. Pour les milieux très atténuants ($Q < 3$), la méthode n'est plus applicable car il est presque impossible d'obtenir une résonance. En revanche, pour les faibles atténuations, il est possible d'employer une source transitoire et d'étudier son amortissement.

Vibrations libres : colonne résonnante

La méthode consiste à faire entrer en résonance une colonne de sol. Pour mesurer l'amortissement, une extrémité de l'échantillon est fixée tandis que l'autre subit un niveau d'excitation constant. Le système d'excitation est arrêté; la décroissance de l'amplitude du signal donne alors le **décroissement logarithmique** : $\delta = \frac{\pi}{Q}$

3.3.3 Méthodes de propagation d'ondes.

Méthodes expérimentales.

Ondes ultrasonores. Sur des échantillons peu atténuants, il existe des méthodes d'échos, mais les méthodes par transmission sont les plus utilisées. Dans ces méthodes, il convient de corriger les effets de divergence géométrique suivant la forme de l'échantillon utilisé. En outre, l'atténuation implique généralement une modification du spectre par disparition préférentielle des hautes fréquences. L'amplitude spectrale de l'onde $A(f, x)$ permet de prendre en compte ce phénomène : $A(f, x) = A(f, x_0).exp[-\alpha(f).(x - x_0)]$

Méthodes in situ. De nombreuses méthodes de surface (réflexion, réfraction), de subsurface (puits) ou de profondeur (sondages, galeries) permettent d'étudier la propagation d'ondes in situ. Les sollicitations sont créées par des systèmes vibrants ou par des explosifs. Les longueurs d'ondes sont telles que les épaisseurs de terrain étudiées sont rarement homogènes.

Ces méthodes nécessitent la mise en oeuvre de techniques de traitement de signal souvent sophistiquées afin de tenir compte de la dispersion de vitesse, du spectre de réponse des capteurs...

Méthodes d'exploitation des résultats expérimentaux.

Méthode du temps de montée. Cette méthode est basée sur la relation empirique donnée par Gladwin et Stacey [33] $\tau = \tau_0 + C.\int_0^T Q^{-1}.dt$ (τ : temps de montée du premier pic (τ_0 à la source), T : temps de trajet et C : constante (pour $Q > 10$) dépendant de la source).

En général, c'est la loi linéaire qui est utilisée $\tau = \tau_0 + \frac{C.T}{Q}$. Sur un graphe $\tau=f(T)$, les temps de montée expérimentaux obtenus en différents points de mesure (i.e différents temps de trajet T) doivent théoriquement permettre de déterminer une droite dont la pente vaut $\frac{C}{Q}$. La connaissance de C donne les valeurs d'atténuation (voir [13, 45]).

Avantages : seul le début du signal compte; l'effet des réflexions est donc réduit. La mise en oeuvre de cette méthode est assez simple.

Inconvénients : C et τ_0 dépendent de la source, mais C dépend également de la valeur de Q . En outre, la méthode est inadaptée aux impulsions sismiques réelles (surestimation de Q) et inutilisable si Q faible ($Q < 1$)

Méthode du rapport des spectres. Pour 2 points de mesure M_1 et M_2 , en supposant faibles les variations de Q en fonction de la fréquence, le rapport des amplitudes spectrales s'écrit sous la forme suivante :

$$\ln \frac{A_1(f, x_1)}{A_2(f, x_2)} = \frac{\pi}{Q.V} . (x_2 - x_1) . f + \ln \frac{G_1}{G_2} \quad (3.3)$$

Les mesures expérimentales donnent la courbe $g(f) = \ln \frac{A_1}{A_2}$ qui est proche d'une droite si l'hypothèse est vérifiée. La pente de cette droite donne la valeur d'atténuation (voir [13, 19]).

Avantages : cette méthode est moins sensible au bruit que la méthode du temps de montée. De plus elle ne nécessite que 2 mesures.

Inconvénients : pour appliquer la méthode, il faut utiliser une certaine longueur de signal. L'influence des réflexions multiples est donc importante. En général Q est sous-estimé (à cause des effets de diffraction).

Méthodes de "propagation". Certains auteurs (Badri, Mooney [4]) utilisent la méthode de "l'opérateur causal d'atténuation" due à Futtermann [30]. Celle-ci consiste à simuler la propagation d'un signal mesuré dans un milieu parfaitement élastique et à le modifier à l'aide d'un filtre qui satisfait à la condition physique de causalité.

Q est alors déterminé de manière à optimiser la ressemblance entre sismogramme synthétique et signal mesuré. D'autres méthodes de synthèse peuvent être utilisées.

Avantages : l'estimation de Q est indépendante de la source, du détecteur et de son environnement.

Inconvénients : en général les calculs sont faits en ondes planes, cela nécessite une atténuation géométrique réelle assez faible. Le couplage avec d'autres méthodes est souvent nécessaire pour connaître l'intervalle de Q à explorer.

3.4 Résultats expérimentaux.

3.4.1 Influence de l'amplitude de déformation.

D'après les expériences réalisées en laboratoire sur du sable par Hardin et Drnevich [36, 37] ($f > 0,1$ Hz) ou Stoll [88] ($f = 10$ à 500 Hz), l'atténuation augmente fortement avec l'amplitude de déformation. D'ailleurs, Saxena et Reddy [78] ont proposé la relation empirique $Q^{-1} = A \cdot \varepsilon^{0,33}$ (où ε est l'amplitude de déformation). Cette croissance est plus faible quand la pression de confinement est plus forte.

Mavko [61], Stewart et al [87] ont montré expérimentalement et théoriquement que, à partir d'un niveau de déformation de 10^{-6} à 10^{-5} , l'atténuation dépend de l'amplitude de déformation. L'atténuation augmente donc rapidement avec l'amplitude de déformation.

3.4.2 Influence de la pression de confinement.

L'atténuation diminue quand la pression de confinement augmente. C'est ce que montre la relation empirique donnée par Saxena et Reddy [78] $D = K \cdot P^{-0,13} \cdot \varepsilon^{0,33}$ (D : atténuation, P : pression de confinement). D'après la relation théorique proposée par Stewart et al [87], l'atténuation $D = Q^{-1}$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$Q^{-1} = \frac{k \cdot \zeta \cdot \varepsilon}{P^{4/3}} \quad (3.4)$$

où ζ est la densité de fissures et k un coefficient inversement proportionnel au rayon de contact a et au coefficient de frottement f .

D'après cette relation, il est clair que Q^{-1} **décroit quand P augmente**. En outre, Drnevich et Richart [28] se sont intéressés aux caractéristiques dynamiques d'un sable ayant déjà subi des vibrations de forte amplitude (préconsolidation dynamique).

3.4.3 Influence de l'histoire de chargement.

Si un échantillon de sol subit plusieurs cycles de chargement, Hardin et Drnevich [36, 37] ont montré que :

- pour un sol cohérent : le **module de cisaillement décroît avec le nombre de cycles**
- pour un sol non cohérent : le **module de cisaillement croît avec le nombre de cycles**

3.4.4 Influence de la fréquence.

L'ensemble des expérimentations réalisées sur divers types de sols et de roches indique que **l'atténuation varie fortement avec la fréquence**. D'après les résultats obtenus par Stoll (sable [88]) et par Murphy (grès, voir dans Bourbié et al [13]), **l'atténuation augmente avec la fréquence**.

Pour les sols et dans la gamme de fréquence des ondes sismiques, l'atténuation dépend toutefois assez peu de la fréquence. En effet d'après les résultats de Stoll [88], les courbes d'atténuation dans les basses fréquences sont très proches.

En revanche, par des essais in situ sur le sel (1 à 200 Hz), MacCartor et Wortman [60] ont montré que **l'atténuation diminue quand la fréquence augmente**.

3.4.5 Saturation, indice des vides.

D'après les expériences de Hardin et Drnevich [36, 37] et celles de Stoll et Murphy, **l'atténuation augmente fortement avec le degré de saturation et avec l'indice des vides**. D'ailleurs, pour les roches, Stewart et al [87] ont proposé la formule $Q^{-1} = \frac{k \cdot \zeta \cdot \epsilon}{P^{1/3}}$ où ζ est la densité de fissures, ce qui montre une **augmentation de l'atténuation avec le volume de vides**.

3.5 Conclusion.

Les phénomènes de dissipation énergétique peuvent être caractérisés par différentes grandeurs physiques. De nombreux paramètres mécaniques, tels que la fréquence, la porosité ou l'amplitude de déformation, influencent considérablement l'évolution de ces grandeurs. L'atténuation et l'amortissement seront utilisés dans la *partie III* pour analyser les phénomènes de dissipation énergétique en milieu centrifugé.

Bibliographie

partie I

Bibliographie (partie I).

- [1] S.Abe, Y.Kobayashi, T.Ikawa, "*Seismic characteristics of the weight-dropping source*", Journal Phys. Earth, n°38, pp.189-212, 1990.
- [2] T.K.Agarwal, I.Ishibashi, "*Anisotropic elastic constants of granular assembly from wave velocity measurements*", Advances in Micromechanics of Granular Materials (H.H.Shen), 1992.
- [3] J.A.viles, F.J.Sanchez-Sesma, "*Piles as barriers for elastic waves*", Journal of Geotechnical Engineering (A.S.C.E), vol.109, n°9, pp.1133-1146, Septembre 1983.
- [4] M.Badri, H.M.Mooney, "*Q measurements from compressional seismic waves in unconsolidated sediments*", Geophysics, vol.52, n°6, pp.772-784, Juin 1987.
- [5] M.M.Balaban, A.E.Green, P.M.Naghdi, "*Acceleration waves in elastic-plastic materials*", International Journal of Engineering Sciences, vol.8, pp.315-335, 1970.
- [6] P.K.Banerjee, S.Ahmad, K.Chen, "*Advanced application of BEM to wave barriers in multi-layered three-dimensional soil media*", Earthquake Engineering and Structural Dynamics, vol.16, pp.1041-1060, 1988.
- [7] P.Y.Bard, J.L.Durville, J.P.Méneroud, "*Amplification des ondes sismiques : influence des conditions géologiques locales*", Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées, vol.123, pp.85-90, 1983.
- [8] I.A.Beresnev, A.V.Nikolaev, "*Experimental investigations of nonlinear seismic effects*", Physics of the Earth and Planetary Interiors, n°50, pp.83-87, 1988.
- [9] D.E.Beskos, B.Dasgupta, I.G.Vardoulakis, "*Vibration isolation using open or filled trenches*", Computational Mechanics, n°1, pp.43-63, 1986.
- [10] J.P.Blangy, S.Strandenes, D.Moos, A.Nur, "*Ultrasonic velocities in sands-revisited*", Geophysics, vol.58, n°3, pp.344-356, Mars 1993.
- [11] G.Bonnet, J.F.Heitz, "*Effets non linéaires en dynamique des sols : essais in situ*", Revue Française de Géotechnique, n°46, pp.19-30, Janvier 1989.
- [12] M.Bonnet, "*Méthode des équations intégrales régularisées en élastodynamique*", Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1986.
- [13] T.Bourbié, O.Coussy, B.Zinszner, "*Acoustique des milieux poreux*", Technip-Institut Français du Pétrole, Paris, 1986.

- [14] B.Bourdin, "*Vibrations horizontales de pieux en centrifugeuse*", Thèse de l'Université de Bordeaux I, 1987.
- [15] B.Bourdin, M.P.Luong, P.Morlier, "*Caractérisation des non linéarités apparues lors des essais de vibrations forcées en centrifugeuse*", Revue Française de Géotechnique, n°47, pp.39-59, Avril 1989.
- [16] P.W.Brothers, G.B.Sinclair, C.M.Segedin, "*Uniform indentation of the elastic half-space by a rigid rectangular punch*", International Journal of Solids and Structures, vol.13, pp.1059-1072, 1977.
- [17] H.D.Bui, "*Introduction aux problèmes inverses en mécanique des matériaux*", Eyrolles, Paris, 1993.
- [18] J.Canou, "*Contribution à l'étude et à l'évaluation des propriétés de liquéfaction d'un sable*", Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1989.
- [19] P.C.Chou, J.Hashemi, A.Chou, H.C.Rogers, "*Experimentation and finite element simulation of adiabatic shear bands in controlled penetration impact*", International Journal of Impact Engineering, vol.11, n°3, pp.305-321, 1991.
- [20] Y.K.Chow, D.M.Yong, K.Y.Yong, S.L.Lee, "*Monitoring of dynamic compaction by deceleration measurements*", Computers and Geotechnics, n°10, pp.189-209, 1990.
- [21] Y.K.Chow, D.M.Yong, K.Y.Yong, S.L.Lee, "*Dynamic compaction of loose sand deposits*", Soils and Foundations, vol.32, n°4, pp.93-106, Décembre 1992.
- [22] Y.K.Chow, D.M.Yong, K.Y.Yong, S.L.Lee, "*Dynamic compaction analysis*", Journal of Geotechnical Engineering (A.S.C.E), vol.118, n°8, pp.1141-1156, Août 1992.
- [23] R.M.Chung, F.Y.Yokel, V.P.Drnevich, "*Evaluation of dynamic properties of sands by resonant column testing*", Geotechnical Testing Journal, vol.7, n°2, pp.60-69, Juin 1984.
- [24] P.Dangla, "*Couplage éléments finis équations intégrales en élastodynamique et interaction sol-structure*", Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1989.
- [25] B.M.Das, "*Fundamentals of soil dynamics*", Elsevier, New-York, 1983.
- [26] M.B.Dobrin, P.L.Lawrence, R.L.Sengbush, "*Surface and near-surface waves in the Delaware basin*", Geophysics, vol.19, n°4, pp.695-715, Octobre 1954.
- [27] L.Dormieux, "*Détermination de caractéristiques dynamiques d'un sol à l'aide d'un essai pressiométrique cyclique*", Revue Française de Géotechnique, n°46, pp.31-41, Janvier 1989.
- [28] V.P.Drnevich, F.E.Richert, "*Dynamic prestraining of dry sand*", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division (A.S.C.E), vol.96, pp.453-469, Mars 1970.
- [29] M.L.Edlinger, P.Gratacos, P.Montmitonnet, E.Felder, "*Finite element analysis of elastoplastic indentation with a deformable indenter*", European Journal of Mechanics (A/Solids), vol.12, n°5, pp.679-698, 1993.
- [30] W.I.Futterman, "*Dispersive body waves*", Journal of Geophysical Research, vol.67, n°13, pp.5279-5291, 1962.

- [31] M.Gambin, "La consolidation dynamique Ménard", Annales de l'Institut Technique du Bâtiment et des Travaux Publics (I.T.B.T.P), n°418, Octobre 1983.
- [32] M.Gambin, "Dix ans de consolidation dynamique", Annales I.T.B.T.P, n°433, pp., Avril 1985.
- [33] M.T.Gladwin, F.D.Stacey, "Anelastic degradation of acoustic pulses in rock", Physics of the Earth and Planetary Interiors, n°8, pp.332-336, 1974.
- [34] P.Guelin, W.K.Nowacki, "Remarques sur les ondes d'accélération dans un continu élastoplastique avec hystérésis", Archiv Mech, vol.36, n°1, pp.49-66, 1984.
- [35] P.Habib, "Sur un mode de glissement des massifs rocheux", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, t.264, Série A, pp.151-153, Janvier 1967.
- [36] B.O.Hardin, V.P.Drnevich, "Shear modulus and damping in soils : measurement and parameter effects", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division (A.S.C.E), vol.98, pp.603-624, Juin 1972.
- [37] B.O.Hardin, V.P.Drnevich, "Shear modulus and damping in soils : design equations and curves", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division (A.S.C.E), vol.98, pp.667-691, Juillet 1972.
- [38] C.Hardy, C.N.Baronet, G.V.Tordion, "The elasto-plastic indentation of a half-space by a rigid sphere", International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol.3, pp.451-462, 1971.
- [39] S.Hata, K.Tateyama, "Theoretical approach to impact soil compaction through plastic wave propagation", Journal of Terramechanics, vol.28, n°4, pp.349-358, 1991.
- [40] W.A.Haupt, "Surface-waves in non-homogeneous half-space", Proceedings of DMSR 77, vol.1, Karlsruhe, Septembre 1977.
- [41] W.Heierli, "Inelastic wave propagation in soil columns", Journal of the Soils Mechanics and Foundations Division (A.S.C.E), vol.88, n°6, pp.33-63, Décembre 1962.
- [42] J.F.Heitz, "Propagation d'ondes en milieu non linéaire. Applications au génie parasismique et à la reconnaissance des sols", Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1992.
- [43] A.B.Huang, M.Y.Ma, J.S.Lee, "A micromechanical study of penetration tests in granular material", Advances in Micromechanics of Granular Materials (H.H.Shen), Elsevier, 1992.
- [44] K.Ishihara, I.Towhata, "Sand response to cyclic rotation of principal stress directions as induced by wave loads", Soils and Foundations, vol.23, n°4, pp.11-26, Décembre 1983.
- [45] D.Jongmans, "Near-source pulse propagation : application to Q-determination", Geophysical prospecting, vol.39, pp.943-952, 1991.
- [46] P.Jouanna, M.Mabssout, "Aide à la caractérisation dynamique de sols par mesure de température", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, t.317, Série II, pp.865-870, 1993.

- [47] P.Jumin, "*Contribution de la pénétration dynamique des pieux à la reconnaissance des sols, application au battage des ancrés et au piézocône*", Thèse de l'Université de Bordeaux I, n°853, 1992.
- [48] R.M.Koerner, A.E.Lord Jr, W.M.McCabe, J.W.Curran, "*Acoustic emission behaviour of granular soils*", Journal of the Geotechnical Engineering Division (A.S.C.E), vol.102, n°7, pp.761-773, Juillet 1976.
- [49] T.Kokusho, "*Cyclic triaxial test of dynamic soil properties for wide strain range*", Soils and Foundations, vol.20, pp.45-60, Juin 1980.
- [50] P.V.Lade, "*Elasto-plastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surfaces*", International Journal of Solids and Structures, vol.13, pp.1019-1035, 1977.
- [51] S.Liao, D.A.Sangrey, "*Use of piles as isolation barriers*", Journal of the Geotechnical Division (A.S.C.E), vol.104, n°9, pp.1139-1152, Septembre 1978.
- [52] H.Liu, "*Traitement du signal multidimensionnel et série de Volterra : application à la dynamique non linéaire des structures*", Thèse de doctorat du Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, 1989.
- [53] D.A.Lockner, J.B.Walsh, J.D.Byerlee, "*Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite*", Journal of Geophysical Research, vol.82, n°33, pp.5374-5378, Novembre 1977.
- [54] B.Loret, "*Formulation d'une loi de comportement élastoplastique des milieux granulaires*", Thèse de docteur-ingénieur, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1981.
- [55] B.Loret, M.P.Luong, "*A double deformation mechanism model for sand*", Proceedings of the fourth International Conference on Numerical Methods in Geomechanics, Edmonton, 1982.
- [56] N.Lucet, "*Vitesse et atténuation des ondes élastiques soniques et ultrasoniques dans les roches sous pression de confinement*", Thèse de l'Université Paris VI, 264 p., 1989.
- [57] M.P.Luong, "*Stress-strain aspects of cohesionless soils under cyclic and transient loading*", Proc. of the International Symposium on Soils under Cyclic and Transient Loading (Swansea 1980) : "*Soils under cyclic and transient loading*", Balkema, Rotterdam, pp.315-324, 1980.
- [58] M.P.Luong, "*Mesure des propriétés dynamiques des sols*", Revue Française de Géotechnique, n°37, pp.17-28, 1986.
- [59] M.P.Luong, "*Characteristic threshold and infrared vibrothermography of sand*", A.S.T.M Geotechnical Testing Journal, vol.9, n°2, Juin 1986.
- [60] G.D.MacCartor, W.R.Wortman, "*Analysis of nuclear Salmon free-field ground motion data for non linear attenuation*", Journal of Geophysical Research, vol.95, n°B13, pp.21805-21821, Décembre 1990.
- [61] G.M.Mavko, "*Frictional attenuation : an inherent amplitude dependence*", Journal of Geophysical Research, vol.84, n°B9, pp.4769-4775, Août 1979.

- [62] T.W.May, B.A.Bolt, "*The effectiveness of trenches in reducing seismic motion*", Earthquake Engineering and Structural Dynamics, vol.10, pp.195-210, 1982.
- [63] P.W.Mayne, J.S.Jones Jr, "*Impact stresses during dynamic compaction*", Journal of Geotechnical Engineering (A.S.C.E), vol.109, n°10, pp.1342-1346, Octobre 1983.
- [64] L.Ménard, "*La consolidation dynamique des sols de fondation*", Annales I.T.B.T.P, n°320, pp.194-222, 1974.
- [65] P.Mestat, "*Lois de comportement des géomatériaux et modélisation par la méthode des éléments finis*", Etudes et recherches des laboratoires des ponts et chaussées, Série Géotechnique GT.52, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Mars 1993.
- [66] J.Meunier, "*Contribution à l'étude des ondes et des ondes de choc dans les sols*", Thèse de doctorat de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1974.
- [67] N.Moeen-Vaziri, M.D.Trifunac, "*Scattering of plane SH-waves by cylindrical canals of arbitrary shape*", Soil Dynamics and Earthquake Engineering, vol.4, n°1, pp.18-23, 1985.
- [68] M.H.El Naggar, M.Novak, "*Non-linear model for dynamic axial pile response*", Journal of Geotechnical Engineering (A.S.C.E), vol.120, n°2, pp.308-329, Février 1994.
- [69] W.K.Nowacki, "*Stress waves in non elastic solids*", Pergamon Press, 1978.
- [70] W.K.Nowacki, B.Raniecki, "*Theoretical analysis of dynamic compacting of soil around a spherical source of explosion*", Archiv Mech., vol.39, n°4, pp.359-384, 1987.
- [71] A.Pecker, "*Dynamique des sols*", Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1984.
- [72] M.Piau, "*Ondes d'accélération dans les milieux élastoplastiques viscoplastiques*", Journal de Mécanique, vol.14, n°1, 1975.
- [73] D.Pietzsch, W.Poppy, "*Simulation of soil compaction with vibratory rollers*", Journal of Terramechanics, vol.29, n°6, pp.585-597, 1992.
- [74] C.J.Poran, K.S.Heh, J.A.Rodriguez, "*Impact behavior of sand*", Soils and Foundations, vol.32, n°4, pp.81-92, Décembre 1992.
- [75] R.Pyke, "*Nonlinear soil models for irregular cyclic loadings*", Journal of the Geotechnical Engineering Division (A.S.C.E), vol.105, n°6, pp.715-726, Juin 1979.
- [76] F.E.Richart, R.D.Woods, J.R.Hall, "*Vibrations of soils and foundations*", Prentice-Hall, 1970.
- [77] F.J.Sanchez-Sesma, "*Diffraction of elastic SH waves by wedges*", Bulletin of the Seismological Society of America, vol.75, n°5, pp.1435-1446, Octobre 1985.
- [78] S.K.Saxena, K.R.Reddy, "*Dynamic moduli and damping ratios for Monterey n°0 sand by resonant column tests*", Soils and Foundations, vol.29, pp.37-51, Juin 1989.
- [79] R.A.Scott, R.W.Pearce, "*Soil compaction by impact*", Géotechnique, vol.25, n°1, pp.19-30, 1975.

- [80] H.B.Seed, "Landslides during earthquakes due to soil liquefaction", dans "Terzaghi Lectures", American Society of Civil Engineers, pp.193-261, New-York, 1974.
- [81] G.Segol, P.C.Y.Lee, J.F.Abel, "Amplitude reduction of surface waves by trenches", Journal of the Engineering Mechanics Division (A.S.C.E), vol.104, n°3, pp.621-641, Juin 1978.
- [82] H.H.Shen, M.Satake, M.Mehrabadi, C.S.Chang, C.S.Campbell, "Advances in micromechanics of granular materials (proceedings of the second US/Japan seminar on micromechanics of granular materials)", Elsevier, 461 p., 1992.
- [83] J.G.Sieffert, L.Tison, G.Thiel, "Recherche d'un critère d'efficacité en cours de pilonnage intensif", Revue Française de Géotechnique, n°51, pp.61-67, Avril 1990.
- [84] G.B.Sinclair, P.S.Follansbee, K.L.Johnson, "Quasi-static normal indentation of an elasto-plastic half-space by a rigid sphere (II. Results)", International Journal of Solids and Structures, vol.21, n°8, pp.865-888, 1985.
- [85] B.O.Skipp (éd.), "Vibration in civil engineering", Congrès organisé par l'International Association for Earthquake Engineering" (Londres 1965), Butterworths, Londres, 1966.
- [86] R.W.Stephenson, "Ultrasonic testing for determining dynamic soil moduli", Dynamic Geotechnical Testing, American Society for Testing and Materials (ASTM STP 654), pp.179-195, 1978.
- [87] R.R.Stewart, M.N.Toksz, A.Timur, "Strain dependent attenuation : observations and a proposed mechanism", Journal of Geophysical Research, vol.88, n°B1, pp.546-554, Janvier 1983.
- [88] R.D.Stoll, "Experimental studies of attenuation in sediments", Journal of the Acoustical Society of America, vol.66, n°4, pp.1152-1160, Octobre 1979.
- [89] C.J.Studman, M.A.Moore, S.E.Jones, "On the correlation of indentation experiments", Journal of Physics (D : Applied Physics), vol.10, pp.949-956, 1977.
- [90] I.H.Tawfik, "Etude dynamique des structures non linéaires par quelques méthodes non paramétriques", Thèse de doctorat du Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, 1990.
- [91] P.W.Taylor, T.J.Larkin, "Seismic site response of nonlinear soil media", Journal of the Geotechnical Engineering Division (A.S.C.E), vol.104, n°3, pp.369-393, Mars 1978.
- [92] T.Taylor, R.J.Fragaszy, C.L.Ho, "Projectile penetration in granular soils", Journal of Geotechnical Engineering, A.S.C.E, vol.117, n°4, pp.658-672, Avril 1991.
- [93] J.J.Thomas, J.F.Semblat, M.P.Luong, "Détection de non linéarités d'endommagement par séries de Volterra : application à la vibration de structures", Journées Scientifiques de l'Ingénieur des Laboratoires des Ponts et Chaussées (J.S.I 94), Giens, Octobre 1994.
- [94] R.D.Woods, N.E.Barnett, R.Sagesser, "Holography-A new tool for soil dynamics", Journal of the Geotechnical Engineering Division (A.S.C.E), vol.100, n°11, pp.1231-1247, Novembre 1974.

-
- [95] T.S.Yoo, E.T.Selig, "*Dynamics of vibratory-roller compaction*", Journal of the Geotechnical Engineering Division (A.S.C.E), vol.105, n°10, pp.1211-1231, Octobre 1979.

Partie II

Réponse d'un sable sous sollicitation dynamique.

Chapitre 4

Les essais aux barres de Hopkinson.

4.1 Présentation générale.

Les essais aux barres de Hopkinson permettent d'appliquer à des matériaux des vitesses de sollicitation importantes en réalisant un choc bref transmis au matériau testé par un guide d'ondes (en général une barre cylindrique en métal). Le dispositif expérimental utilisé fonctionne sur ce principe (voir figure (4.1)) et autorise l'étude du comportement de matériaux soumis à de grandes vitesses de déformation. Suivant le dispositif expérimental considéré, ces essais dynamiques permettent de solliciter le matériau étudié en compression, traction, torsion, cisaillement... La sollicitation est obtenue par **propagation d'une perturbation** de contraintes élastiques dans un cylindre de section constante dont le rayon R est faible devant la longueur d'onde λ de cette sollicitation.

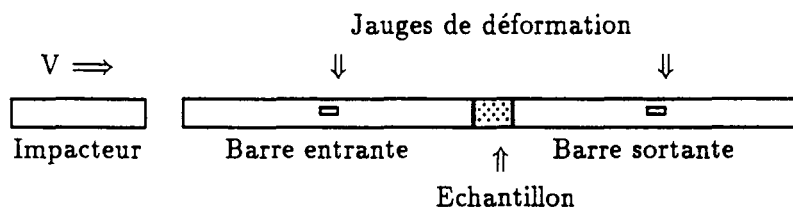


Figure 4.1: Schéma d'un banc dynamique à barres de Hopkinson.

4.2 Principe des essais aux barres de Hopkinson.

Le principe du dispositif expérimental présenté à la figure (4.1) est le suivant :

- l'échantillon du matériau étudié est placé entre deux barres (en général métalliques) cylindriques appelées **barre entrante** et **barre sortante** (entrante : du côté du choc, sortante : en aval de l'échantillon par rapport au sens de propagation)
- une troisième barre cylindrique, généralement appelée **impacteur**, est projetée sur la barre entrante avec une vitesse d'impact V
- la barre entrante transmet l'onde ainsi créée jusqu'à l'échantillon testé. Une jauge de déformation mesure sur la barre entrante l'onde de déformation incidente

- sur les deux faces de l'échantillon, les ondes de déformation subissent plusieurs réflexions. Ainsi une partie de l'onde incidente ε_i est réfléchiée dans la barre entrante (ε_r , mesurée par la première jauge de déformation), une autre partie est dissipée dans l'échantillon et enfin l'onde transmise dans la barre sortante ε_t est mesurée par la deuxième jauge de déformation
- les mesures de déformation réalisées par les jauges sont enregistrées. Le système d'acquisition doit être très rapide puisque la durée du choc est très brève (généralement quelques centaines de μs)

4.3 Mesures réalisées.

Les mesures de déformation sur les barres entrante et sortante permettent de calculer à chaque instant les forces et les déplacements correspondants. Sur un dispositif expérimental de ce type, les valeurs des forces et des déplacements appliqués aux deux extrémités de l'échantillon sont donc directement accessibles (voir paragraphe (5.5)).

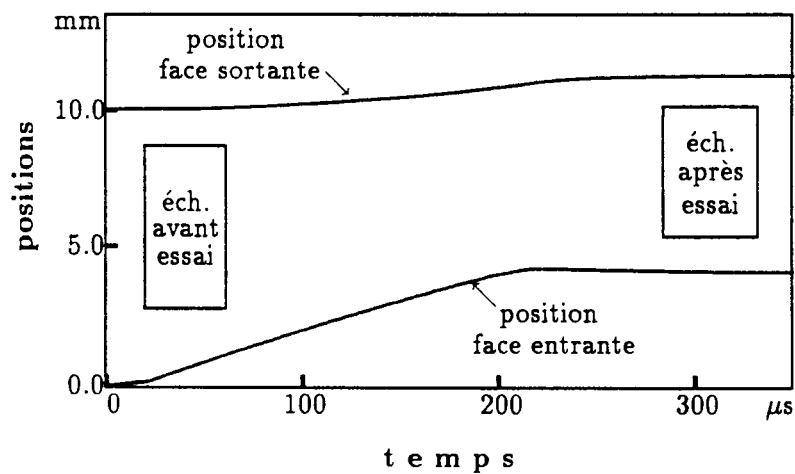


Figure 4.2: Positions des faces entrante et sortante d'un échantillon en fonction du temps.

Comme le montre la figure (4.2), il est possible de déterminer à chaque instant les positions des extrémités de l'échantillon (et les vitesses particulières correspondantes) et les forces aux deux interfaces barre-échantillon. Le paragraphe (5.5) détaille le calcul des différentes grandeurs mécaniques caractéristiques du chargement et de la réponse de l'échantillon.

Les mesures de déformation étant réalisées sur la surface extérieure des barres, elles diffèrent légèrement des déformations réelles dans une section de barre. Plusieurs auteurs ont étudié cet aspect de manière approfondie (voir par exemple [8]) et ont conclu que la différence de déformation entre l'axe d'une barre et sa surface ne dépasse en général pas 5 à 10 %.

4.4 Les principaux types d'essais dynamiques.

4.4.1 Les sollicitations.

Les utilisations courantes des dispositifs à barres de Hopkinson autorisent la sollicitation d'échantillons en compression, torsion et cisaillement. Des développements plus récents permettent de réaliser des essais de traction dynamique et même des essais de rupture dynamique [24]. Comme cela apparaîtra dans la suite, les essais dynamiques aux barres de Hopkinson ont été initialement conçus comme des essais de comportement mais les expérimentations et les techniques d'analyse les plus récentes tendent à élargir considérablement leur champ d'application [14, 15, 40, 41].

4.4.2 Les matériaux étudiés.

Les essais dynamiques aux barres de Hopkinson sont habituellement utilisés pour étudier la réponse de matériaux tels que les alliages métalliques, les roches, le béton... (voir par exemple les essais réalisés sur le sel par J.Klepaczko et G.Gary [22]). Ils ont rarement été employés sur des matériaux moins résistants comme les mousses, le bois ou les sols : Aussedat et Meunier ont réalisé des expériences assez proches sur des argiles [1, 26], plus récemment Felice a étudié un dispositif à barres de Hopkinson adapté à l'étude du comportement des sols [8, 9, 10] (une présentation plus complète est donnée au paragraphe (8.1)).

Chapitre 5

Point de vue théorique.

5.1 Hypothèses de base.

Les expérimentations aux barres de Hopkinson sont généralement conçues de façon à respecter quelques principes essentiels :

- le rayon R des barres cylindriques doit être faible par rapport à la longueur d'onde λ des ondes créées par la perturbation
- la longueur de l'échantillon doit également être petite par rapport à λ , ceci permet, en général, de supposer que l'échantillon est, à chaque instant, dans un état de contrainte et de déformation homogène
- les ondes de contraintes transitant dans le dispositif sont supposées être unidimensionnelles. L'équation des ondes s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (5.1)$$

Grâce à ces précautions, certaines difficultés, liées aux phénomènes de propagation dans le matériau étudié, peuvent être contournées. Ces hypothèses sont classiques pour des essais aux barres de Hopkinson, mais, dans certains cas critiques, des outils de traitement appropriés permettent de s'en affranchir [16, 40].

5.2 Création et propagation des ondes de contrainte.

Il est fort utile de donner des éléments plus précis sur la création et la propagation des ondes de contrainte dans ce dispositif expérimental car elles conditionnent largement le mode de chargement de l'échantillon.

5.2.1 Ebranlement.

L'ébranlement est créé par la projection, à grande vitesse, d'un impacteur de longueur l sur la barre entrante. Lorsque l'impacteur frappe la barre entrante, **une onde de chargement "remonte" dans l'impacteur** alors qu' **une autre onde de chargement se propage dans la barre**. L'onde de choc qui remonte dans l'impacteur parvient à son extrémité amont qui

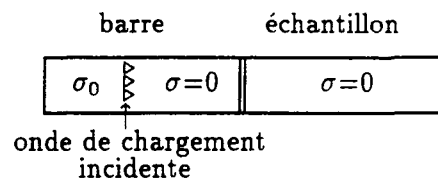
est libre. Une onde de détente est alors réfléchiée dans l'impacteur et transmise dans la barre entrante. L'ébranlement réalisé est donc un "créneau" constitué d'un front de montée (onde de chargement) et d'un front de descente (onde de détente). La durée de l'ébranlement correspond au temps d'un aller et retour de l'onde dans l'impacteur soit $t = \frac{2l}{C_0}$ où l est la longueur de l'impacteur et C_0 la célérité des ondes dans l'impacteur.

5.2.2 Passage de l'ébranlement aux interfaces barre-échantillon.

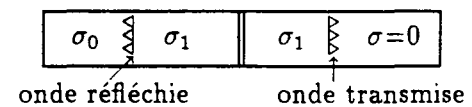
Lorsque le front d'onde atteint les interfaces barre-échantillon, des phénomènes de réflexion et de transmission apparaissent et régissent l'évolution initiale de la contrainte axiale dans l'échantillon. En effet, plusieurs réflexions doivent s'opérer au sein de l'échantillon avant que l'homogénéité de la contrainte axiale soit effective. La qualité et la durée de la phase d'homogénéisation dépendent des caractéristiques mécaniques des barres et de l'échantillon.

En supposant le matériau étudié élastique, l'évolution de la contrainte axiale se fait en plusieurs étapes. En notant σ_0 , l'amplitude de l'onde de chargement initiale, cette évolution se fait de la manière suivante (les valeurs de contrainte indiquées ne correspondent pas à l'amplitude de l'onde, mais à la valeur de contrainte régnant dans la zone considérée) :

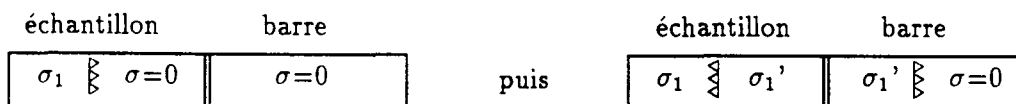
étape (0): l'onde de chargement n'a pas encore atteint la 1^{ère} interface barre-échantillon



étape (1): l'onde de chargement arrive à la 1^{ère} interface barre-échantillon: apparaissent une onde de chargement réfléchiée dans la barre entrante ($\sigma_1 - \sigma_0$) et une onde de chargement transmise dans l'échantillon (σ_1)



étape (2): l'onde de chargement arrive sur la 2^{ème} interface



L'onde de choc réfléchiée dans l'échantillon a pour amplitude ($\sigma_1' - \sigma_1$) et l'onde de choc transmise dans la barre sortante (σ_1'). Aux interfaces barre-échantillon, plusieurs processus de réflexion-transmission se succèdent. Au bout d'un certain temps, il règne au sein de l'échantillon une contrainte axiale σ_u quasi-uniforme ($\sigma_u = \sigma_0$ si l'échantillon est élastique). Pour que la contrainte axiale puisse devenir homogène sur toute la longueur de l'échantillon, il faut que ce laps de temps soit faible devant la durée de l'ébranlement. Le temps d'homogénéisation de la contrainte axiale est d'autant plus court que les impédances des barres et de l'échantillon sont proches.

Le même type de phénomène se produit au passage de l'onde de détente. Tout comme la charge, la décharge de l'échantillon ne se fait donc pas de manière instantanée.

Plusieurs ondes (discontinuités de contrainte axiale) se propagent donc dans l'échantillon et les barres (l'échantillon est toujours supposé élastique). En visualisant la propagation de ces

ondes dans un plan temps-abscisse, les phénomènes de réflexion peuvent être représentés comme sur le schéma de la figure (5.1).

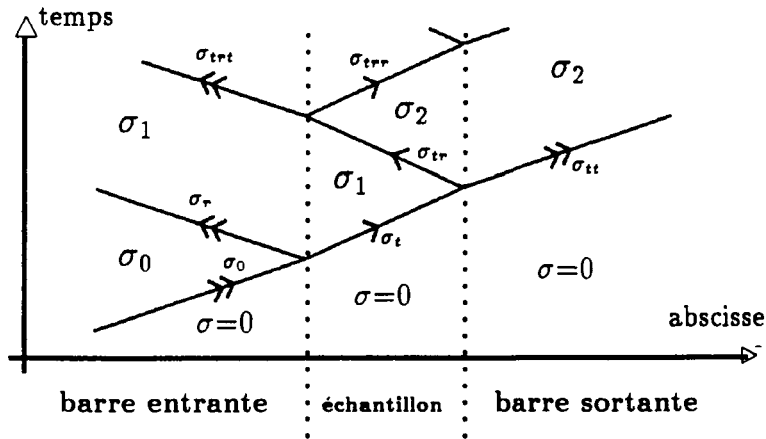


Figure 5.1: Réflexions des discontinuités de contraintes aux interfaces.

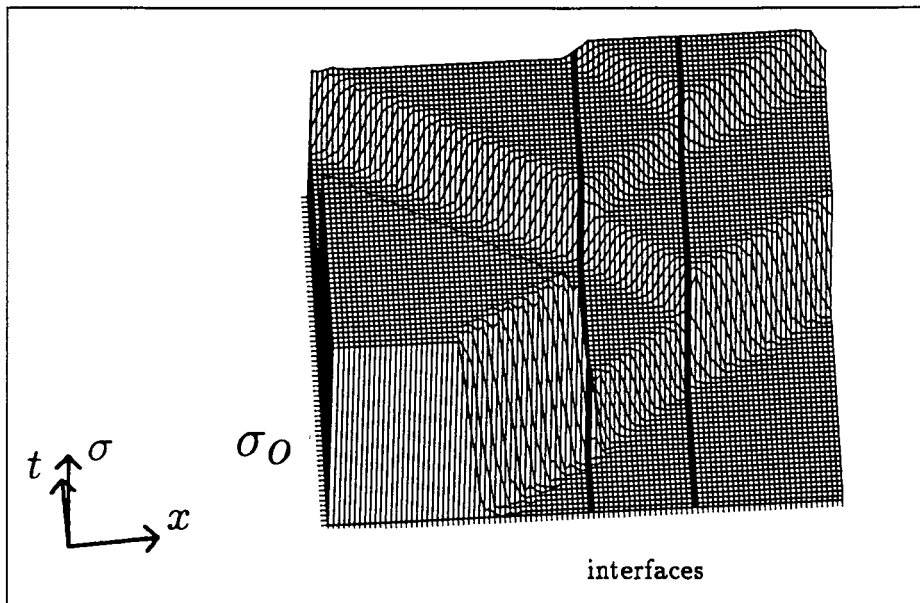


Figure 5.2: Diagramme tridimensionnel $\sigma=f(x,t)$.

Sur ce schéma, apparaissent simultanément les valeurs de contrainte axiale dans différentes zones du plan temps-abscisse (en gros caractères) et les valeurs de saut de contrainte au passage de l'onde (en petits caractères). La contrainte axiale dans l'échantillon augmente donc progressivement $\sigma = 0, \sigma_1, \sigma_2 \dots$. Cette évolution peut être visualisée aisément en ajoutant sur le schéma précédent un troisième axe (des valeurs de contrainte) afin de rendre compte, en trois dimensions, de l'évolution de la contrainte axiale en fonction du temps t et de la position le long de l'axe x . La courbe tridimensionnelle obtenue (figure (5.2)) donne donc, pour un échantillon parfaitement élastique, les valeurs de la fonction $\sigma=f(x,t)$.

Sur la figure (5.2), dans la zone correspondant à l'échantillon, la contrainte axiale augmente par paliers avant de se stabiliser à la valeur σ_0 . La hauteur de ces paliers est proportionnelle au rapport d'impédances échantillon/barres et leur longueur dépend de la célérité des ondes dans l'échantillon. L'homogénéisation de la contrainte axiale se fait donc d'autant plus rapidement que l'impédance des barres et de l'échantillon sont proches.

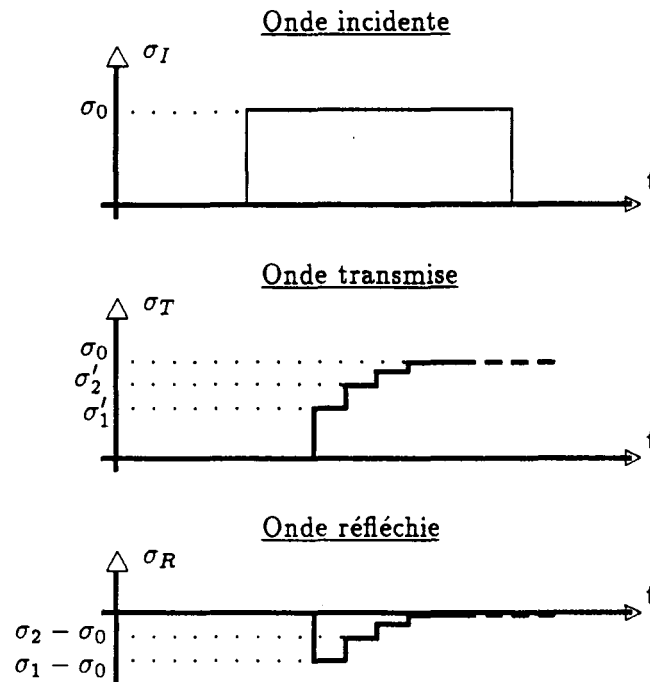


Figure 5.3: Evolution des contraintes incidente, réfléchie et transmise.

Les déformations ne sont pas directement mesurées aux extrémités de l'échantillon. Les mesures sont réalisées sur les barres de façon à distinguer l'onde incidente de l'onde réfléchie. En supposant, comme précédemment, que l'échantillon est parfaitement élastique, l'allure des ébranlements incident, réfléchi et transmis est donnée par la figure (5.3).

5.2.3 Conclusions.

- la durée de l'ébranlement dépend de la longueur de l'impacteur ou, plus exactement, du temps d'un aller retour de l'onde de chargement dans l'impacteur
- généralement, la contrainte axiale peut être considérée comme uniforme au sein de l'échantillon, mais elle met un certain temps à s'homogénéiser. Ce temps d'homogénéisation est d'autant plus court que les impédances des barres et de l'échantillon sont proches.

5.3 Un dispositif à vocation double.

L'homogénéité de la contrainte et de la déformation axiales n'est en général pas assurée en début de chargement. Au cours du chargement, elles tendent à s'homogénéiser sur toute la longueur de l'échantillon (voir paragraphe (5.4)). Les essais aux barres de Hopkinson se décomposent donc en deux phases : une phase transitoire et une phase "homogène".

5.3.1 Phase transitoire.

La phase transitoire est la période de l'essai (qui peut être plus ou moins longue) pendant laquelle les phénomènes de propagation d'ondes sont prépondérants. La contrainte et la déformation axiales ne sont pas égales en tout point de l'échantillon. Des ondes de contrainte transitent dans l'échantillon et l'état de contrainte et de déformation de celui-ci n'est pas homogène. Pour analyser cette phase de l'essai, il n'est pas possible de raisonner globalement sur l'ensemble de l'échantillon. Dans cette phase de l'essai, les phénomènes de propagation d'ondes sont en effet largement prépondérants.

5.3.2 Phase homogène.

En général, dans une 2^{ème} phase de l'essai, la contrainte axiale s'homogénéise progressivement. Cette 2^{ème} phase de l'essai permet une étude directe de la réponse dynamique du matériau en s'affranchissant des phénomènes de propagation d'ondes. La 2^{ème} phase de l'essai se rapproche d'un essai de comportement classique mais à vitesse de déformation élevée et elle est équivalente à un essai quasi-statique rapide.

5.4 Contrôle de l'homogénéité de la contrainte.

5.4.1 Critère de Davies et Hunter.

Davies et Hunter [7] ont proposé une relation permettant de contrôler l'homogénéité de la contrainte et de la déformation au sein de l'échantillon. Cette relation impose une condition sur la valeur de la pente de la courbe contrainte-déformation :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} > \frac{\pi \cdot \rho_s \cdot h^2}{T^2} \quad (5.2)$$

où h est la longueur de l'échantillon, ρ_s la masse volumique de l'échantillon et T la durée du "créneau" de chargement.

D'après cette relation, pour que l'homogénéité de la contrainte soit satisfaisante, il faut vérifier, a posteriori, que la pente de la courbe contrainte-déformation de l'échantillon respecte cette inégalité. Cette inégalité est d'autant plus facilement respectée si : la longueur (h) de l'échantillon est faible et la durée (T) de la sollicitation est grande. Ce critère est utilisé dans la suite pour apprécier l'homogénéité de la contrainte axiale dans l'échantillon sur plusieurs essais (voir paragraphe (8.3.1)).

5.4.2 Vitesse de déformation maximale.

Bertholf et Karnes [2] ont effectué des simulations numériques pour apprécier l'influence des divers paramètres expérimentaux sur la qualité des essais aux barres de Hopkinson. Ils proposent de limiter le temps de montée de l'onde de chargement, soit T_r , à une valeur minimale permettant de vérifier l'inégalité $T_r/D > 16\mu s.cm^{-1}$ où D est le diamètre des barres. Ceci les a conduits à l'établissement d'une expression donnant la valeur du **maximum de vitesse de déformation** pour un diamètre de barre D donné. Cette expression s'écrit sous la forme suivante : $D.\dot{\epsilon}_{max} = 50m.s^{-1}$

5.4.3 Point de vue expérimental.

Equilibre des forces.

L'homogénéité de la contrainte axiale dans l'échantillon peut être contrôlée expérimentalement à l'aide des mesures de déformation réalisées sur les barres. En effet, ces mesures permettent d'accéder aux valeurs des forces, à tout instant, aux interfaces barre-échantillon. L'équilibre des forces "entrante" et "sortante" (sur les deux faces de l'échantillon) garantit alors l'homogénéité de la contrainte axiale sur toute la longueur de l'échantillon. Pour l'ensemble des essais réalisés, la comparaison des forces entrante et sortante permet, dans la suite, d'apprécier l'homogénéité de la contrainte axiale.

5.4.4 Vitesse de déformation.

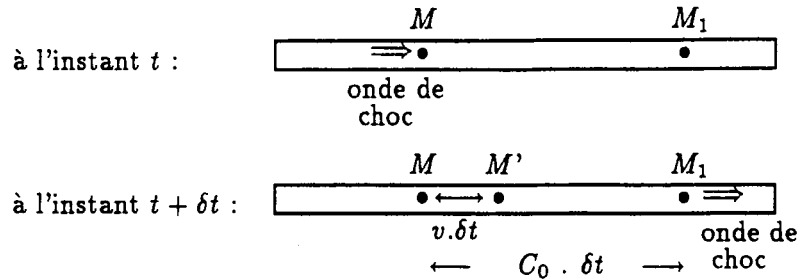
Les deux grandeurs mécaniques essentielles dans ces essais (voir calcul au paragraphe (5.5)) sont les forces et les déplacements (ou vitesses particulières). L'égalité des forces entrante et sortante conditionne l'homogénéité de la contrainte dans l'échantillon. Dans certains cas, l'équilibre entre ces deux forces ne s'accompagne pas d'une égalité des vitesses correspondantes. Dans cette situation, la contrainte est homogène dans l'échantillon mais la **vitesse de déformation n'est pas constante**. L'essai réalisé est alors quasi-statique rapide (contrainte homogène) mais à vitesse de déformation variable. Il est possible de remédier à ce problème en adoptant une approche particulière (voir (10.2.1)).

5.5 Calcul des principales grandeurs mécaniques.

5.5.1 Deux relations fondamentales.

L'hypothèse de propagation unidimensionnelle des ondes permet de mettre en relation assez aisément la contrainte axiale σ_{ax} , la déformation axiale ϵ_{ax} , la vitesse particulière v et la célérité de l'onde dans les barres C_0 .

Si à l'instant t l'onde se trouve au point M et à l'instant $t + \delta t$ au point M_1 , entre les deux instants t et $t + \delta t$, le point M se déplace au point M' de la manière suivante :



La déformation axiale au point M vaut alors :

$$\varepsilon = \frac{du_x}{dx} = \frac{-(v_0 - v) \cdot \delta t}{C_0 \cdot \delta t} \quad (5.3)$$

si le milieu est au repos avant le choc : $v_0=0$, d'où

$$\varepsilon = \frac{v}{C_0} \quad (5.4)$$

La contrainte axiale peut être calculée à partir de la relation suivante (milieu unidimensionnel) :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \frac{\partial v}{\partial t} \quad (5.5)$$

La variation de contrainte axiale vaut alors :

$$\Delta \sigma = \rho \cdot \Delta x \cdot \frac{\delta v}{\delta t}$$

$$\Delta \sigma = \rho \cdot C_0 \cdot \delta t \cdot \frac{\delta v}{\delta t}$$

Si le milieu est au repos avant le choc ($v_0=0$ et $\sigma_0=0$), la contrainte axiale s'écrit sous la forme : $\sigma = \rho \cdot C_0 \cdot v$. Si en outre le matériau est supposé élastique, la contrainte vaut $\sigma = E \cdot \varepsilon$ et la relation précédente devient :

$$\sigma = \rho \cdot C_0^2 \cdot \varepsilon \quad (5.6)$$

Les deux relations fondamentales donnant les caractéristiques mécaniques de barres élastiques sont les suivantes :

$$\varepsilon = \frac{v}{C_0} \quad (5.7)$$

$$\sigma = \rho \cdot C_0^2 \cdot \varepsilon \quad (5.8)$$

5.5.2 Contrainte et déformation dans l'échantillon.

Pour caractériser le comportement de l'échantillon, il faut maintenant exprimer les grandeurs mécaniques qui lui sont liées en fonction des grandeurs mesurées dans les barres. Dans la suite, les indices *entr* et *sort* indiquent qu'il s'agit des interfaces *entrante* et *sortante* et les indices *inc*, *réf* et *tra* font référence aux ondes *incidente*, *réfléchie* et *transmise*.

Déformation axiale nominale.

La déformation axiale nominale dans l'échantillon, soit ε_{ax} , s'obtient de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ax}(t) &= \frac{\Delta u}{h} = \frac{1}{h} \cdot \int_0^t \Delta v(\tau) \cdot d\tau \\ \varepsilon_{ax}(t) &= \frac{1}{h} \cdot \int_0^t (v_{sort}(\tau) - v_{entr}(\tau)) \cdot d\tau = \frac{1}{h} \cdot \int_0^t C_0 \cdot (\varepsilon_{sort}(\tau) - \varepsilon_{entr}(\tau)) \cdot d\tau\end{aligned}$$

OR $\varepsilon_{entr}(\tau) = \varepsilon_{inc}(\tau) - \varepsilon_{réf}(\tau)$ et $\varepsilon_{sort}(\tau) = \varepsilon_{tra}(\tau)$, ce qui donne :

$$\varepsilon_{ax}(t) = \left(\frac{C_0}{h} \right) \cdot \int_0^t [\varepsilon_{tra}(\tau) + \varepsilon_{réf}(\tau) - \varepsilon_{inc}(\tau)] \cdot d\tau \quad (5.9)$$

Vitesse de déformation nominale dans l'échantillon.

La vitesse de déformation nominale s'obtient directement par dérivation de la déformation axiale nominale par rapport au temps, ce qui donne l'expression suivante :

$$\dot{\varepsilon}_{ax}(t) = \left(\frac{C_0}{h} \right) \cdot [\varepsilon_{tra}(t) + \varepsilon_{réf}(t) - \varepsilon_{inc}(t)] \quad (5.10)$$

Forces appliquées.

En notant S_b et E la section et le module d'Young des barres, l'expression des forces appliquées s'écrit sous la forme suivante :

$$F_{entr}(t) = E \cdot S_b \cdot [\varepsilon_{inc}(t) + \varepsilon_{réf}(t)] \quad (5.11)$$

$$F_{sort}(t) = E \cdot S_b \cdot \varepsilon_{tra}(t) \quad (5.12)$$

Contrainte axiale nominale.

La contrainte axiale nominale dans l'échantillon est définie directement à partir des expressions des forces entrante et sortante. En notant $S_{éch}$ la section initiale de l'échantillon, la contrainte axiale nominale s'exprime de la façon suivante :

$$\sigma_{ax}(t) = \frac{F_{entr} + F_{sort}}{2S_{éch}} \quad (5.13)$$

$$\sigma_{ax}(t) = \frac{S_b E}{2S_{éch}} \cdot [\varepsilon_{inc}(t) + \varepsilon_{réf}(t) + \varepsilon_{tra}(t)] \quad (5.14)$$

Approche simplifiée.

Les expressions précédentes sont issues d'un calcul complet à partir des trois ondes (incidente, réfléchie et transmise). En supposant que l'échantillon est en équilibre, c'est-à-dire que $F_{entr} = F_{sort}$, ces formules peuvent être simplifiées. Il suffit pour cela d'écrire l'égalité entre déformations entrante et sortante : $\varepsilon_{tra}(t) = \varepsilon_{inc}(t) + \varepsilon_{réf}(t)$.

Les formules issues du calcul simplifié sont alors les suivantes :

$$\varepsilon_{ax}(t) = \frac{2C_0}{h} \cdot \int_0^t \varepsilon_{réf}(\tau) d\tau \quad (5.15)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ax}(t) = \frac{2C_0}{h} \cdot \varepsilon_{réf}(t) \quad (5.16)$$

$$\sigma_{ax}(t) = \frac{S_b E}{S_{éch}} \cdot \varepsilon_{tra}(t) \quad (5.17)$$

S'il y a équilibre de l'échantillon, les relations entre grandeurs mécaniques liées à l'échantillon et déformations mesurées sur les barres se simplifient et conduisent aux conclusions suivantes :

- la vitesse de déformation nominale de l'échantillon est proportionnelle à la déformation réfléchie dans la barre entrante
- la contrainte axiale nominale dans l'échantillon est proportionnelle à la déformation transmise dans la barre sortante

Ces relations sont valables pour la "phase homogène" du chargement au cours de laquelle les forces entrante et sortante sont égales.

5.5.3 Rapport d'impédances barre-échantillon.

Le rapport entre impédance acoustique des barres et impédance acoustique de l'échantillon influence en partie la durée de la phase d'homogénéisation de la contrainte. L'équilibre entre forces entrante et sortante n'est toutefois pas un impératif absolu, puisque les méthodes d'analyse les plus récentes autorisent une exploitation fine des résultats même si la contrainte n'est pas homogène (voir paragraphe (10.2)).

En revanche, les relations (5.9), (5.10) et (5.14) montrent clairement que le rapport d'impédances conditionne directement la qualité des mesures réalisées. En effet, si l'impédance acoustique de l'échantillon est très inférieure à celle des barres, les grandeurs mécaniques sont calculées en comparant deux quantités très faibles $\varepsilon_{inc} + \varepsilon_{réf}$ d'une part ($|\varepsilon_{inc}|$ et $|\varepsilon_{réf}|$ étant très proches) et ε_{tra} d'autre part. Si le rapport d'impédances barre-échantillon est très grand, la fiabilité de la mesure est largement compromise.

5.6 Frottement et effet d'inertie.

Les principales limitations des dispositifs à barres de Hopkinson, outre les exigences liées aux valeurs d'impédance, concernent les phénomènes d'inertie et de frottement. Le chargement dynamique d'un échantillon induit en effet une accélération radiale. En plus de ces effets d'inertie, des phénomènes de frottements aux interfaces barre-échantillon peuvent intervenir. Plusieurs auteurs ont proposé des corrections de contrainte prenant en compte ces différents effets.

5.6.1 Correction inertielle.

A partir d'un bilan énergétique, Kolsky [23] propose une correction d'inertie radiale sous la forme suivante :

$$\sigma_c = \sigma_{ax} - \rho \cdot \frac{\nu^2 d^2}{8} \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \quad (5.18)$$

où σ_c représente la contrainte axiale corrigée et ν , ρ et d sont respectivement le coefficient de Poisson, la masse volumique et le diamètre de l'échantillon.

Davies et Hunter [7] tiennent compte à la fois des inerties radiale et axiale et donnent l'expression suivante :

$$\sigma_c = \sigma_{ax} + \rho \cdot \left[\frac{h^2}{6} \cdot \frac{\nu^2 d^2}{8} \right] \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \quad (5.19)$$

5.6.2 Correction des frottements.

Les effets de frottement aux interfaces barre-échantillon peuvent augmenter artificiellement la résistance apparente de l'échantillon. Davies et Hunter [7] considèrent que, pour un échantillon cylindrique, les phénomènes de frottement sont négligeables si la condition suivante est respectée :

$$\frac{\mu \cdot d}{3h} \ll 1 \quad (5.20)$$

où μ est le coefficient de frottement de Coulomb.

Quand cette condition n'est pas respectée, Klepaczko et Malinowski [25] proposent une expression de contrainte corrigée prenant en compte à la fois les effets d'inertie et les phénomènes de frottement aux interfaces :

$$\sigma_c = \sigma_{ax} \cdot \left[1 - \frac{\mu \cdot d}{3h} \right] - \frac{\rho}{12} \cdot \left[h^2 - \frac{3d^2}{16} \right] \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} + \frac{3\rho d^2}{64} \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \quad (5.21)$$

Chapitre 6

Essais oedométriques dynamiques (confinement rigide).

6.1 Essais préliminaires.

La différence d'impédances acoustiques entre l'échantillon (sable) et les barres (dural) est assez importante. L'essai classique de compression dynamique (cf figure (4.1)) ne donne pas de résultats fiables car l'onde transmise par l'échantillon dans la barre sortante a une amplitude très faible. Il est donc nécessaire de modifier le dispositif expérimental : la première solution retenue consiste à confiner l'échantillon grâce à un cylindre métallique (le système de confinement est décrit sur la figure (6.1)).

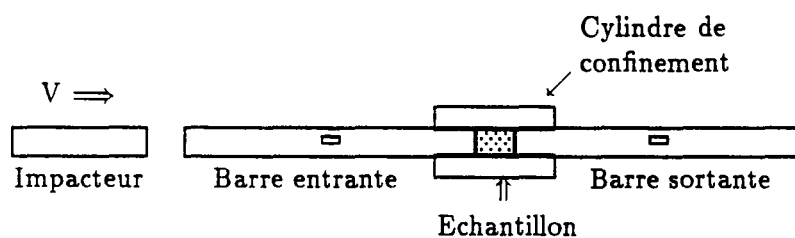


Figure 6.1: *Dispositif avec cylindre de confinement.*

Le dispositif avec cylindre de confinement présenté sur la figure (6.1) impose à l'échantillon un déplacement latéral nul. Les essais correspondants s'apparentent donc aux essais oedométriques classiques, ils seront dorénavant appelés **essais oedométriques dynamiques**. En outre, la contrainte de confinement évolue au cours de l'essai. Cette configuration de confinement sera appelée **confinement rigide**.

L'onde transmise obtenue pour un essai utilisant ce système a une amplitude beaucoup plus importante que dans le cas non confiné. L'exploitation des résultats est alors tout à fait satisfaisante.

6.2 Dispositif expérimental retenu.

Sur le dispositif présenté à la figure (6.1), le confinement évolue au cours de l'essai et il est nécessaire, pour connaître précisément le trajet de chargement, de mesurer la contrainte radiale. Le procédé retenu (voir figure (6.2)) est basé sur le même principe que les barres de Hopkinson : l'évolution du confinement est mesurée grâce à une troisième barre cylindrique perpendiculaire aux deux autres (entrante et sortante) et mise en contact avec l'échantillon à l'aide d'un petit orifice aménagé dans la paroi du cylindre. Cette barre est munie d'une jauge de déformation afin de mesurer l'onde qui y transite. Le système ainsi constitué est un **dispositif à trois barres de Hopkinson** permettant la mesure des efforts appliqués aux interfaces principales (longitudinales) et secondaire (radiale).

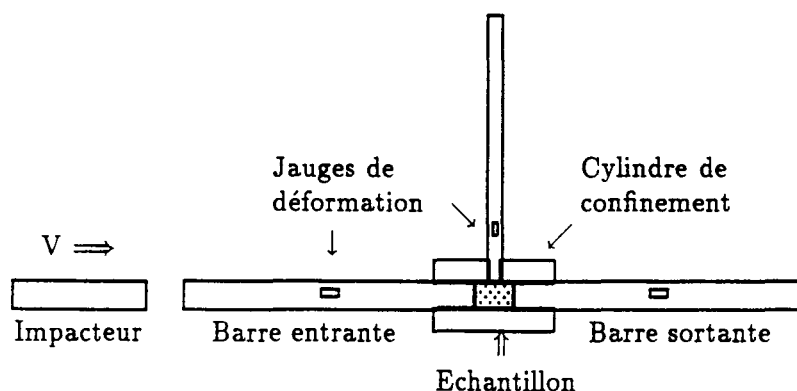


Figure 6.2: Schéma d'un banc dynamique à trois barres.

Les signaux obtenus correspondent aux mesures effectuées à l'emplacement des jauges; pour connaître les signaux (en forces ou en vitesses) aux interfaces entre les barres et l'échantillon, il est nécessaire de translater dans le temps les signaux issus des mesures (retarder l'onde incidente, avancer l'onde réfléchie...). Dans une grande majorité de cas, ce sont les ondes élastiques qui sont les plus rapides dans l'échantillon. Des techniques, spécialement développées au L.M.S et incorporées au logiciel de traitement, permettent de réaliser ces translations et de définir avec précision le début de chaque onde (pour plus de détails voir paragraphe (6.3.3)).

6.3 Expérimentation et mesures : quelques précisions.

6.3.1 Données expérimentales.

Le banc dynamique à barres de Hopkinson utilisé pour ces expérimentations présente les caractéristiques données dans le tableau (6.1). Comme cela a été indiqué précédemment, la connaissance des caractéristiques mécaniques de l'impacteur est essentielle puisqu'elles déterminent la durée du créneau de chargement.

caractéristiques des barres	
diamètre	$\Phi=40\text{mm}$
longueur	$l_b=2\text{m}$ (soit 4m au total)
matériau	dural
module d'élasticité	$E=70000\text{ MPa}$
masse volumique	$\rho_b=2820\text{ kg/m}^3$
célérité	$C_0=5180\text{ m.s}^{-1}$
gain utilisé	$9,62.10^{-4}$ (déf. pour 1V)
caractéristiques de l'impacteur	
diamètre	$\Phi=40\text{mm}$
longueur	$l_{imp}=0,85\text{m}$ (ceci correspond à un "créneau" de chargement d'une durée de $330\mu\text{s}$ environ)
matériau	dural (d'où même masse volumique et même célérité que les barres)
masse	3,012 kg
vitesse	entre 2 et 20 m.s^{-1}

Tableau 6.1: *Essai oedométrique dynamique : caractéristiques du dispositif expérimental utilisé.*

6.3.2 Essais réalisés (confinement rigide).

Les expériences réalisées sur le dispositif à trois barres de Hopkinson (présenté à la figure (6.2)) utilisent des échantillons de sable de Fontainebleau. Les divers essais sont caractérisés par :

- la longueur de l'échantillon
- la vitesse d'impacteur

Les échantillons utilisés sont de cinq longueurs différentes (10, 15, 20, 25 et 30mm) et sont sollicités à trois vitesses d'impact différentes : 3,7; 5,8 et $9,5\text{ m.s}^{-1}$ (environ). Pour chaque longueur d'échantillon et chaque valeur de vitesse d'impact, trois essais du même type sont réalisés afin de tester la répétitivité des résultats. Pour tous les essais aux barres de Hopkinson présentés dans cette étude, la fréquence d'échantillonnage utilisée pour l'acquisition numérique des mesures est de 1 MHz. Les caractéristiques des différents essais oedométriques dynamiques sont données dans le tableau (6.2).

Le diamètre des barres vaut $\Phi = 40\text{mm}$, l'élanement des échantillons varie donc de 0,25 à 0,75. Les sollicitations dynamiques sont exercées dans une gamme de vitesses d'impact de quelques m.s^{-1} (de 3 à 10 m.s^{-1} environ). Pour les vitesses d'impact les plus faibles, l'écart de vitesse sur trois essais similaires est assez important car les forces de frottement dans le dispositif de lancement de l'impacteur ont une influence plus grande dans cette gamme de vitesse.

Noms essais	longueur échantillon	vitesse d'impact
sadur001,002,003	10,0 mm	3,24~3,87~4,24 m.s ⁻¹
sadur006,007,008	10,0 mm	5,54~5,85~5,84 m.s ⁻¹
sadur011,012,013	10,0 mm	9,42~9,43~9,36 m.s ⁻¹
sadur016,017,018	15,0 mm	4,27~3,96~3,56 m.s ⁻¹
sadur021,022,023	15,0 mm	5,74~5,47~5,48 m.s ⁻¹
sadur026,027,028	15,0 mm	9,31~9,58~9,71 m.s ⁻¹
sadur031,032,033	20,0 mm	3,41~4,11~4,14 m.s ⁻¹
sadur036,037,038	20,0 mm	5,57~5,46~5,51 m.s ⁻¹
sadur041,042,043	20,0 mm	9,60~9,61~9,24 m.s ⁻¹
sadur046,047,048	25,0 mm	3,81~4,10~4,15 m.s ⁻¹
sadur049,050,051	25,0 mm	5,82~5,79~5,77 m.s ⁻¹
sadur052,053,054	25,0 mm	9,31~9,76~9,67 m.s ⁻¹
sadur055,056,057	30,0 mm	3,66~3,23~3,54 m.s ⁻¹
sadur058,059,060	30,0 mm	5,87~6,06~5,64 m.s ⁻¹
sadur061,062,063	30,0 mm	9,27~9,30~9,54 m.s ⁻¹

Tableau 6.2: Caractéristiques des différents essais oedométriques dynamiques réalisés.

6.3.3 Transport fictif des ondes.

Recalage des ondes.

Les essais aux barres de Hopkinson mettent en oeuvre des techniques de mesure indirectes des forces et des déplacements aux extrémités de l'échantillon. En effet les mesures sont réalisées sur les barres (entrante et sortante), ce qui permet de séparer onde incidente et onde réfléchie. Dans la réalité, à l'interface entrante, ces deux ondes se superposent.

Les calculs des différentes grandeurs mécaniques se font à partir des déformations aux interfaces barre-échantillon. Il faut donc corriger les mesures indirectes réalisées pour les ramener aux interfaces c'est-à-dire aux extrémités de l'échantillon : cette procédure est appelée transport fictif des ondes. Les différentes ondes sont ainsi translatées dans le temps afin de les ramener aux interfaces entrante et sortante. Plusieurs questions se posent alors car il est nécessaire de connaître avec précision :

- les distances entre les points de mesure sur les barres et les interfaces barre-échantillon
- le début de chacune des ondes afin de les faire parfaitement coïncider (le début d'une onde est aussi appelé "zéro" de l'onde)

Les résultats des calculs de contrainte et de déformation nominales dans l'échantillon sont fortement influencés par les choix des débuts de chaque onde. Ces aspects du problème sont largement développés dans la thèse de H.Zhao [41]. Le "transport" des ondes nécessite également la connaissance des lois de dispersion dans les barres et des paramètres de comportement (cas des barres viscoélastiques, paragraphe (7.2)).

Détermination des zéros, simulation élastique.

Les "zéros" des différentes ondes doivent être déterminés avec précision. Or l'onde la plus rapide est, dans la grande majorité des cas, élastique. En simulant la réponse d'un matériau parfaitement élastique à la même sollicitation (même onde incidente), il est possible de déterminer de façon exacte les zéros des ondes élastiques correspondantes. En ajustant le module d'Young de ce matériau élastique parfait (voir figure (6.3)), les ondes élastiques peuvent coïncider (en partie) avec les ondes (réfléchie et transmise) effectivement mesurées dans l'expérience.

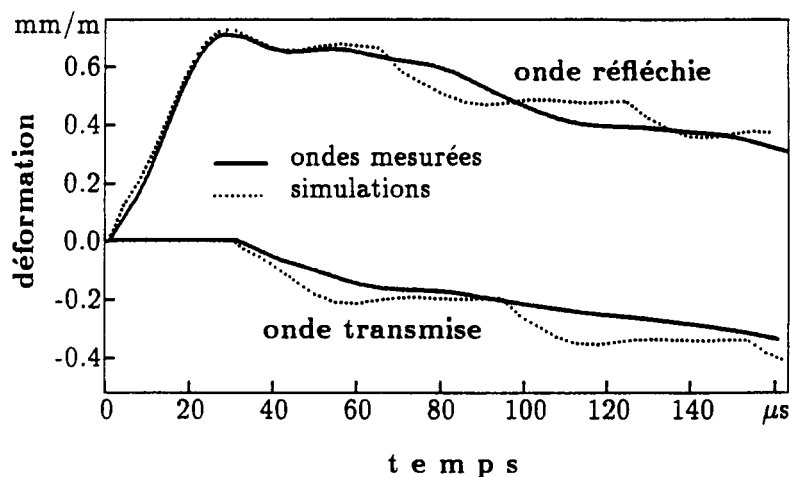


Figure 6.3: Simulation élastique d'un essai dynamique sur le sable.

La simulation élastique indique donc de façon très précise le début théorique de chacune des ondes (réfléchie, transmise). Comme le montre la figure (6.3), la simulation élastique est un outil extrêmement utile à la détermination du début des différentes ondes.

Ces simulations simples sont toutefois difficilement utilisables dans certains cas. En effet sur certains matériaux comme les sols, les mousses, les matières plastiques, le choix du module d'Young pour la simulation élastique peut s'avérer très délicat. Dans certains cas, la simulation élastique peut effectivement donner de bons résultats sur l'onde transmise et ne pas approcher correctement l'onde réfléchie. Ceci est généralement dû à la viscosité du matériau étudié : la réponse du matériau dépendant du temps, les faces entrante et sortante de l'échantillon ne réagissent pas de la même manière dans la phase initiale du chargement (voir également paragraphe (8.2)).

6.4 Contrainte radiale.

6.4.1 Déformation dans la barre radiale.

Les mesures de contrainte radiale sont réalisées grâce à une barre en laiton perpendiculaire aux barres principales du dispositif classique (voir figure (6.2)). Cette barre de Hopkinson de faible diamètre est en contact avec l'échantillon par l'intermédiaire d'un petit orifice aménagé dans le cylindre de confinement. Ces caractéristiques sont données dans le tableau (6.3).

Cette barre est suspendue au dessus du cylindre de confinement et peut coulisser librement dans son logement grâce à une bague en teflon.

caractéristiques de la barre radiale	
diamètre	$\Phi=10\text{mm}$
longueur	$l_b=1,442\text{m}$
matériau	laiton
module d'élasticité	$E=94000\text{ MPa}$
masse volumique	$\rho_b=8520\text{ kg/m}^3$
célérité	$C_0=3323\text{ m.s}^{-1}$
gain utilisé	$1,92.10^{-3}$ (déf. pour 1V)

Tableau 6.3: *Essai oedométrique dynamique : caractéristiques de la barre radiale.*

6.4.2 Calcul de la contrainte radiale.

Le mode de chargement étant a priori symétrique par rapport à l'axe des barres, la contrainte radiale sera considérée comme uniforme suivant la surface latérale de l'échantillon. Pour une abscisse donnée, ceci est effectivement très probable. Toutefois à proximité des interfaces barre longitudinale-échantillon, les frottements d'interfaces affectent sûrement de façon sensible les valeurs de la contrainte radiale.

Le problème le plus crucial pour la comparaison entre contrainte radiale et contrainte axiale concerne le recalage de l'onde radiale qui conditionne largement la qualité de cette mise en parallèle. Cette question est abordée dans le paragraphe suivant.

6.4.3 Recalage de l'onde radiale.

Les déformations sont mesurées sur les barres et les ondes doivent donc être ramenées aux interfaces barre-échantillon afin de calculer les forces et les vitesses entrante et sortante (voir paragraphe (6.3.3)). La correction de transport fictif dans les barres entrante et sortante est réalisée de façon courante. Pour les essais oedométriques dynamiques, il s'agit de réaliser un transport fictif de l'onde radiale compatible avec le transport réalisé pour les ondes incidente, réfléchie et transmise.

Deux types de recalage doivent être réalisés afin de comparer la contrainte radiale à la fois aux résultats du calcul complet et à ceux du calcul simplifié (les expressions correspondantes sont données au paragraphe (5.5.2)). Le recalage de la contrainte radiale doit être fait par rapport aux contraintes suivantes :

- la contrainte axiale nominale obtenue par un calcul simplifié et proportionnelle à l'onde transmise qui sera notée σ_{ax}^S
- la contrainte axiale nominale obtenue par un calcul complet à partir des trois ondes qui sera notée σ_{ax}^C

La figure (6.4) compare le recalage "classique" des ondes aux deux types de recalage nécessaires au rapprochement des contraintes radiale et axiale (calculs simplifié et complet).

Transport fictif des ondes.

Le schéma de la figure (6.4) montre clairement que deux types de recalage sont nécessaires :

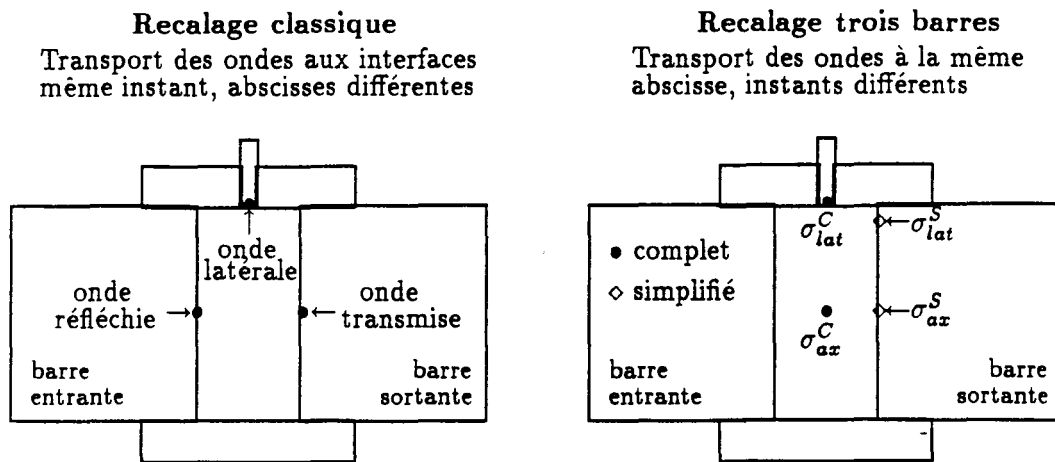


Figure 6.4: Comparaison entre le recalage classique des ondes et le recalage utilisé pour les essais à triple barre de Hopkinson.

- un recalage à l'interface barre radiale-échantillon dans le cas du calcul complet : la contrainte axiale tenant compte des trois ondes, le calcul complet donne une contrainte axiale nominale en milieu d'échantillon (notée "● complet" à la figure (6.4))
- un recalage avec correction par le temps de transfert dans le cas du calcul simplifié : la contrainte axiale étant proportionnelle à l'onde transmise, il faut tenir compte du délai entre interface de la barre radiale et interface sortante, soit un demi temps de transfert (notée "◇ simplifié" à la figure (6.4))

6.5 Premiers résultats.

6.5.1 Répétitivité des essais.

Les essais oedométriques dynamiques ont été réalisés par groupe de trois essais similaires (voir tableau (6.2)). Cela permet d'apprécier les différences de réponse sur plusieurs essais similaires. Comme le montrent les courbes de la figure (6.5), les essais oedométriques dynamiques sont très répétitifs. Pour une même gamme de vitesse d'impact (i.e. une série de trois essais similaires), les ondes mesurées sont très proches. Ceci s'explique essentiellement par le mode de préparation des échantillons qui permet d'obtenir une densité initiale relativement constante. Comme le remarque Felice [8], la réponse dynamique des échantillons est en effet très sensible à ce paramètre.

Les courbes de la figure (6.5) montrent clairement que les ondes transmises mesurées pour trois essais similaires sont très proches. Il en est de même pour les ondes réfléchies. La répétitivité des essais est donc tout à fait bonne aussi bien du point de vue de la contrainte que de la déformation axiale. Seuls les résultats sur la vitesse de déformation sont un peu plus dispersés car cette grandeur est très sensible à l'évolution initiale de la réponse de l'échantillon.

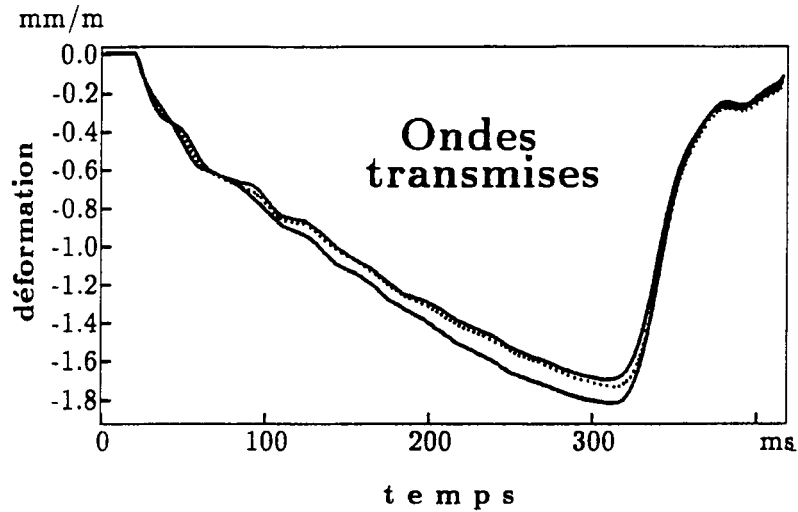


Figure 6.5: Ondes transmises mesurées pour trois essais similaires.

6.5.2 Quelques résultats globaux.

Les valeurs des contraintes axiale et radiale obtenues sur l'ensemble de ces essais oedométriques dynamiques sont situées dans les gammes suivantes :

- $\sigma_{ax} = 30$ à 120 MPa
- $\sigma_{rad} = 10$ à 40 MPa

La déformation de l'échantillon peut atteindre suivant les cas 10 à 20 % et la vitesse de déformation nominale varie de 150 à 1300 s^{-1} . Il convient de noter en outre qu'il peut y avoir rupture d'une partie des grains au cours du chargement (ceci est directement visible pour les essais à grande vitesse d'impact). Cet aspect du problème est largement abordé à la fin de cette partie (voir chapitre 9).

Chapitre 7

Essais sous confinement imposé.

7.1 Dispositif expérimental.

Au lieu de réaliser un essai de type oedométrique avec déplacement latéral imposé (ou confinement rigide), le dispositif présenté à la figure (7.1) permet d'imposer à l'échantillon une pression de confinement maintenue au cours de l'essai. Par rapport au cas de l'essai oedométrique, les déplacements radiaux sont autorisés. Le trajet de chargement suivi est donc différent.

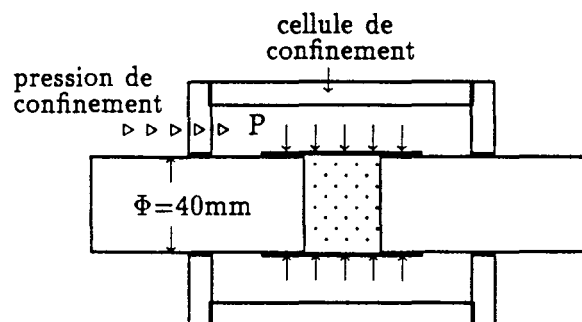


Figure 7.1: *Dispositif de confinement pour les essais sous confinement imposé.*

Dans ce dispositif, l'échantillon est maintenu par une membrane de caoutchouc. Les barres sont soit en contact direct avec l'échantillon soit en contact avec des "pistons" cylindriques assurant la liaison entre l'intérieur et l'extérieur de la cellule de confinement. Plusieurs dispositifs de ce type sont utilisés :

- un dispositif à faible impédance à barres de Hopkinson en plexiglas pour lequel les pressions de confinement sont faibles
- un dispositif à confinement souple à barres en dural et confinement moyenne pression à l'aide d'un fluide compressible (air)
- un dispositif à confinement semi-rigide à barres en dural et confinement haute pression à l'aide d'un fluide quasi-incompressible (huile)

7.2 Dispositif à faible impédance.

Une série d'essais sous faible confinement (pression d'air entre 0,1 et 1 MPa) a été réalisée sur barres en plexiglas. Le confinement étant assez faible, il est en effet nécessaire d'utiliser un banc dynamique d'impédance faible pour que le contraste d'impédances barre-échantillon ne soit pas trop fort (voir figure (7.1)). D'autre part, le confinement peut être considéré comme constant puisqu'il est réalisé grâce à une pression d'air (compressible). Dans ces essais, seule la contrainte axiale varie.

Données expérimentales.

Les caractéristiques du banc dynamique à barres de Hopkinson utilisé pour ces expérimentations sont données dans le tableau (7.1).

caractéristiques des barres	
diamètre	$\Phi=40\text{mm}$
longueur	$l_b=2\text{m}$ (soit 4m au total)
matériau	plexiglas
module d'élasticité	$E=6000\text{ MPa}$
masse volumique	$\rho_b=1226\text{ kg/m}^3$
célérité	$C_0=2210\text{ m.s}^{-1}$
gain utilisé	$1,92 \cdot 10^{-3}$ (déf. pour 1V)
caractéristiques de l'impacteur	
diamètre	$\Phi=40\text{mm}$
longueur	$l_{imp}=0,50\text{m}$ (ceci correspond à un "créneau" de chargement d'une durée de $450\mu\text{s}$ environ)
matériau	plexiglas (d'où même masse volumique et même célérité que les barres)
masse	1,545 kg
vitesse	entre 2 et 20 m.s^{-1}

Tableau 7.1: *Essai à faible impédance : caractéristiques du dispositif expérimental utilisé.*

Les essais de ce type sur barres non métalliques ne sont pas courants. Ces barres ne sont en effet pas élastiques et il faut, pour réaliser le transport des ondes aux interfaces, effectuer une correction viscoélastique sur les ondes mesurées afin de tenir compte de la propagation dans les barres. Une étude très détaillée des difficultés théoriques posées par ce dispositif expérimental est proposée par G.Gary et H.Zhao [14, 15, 41] : correction de dispersion, amortissement visqueux...

Essais réalisés.

Les essais réalisés à l'aide de ce dispositif utilisent un confinement assez faible. Toutefois, l'impédance acoustique des barres en plexiglas étant plus faible que celle des barres en dural, la fiabilité des mesures est très bonne et l'homogénéisation de la contrainte dans l'échantillon est plus aisée. Pour des vitesses d'impact similaires, les forces axiales appliquées sont d'ailleurs plus

faibles. L'ensemble des données concernant ces essais est précisé dans le tableau (7.2) où $l_{éch}$ représente la longueur de l'échantillon et P_{conf} la pression de confinement.

nom essai	$l_{éch}$	$l_{impacteur}$	vitesse impact	P_{conf}
saple001	12 mm	0,50 m	4,92 m.s ⁻¹	0,1 MPa
saple002	11 mm	0,50 m	4,77 m.s ⁻¹	0,1 MPa
saple003	13 mm	0,50 m	4,83 m.s ⁻¹	0,1 MPa
saple004	11 mm	0,50 m	5,26 m.s ⁻¹	0,2 MPa
saple005	12 mm	0,50 m	5,25 m.s ⁻¹	0,2 MPa
saple006	11 mm	0,50 m	4,90 m.s ⁻¹	0,2 MPa
saple007	11 mm	0,50 m	3,33 m.s ⁻¹	0,4 MPa
saple008	11 mm	0,50 m	4,71 m.s ⁻¹	0,4 MPa
saple009	11 mm	0,50 m	5,67 m.s ⁻¹	0,4 MPa

Tableau 7.2: Essai à faible impédance : principales données sur les essais réalisés.

Quelques résultats expérimentaux.

D'après le tableau (7.3), les contraintes axiales sont beaucoup plus faibles dans ces essais que dans les essais sur barres métalliques (quelques MPa contre plusieurs dizaines de MPa). Les déformations axiales maximales sont du même ordre que sur barres métalliques (jusqu'à 20%). Le déplacement axial maximal dépend en effet essentiellement de la longueur de l'impacteur. Pour ces essais, le rapport entre contrainte axiale maximale et pression de confinement vaut environ 10. Tout comme dans les essais précédents, la taille des grains après essai est visiblement plus faible que leur taille avant essai.

nom essai	σ_{max}	ϵ_{max}	$\dot{\epsilon}_{ax}$
saple001	6,0 MPa	0,22 m/m	508 s ⁻¹
saple002	6,5 MPa	0,20 m/m	464 s ⁻¹
saple003	6,1 MPa	0,19 m/m	422 s ⁻¹
saple004	7,3 MPa	0,22 m/m	483 s ⁻¹
saple005	7,2 MPa	0,22 m/m	480 s ⁻¹
saple006	7,4 MPa	0,19 m/m	405 s ⁻¹
saple007	3,8 MPa	0,18 m/m	377 s ⁻¹
saple008	4,9 MPa	0,24 m/m	506 s ⁻¹
saple009	7,9 MPa	0,25 m/m	529 s ⁻¹

Tableau 7.3: Essai à faible impédance : principaux résultats expérimentaux.

7.3 Essais sous confinement souple.

Un nouveau banc dynamique avec cellule de confinement haute pression a été mis en fonction au L.M.S à la fin de l'année 93. Ce banc dynamique en dural est doté d'une cellule de confinement autorisant des pressions de plusieurs dizaines de MPa. La configuration du dispositif de confinement garantit l'étanchéité de la cellule, l'immobilité des barres avant essai (pendant la mise en pression) et leur libre déplacement pendant l'essai.

Essais réalisés.

Dans ces essais, le confinement est toujours réalisé à l'air (contrainte radiale quasi-constante) mais les pressions utilisées sont nettement plus élevées que dans le cas précédent. Ils sont réalisés sur des barres en dural (voir tableau (6.1)). Le chargement ainsi obtenu se fait sous confinement souple par opposition au cas des essais oedométriques (*confinement rigide*). Seuls deux essais ont été réalisés sur ce dispositif très récent. Les données expérimentales sont rassemblées dans le tableau (7.4).

nom essai	$l_{éch.}$	$l_{impacteur}$	vitesse impact	P_{conf}
sacer25	11 mm	0,50 m	8,27 m.s ⁻¹	2,5 MPa
sacer50	11 mm	0,50 m	6,08 m.s ⁻¹	5,0 MPa

Tableau 7.4: *Essais sous confinement souple : principales données sur les essais réalisés.*

Quelques résultats expérimentaux.

Les principaux résultats expérimentaux correspondants à ces essais sont donnés dans le tableau (7.5). Les valeurs de contrainte axiale dans l'échantillon sont un peu plus faibles que pour les essais oedométriques dynamiques (*confinement rigide*). Le rapport entre contrainte axiale maximale et pression de confinement est ici, comme pour les essais à faible impédance, à peu près égal à 10.

nom essai	σ_{max}	ϵ_{max}	$\dot{\epsilon}_{ax}$
sacer25	44 MPa	0,13 m/m	1150 s ⁻¹
sacer50	42 MPa	0,14 m/m	775 s ⁻¹

Tableau 7.5: *Essais sous confinement souple : principaux résultats expérimentaux.*

7.4 Essais sous confinement semi-rigide.

Essais réalisés.

Le même dispositif qu'au paragraphe (7.3) est maintenant utilisé pour appliquer à l'échantillon un confinement sous pression d'huile. Les essais ont été réalisés avec différentes longueurs d'échantillons et différentes longueurs d'impacteur afin de calculer plus précisément l'évolution des divers paramètres en décharge. Les caractéristiques des différents essais sont données dans le tableau (7.6).

Lors de la mise en place de l'échantillon, une précharge statique lui est appliquée. Cela permet de maintenir les barres en contact avec l'échantillon pendant le mise sous pression de la cellule. Au cours du chargement, la pression de confinement évolue (fluide peu compressible) : les essais sont donc réalisés sous **confinement semi-rigide**. Aucune mesure de variation de pression dynamique dans la cellule n'a été effectuée dans le cadre de ces essais. Cette configuration de confinement est intermédiaire entre les essais sous confinement rigide (oedométriques) et les essais sous confinement souple (pression constante).

nom essai	$l_{éch.}$	$l_{impacteur}$	vitesse impact	P_{conf}
saco2050	20 mm	0,85 m	7,95 m.s ⁻¹	5,0 MPa
saco20ct	20 mm	0,85 m	8,81 m.s ⁻¹	10,0 MPa
saco2075	20 mm	0,85 m	9,63 m.s ⁻¹	7,5 MPa
saco1154	11 mm	0,85 m	9,95 m.s ⁻¹	5,4 MPa
saco1075	10 mm	0,85 m	9,63 m.s ⁻¹	7,5 MPa
saco1056	10 mm	0,50 m	13,6 m.s ⁻¹	5,6 MPa
saco1030	10 mm	0,50 m	13,4 m.s ⁻¹	3,0 MPa

Tableau 7.6: *Essais sous confinement semi-rigide : principales données sur les essais réalisés.*

Quelques résultats expérimentaux.

La contrainte axiale dans l'échantillon est du même ordre que pour les essais oedométriques dynamiques (confinement rigide), soit quelques dizaines de MPa. Les déformations axiales maximales et les vitesses de déformation nominales sont en revanche un peu plus élevées. Les principaux résultats expérimentaux sont donnés dans le tableau (7.7).

nom essai	σ_{max}	ϵ_{max}	$\dot{\epsilon}_{ax}$
saco2050	20 MPa	0,14 m/m	440 s ⁻¹
saco20ct	65 MPa	0,22 m/m	670 s ⁻¹
saco2075	65 MPa	0,21 m/m	640 s ⁻¹
saco1154	110 MPa	0,31 m/m	1060 s ⁻¹
saco1075	125 MPa	0,28 m/m	1020 s ⁻¹
saco1056	140 MPa	0,33 m/m	1780 s ⁻¹
saco1030	140 MPa	0,28 m/m	1580 s ⁻¹

Tableau 7.7: *Essais sous confinement semi-rigide : principaux résultats expérimentaux.*

Chapitre 8

Comportement dynamique d'un sable fin aux barres de Hopkinson.

8.1 Essais dynamiques sur les sols.

8.1.1 Premiers essais.

A la suite des toutes premières tentatives d'essais dynamiques sur les sols dans les années 50, plusieurs auteurs ont, dans les années 60, tenté une exploration plus approfondie de ce type d'essais. En général, les expérimentations réalisées utilisent soit des machines hydrauliques, soit des dispositifs de chargement par chute de masse [19, 39]. Dans ces divers types d'essais, le chargement est assez mal maîtrisé tant du point de vue de la répartition des contraintes dans l'échantillon que du point de vue du trajet de chargement global.

Ces précurseurs des essais dynamiques sur les sols ont toutefois abouti à un certain nombre de conclusions fort intéressantes :

- W.Heierli [19] a réalisé des essais de chargement dynamique (par chute de masse) dans un oedomètre en se plaçant dans l'hypothèse unidimensionnelle (il ne s'est toutefois pas intéressé aux phénomènes de propagation d'ondes dans le dispositif). Des comparaisons entre les cas statique et dynamique ont conduit à des courbes de réponse très différentes pour de faibles densités et des résultats assez proches pour des échantillons plus denses. W.Heierli a également tenté un rapprochement avec des essais de propagation d'impulsions dans un sol lâche.
- R.V.Whitman [39] s'est intéressé au cisaillement dynamique d'un sable. D'après les travaux de Terzaghi, il conclut que, lorsqu'un sable est cisailé rapidement, les grains ne sont pas capables de choisir le chemin de moindre résistance alors qu'ils peuvent le trouver si le processus de cisaillement est lent. De plus, il juge insatisfaisante l'évaluation quantitative des divers paramètres de la réponse du matériau.

8.1.2 Essais dynamiques sur l'argile.

Quelques années plus tard, G.Aussedat et J.Meunier [1, 26] ont développé des essais dynamiques par chute de masse (avec cinématographie rapide de la phase d'écrasement) mais également des essais aux barres de Hopkinson adaptés au cas des sols. Ils ont pour cela mis au

point une barre d'impédance assez faible (nylon) puisque leurs premières tentatives sur barres métalliques se sont révélées infructueuses.

A partir d'échantillons d'argile, ces deux dispositifs expérimentaux (écrasement dynamique et barres de Hopkinson) leur ont permis d'observer les phénomènes suivants :

- essais d'écrasement : J.Meunier a réalisé une analyse par cinématographie rapide des essais. Cette technique permet d'étudier la **propagation d'ondes plastiques dans l'échantillon** au cours de l'écrasement.
- essais aux barres de Hopkinson : les essais sont effectués sur des échantillons d'argile très minces (de 1 à 10 mm), les phénomènes de frottement sont sûrement très importants puisque le diamètre des barres est de 36mm. Seule l'onde transmise est prise en compte dans ces essais ce qui ne permet pas de calculer la contrainte dans l'échantillon (la contrainte dans la barre sortante ne dépasse pas 2 MPa). G.Aussedat et J.Meunier ont réalisé des essais avec ou sans pression de confinement (de 0,2 à 0,6 MPa). Ils ont observé que l'amplitude de l'onde transmise augmente quand la vitesse d'impact augmente ou quand l'épaisseur de l'échantillon diminue. En revanche ils n'ont **pas constaté d'influence de la pression de confinement** sur l'amplitude de l'onde transmise. Cela paraît normal au vu des épaisseurs d'échantillon et des valeurs de pression utilisées.

Des travaux plus récents ont été entrepris au Japon par Shibusawa et Oida [34, 35] sur des échantillons de sols (essentiellement de l'argile) afin d'étudier l'influence de la saturation et de la taille des échantillons sur la réponse dynamique. Le dispositif utilisé permet seulement une mesure des ondes incidente et réfléchie, l'effort transmis étant mesuré directement sur l'échantillon. Les auteurs mettent en évidence une augmentation exponentielle du module dynamique avec la teneur en eau.

8.1.3 Essais récents sur le sable.

C.W.Felice [8, 9, 10] s'est intéressé spécifiquement aux essais aux barres de Hopkinson sur des échantillons de sable (et de sable argileux) partiellement saturés. Il a réalisé des essais de type *oedométrique dynamique* sans toutefois effectuer de mesure de contrainte radiale. L'objectif essentiel de ces travaux consiste à améliorer l'analyse des résultats expérimentaux dans la phase initiale du chargement. Sur des échantillons de sol, le temps d'homogénéisation de la contrainte peut en effet être assez grand et l'évaluation des paramètres de réponse en début de chargement s'avère souvent délicate. Les échantillons utilisés ont un élancement inférieur à 0,2 (diamètre des barres $\Phi=60,3\text{mm}$). Dans les expériences réalisées, Felice observe que la résistance des échantillons augmente du fait de la saturation.

8.2 Forces et vitesses aux interfaces.

8.2.1 Equilibre des forces.

Pour évaluer les conditions aux limites sur les interfaces barre-échantillon, il est très intéressant de connaître les forces aux interfaces entrante et sortante. Les forces entrante et sortante rendent compte de la qualité de l'équilibre des forces au sein de l'échantillon ou donnent simplement l'évolution des efforts aux interfaces si l'équilibre n'est pas atteint.

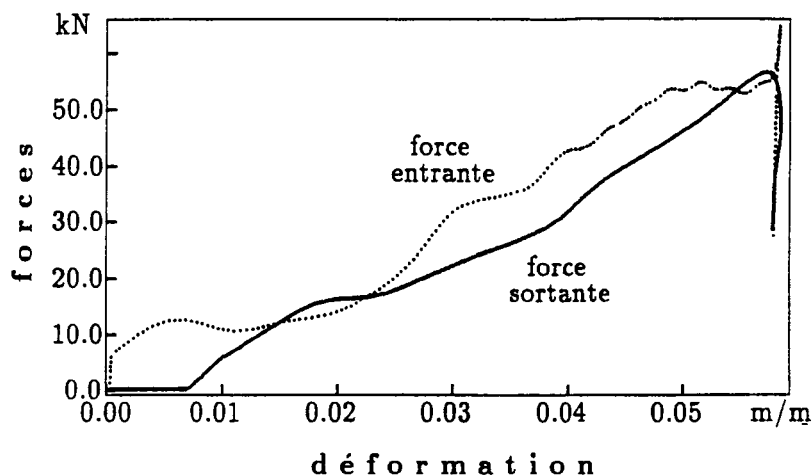


Figure 8.1: Forces aux interfaces entrante et sortante (essai oedométrique dynamique).

Pour calculer directement la contrainte et la déformation axiales nominales de l'échantillon, il est nécessaire de respecter l'hypothèse d'homogénéité. Celle-ci peut aisément être vérifiée à l'aide des valeurs des forces entrante et sortante. Les courbes données à la figure (8.1) montrent que, pour les essais oedométriques dynamiques, les forces entrante et sortante s'équilibrent assez rapidement. L'homogénéité de la contrainte axiale est donc assurée au-delà d'un délai de quelques dizaines de μs .

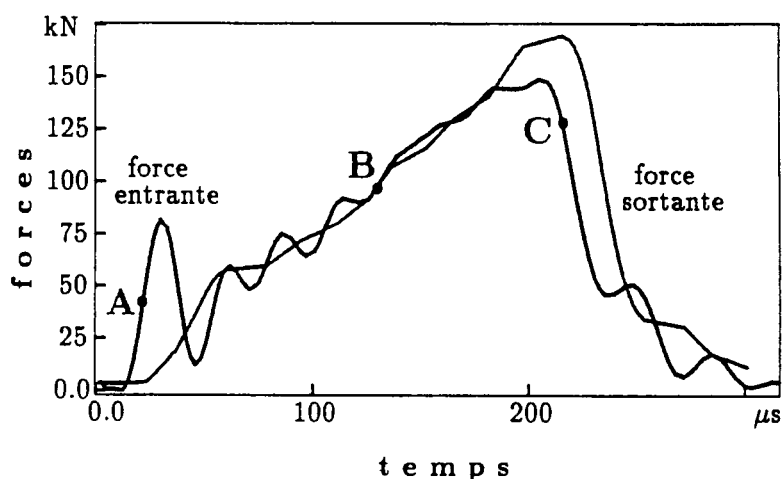


Figure 8.2: Forces aux interfaces entrante et sortante (essai sous confinement semi-rigide).

La figure (8.2) présente l'évolution des forces entrante et sortante pour un essai avec confinement imposé (*confinement semi-rigide*). L'équilibre des forces est satisfaisant à partir de $t=50\mu\text{s}$ environ. Toutefois l'équilibre est de nouveau rompu au moment de la décharge entre $t=200\mu\text{s}$ et $t=250\mu\text{s}$ environ. Ceci est observable sur la figure (8.2) dont les courbes correspondent à un essai avec un impacteur court ($l_{imp}=0,50\text{m}$ au lieu de $l_{imp}=0,85\text{m}$) permet d'obtenir un créneau de chargement plus court et d'étudier ainsi plus précisément la phase de décharge. En effet, avec un impacteur long, l'onde réfléchie est

détectée sur la barre entrante juste après la fin de l'onde incidente. Il n'est donc pas possible de calculer les forces sur un intervalle de temps assez grand pour apprécier complètement la phase de décharge.

Sur les courbes de forces de la figure (8.2) sont repérés trois points particuliers A, B et C. Ces points correspondent à des états de contrainte différents :

- **au point A** : la force entrante est positive et la force sortante est nulle; une force s'exerce donc sur la face entrante de l'échantillon alors que l'onde de chargement n'a pas encore atteint la face sortante. Il y a donc **déséquilibre des forces en charge**
- **au point B** : les forces entrante et sortante sont égales, l'échantillon est en équilibre. La contrainte axiale nominale calculée à partir de ces deux valeurs de force est représentative de la contrainte axiale réelle sur toute la longueur de l'échantillon
- **au point C** : la force entrante est inférieure à la force sortante; la force entrante commence à décroître alors que l'onde de détente n'a pas encore atteint la face sortante. Il y a donc **déséquilibre des forces en décharge**

Pour l'ensemble des essais dynamiques réalisés (*confinement rigide, faible impédance, confinement souple et confinement semi-rigide*), l'équilibre des forces entrante et sortante est tout à fait satisfaisant. Dans cette étude, l'hypothèse d'homogénéité de la contrainte axiale dans l'échantillon est donc satisfaite pour tous les cas de chargement.

8.2.2 Phase transitoire initiale : module entrant et module sortant.

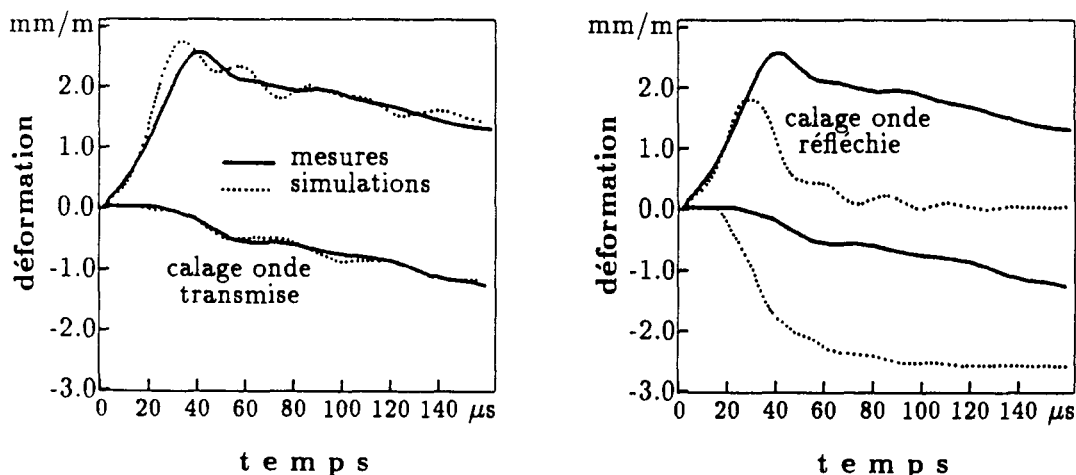


Figure 8.3: *Essai sous confinement semi-rigide : simulations élastiques pour deux modules différents (module entrant et module sortant).*

Dans la phase initiale de chargement, l'équilibre des forces n'est pas encore assuré. Ceci peut rendre le recalage des ondes difficile. En effet, sur des matériaux peu élastiques comme les sols, la simulation élastique servant au recalage précis des ondes peu s'avérer délicate. Dans quelques uns des essais réalisés, le choix d'un module initial pour la simulation des premières

ondes élastiques donne des résultats contradictoires pour l'onde réfléchie et pour l'onde transmise (voir figure (8.3)). Ceci conduit à supposer que la réponse initiale de l'échantillon est différente à l'interface entrante et à l'interface sortante.

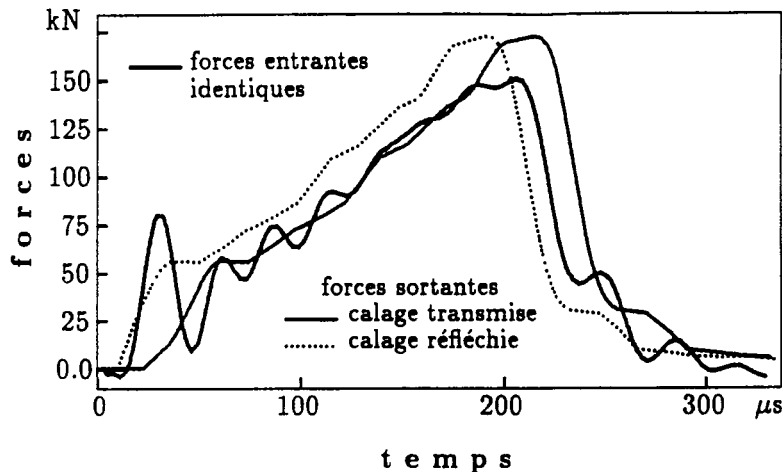


Figure 8.4: Forces aux interfaces entrante et sortante obtenues pour deux simulations élastiques différentes (essai sous confinement semi-rigide).

Les deux simulations élastiques présentées à la figure (8.3) montrent que le choix du module optimum peut effectivement se faire soit d'après l'onde réfléchie soit d'après l'onde transmise. Les deux valeurs du module obtenues d'après ces deux simulations conduit donc à envisager un module entrant correspondant à la réponse initiale sur la face entrante et un module sortant pour l'interface sortante. Dans l'exemple de la figure (8.3), le recalage sur l'onde réfléchie donne un module entrant $E_{entr} = 3000$ MPa et le recalage sur l'onde transmise un module sortant $E_{sort} = 350$ MPa.

Ce problème est extrêmement important car le choix du module conditionne la détermination du début des ondes et influence largement les résultats du point de vue de la contrainte axiale nominale calculée. La figure (8.4) donne d'ailleurs une illustration tout à fait probante de cette influence. Les courbes présentées correspondent aux forces calculées pour les deux types de recalage (onde réfléchie ou onde transmise) : la différence entre les forces sortantes obtenues est tout à fait notable. Comme la contrainte axiale nominale est calculée à partir des forces entrante et sortante, cette différence va influencer largement le calcul de cette contrainte.

Les courbes de la figure (8.4) montrent que les forces calculées d'après un recalage sur l'onde réfléchie coïncident pendant la phase de décharge ce qui est en contradiction avec l'évolution réelle de la contrainte dans l'échantillon. L'évolution de la force sortante est forcément en "retard" sur celle de la force entrante puisque les évolutions en amont ne peuvent pas être détectées instantanément en aval. Il est a priori possible d'affirmer que c'est la simulation basée sur la forme de l'onde transmise qui correspond le mieux à la réponse de l'échantillon. Les courbes donnant la contrainte axiale nominale pour deux simulations élastiques différentes (figure (8.5)) montrent clairement que le choix du module a une forte influence sur le résultat en termes de contrainte.

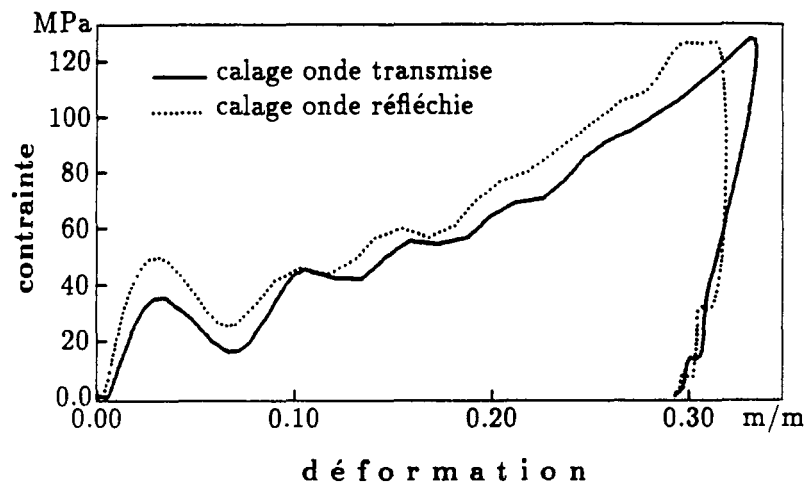


Figure 8.5: *Contrainte axiale nominale obtenue pour deux simulations élastiques différentes (essai sous confinement semi-rigide).*

Pour que les valeurs de contrainte calculées soient proches de la valeur nominale dans l'échantillon, il paraît souhaitable de tenir compte de ces deux types de recalage et d'effectuer le calcul de la contrainte axiale nominale en prenant :

- **force entrante** : force entrante obtenue d'après recalage sur l'onde réfléchie (module entrant)
- **force sortante** : force sortante obtenue d'après recalage sur l'onde transmise (module sortant)

8.2.3 Vitesses entrante et sortante.

La figure (8.6) met en parallèle les vitesses particulières entrante et sortante pour un essai sous confinement semi-rigide. Les essais aux barres de Hopkinson donnent en effet accès à la fois aux valeurs de forces et aux valeurs de vitesses (ou déplacements) aux interfaces barre-échantillon.

La vitesse (particulière) entrante est toujours nettement plus grande que la vitesse sortante. Les déplacements de l'interface entrante sont donc nettement supérieurs aux déplacements de l'interface sortante. Les courbes de la figure (8.6) montrent également que la face entrante est mise en mouvement quelques dizaines de μs avant la face sortante. Cela apparaît clairement sur les courbes de déplacement de la figure (4.2).

Sur les courbes de vitesse de la figure (8.6), il apparaît en outre que la vitesse de la face entrante devient négative en fin de chargement. Cette remarque peut laisser supposer qu'il y a décollement entre l'échantillon et la barre en fin de chargement (car de plus les forces deviennent nulles après la décharge).

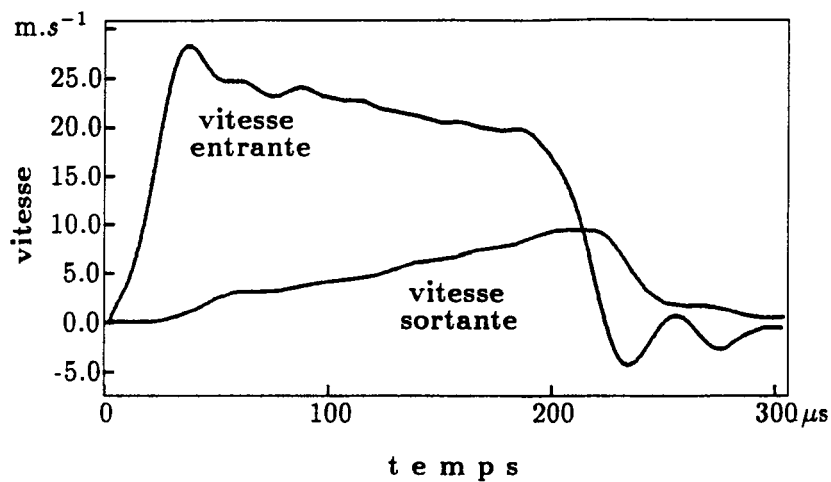


Figure 8.6: Vitesses particulières aux interfaces entrante et sortante (essai sous confinement imposé)

8.3 Contrainte et déformation axiales.

8.3.1 Critère de Davies et Hunter.

L'homogénéité de la contrainte a été appréciée dans les paragraphes précédents en comparant les forces aux interfaces entrante et sortante. Le critère de Davies et Hunter permet également d'évaluer, a posteriori, la qualité de l'homogénéité de la contrainte axiale. Il s'agit pour cela de vérifier si les pentes des courbes contrainte-déformation respectent l'inégalité (5.2). Sur le graphique de la figure (8.7), quelques valeurs de pente sont comparées au minimum proposé par Davies et Hunter (deuxième membre de l'inégalité (5.2)).

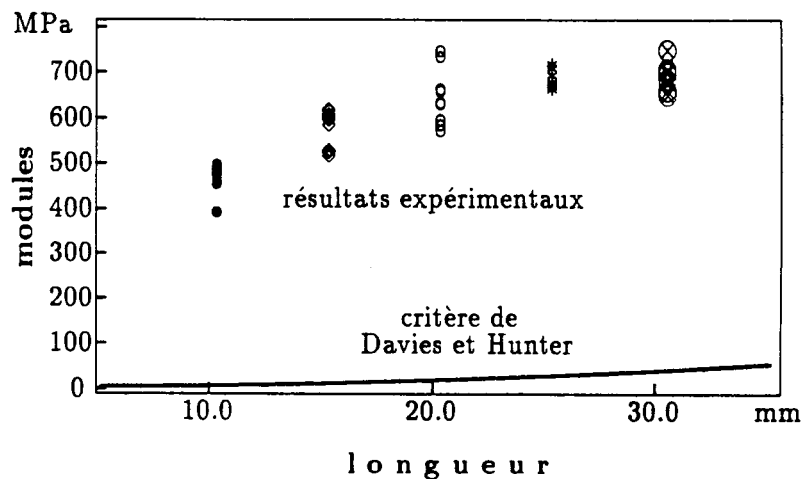


Figure 8.7: Valeurs des pentes moyennes des courbes contrainte-déformation comparées au critère de Davies et Hunter.

Comme le montre la figure (8.7), le minimum proposé par Davies et Hunter est largement dépassé pour les essais oedométriques. Les pentes des courbes contrainte-déformation pour les

essais sous confinement imposé sont, dans certains cas, nettement plus proches des valeurs limites données par le critère de Davies et Hunter. La qualité de l'homogénéisation de la contrainte dans l'échantillon est ainsi contrôlable (et a été contrôlée) grâce aux valeurs des forces entrante et sortante et au critère de Davies et Hunter (voir figures (8.1), (8.2) et (8.7)).

8.3.2 Déformation axiale.

Les déplacements (ou vitesses) des interfaces entrante et sortante permettent de calculer la déformation axiale nominale de l'échantillon. Son expression analytique est donnée par la formule (5.9). Les variations de la déformation axiale nominale de l'échantillon sont représentées sur la figure (8.8). Suivant le type d'essai (oedométrique, confinement imposé), l'évolution de la déformation en fonction du temps ne se fait pas de la même manière.

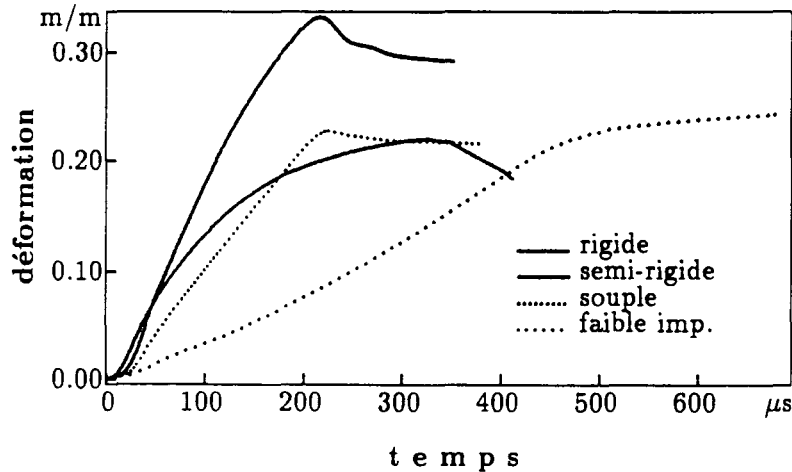


Figure 8.8: Déformation axiale nominale de l'échantillon en fonction du temps pour les 4 types d'essais réalisés.

Pour les essais à faible impédance, la déformation augmente beaucoup plus lentement que pour les autres types d'essais (oedométriques dynamiques, confinement semi-rigide, confinement souple). Les valeurs maximales obtenues dans les divers types d'essais sont du même ordre de grandeur. Elles sont en effet largement dépendantes de la longueur de l'impacteur.

8.3.3 Comparaisons des différents trajets de chargement.

Sur les sols, les réponses des échantillons à divers types de chemins de chargement sont en général très différentes. Les réponses caractéristiques des 4 types d'essais dynamiques réalisés sont maintenant présentées en détail.

Essais oedométriques dynamiques (confinement rigide).

Les essais oedométriques dynamiques sont très répétitifs aussi bien du point de vue des ondes mesurées que des contraintes et déformations axiales calculées. La courbe contrainte axiale / déformation axiale en calcul simplifié (voir figure (8.9)) est quasiment linéaire en charge. La portion de courbe en décharge a une pente totalement différente : la réponse du matériau

sur ce type de chemin de chargement est donc **fortement inélastique**. La courbe $\sigma_{ax} / \varepsilon_{ax}$ en calcul complet montre que le calcul d'après les trois ondes donne une courbe non linéaire : la résistance de l'échantillon est plus grande en début de chargement et décroît par la suite.

La caractérisation complète de la réponse du sable pour un essai oedométrique dynamique est donnée plus loin grâce aux comparaisons entre contrainte axiale, contrainte moyenne et contrainte déviatorique (voir paragraphe (8.4)).

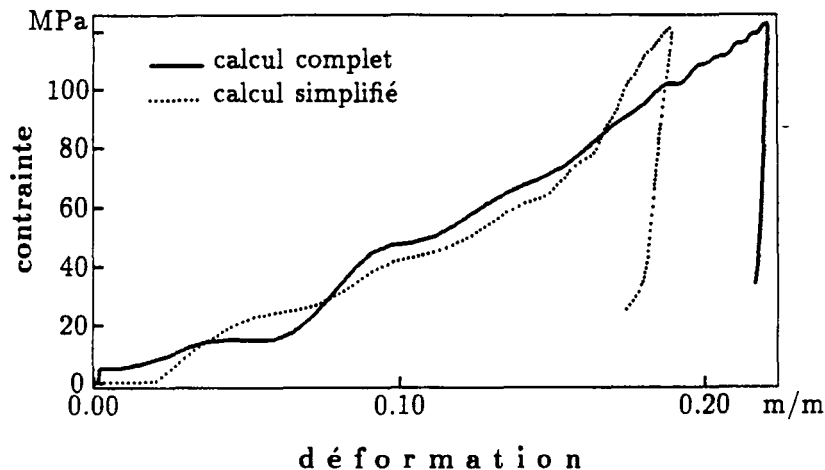


Figure 8.9: Courbes contrainte axiale/déformation axiale pour un essai oedométrique dynamique (calculs simplifié (pointillé) et complet (continu))

Essais à faible impédance.

La figure (8.10) donne les courbes contrainte axiale/déformation axiale pour un essai à faible impédance (calcul simplifié et calcul complet). Ces courbes montrent un radoucissement assez rapide de la contrainte. D'après les courbes de la figure (8.10), le pic de contrainte axiale apparaît pour une déformation $\varepsilon_{ax} \simeq 0,03$ (i.e. 3%). Les pentes initiales des courbes contrainte/déformation ne sont pas fiables puisque la partie initiale (croissante) de ces courbes correspond à une zone où les forces entrante et sortante ne sont pas égales. Ceci explique d'ailleurs la grande différence, dans la partie initiale de ces courbes, entre contrainte d'après calcul simplifié (proportionnelle à la déformation transmise) et contrainte d'après calcul complet (calculée d'après la moyenne entre forces entrante et sortante).

La figure (8.13) permet une comparaison des réponses en termes de contrainte axiale pour les différents types d'essais. Il est donc possible sur cette figure d'apprécier les niveaux de contrainte axiale atteints pour les divers essais et la position du pic pour les essais à faible impédance.

Cet essai à faible impédance permet une connaissance complète du trajet de chargement. En effet, le confinement étant appliqué à l'aide d'une pression d'air, la contrainte radiale imposée à l'échantillon varie peu au cours de l'essai. Cela est également le cas pour les essais sous confinement souple. Il est ainsi possible d'explorer un trajet de chargement de type triaxial dans un intervalle de pressions de confinement assez large.

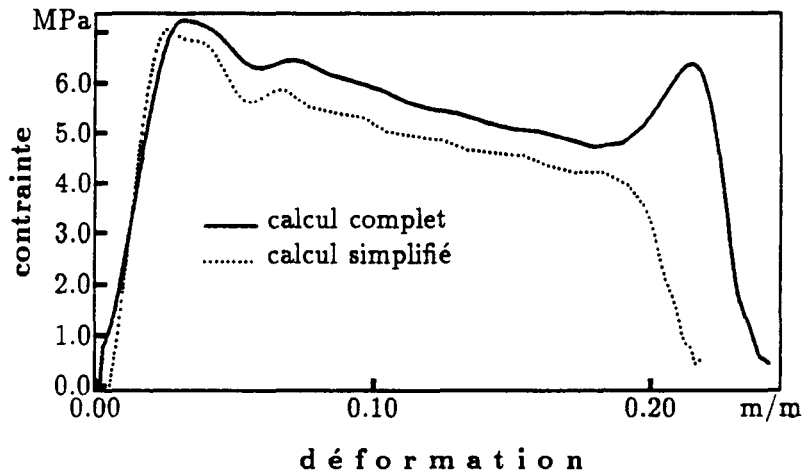


Figure 8.10: *Courbes contrainte axiale/déformation axiale pour un essai à faible impédance (calculs simplifié et complet)*

Essais sous confinement souple.

Comme l'indique la courbe contrainte-déformation de la figure (8.11), les essais sous confinement souple conduisent à une réponse avec écrouissage puisque la pente $d\sigma/d\varepsilon$ vaut 400 MPa en début de chargement et décroît fortement (100 MPa environ) à partir de 7 % de déformation axiale.

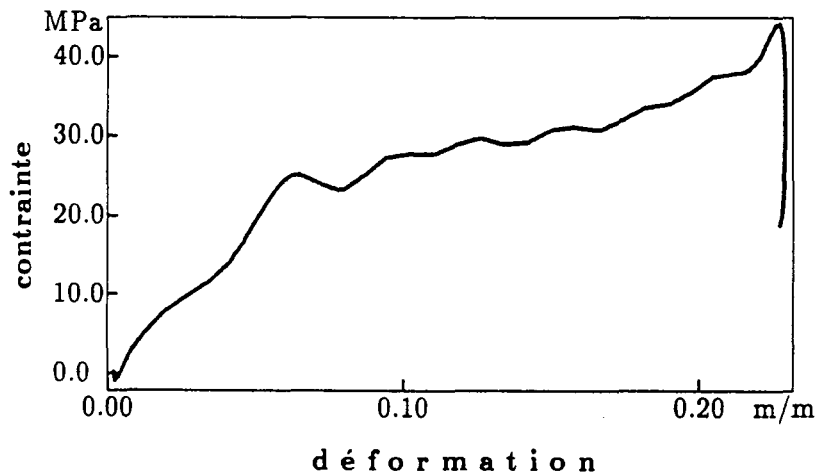


Figure 8.11: *Courbe contrainte axiale-déformation axiale pour un essai sous confinement souple (calcul complet).*

La réponse en décharge est très éloignée de la réponse en charge, le module à la décharge présente une valeur très élevée (voir essais sous confinement semi-rigide). Tout comme les essais à faible impédance, ces essais sont réalisés sous pression de confinement fixe (fluide compressible).

Essais sous confinement semi-rigide.

La pression appliquée lors des essais sous confinement semi-rigide peut varier au cours de l'essai puisque c'est une pression d'huile qui impose le confinement latéral de l'échantillon. Comme cela a déjà été indiqué, aucune mesure de variation de pression de confinement n'a été réalisée pour les essais à fort confinement. Les résultats ne seront donc donnés qu'en termes de contrainte et déformation axiales (le trajet de chargement n'est pas complètement connu).

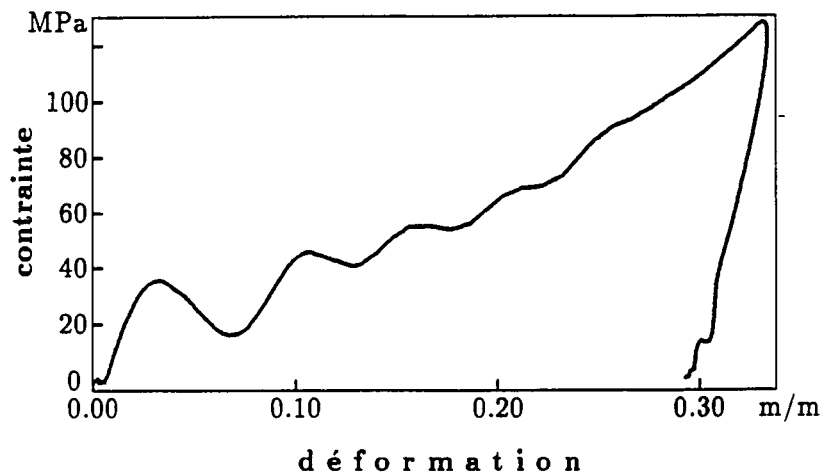


Figure 8.12: Courbes contrainte axiale/déformation axiale pour un essai sous confinement semi-rigide (calcul complet)

Les courbes contrainte axiale/déformation axiale données à la figure (8.12) montrent que la réponse de l'échantillon est quasiment linéaire en charge (les ondulations sur la partie initiale de la courbe sont dues au déséquilibre des forces). La réponse en décharge est également linéaire mais de pente beaucoup plus forte. Ces résultats sont proches de ceux obtenus pour les essais oedométriques dynamiques. Les réponses contrainte axiale/déformation axiale pour les différents types d'essais sont comparées sur le graphique (8.13).

Comparaison des différentes réponses.

Les courbes de la figure (8.13) permettent de comparer les réponses (contrainte et déformation axiales) pour les différents types d'essais. La pente des courbes contrainte axiale/déformation axiale est assez forte pour les essais oedométriques dynamiques et un peu moins forte pour les essais sous confinement imposé. Les essais sous faible impédance mettent en jeu des contraintes axiales beaucoup plus faibles (voir figure (8.13)). Les réponses semblent se répartir en deux groupes (voir figure (8.13)) :

- dans les essais à faible impédance et les essais sous confinement souple : le comportement est respectivement de type radoucissant et à écrouissage. La résistance de l'échantillon diminue donc au cours du chargement
- dans les essais sous confinement semi-rigide et les essais oedométriques dynamiques (confinement rigide) : le comportement est quasiment linéaire en charge; l'évolution du

confinement en cours de chargement (qui est quantifiée dans les essais oedométriques dynamiques) induit un **raidissement du comportement**

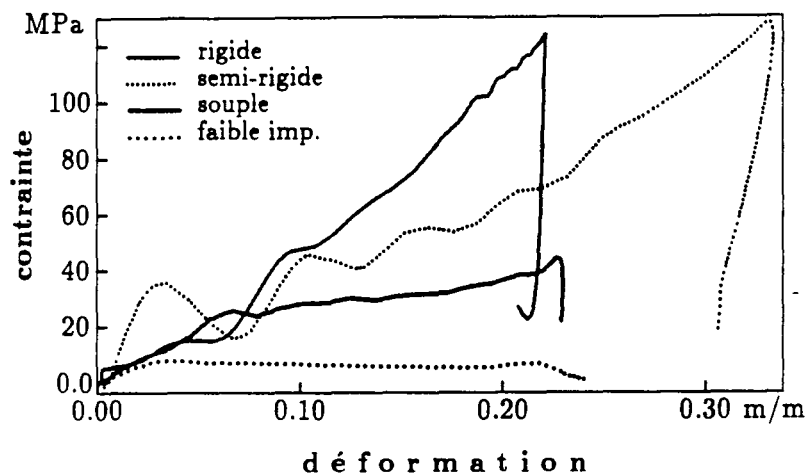


Figure 8.13: Courbes contrainte axiale/déformation axiale pour les différents types d'essais réalisés.

8.4 Chargement : le point de vue tridimensionnel.

Pour tous les essais oedométriques dynamiques réalisés, les composantes de contrainte sont connues à la fois dans la direction axiale et dans la direction radiale. C'est une des grandes originalités de ce dispositif de sollicitation dynamique que de permettre une mesure simultanée des composantes axiale et radiale de la contrainte. Il est donc possible de relier contraintes axiale et radiale afin de raisonner en termes de **contrainte moyenne** et **contrainte déviatorique**. Cette approche est en effet très intéressante en mécanique des sols où la réponse à une sollicitation dépend fortement du rapport entre ces deux grandeurs.

8.4.1 Contrainte radiale dans les essais oedométriques.

Répétitivité des essais vis-à-vis de l'onde radiale.

Du point de vue de l'onde radiale, les essais sont un peu moins répétitifs. En effet, comme le montrent les courbes de la figure (8.14), les ondes radiales mesurées pour trois essais similaires sont assez proches. La coïncidence n'est pas aussi bonne que pour les ondes axiales, mais elle est quand même tout à fait satisfaisante. La contrainte radiale devrait être relativement constante sur une circonférence d'abscisse donnée mais doit vraisemblablement varier sur la longueur de l'échantillon.

Evolution de la contrainte radiale.

En fonction du temps, la contrainte radiale augmente en même temps que la contrainte axiale (voir figure (8.15)). Toutefois elle commence à décroître avant le début de la décharge. Il y a donc **décharge radiale avant la décharge axiale**. Ceci aura des conséquences sur la

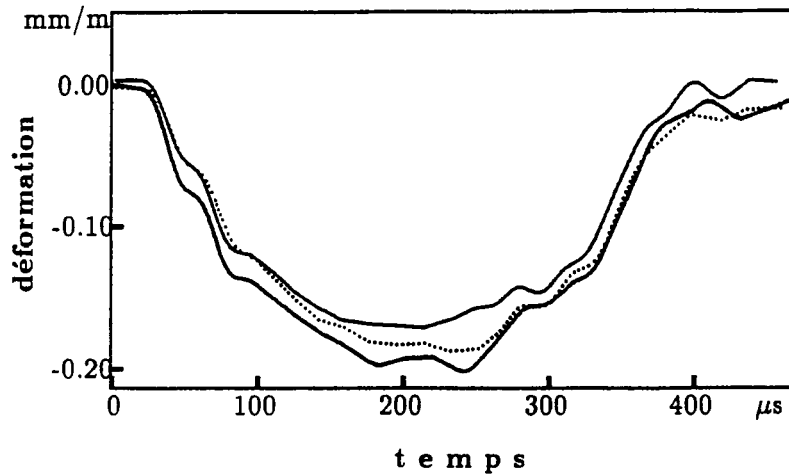


Figure 8.14: Evolution de l'onde radiale (déformation dans la barre radiale) pour trois essais similaires.

forme des courbes contrainte moyenne/déformation axiale et contrainte déviatorique/contrainte moyenne (voir paragraphe (8.4.2)). La valeur maximale de la contrainte radiale atteint, pour la plupart des essais réalisés, environ 20 % de la contrainte axiale maximale.

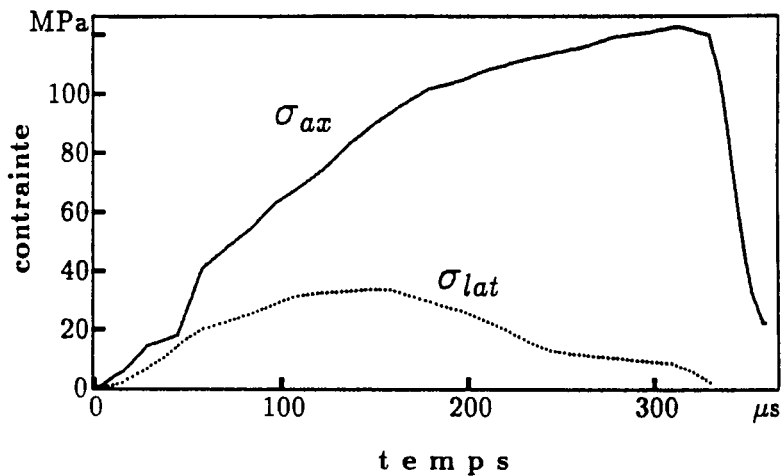


Figure 8.15: Evolution des contraintes axiale et radiale en fonction du temps (essai oedométrique dynamique).

8.4.2 Contraintes moyenne et déviatorique.

Calcul.

En mécanique des sols, l'utilisation de la contrainte moyenne p et de la contrainte déviatorique q est extrêmement fructueuse. Le calcul de ces grandeurs permet de considérer l'évolution de la réponse de l'échantillon dans un *diagramme p-q* (contrainte moyenne- contrainte déviatorique) beaucoup plus représentatif du trajet de chargement réel.

Leurs expressions habituelles, pour les essais triaxiaux ($\sigma_2 = \sigma_3$), sont de la forme suivante :

$$p = \frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3} \quad (8.1)$$

$$q = \sigma_1 - \sigma_3 \quad (8.2)$$

Pour les essais aux barres de Hopkinson, la contrainte moyenne et la contrainte déviatorique s'expriment donc en fonction de la contrainte axiale nominale σ_{ax} et de la contrainte radiale σ_{rad} supposée uniforme sur toute la surface latérale de l'échantillon. Les relations précédentes deviennent ainsi :

$$p = \frac{\sigma_{ax} + 2\sigma_{rad}}{3} \quad (8.3)$$

$$q = \sigma_{ax} - \sigma_{rad} \quad (8.4)$$

Contrainte moyenne.

En charge, la contrainte axiale évolue de façon quasi-linéaire en fonction de la déformation axiale (voir figure (8.9)). Comme le montre la courbe de la figure (8.16), la linéarité en charge provient essentiellement de la contrainte moyenne qui évolue linéairement en fonction de la déformation axiale (en charge).

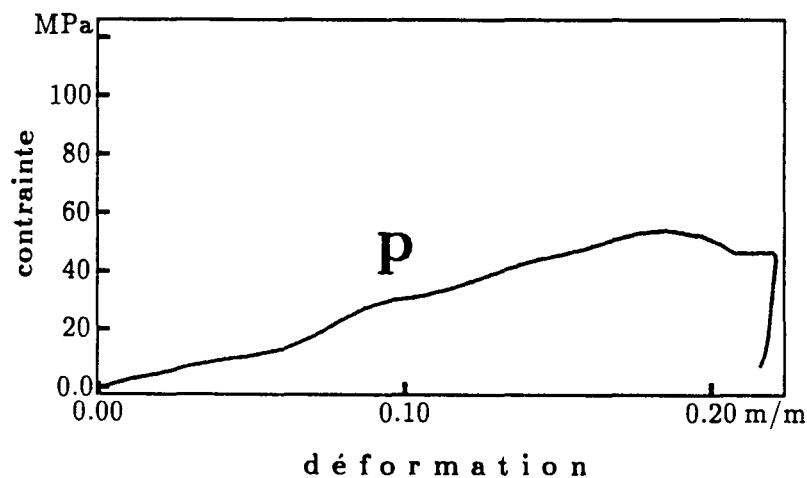


Figure 8.16: Evolution de la contrainte moyenne en fonction de la déformation axiale (essai oedométrique dynamique).

Comme la courbe de la figure (8.15) l'indique, la contrainte radiale diminue avant la décharge axiale. La contrainte moyenne décroît elle aussi avant la décharge axiale.

Contrainte déviatorique.

L'évolution de la contrainte déviatorique (voir figure (8.17)) est totalement différente. En effet la contrainte déviatorique est toujours croissante jusqu'à la décharge. De plus la contrainte déviatorique n'évolue pas linéairement en fonction de la déformation axiale. La courbe de la figure (8.17) indique un raidissement du matériau en terme de contrainte

déviatorique. Le calcul des deux grandeurs contraintes moyenne et déviatorique permet maintenant d'apprécier le trajet de chargement dans un *diagramme p-q* (contrainte déviatorique-contrainte moyenne).

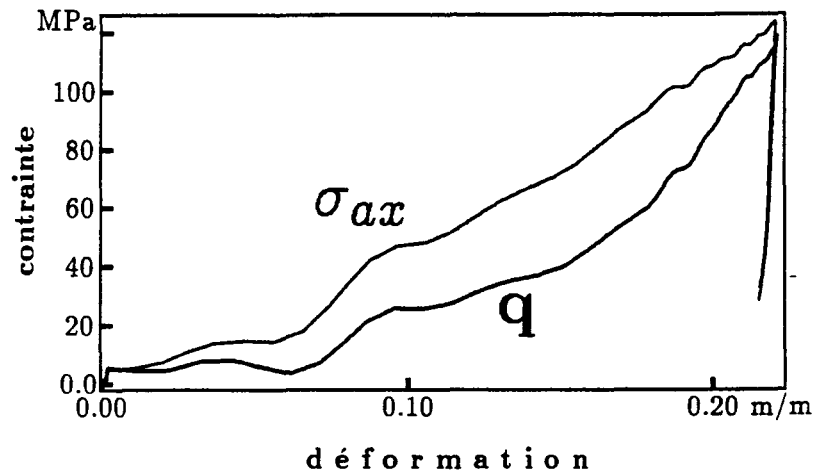


Figure 8.17: Evolution des contraintes axiale et déviatorique en fonction de la déformation axiale (essai oedométrique dynamique).

Diagrammes p-q.

Il faut tout d'abord rappeler que, pour les essais oedométriques dynamiques, le trajet dans le plan des déformations ($\varepsilon_q, \varepsilon_v$) est linéaire. En effet, comme la déformation radiale est nulle, les déformations volumique et de distorsion valent $\varepsilon_v = \varepsilon_{ax}$ et $\varepsilon_q = \frac{2}{3}\varepsilon_{ax} = \frac{2}{3}\varepsilon_v$ où ε_{ax} représente la déformation axiale de l'échantillon. Dans le plan des contraintes (p,q), les trajets sont également des trajets linéaires (voir figure (8.18)). Toutefois les trajets en charge et en décharge sont très différents : le niveau de contrainte déviatorique q/p est donc constant en charge et en décharge mais sa valeur est plus forte en décharge.

Des expériences utilisant des impacteurs plus courts (durée du créneau de chargement plus brèves) permettraient d'analyser plus précisément la réponse du matériau en décharge. Cette préoccupation a conduit, dans les essais sous confinement semi-rigide, à utiliser deux longueurs d'impacteur (voir tableau (7.6)). Il est alors possible de déterminer complètement la réponse de l'échantillon à la décharge (voir figure (8.12)). Pour les essais oedométriques dynamiques, il semble intéressant, d'après les courbes de la figure (8.18), de connaître la réponse du matériau dans le plan p-q jusqu'à sa décharge complète.

8.5 Influence de la vitesse de déformation.

Dans les essais dynamiques, la vitesse de déformation peut, a priori, sembler un paramètre pertinent pour l'analyse des résultats. Dans l'intervalle de vitesses de déformation exploré, l'influence de la vitesse de déformation sur la réponse du matériau n'est pas flagrante. Les résultats de la figure (8.19) montrent par exemple que, pour les essais oedométriques dynamiques, la pente des courbes contrainte axiale/déformation axiale diminue légèrement quand la

vitesse de déformation augmente.

Cette évolution n'est pas suffisamment nette pour l'imputer uniquement à la vitesse de déformation. D'autres facteurs peuvent entrer en considération comme par exemple la densité initiale de l'échantillon qui, comme l'a indiqué Felice [8], a une grande influence sur la réponse dynamique d'un échantillon de sol.

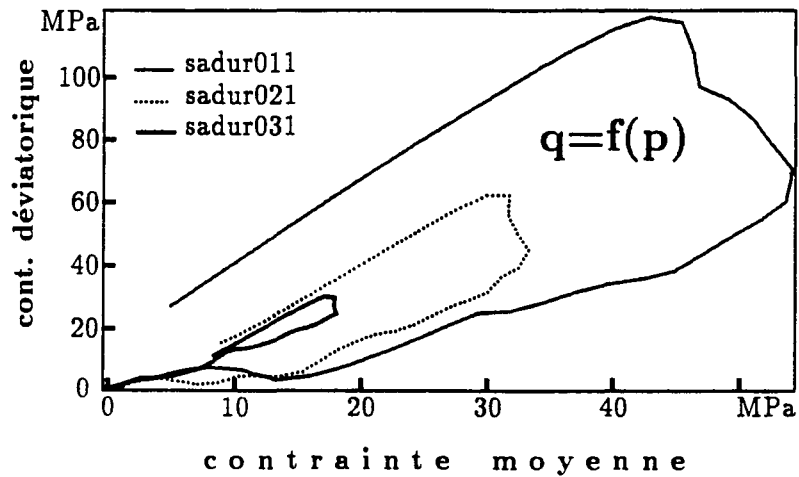


Figure 8.18: Diagrammes p - q : évolution de la contrainte déviatorique en fonction de la contrainte moyenne (pour trois essais oedométriques dynamiques).

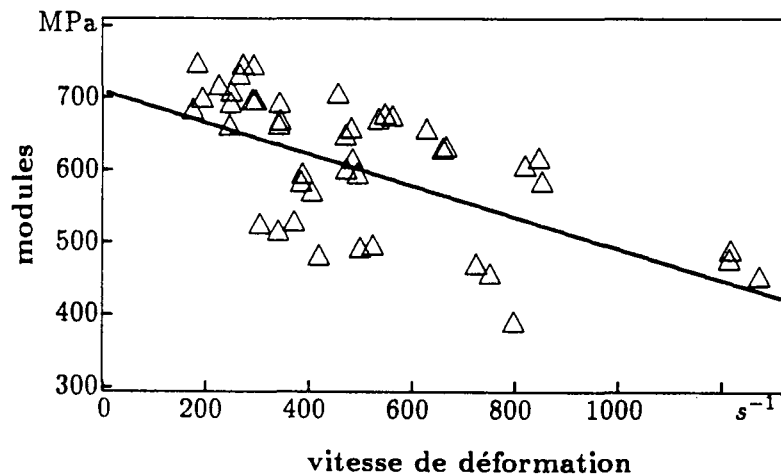


Figure 8.19: Pentés moyennes des courbes contrainte axiale/déformation axiale en fonction de la vitesse de déformation (essais oedométriques dynamiques).

Chapitre 9

Comportement à l'échelle granulaire.

9.1 Réponse sous sollicitation d'un réseau de grains.

Les travaux théoriques et expérimentaux, menés en statique par Cambou, Gherbi et al ainsi que par de Josseling de Jong [3, 17, 20] et en dynamique par Sadd et Shukla [33, 36, 37], sur le comportement à l'échelle granulaire des milieux non cohérents ont mis en évidence de nombreux phénomènes. Après une présentation rapide des principales conclusions tirées des études en statique, les travaux de Shukla et Sadd en dynamique seront largement détaillés. L'importance des phénomènes dynamiques dans l'analyse des résultats obtenus sur le sable dans les essais aux barres de Hopkinson sera alors mise en évidence.

9.1.1 Réseau de forces dans un milieu granulaire.

Les expérimentations en photoélasticité réalisées par de Josseling de Jong [20] ont permis de mettre en évidence divers phénomènes caractéristiques du chargement statique d'un ensemble de grains (voir également Dantu [6]). Dans un milieu granulaire, l'application d'une charge se traduit par une évolution des forces de contact entre grains visant à rétablir l'équilibre de l'ensemble du milieu (ou tout au moins de la partie du milieu en déséquilibre). Cette évolution fait apparaître des réseaux de forces de différentes intensités (voir figure (9.1)).

Les valeurs des forces suivant ces différentes lignes dépendent de plusieurs paramètres :

- du nombre de contact entre grains
- de la présence éventuelle de vides entre les grains
- de la résistance mécanique et des caractéristiques géométriques des grains

Les travaux de Shukla [36, 37] prennent en compte ces divers paramètres afin d'apprécier leur influence sur la réponse dynamique d'un ensemble de grains.

9.1.2 Propagation d'onde dans un milieu granulaire.

Shukla a réalisé un grand nombre d'expériences en simulant le chargement dynamique d'un milieu granulaire par l'utilisation d'un réseau unidimensionnel ou bidimensionnel de grains sphériques sollicité par l'explosion d'une charge. La figure (9.2) montre l'évolution des forces de contact sous chargement dynamique dans des réseaux unidimensionnel et bidimensionnel de

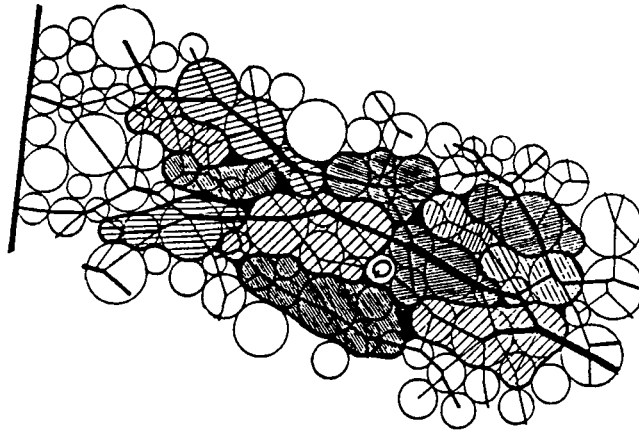


Figure 9.1: *Apparition de réseaux de forces lors du chargement statique d'un milieu granulaire (d'après de Josseling de Jong).*

grains sphériques. Shukla a étudié l'influence du mode d'empilement des grains sur la propagation de l'onde. Il s'est également intéressé à l'évolution des forces de contact en présence d'une inclusion sphérique (grain plus dur ou inclusion vide).



Figure 9.2: *Apparition de réseaux de forces lors du chargement dynamique d'un milieu granulaire.*

La simulation sur un ensemble de cylindres photoélastiques lui a permis de déterminer de façon assez précise l'évolution des forces de contact intergranulaires en fonction du temps (force normale, force tangentielle). Il a ainsi étudié la réponse d'un empilement de grains à une sollicitation dynamique du point de vue des interactions entre grains.

9.1.3 Réseaux de forces préférentiels.

L'application d'une charge à un milieu granulaire provoque l'établissement de réseaux de forces répartissant la charge sur les différents grains. Les chaînons de force sont de plusieurs types car les forces qu'ils supportent sont de différentes intensités. Comme le montre la figure (9.1), des chaînons de force préférentiels apparaissent rapidement et supportent une charge plus importante que les autres.

Pour les essais dynamiques, dans la phase initiale de chargement la contrainte radiale reste faible. Ce type de chaînons de force peut apparaître rapidement et reprendre une partie importante de la charge. En effet, le chargement étant rapide, les grains ne peuvent pas se réarranger dans la partie initiale du chargement (voir les conclusions de R.V. Whitman dans le paragraphe (8.1)). Ces réseaux préférentiels supportent une charge importante, cela peut provoquer la rupture de grains suivant ces lignes de force. Lors du chargement dynamique d'un milieu granulaire, il peut donc y avoir rupture dynamique des grains suivant des lignes de force préférentielles. Des expérimentations bidimensionnelles permettraient de suivre (de façon rapide) des "lignes de rupture" en chargement dynamique.

9.1.4 Modélisation d'un réseau de grains.

Si les méthodes expérimentales permettent d'analyser la réponse d'un réseau de grains à une sollicitation, certains modèles, utilisés pour des simulations numériques, permettraient d'étudier le chargement dynamique d'un réseau de grains. Les travaux de Rothenburg et Bathurst [4, 32] sur la méthode des éléments discrets semblent pouvoir être étendus aux problèmes dynamiques et de propagation d'ondes.

9.2 Evolution de la taille des grains.

L'étude de la distribution des tailles de grains avant et après essai peut donner des indications très intéressantes sur la réponse de l'échantillon. L'évolution des facteurs liés à cette distribution (nombre de particules, diamètre moyen, surface spécifique...) est en effet un précieux indicateur de la réponse de l'échantillon à la sollicitation dynamique qui lui est appliquée.

9.2.1 Distributions granulométriques.

Le sable de Fontainebleau est un matériau à grains fins (environ $200\mu m$ de diamètre moyen), de taille assez homogène et de forme quasi-sphérique. Ces caractéristiques sont visibles sur le cliché de la figure (9.3) : les grains sont tous de tailles équivalentes et ont une forme peu anguleuse. Les caractéristiques des grains après essai sont très différentes (voir figure (9.4)).

Pour certains essais, l'évolution de la taille des grains après essai est directement observable à l'oeil nu. Sur le cliché de la figure (9.4), les grains possèdent les caractéristiques géométriques suivantes :

- la taille des grains n'est pas homogène : il subsiste des grains assez gros alors que des grains très petits sont apparus
- la forme des grains est très anguleuse : les grains de petite taille (résidus de la rupture de gros grains) ont une forme très irrégulière

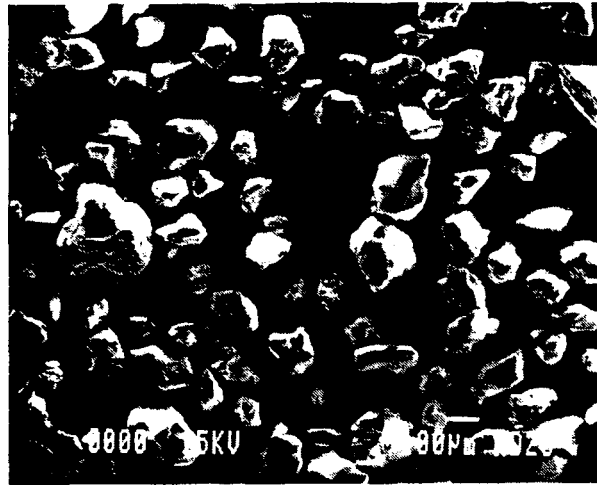


Figure 9.3: *Observation des grains avant essai par microscope électronique à balayage.*



Figure 9.4: *Observation des grains après essai par microscope électronique à balayage.*

Il s'agit maintenant d'apprécier l'influence des divers paramètres mécaniques sur l'évolution des caractéristiques géométriques des grains. Ces modifications des caractéristiques géométriques des grains doivent donc être évaluées de façon plus quantitative. L'étude par granulométrie laser des échantillons après essai permet de calculer précisément les distributions granulométriques dans les divers échantillons. C'est cette technique qui est utilisée dans la partie suivante pour analyser l'évolution de la taille des grains en fonction de différents paramètres mécaniques.

9.2.2 Différents éléments d'analyse.

Distributions granulométriques.

Pour quantifier l'évolution de la taille des grains avant et après essai, il est nécessaire de connaître les distributions granulométriques correspondantes. Les distributions granulométriques (pourcentages en volume non cumulés, soit q_i) de la figure (9.5) indiquent que la taille des grains après essai diminue très sensiblement. Cette évolution peut être quantifiée en calculant le

diamètre moyen des grains avant et après essai (moyenne dans l'ensemble des n_i grains de diamètre x_i , $d_{moy} \neq D_{50}$). Les valeurs de diamètres moyens sont données dans le tableau (9.1) en fonction des valeurs correspondantes de contrainte axiale maximale et de vitesse de déformation nominale. Ce tableau indique aussi pour chaque essai la vitesse d'impact utilisée.

Nom essai	vitesse de déformation	contrainte axiale max.	diamètre moyen	vitesse d'impact
sadur001	393 s^{-1}	42 MPa	$184,7 \mu\text{m}$	$3,24 \text{ m.s}^{-1}$
sadur006	771 s^{-1}	63 MPa	$150,8 \mu\text{m}$	$5,54 \text{ m.s}^{-1}$
sadur011	1245 s^{-1}	120 MPa	$65,74 \mu\text{m}$	$9,42 \text{ m.s}^{-1}$
sadur016	345 s^{-1}	45 MPa	$174,3 \mu\text{m}$	$4,27 \text{ m.s}^{-1}$
sadur021	468 s^{-1}	70 MPa	$136,9 \mu\text{m}$	$5,74 \text{ m.s}^{-1}$
sadur028	827 s^{-1}	118 MPa	$91,49 \mu\text{m}$	$9,71 \text{ m.s}^{-1}$
sadur031	220 s^{-1}	37 MPa	$175,6 \mu\text{m}$	$3,41 \text{ m.s}^{-1}$
sadur036	379 s^{-1}	52 MPa	$150,2 \mu\text{m}$	$5,57 \text{ m.s}^{-1}$
sadur041	634 s^{-1}	98 MPa	$104,0 \mu\text{m}$	$9,60 \text{ m.s}^{-1}$
sadur046	200 s^{-1}	35 MPa	$176,9 \mu\text{m}$	$3,81 \text{ m.s}^{-1}$
sadur049	318 s^{-1}	50 MPa	$172,3 \mu\text{m}$	$5,82 \text{ m.s}^{-1}$
sadur052	508 s^{-1}	82 MPa	$118,2 \mu\text{m}$	$9,31 \text{ m.s}^{-1}$
sadur055	167 s^{-1}	29 MPa	$182,3 \mu\text{m}$	$3,66 \text{ m.s}^{-1}$
sadur058	264 s^{-1}	45 MPa	$183,3 \mu\text{m}$	$5,87 \text{ m.s}^{-1}$
sadur061	444 s^{-1}	75 MPa	$121,5 \mu\text{m}$	$9,27 \text{ m.s}^{-1}$

Tableau 9.1: Diamètres moyens des grains après différents essais dynamiques.

Le diamètre moyen des grains avant essai vaut $d_{moy}=197\mu\text{m}$ alors que le diamètre moyen après essai varie de $65\mu\text{m}$ à $185\mu\text{m}$. L'évolution de la taille des grains est donc très importante. Les courbes de la figure (9.5) montrent clairement l'évolution de la distribution granulométrique entre un échantillon brut et deux échantillons après essais.

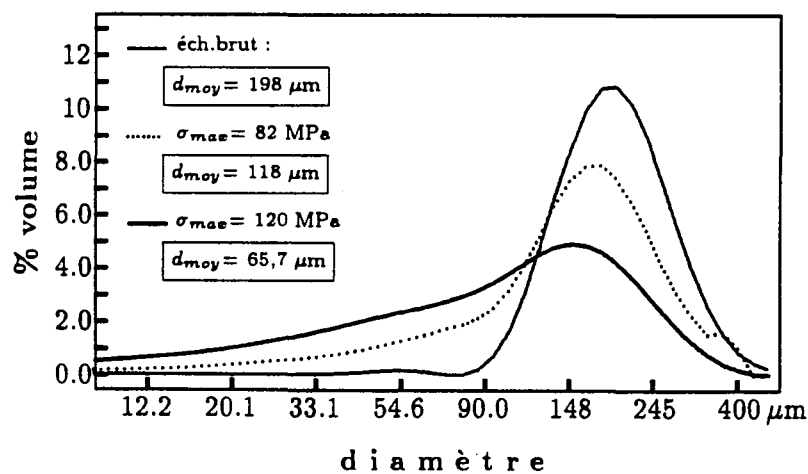


Figure 9.5: Distributions granulométriques (pourcentage non cumulé) avant et après essai.

Pour apprécier cette évolution, il est également possible de tracer dans un diagramme en 3 dimensions les distributions granulométriques (pourcentages non cumulés) en fonction de la contrainte axiale maximale. La figure (9.6) donne la courbe tridimensionnelle $q_i = f(x_i, \sigma_{max}^{(i)})$ traduisant l'évolution du pourcentage q_i (en volume) de chaque taille de grains (x_i) en fonction de la contrainte axiale maximale ($\sigma_{max}^{(i)}$). Cette courbe montre clairement que la proportion de gros grains diminue fortement et que la proportion de grains de petite taille augmente progressivement en fonction de σ_{max} .

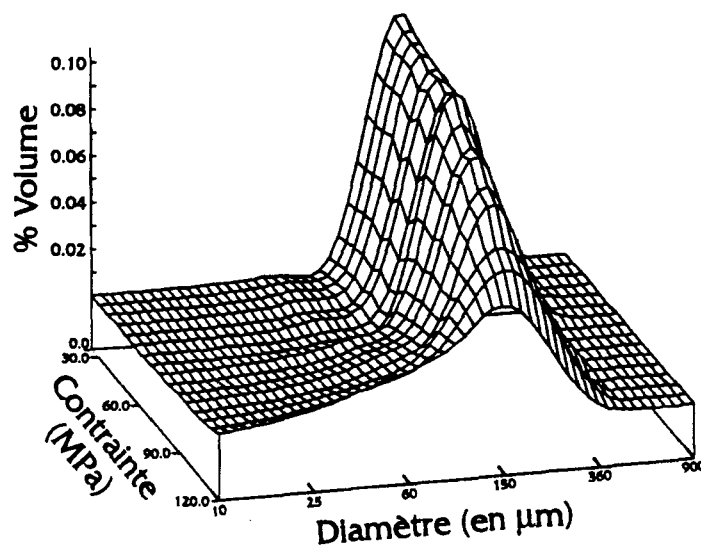


Figure 9.6: Distributions granulométriques (pourcentages non cumulés) avant et après essai en fonction de la contrainte axiale maximale.

Contraintes maximales appliquées et diamètres moyens.

La figure (9.7) montre directement l'évolution du diamètre moyen après essai en fonction de la contrainte axiale maximale appliquée. La corrélation entre ces deux grandeurs semble tout à fait bonne. Cette concordance entre diamètre moyen et contrainte maximale appliquée peut laisser supposer qu'il n'y a pas d'effet dynamique dans la rupture des grains. En fait, après le premier chargement (étudié ici), des ondes continuent à transiter dans les barres. L'échantillon peut donc subir plusieurs chargements successifs (voir également paragraphe (9.2.3)).

D'après les courbes de forces et de vitesses (voir figures (8.1), (8.2) et (8.6)), les forces entrante et sortante s'annulent à la décharge et la vitesse entrante devient négative : il se peut qu'il y ait séparation entre l'échantillon et les barres après la phase de décharge. Cela permettrait d'affirmer que les variations dans la forme des distributions granulométriques résultent uniquement du premier cycle de charge-décharge.

Coefficient d'uniformité.

L'évolution des tailles de grains peut être évaluée d'après un paramètre classique en analyse granulométrique : le coefficient d'uniformité. Le coefficient d'uniformité χ_c s'exprime sous la forme du rapport suivant :

$$\chi_c = \frac{D_{60}}{D_{10}} \quad (9.1)$$

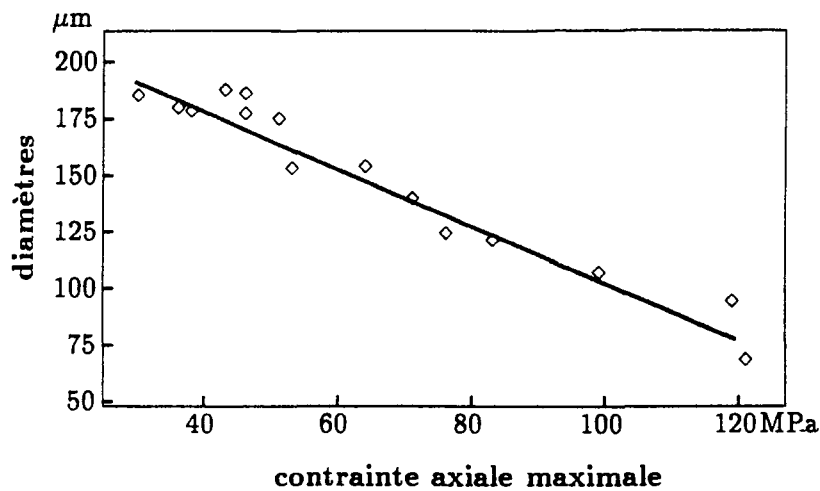


Figure 9.7: Diamètres moyens après essai en fonction de la contrainte axiale maximale appliquée.

Le paramètre D_i donne le diamètre des plus gros grains pour un pourcentage cumulé en volume "i". Le coefficient d'uniformité est donc le rapport entre le diamètre des plus gros grains à 60 % et 10 % de pourcentage en volume (respectivement). χ_c traduit l'étalement de la courbe granulométrique (cumulée).

Comme la taille des grains après essai est différente de leur taille avant essai, le coefficient d'uniformité χ_c quantifie cette évolution d'après les courbes granulométriques. La courbe de la figure (9.8) présente l'évolution du coefficient d'uniformité en fonction de la contrainte axiale maximale.

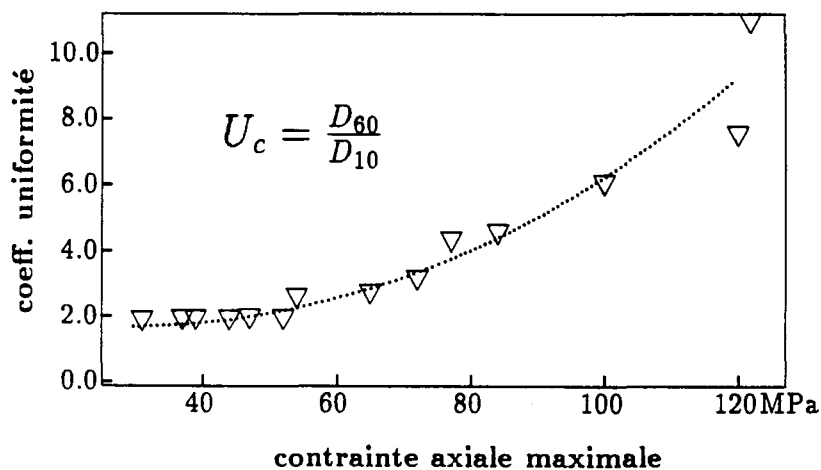


Figure 9.8: Coefficient d'uniformité χ_c en fonction de la contrainte axiale maximale.

Les valeurs de χ_c sont légèrement inférieures à 2 pour un échantillon vierge et pour des essais à faible contrainte maximale (ou à faible vitesse de déformation). Pour les essais sous forte contrainte (au-delà de 50 MPa) qui correspondent à des vitesses de déformation supérieures à 500 s^{-1} , le coefficient d'uniformité est supérieur à 4. La valeur maximale de χ_c est $\chi_c^{max}=11$.

La taille des grains évolue donc de façon importante :

- la granulométrie est serrée pour les essais où la contrainte axiale maximale est inférieure à 50 MPa (vitesse de déformation inférieure à 500 s^{-1})
- la granulométrie est étalée pour les essais où la contrainte axiale maximale est supérieure à 50 MPa (vitesse de déformation supérieure à 500 s^{-1})

Dans les essais réalisés, les paramètres de contrainte et de vitesse de déformation ne sont pas réellement découplés et il n'est pas possible d'étudier leur importance respective dans l'évolution de la granulométrie.

9.2.3 Energie de rupture.

Les travaux réalisés par Fukumoto [11, 12] ont introduit en mécanique des sols des outils puissants utilisés couramment en métallurgie. Il a étudié en détail les distributions granulométriques d'échantillons de sols après plusieurs types d'essais. A partir de données statistiques complètes issues des distributions granulométriques, il propose : une équation granulométrique, une relation entre le diamètre moyen des particules et la contrainte appliquée et une expression de l'énergie de rupture.

D'autres travaux récents [18, 30, 38], centrés sur des problèmes de forage ou de concassage, ont analysé l'évolution des tailles de grains (en liaison avec les variations de perméabilité pour Papamichos [30]). Ces auteurs (voir notamment Weichert [38]) proposent des descriptions microscopiques d'un milieu granulaire basées sur la théorie du contact de Hertz et la théorie statistique de Weibull afin de relier les paramètres suivants :

- dimension des grains
- probabilité de rupture
- énergie spécifique de fragmentation

Ces approches peuvent se révéler très fructueuses dans le domaine de la dynamique des milieux granulaires où la rapidité des phénomènes peut avoir des conséquences importantes sur les forces intergranulaires et les déplacements des grains.

Théories de la comminution.

Les théories classiques de la comminution (rupture des grains) sont couramment utilisées en chimie ou en métallurgie. Rittinger (1867) et Kick (1885) se sont intéressés au processus de réduction de la taille des grains afin d'établir une expression de l'énergie de rupture associée à ces changements de taille [21, 31].

Ces théories sont basées sur la notion de surface spécifique S_w qui s'exprime comme le rapport entre la surface extérieure d'un grain et son volume. Ses variations caractérisent donc l'évolution des surfaces de grains dans le milieu et indirectement les surfaces de contact réelles ou "disponibles".

En supposant les grains sphériques, la **surface spécifique** s'écrit sous la forme suivante :

$$S_w = \frac{\pi x_i^2}{\frac{\pi}{6} x_i^3} = \frac{6}{x_i} \quad (9.2)$$

Rittinger a supposé que l'énergie E_R nécessaire à la réduction de la taille des grains d'un solide est **proportionnelle à la nouvelle surface de grains créée par le changement de taille**. En notant q_i le pourcentage (non cumulé, en volume) de grains de diamètre x_i , l'énergie E_R s'exprime donc sous la forme suivante :

$$E_R = C_R \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \left[q_i \cdot \left(\frac{1}{x_i} - \frac{1}{x_0} \right) \right] \quad (9.3)$$

Dans cette expression, C_R est une constante et $x_0 = d_{moy}$ le diamètre moyen des grains avant essai.

Kick a suggéré de mettre en relation l'énergie de rupture et les changements de géométrie correspondants dans les particules du matériau solide. L'expression de l'énergie E_K est donc la suivante :

$$E_K = C_K \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \left[q_i \cdot \log \left(\frac{x_0}{x_i} \right) \right] \quad (9.4)$$

Comparaison avec l'énergie de déformation.

Pour raisonner en termes énergétiques sur les caractéristiques des différents essais, il est possible de calculer, pour chaque essai, l'énergie de déformation au cours du premier cycle de charge-décharge (aire sous la courbe contrainte axiale/déformation axiale). La courbe de la figure (9.9) donne l'énergie de rupture calculée à partir des distributions granulométriques (formule de Kick) en fonction de l'énergie de déformation de l'échantillon.

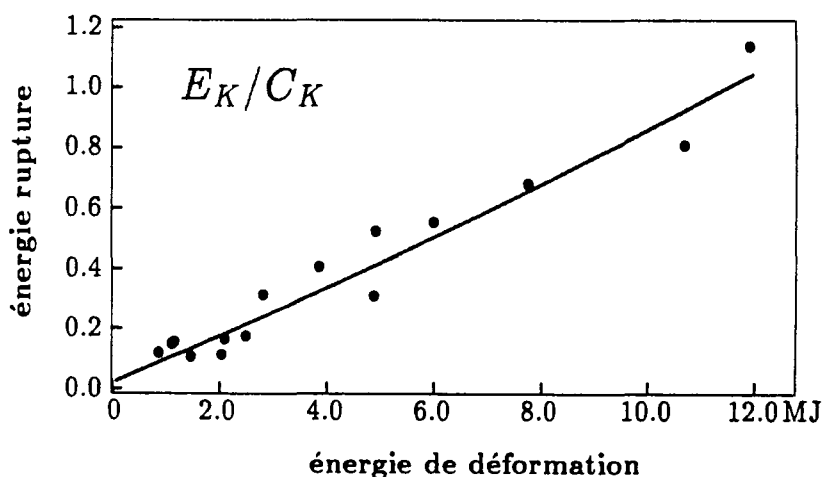


Figure 9.9: *Énergie de rupture E_K/C_K en fonction de l'énergie de déformation $E_{\sigma-\epsilon}$.*

Les deux énergies semblent liées de façon quasi-linéaire. Ceci tendrait à prouver que pour tous les essais oedométriques réalisés l'énergie de rupture est proportionnelle à l'énergie de

déformation du premier cycle de charge-décharge. Il semble donc que l'échantillon ne subit pas plusieurs chargements (dus aux réflexions des ondes dans les barres après le premier cycle de charge-décharge).

Il serait intéressant de poursuivre cette analyse granulométrique en comparant l'évolution de l'énergie de rupture en fonction du trajet de chargement. Dans l'état actuel de cette étude, seuls les essais oedométriques dynamiques ont été abordés sous cet angle.

Chapitre 10

Vers un modèle de comportement dynamique du sable.

10.1 Développement possibles.

10.1.1 Durée de chargement.

Comme cela a déjà été indiqué, dans les essais aux barres de Hopkinson, la durée du chargement dépend de la longueur de l'impacteur (ou plus exactement du temps d'un aller-retour de l'onde dans l'impacteur). L'utilisation d'impacteurs longs permet de disposer d'une plage de temps d'homogénéité de contrainte assez large. En revanche, l'étude précise de la décharge ne peut pas se faire si les ondes incidente et réfléchie sont très proches (mesures réalisées sur la barre entrante).

Il serait donc nécessaire, maintenant que les essais sur les sols se sont révélés prometteurs, d'utiliser des durées de chargement plus brèves (impacteurs plus courts). Il conviendrait également de solliciter le matériau en explorant des zones différentes du plan (contrainte axiale, vitesse de déformation). Dans les essais réalisés, ces deux grandeurs varient en effet de façon quasiment-simultanée.

10.1.2 Exploration de nouveaux trajets de chargement.

Dans cette étude plusieurs trajets de chargement ont été explorés. Comme le montre la figure (8.13), la réponse dynamique du sable est très fortement influencée par le trajet de chargement. Toutefois entre les deux cas extrêmes de confinement : confinement rigide (*essais oedométriques dynamiques*) et confinement souple (*essais à faible impédance et essais sous confinement souple*), les *essais sous confinement semi-rigide* ne permettent pas une connaissance complète du trajet de chargement. Il faut envisager des types de confinement intermédiaires (*semi-rigide*) qui donnent accès au trajet de chargement tridimensionnel.

Il est possible à partir de l'essai oedométrique dynamique d'imaginer d'autres types d'essais "semi-oedométriques" c'est-à-dire réalisés avec un cylindre de confinement qui ne soit pas trop rigide. Un tel dispositif autoriserait les déformations radiales de l'échantillon qui pourraient être mesurées à l'aide de jauges de déformation placées sur le cylindre. La détermination des déformations et des contraintes radiales de l'échantillon serait alors envisageable. En utilisant plusieurs dispositifs de ce type (de rigidités différentes), il serait possible d'explorer plusieurs trajets de chargement.

10.1.3 Autres matériaux granulaires.

La granulométrie du sable de Fontainebleau, utilisé dans cette étude, est tout à fait particulière : la taille des grains est assez uniforme (environ $200 \mu m$). Les propriétés mécaniques des grains sont également propres à ce type de sable. Des essais réalisés à partir d'échantillons de sable d'Hostun, de sable de Loire ou de sable de Seine, peuvent conduire à une réponse macroscopique ou une évolution de structure microscopique fort différentes de celles observées sur le sable de Fontainebleau. Sous sollicitations dynamiques, la comparaison des propriétés mécaniques de ces différents matériaux granulaires peut révéler l'influence des divers paramètres suivants : forme et propriétés mécaniques des grains, distribution granulométrique initiale... L'interprétation macroscopique et microscopique des divers phénomènes déjà observés ne peut se faire sans une comparaison large de ce type.

10.2 Les apports du calcul inverse.

10.2.1 Essai à vitesse de déformation constante.

Dans la présente étude, les essais dynamiques réalisés conduisent à une homogénéisation de la contrainte axiale assez rapide. En revanche, la différence $\Delta v = v_e - v_s$, entre vitesses particulières entrante et sortante peut ne pas être constante. C'est le cas pour les essais présentés dans cette étude, la vitesse de déformation n'est donc pas constante. Les essais dynamiques réalisés ne sont donc pas tout à fait de type quasi-statique rapide puisqu'il n'y a pas une valeur unique de vitesse de sollicitation au cours de l'essai.

Quand les variations de la vitesse de déformation sont vraiment importantes, l'utilisation d'un modèle unidimensionnel et d'une méthode de calcul inverse permet d'approcher les paramètres de comportement du matériau considéré. Une fois cette approximation réalisée, il est possible de simuler la réponse du matériau à vitesse de déformation constante.

10.2.2 Essais non homogènes.

Dans le cas d'essais où même l'homogénéité de la contrainte axiale n'est pas assurée, le calcul inverse permet également d'évaluer, à partir d'un modèle, les paramètres de comportement du matériau (voir [16, 41]). La phase transitoire (phénomènes de propagation prépondérants) s'étend sur toute la durée de l'essai et il est nécessaire de caractériser complètement les phénomènes de propagation dont l'échantillon est le siège. Une méthode de calcul inverse peut permettre d'analyser la réponse dynamique unidimensionnelle d'un matériau dans des configurations de chargement délicates (vis-à-vis des analyses "classiques" des essais aux barres de Hopkinson). Un calcul tridimensionnel est envisageable mais risque de se révéler particulièrement lourd.

10.3 Les essais "moyennes vitesses".

Une des principales préoccupations des mécaniciens est de relier les différentes "zones" de comportement correspondant à différentes vitesses ou amplitudes de déformation. La principale difficulté consiste à approximer le comportement entre les zones où celui-ci est expressément connu (i.e. vibratoire, sonique, ultrasonique, dynamique...). Il n'existe quasiment pas de méthodes d'essais "intermédiaires" permettant d'explorer des intervalles de vitesse de déformation situés entre ces différentes zones (cf *partie I*).

Une nouvelle méthode d'essais, permettant de réaliser des expériences à des vitesses de déformation intermédiaires (entre sollicitations statique et dynamique), a été mise au point récemment au L.M.S. Elle utilise un dispositif de chargement hydraulique assez rapide et met en oeuvre un système de mesure indirect des déformations, proche de celui utilisé sur les barres de Hopkinson. Les déformations en aval de l'échantillon sont en effet mesurées sur une barre cylindrique semblable à la barre sortante des essais de type Hopkinson.

Si la vitesse de sollicitation est faible (devant le temps de propagation des ondes dans la barre), il y a superposition de l'onde transmise dans la barre et des multiples ondes réfléchies aux extrémités de la barre. Pour remonter aux force et déplacement à l'extrémité de l'échantillon, il est nécessaire de réaliser plusieurs mesures sur la barre. Il est en effet possible, à partir de ces mesures, de s'affranchir de ces réflexions (par déconvolution) pour calculer, à chaque instant, la force et le déplacement en tout point de la barre et en particulier à l'interface barre-échantillon. La réponse des sols aux sollicitations de vitesse de déformation modérée peut donc être déterminée à l'aide d'un dispositif de ce type.

10.4 Réponse dynamique des matériaux multiphasiques.

La présence d'une phase liquide modifie considérablement le comportement des matériaux granulaires puisque, suivant la porosité du matériau et la vitesse de sollicitation, la réponse du matériau peut être très différente en cas de saturation (totale ou partielle). Pour les problèmes sismiques, la réponse du sol peut évoluer de façon défavorable et conduire à la liquéfaction du matériau (cas des sables). Sous sollicitations dynamiques, un échantillon de sol saturé présente des caractéristiques de comportement tout à fait particulières (voir par exemple les travaux de Felice [8]).

Lorsque la vitesse de sollicitation est élevée, la vitesse d'écoulement de l'eau dans le milieu prend une importance considérable. En effet, si celle-ci est faible devant la durée de la sollicitation, l'eau ne pourra être évacuée au cours du chargement et la phase fluide influencera la réponse du matériau. Il est donc indispensable de réaliser des essais sur échantillons saturés (complètement ou partiellement) afin d'apprécier l'influence d'une phase liquide sur le comportement dynamique des matériaux granulaires.

Bibliographie

partie II

Bibliographie (partie II).

- [1] G.Aussedat, "*Sollicitation rapide des sols*", Thèse de l'Université de Grenoble, n°205-142, 1970.
- [2] L.D.Bertholf, C.H.Karnes, "*Two-dimensional analysis of the split Hopkinson pressure bar system*", Journal Mech. and Physics of Solids, vol.23, pp.1-20, 1975.
- [3] B.Cambou, "*Analyse du comportement des milieux granulaires basée sur leur nature discontinue*", Revue Française de Géotechnique, n°14, pp.5-24, 1978.
- [4] K.Chantawarangul, "*Numerical simulations of three-dimensional granular assemblies*", Thèse de l'Université de Waterloo, Canada, 1993.
- [5] N.Critescu, "*Dynamic plasticity*", North-Holland, 1974.
- [6] P.Dantu, "*Etude expérimentale de la déformation d'une sphère de plexiglas comprimée entre deux plans parallèles rigides en dehors du domaine élastique*", Annales des Ponts et Chaussées, n°3, 1962.
- [7] E.D.H.Davies, S.C.Hunter, "*The dynamic compression testing of solids by the method of the split Hopkinson pressure bar*", Journal of Mechanics and Physics of Solid, vol.11, pp.155-179, 1963.
- [8] C.W.Felice, "*The response of soil to impulse loads using the S.H.P.B technique*", Thèse de l'Université de l'Utah, Salt Lake City, 1985.
- [9] C.W.Felice, E.S.Gaffney, J.A.Brown, "*Dynamic high stress experiments on soil*", Geotechnical Testing Journal, vol.10, n°4, pp.192-202, Décembre 1987.
- [10] C.W.Felice, E.S.Gaffney, J.A.Brown, "*Extended split Hopkinson bar analysis for attenuating materials*", Journal of Engineering Mechanics, ASCE, vol.117, n°5, pp.1119-1135, Mai 1991.
- [11] T.Fukumoto, "*A grading equation for decomposed granite soil*", Soils and Foundations, vol.30, n°1, pp.27-34, Janvier 1990.
- [12] T.Fukumoto, "*Particle breakage characteristics of granular soils*", Soils and Foundations, vol.32, n°1, pp.26-40, Mars 1992.
- [13] D.Gamby, J.Chaoufi, "*Etude asymptotique de la propagation d'ondes viscoplastiques dans un échantillon de longueur finie*", Journal de Physique (Colloque C3), supplément au n°9, tome 49, pp.477-482, Septembre 1988.

- [14] G.Gary, J.R.Klepaczko, H.Zhao, "Correction de dispersion pour l'analyse des petites déformations aux barres de Hopkinson", Journal de Physique IV, Colloque C3, suppl. au Journal de Physique III, vol.1, Octobre 1991.
- [15] G.Gary, J.R.Klepaczko, H.Zhao, "Corrections for wave dispersion and analysis of small strains with Split Hopkinson Bar", Proceedings of "International Symposium of Impact Engineering", Sendai, Japon, 1992.
- [16] G.Gary, J.R.Klepaczko, H.Zhao, "Application of microcomputers for Wave Dispersion Corrections for Split Hopkinson Pressure Bar", Proceedings of "ACMIRME'93" International Symposium, Xian, Chine, 1993.
- [17] M.Gherbi, R.Gourves, M.C.Reymond, "Analyse acoustique de la rupture intergranulaire dans les matériaux pulvérulents", Les Cahiers de Rhéologie, vol.9, n°3, pp.131-139, Septembre 1991.
- [18] J.Hanisch, H.Schubert, "Druckzerkleinerung von Kornschichten (broyage par compression de couches de grains)", Aufbereitungs-Technik, n°10, pp.535-540, 1986.
- [19] W.Heierli, "Inelastic wave propagation in soil columns", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, A.S.C.E, vol.88, n°SM6, pp.33-63, Décembre 1962.
- [20] G. de Josseling de Jong, A.Drescher, "Photoelastic verification of a mechanical model for the flow of a granular material", Journal of Mechanics and Physics of Solids, vol.20, pp.337-351, 1972.
- [21] F.Kick, "Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendung", A.Felix, Leipzig, 1885.
- [22] J.R.Klepaczko, G.Gary, P.Barberis, "Behaviour of rock salt in uniaxial compression at medium and high strain rates", Arch.Mech., vol.43, n°4, pp.499-517, Varsovie 1991.
- [23] H.Kolsky, "An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading", Proceedings of the Physical Society B, vol.60, pp.676-701, 1949.
- [24] H.Maigre, "Contribution théorique à l'identification des grandeurs caractéristiques en mécanique de la rupture dynamique", Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, 150 p., 1990.
- [25] J.Z.Malinowski, J.R.Klepaczko, "A unified analytical and a numerical approach to specimen behaviour in the Split Hopkinson Pressure Bar", International Journal of Mechanical Sciences, n°28, p.381, 1986.
- [26] J.Meunier, "Contribution à l'étude des ondes et des ondes de choc dans les sols", Thèse de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1974.
- [27] G.Nagy, H.Murakami, G.A.Hegemier, A.L.Florence, "Experimental and analytical study of the dynamic response of low-porosity brittle rocks", Journal of Geophysical Research, vol.98, n°B12, pp.22081-22094, Décembre 1993.
- [28] W.K.Nowacki, "Stress waves in non-elastic solids", Pergamon Press, 1978.

- [29] M.Ostoja-Starzewski, "Stress wave propagation in discrete random solids", Wave Phenomena : Modern Theory and Applications, Elsevier North-Holland, pp.267-278, 1984.
- [30] E.Papamichos, I.Vardoulakis, H.Ouadfel, "Permeability reduction due to grain crushing around a perforation", International Journal of Rock Mechanics, Mining Sciences and Geomechanics Abstracts, vol.30, n°7, pp.1223-1229, 1993.
- [31] P.v.Rittinger, "Lehrbuch der Aufbereitungskunde", Ernst & Korn, Berlin, 1867.
- [32] L.Rothenburg, R.J.Bathurst, "Effects of particule shape on micromechanical behavior of granular materials", dans "Advances in Micromechanics of Granular Materials", pp.343-352, édit. H.H.Shen, Elsevier, 1992.
- [33] M.H.Sadd, Lun Qiu, W.G.Boardman, A.Shukla, "Modelling wave propagation in granular media using elastic networks", International Journal of Rock Mechanics and Mining Science, vol.29, n°2, pp.161-170, 1992.
- [34] S.Shibusawa, A.Oida, "Transient load test system for evaluating dynamic soil behavior hierarchies by differences in the period of motion", Journal of Terramechanics, vol.29, n°2, pp.161-171, 1992.
- [35] S.Shibusawa, A.Oida, "Dependency of observation parameters on soil dynamic parameters in unconfined impact compression tests", Journal of Terramechanics, vol.29, n°3, pp.289-306, 1992.
- [36] A.Shukla, C.Damania, "Experimental investigation of wave velocity and dynamic contact stresses in an assembly of disks", Journal of Experimental Mechanics, vol.27, n°3, pp.268-281, 1987.
- [37] A.Shukla, C.Y.Zhu, Y.Xu, "Dynamic stresses in granular assemblies with microstructural defects", Journal of Engineering Mechanics (ASCE), vol.118, n°1, pp.190-201, 1992.
- [38] R.Weichert, "Anwendung von Fehlstellenstatistik und Bruchmechanik zur Beschreibung von Zerkleinerungsvorgngen", Z.K.G International, n°1, pp.1-8, 1992.
- [39] R.V.Whitman, "The behaviour of soils under transient loadings", Proceedings of the 4th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, vol.I, p.207, Londres, 1957.
- [40] H.Zhao, G.Gary, L.Rota, "Utilisation de la barre de Hopkinson pour l'étude du comportement du comportement dynamique des matériaux fragiles", 11^{ème} Congrès Français de Mécanique, Lille, Septembre 1993.
- [41] H.Zhao, "Analyse de l'essai aux barres de Hopkinson; application à la mesure du comportement dynamique des matériaux", Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Décembre 1992.

Partie III

Propagation d'ondes dans un sol.

Chapitre 11

Propagation d'ondes dans un massif de sable : expériences réalisées.

11.1 Introduction.

Dans la *partie II*, le comportement dynamique du sol est directement appréhendé (dans la phase homogène des essais). La sollicitation dynamique ou vibratoire d'un sol induit toujours des phénomènes de propagation. Ceux-ci sont souvent largement prépondérants et mettent en jeu des questions particulières : dispersion, atténuation... La *partie III* de cette étude s'intéresse donc à la propagation d'ondes dans un massif de sol centrifugé.

11.2 Centrifugation, rapports de similitude.

11.2.1 Historique.

C'est E. Phillips qui, dès 1869, a présenté à l'Académie des Sciences l'idée de réaliser des expériences sur modèle réduit centrifugé [26]. Phillips proposa d'utiliser la force centrifuge pour étudier sur modèle réduit des problèmes pour lesquels la gravité est un facteur essentiel dans les équilibres en jeu. Les premières relations de similitude établies par Phillips (voir ci-après) furent redécouvertes et enfin appliquées au début des années 30 simultanément aux Etats-Unis et en Union Soviétique. Mais c'est surtout dans les années 70, à la suite des travaux réalisés en Grande-Bretagne, que la modélisation en centrifugeuse va réellement se développer.

L'essentiel des expérimentations réalisées a porté sur les problèmes de stabilité d'ouvrage (application aux projets de barrages, remblais et digues), de capacité portante des fondations, de stabilité des pentes. Ensuite des expériences portant sur la liquéfaction des sols sous l'action d'un séisme se sont développées et ont marqué le début des essais dynamiques en centrifugeuse.

11.2.2 Principe d'équivalence.

Les expérimentations présentes ont été réalisées en centrifugeuse sur un massif de sable de Fontainebleau. Pour tous les essais entrepris, le massif de sable a été centrifugé de manière à créer des forces de pesanteur artificielles équivalentes à $100g$ où "g" représente l'accélération de la pesanteur.

La centrifugation permet, à partir d'un modèle réduit, de simuler le comportement d'un ouvrage réel de grandes dimensions. En effet, la création de forces de pesanteur artificielles rend le modèle réduit étudié équivalent, du point de vue du comportement mécanique, à un ouvrage réel de grandes dimensions soumis à la pesanteur naturelle. Cette équivalence est régie par les lois de la mécanique sous forme de **rappports de similitude**. Pour une grandeur mécanique U , le rapport de similitude \dot{U} représente le rapport entre U_M valeur de U pour le modèle réduit et U_R valeur de U pour la structure réelle. \dot{U} s'écrit donc $\dot{U} = \frac{U_M}{U_R}$.

11.2.3 Calcul des rapports de similitude.

Soient u_i les composantes du déplacement, l l'échelle des longueurs, σ_{ij} les composantes du tenseur de contrainte, ρ la masse volumique, t le temps, g_i les composantes des forces de masse et $\dot{U}, \dot{l}, \dot{\sigma}, \dot{\rho}, \dot{t}, \dot{g}$ les rapports de similitude correspondants à ces grandeurs. Ces rapports peuvent se calculer à partir des équations de la mécanique. En prenant par exemple les équations de la dynamique, soit $\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho \cdot (g_i - \ddot{u}_i) = 0$, si les échelles sont altérées, le premier terme est multiplié par $\dot{\sigma} \cdot \dot{l}^{-1}$, le second par $\dot{\rho} \cdot \dot{g}$ et le troisième par $\dot{\rho} \cdot \dot{U} \cdot \dot{t}^{-2}$. Pour respecter les équations de la dynamique, ceci implique :

$$(1) \dot{\sigma} = \dot{\rho} \cdot \dot{g} \cdot \dot{l} \text{ et } (2) \dot{U} = \dot{g} \cdot \dot{t}^2$$

Pour respecter la similitude rhéologique, il faut que $\dot{\rho}=1$ et que $\dot{\sigma}=1$. D'après la relation (1), ceci donne $\dot{g} \cdot \dot{l}=1$. Puisque $\dot{g} = \frac{g_M}{g_R} = 100$, \dot{l} vaut $\dot{l} = \frac{1}{100}$. Ceci équivaut à écrire $l_R = 100 \cdot l_M$: la centrifugation d'un modèle réduit à 100.g permet de simuler le comportement, à 1 g, d'un ouvrage réel 100 fois plus grand. Il est ainsi possible de dresser un tableau regroupant les valeurs des rapports de similitude des différentes grandeurs mécaniques (voir tableau (11.1)).

grandeur mécanique	rapport de similitude	valeur numérique
longueur	\dot{l}	1/100
temps	\dot{t}	1/100
contrainte	$\dot{\sigma}$	1
vitesse	\dot{v}	1
masse vol.	$\dot{\rho}$	1
force	\dot{F}	1/100 ²
fréquence	\dot{f}	100
accélération	\dot{a}	100

Tableau 11.1: *Rapports de similitude pour quelques grandeurs mécaniques.*

Dans le cadre des expériences réalisées, les dimensions du massif de sable (modèle réduit) sont : longueur $L_M=1,30m$, hauteur $h_M=0,35m$ et largeur $l_M=0,80m$ (voir figure (11.4)). Or le rapport de similitude des longueurs \dot{l} vaut $\dot{l} = \frac{l_M}{l_R} = \frac{1}{100}$, les dimensions du massif réel équivalent sont donc les suivantes : $L_R = 130m$, $h_R = 35m$ et $l_R = 80m$.

11.2.4 Centrifugation.

La centrifugation du massif de sable est réalisée sur une centrifugeuse Latécoère (C.E.A.-C.E.S.T.A) de 10m de rayon. La taille du dispositif de centrifugation a une importance notable puisqu'elle conditionne la répartition du champ de pesanteur au sein du massif. Plus le rayon est grand, moins la direction des forces de pesanteur varie dans le massif centrifugé.

Avant la mise en mouvement de la centrifugeuse, le massif est horizontal et fixé sur une nacelle articulée. Lors de la mise en rotation de la centrifugeuse, la nacelle bascule progressivement sous l'effet de la pesanteur artificielle et le massif prend une position verticale. Comme le montre la figure (11.1), le massif est alors soumis à la pesanteur naturelle suivant sa longueur (g) et à une pesanteur artificielle ($100g$) perpendiculairement à sa surface libre.

Le dispositif expérimental est donc en rotation pendant toute la durée de l'essai. Toutes les opérations de commande et de mesure sur ce dispositif sont réalisées depuis un poste de pilotage situé à l'extérieur de l'enceinte de centrifugation. Ces opérations sont relayées par un appareillage placé sur le bras de la centrifugeuse (en son centre de rotation) et contrôlées grâce à un dispositif de transmission par contacts tournants. Plusieurs caméras (dont une embarquée sur la nacelle) permettent, en outre, de suivre visuellement le déroulement des expériences.

11.2.5 Propagation d'ondes en centrifugeuse.

Les expériences de propagation d'ondes en massif centrifugé réalisées ces dernières années [3, 9, 10, 20, 21, 22] se sont particulièrement intéressées aux problèmes sismiques. Les principales préoccupations des expérimentateurs ont été les suivantes :

- améliorer la **représentativité de la source** d'excitation tout en conservant une certaine simplicité de mise en oeuvre (cet aspect est primordial pour les expérimentations en centrifugeuse)
- **s'affranchir au maximum des problèmes de réflexion d'ondes** qui, dans un massif de dimensions finies, peuvent avoir des conséquences graves sur l'analyse des résultats

K.Arulanandan et al. [3] ont comparé les différentes techniques expérimentales permettant de simuler des mouvements sismiques en centrifugeuse. Ils ont apprécié les avantages et les inconvénients de nombreux dispositifs différents : électromagnétique, mécanique, pyrotechnique, piézoélectrique... Dans l'ouvrage [20], M.P.Luong propose également un tour d'horizon complet des diverses techniques d'expérimentation dynamique en centrifugeuse. Il a récemment présenté [21, 22] un **dispositif expérimental original par chute de masse** permettant de créer des ondes d'accélération de durée assez brève. Ce dispositif est largement présenté et étudié dans la présente étude.

J.A.Cheney et al. [9] ont évalué l'efficacité d'un **procédé d'isolation (Duxseal) des parois du massif centrifugé** afin de réduire l'influence des réflexions sur les parois. L'utilisation d'un tel dispositif permet de réduire de façon notable l'amplitude des ondes réfléchies sur les parois. L'efficacité est particulièrement importante pour les composantes hautes fréquences du signal d'accélération (voir également [10]). Un troisième grand aspect de l'expérimentation en centrifugeuse a été abordé par Coe, Prevost et Scanlan [10]. Ces auteurs ont comparé les résultats expérimentaux obtenus pour différentes valeurs de pesanteur artificielle. A partir de

résultats correspondants à des pesanteurs de 1, 20, 60 et 100g, ils ont proposé une relation liant la vitesse des ondes créées dans le massif, soit V , et la pression de confinement équivalente σ_0 :

$$V = f(e) \cdot \sigma_0^{\frac{1}{4}} \quad (11.1)$$

où $f(e)$ est une fonction de l'indice des vides e .

Les trois principales préoccupations des expérimentations en centrifugeuse concernent donc les questions suivantes :

- représentativité et simplicité de la source d'excitation
- influence des réflexions d'ondes sur les parois du massif
- valeur des forces de pesanteur artificielles et influence sur les paramètres mécaniques mis en jeu

11.3 Sources d'excitation.

Deux sources d'excitation différentes ont été utilisées : un simulateur de séismes à explosifs et un générateur d'ondes de surface par chute de masse.

11.3.1 Simulation de séismes.

Le dispositif de simulation de séismes est souvent utilisé pour étudier les problèmes d'interaction sol-structure (solicitation de structures, de groupes de pieux...) ou d'autres phénomènes dynamiques. Il est constitué d'une chambre d'explosion couplée à un filtre mécanique; l'onde de pression ainsi créée est transmise au massif par l'intermédiaire d'une membrane souple. Le schéma de ce dispositif est donné sur la figure (11.1).

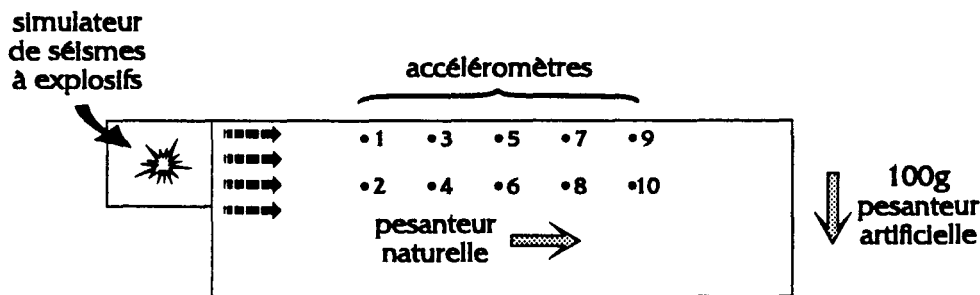


Figure 11.1: *Solicitation par simulateur de séismes.*

Il est possible d'utiliser un ou plusieurs explosifs en rafale afin de simuler des séismes de différentes durées et intensités. Toutefois, comme cela est expliqué précédemment, le rapport de similitude \dot{t} vaut 1/100 : sur modèle réduit centrifugé à 100g, les phénomènes doivent donc être 100 fois plus rapides que pour un séisme réel.

11.3.2 Création d'ondes de surface.

Dispositif expérimental.

Les dispositifs classiques utilisés pour étudier les phénomènes de propagation d'ondes en milieu centrifugé (explosifs, vibreurs électromagnétiques...) ne permettent pas de contrôler aisément la durée du train d'ondes créé. En outre, le type d'ondes créé (P, SV, SH, Rayleigh) n'est pas maîtrisé et la direction du vecteur accélération varie dans l'espace de façon quasiment aléatoire. Les expérimentations réalisées à partir de tels dispositifs n'autorisent pas une étude aisée des phénomènes de propagation.

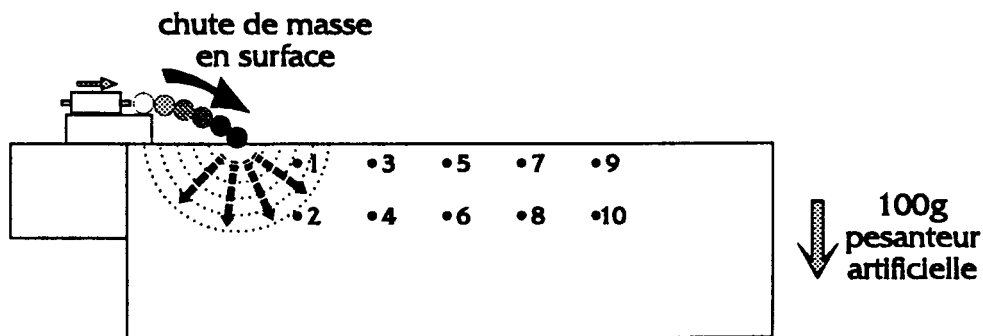


Figure 11.2: *Création d'ondes de surface dans le massif.*

L'idée retenue ici consiste à créer en surface des ondes quasi-sphériques de durée assez brève. Les ondes sont créées grâce à un système pneumatique chargé de provoquer, en cours de centrifugation, la chute d'une masse à la surface du massif. La figure (11.2) présente un schéma de ce dispositif : une bille métallique, initialement immobile, est mise en mouvement par un système pneumatique qui la précipite à la surface du massif. La sollicitation est donc de durée assez brève et son amplitude est plus importante à proximité de la surface.

Certains auteurs ont étudié de façon précise des dispositifs assez proches mais essentiellement dévolus aux essais de surface. Les travaux de Abe et al. par exemple [1] présentent de manière exhaustive les différentes caractéristiques (temporelles, spectrales...) d'un système de création d'ondes sismiques par chute d'une masse sphérique sur une plaque. Il font varier les divers paramètres du problème (masses, densités, hauteurs...) et analysent précisément leur influence sur les ondes sismiques ainsi créées.

Evolution de l'amplitude.

Pour les essais de chute de masse, la hauteur de chute et la position de la bille au moment de l'impact sont toujours les mêmes. L'état du massif autour du point d'impact a donc tendance à évoluer au cours des essais. En effet, l'impact de la bille à la surface du massif densifie le sable autour du point d'impact et modifie la manière dont les efforts sont transmis au massif. Cela s'observe aisément sur les signaux d'accélération obtenus pour plusieurs essais successifs.

Comme le montrent les courbes de la figure (11.3), l'amplitude d'accélération augmente assez fortement d'un essai à l'autre. Entre l'essai n°10 et l'essai n°13, l'amplitude du premier pic d'accélération a été pratiquement multipliée par trois. Les phénomènes de compactage

dynamique sont donc très importants dans ce type d'expérimentation car ils modifient considérablement l'amplitude des ondes créées dans le massif. L'amplitude d'accélération diminuant assez rapidement avec la distance, il est intéressant de créer des ondes d'accélération d'amplitude suffisamment forte pour que les mesures faites sur les derniers capteurs soient significatives.

11.3.3 Deux types d'ondes.

La membrane souple utilisée pour la simulation de séismes est de dimensions assez grandes, les ondes créées dans le massif peuvent donc être assimilées à des ondes planes (cet aspect sera repris plus loin). En revanche, la chute d'une masse assez petite à la surface du massif est comparable à une source ponctuelle d'ondes sphériques. Ces remarques sont fondamentales pour l'étude de l'atténuation des ondes dans le massif. Elles conditionnent en effet les hypothèses à retenir pour analyser ou simuler numériquement les phénomènes observés.

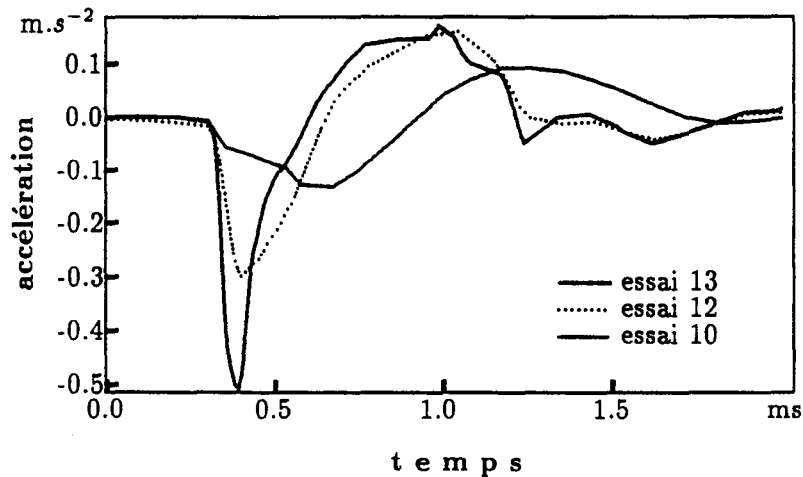


Figure 11.3: Evolution de l'amplitude d'accélération pour trois essais successifs (essais de chute de masse, accélération suivant l'axe X).

11.4 Chemins de propagation.

11.4.1 Positions des capteurs.

Les dimensions du massif sont les suivantes : longueur $L=1,30m$, hauteur $h=0,35m$ et largeur $l=0,80m$ (voir figure (11.4)). La figure (11.4) donne également la position des 10 capteurs au sein du massif de sol (en vue de côté). Les accéléromètres de surface (n^{os} impairs : 1,3,5,7,9) sont à la profondeur $p_1 = 0,03m$ et les accéléromètres de profondeur (n^{os} pairs : 2,4,6,8,10) à la profondeur $p_1 = 0,15m$. La distance d entre deux capteurs consécutifs vaut $d=0,13m$. Enfin les distances d_1 et d_2 valent : $d_1 = 0,455m$ et $d_2 = 0,325m$.

Une fois les positions des capteurs connues, les trajets des différents types d'ondes dans le massif peuvent être déterminés. L'analyse des vitesses et des différents paramètres caractéristiques de la propagation peut alors être réalisée avec précision.

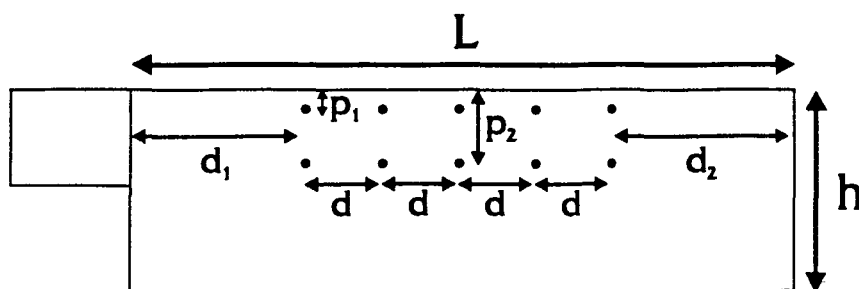


Figure 11.4: Position des accéléromètres dans le massif de sol.

11.4.2 Différences de marche.

Comme le massif est de dimensions finies, il peut y avoir des réflexions d'ondes sur les parois. La figure (11.5) montre qu'en plus des trajets directs, des réflexions peuvent s'opérer sur les parois latérales, à l'extrémité ou au fond du massif. L'analyse de la propagation et de l'atténuation des ondes doivent tenir compte de cet aspect du problème.

D'autre part, les capteurs sont bien équidistants vis-à-vis des ondes créées par le simulateur de séismes (ondes quasi-planes). En revanche, pour les essais d'ondes de surface, si les capteurs sont équidistants en surface (incidence faible), ils ne le sont pas en profondeur car l'angle d'incidence est important. Le tableau (11.2) donne l'ensemble des valeurs de d_{Si} (distance de la source au capteur i) pour les essais de chute de masse.

Capteurs de surface					
Numéro	1	3	5	7	9
d_{Si}	0,11 m	0,24 m	0,37 m	0,50 m	0,63 m
Capteurs de profondeur					
Numéro	2	4	6	8	10
d_{Si}	0,19 m	0,28 m	0,40 m	0,52 m	0,65 m

Tableau 11.2: Distances source-capteur pour les accéléromètres de surface et de profondeur (essais de chute de masse).

Les capteurs de surface (n^{os} impairs) sont effectivement équidistants (distance entre deux capteurs = 0,13m) alors que les capteurs de profondeur (n^{os} pairs) ne le sont pas. Les valeurs du tableau (11.2) seront donc utilisées dans le calcul des vitesses afin de tenir compte de l'évolution de la différence de marche entre capteurs consécutifs.

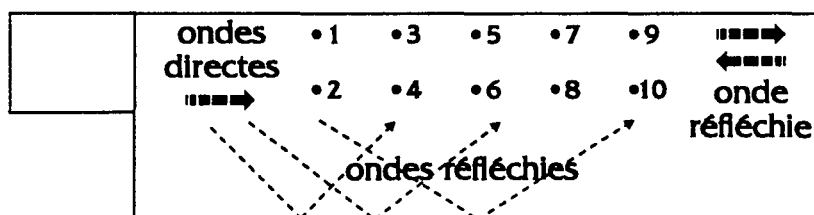


Figure 11.5: Trajets des ondes dans le massif de sable.

11.5 Dispositif de mesure.

11.5.1 Mesure de l'accélération.

Les mesures d'accélération ont été réalisées à deux profondeurs différentes à l'aide de 10 accéléromètres tridimensionnels Endevco 228C (voir figure (11.4)). Pour interpréter les résultats obtenus, il est nécessaire d'établir une correspondance entre les grandeurs suivantes :

- signaux délivrés par les capteurs (en V)
- accélérations sur modèle réduit centrifugé a_M
- accélérations équivalentes en grandeur réelle a_R

Pour ce faire, il faut prendre en compte d'une part le gain de mesure G_m (amplificateurs de charge) d'autre part le gain à l'enregistrement G_e (dispositif de sauvegarde). Les valeurs de ces gains sont les suivantes : $G_{m1}=50\text{mV/g}$ et $G_e=5\text{V/V}$ ($G_{m2}=100\text{mV/g}$ pour les essais $n^{\circ}10,11,12$ et 13). La correspondance entre accélérations sur modèle réduit et en grandeur réelle est donnée dans le tableau (11.1). Le rapport de similitude en accélération vaut $\dot{a}=100$, l'accélération sur modèle réduit équivaut donc à une accélération en grandeur réelle 100 fois plus faible. La correspondance entre ces différentes unités est donnée dans le tableau (11.3).

Gains de mesure	unités stockées	unités d'accélération modèle réduit	unités d'accélération grandeur réelle
$G_{m1}=50\text{mV/g}$	1 V	1000 m.s^{-2}	10 m.s^{-2}
$G_{m2}=100\text{mV/g}$	1 V	500 m.s^{-2}	5 m.s^{-2}

Tableau 11.3: Correspondance entre unités stockées et unités d'accélération.

Les accéléromètres sont reliés à des amplificateurs de charge placés sur la centrifugeuse au dessus de son centre de rotation. C'est un système de contacts tournants qui assure ensuite la transmission des données vers le poste de contrôle où se fait leur stockage. Le stockage est réalisé de façon analogique sur un support magnétique. Une partie des données a été numérisée ultérieurement afin de réaliser les opérations de traitement du signal.

11.5.2 Calcul de la vitesse et du déplacement.

Fiabilité de la mesure d'accélération.

Pour calculer la vitesse $v(t)$ et le déplacement $d(t)$ d'un point à partir de l'accélération $a(t)$, il faut intégrer par rapport au temps. Cette opération n'est correcte que si elle prend en compte les constantes d'intégration liées aux conditions aux limites. La connaissance de l'accélération particulière n'est paradoxalement pas toujours suffisante pour déterminer la vitesse et le déplacement correspondants. En outre, deux types de problèmes peuvent perturber la mesure d'accélération et entâcher d'erreur les calculs de vitesse et de déplacement :

- les imprécisions de mesure liées aux divers facteurs suivants : précision et taille des capteurs, constante de temps des amplificateurs de charge
- les perturbations liées au stockage : échantillonnage, quantification, troncature

Pour pallier ces difficultés, il est possible d'apporter des corrections aux signaux d'accélération mesurés expérimentalement (voir par exemple [27]). Deux méthodes sont alors envisageables : les corrections peuvent être réalisées soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine spectral.

Détermination dans le domaine temporel.

Pour corriger le signal temporel, il faut tenir compte des conditions aux limites en temps pour les différentes grandeurs (accélération, vitesse et déplacement). En effet, les grandeurs mesurée ou à calculer ne peuvent pas, au début et à la fin de l'essai, prendre des valeurs totalement arbitraires. Si les fonctions du temps $a(t)$, $v(t)$ et $d(t)$ sont connues sur l'intervalle $[0;T]$, il faut que la vitesse initiale $v(0)$ soit nulle et que le déplacement n'évolue plus quand $t \rightarrow T$, c'est-à-dire que $v(T) = 0$. 0 représente donc un instant où le milieu est encore au repos et T un temps au bout duquel le milieu est supposé revenu au repos. En tenant compte de la constante d'intégration, soit ψ , la vitesse particulière s'exprime sous la forme suivante :

$$v(t) = \int_0^t a(u)du + \psi \quad (11.2)$$

Les conditions aux limites $v(0) = 0$ et $v(T) = 0$ imposent donc les relations suivantes :

$$v(0) = \psi = 0 \quad \text{et} \quad v(T) = \int_0^T a(u)du + \psi = 0$$

c'est-à-dire : $\psi = - \int_0^T a(u)du = 0$

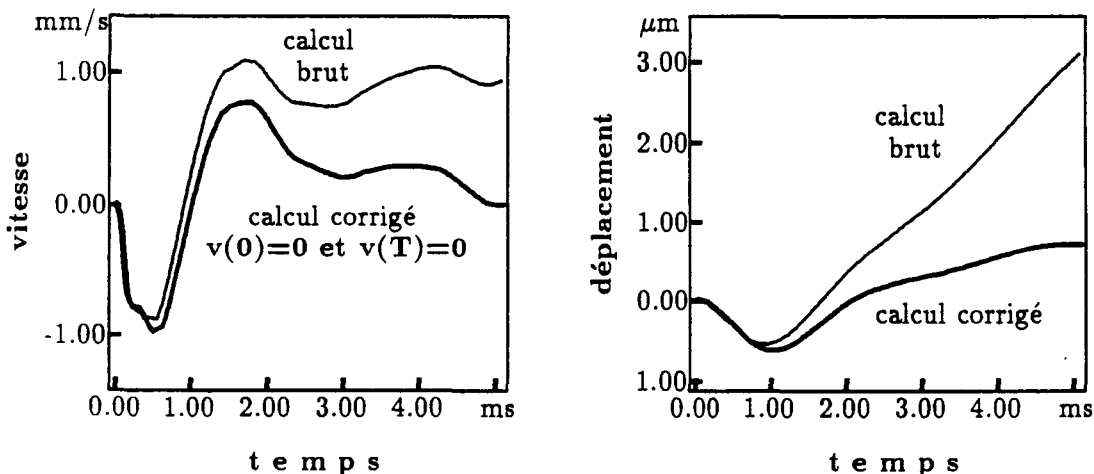


Figure 11.6: Calcul de la vitesse et du déplacement en tenant compte des conditions aux limites en temps (essais de chute de masse).

Il faut donc que la moyenne de $a(t)$ sur $[0;T]$ soit nulle. Le signal d'accélération corrigé, soit $a_{corr}(t)$, utilisé pour le calcul des fonctions vitesse et déplacement s'écrit alors :

$$a_{corr}(t) = a(t) - \frac{1}{T} \cdot \int_0^T a(t).dt \quad (11.3)$$

La vitesse et le déplacement correspondants s'expriment comme suit :

$$v(t) = \int_0^t a(t).dt - \frac{1}{T} \cdot \left(\int_0^T a(t).dt \right) \cdot t \quad (11.4)$$

$$d(t) = \int_0^t \left(\int_0^t a(t).dt \right) .dt - \frac{1}{2T} \cdot \left(\int_0^T a(t).dt \right) \cdot t^2 \quad (11.5)$$

Les fonctions $v(t)$ et $d(t)$ obtenues respectent les conditions aux limites $v(0) = 0$ et $v(T) = 0$. Les courbes de la figure (11.6) permettent de comparer les résultats d'une intégration directe (calcul brut) et ceux d'un calcul d'après $a_{corr}(t)$ (calcul corrigé). L'analyse de la propagation peut alors se faire à partir des signaux de vitesse particulière. Les courbes de la figure (11.7) donnent les signaux de vitesse correspondant à cinq capteurs successifs. Les variations des signaux de vitesse sont plus lentes que celles des signaux d'accélération. Les signaux de vitesse obtenus en deux capteurs différents sont généralement plus ressemblants que les signaux d'accélération. La comparaison des mesures réalisées par les différents capteurs peut donc être facilitée par l'utilisation des résultats en vitesse. De plus certaines méthodes d'analyse utilisent des expressions en vitesse (méthode du temps de montée par exemple) à l'aide de paramètres de calcul déterminés d'après de nombreuses expériences.

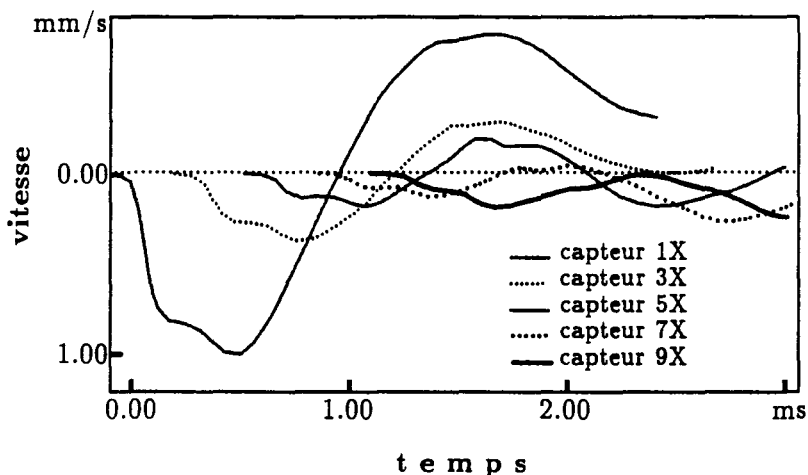


Figure 11.7: Signaux de vitesse calculés d'après accélération corrigée pour cinq capteurs successifs (essai de chute de masse).

Calcul dans le domaine spectral.

Les remarques faites précédemment (constante de temps des capteurs, troncature...) conduisent, dans le domaine fréquentiel, à des solutions assez simples pour corriger le signal d'accélération brut. La correction du signal d'accélération dans le domaine spectral peut consister en deux opérations élémentaires : un **filtrage passe-haut** pour éliminer les erreurs basse fréquence (constantes de temps, troncature), un **filtrage passe-bas** pour éliminer les erreurs haute fréquence (quantification, bruit). Ces corrections dans le domaine spectral reviennent à imposer des valeurs aux constantes d'intégration puisqu'elle ont une influence directe sur les conditions aux limites temporelles.

Chapitre 12

Analyse de la propagation des ondes.

Les informations contenues dans un signal peuvent être analysées à l'aide de représentations temporelles, spectrales, mixtes, de courbes enveloppes, phase temporelle... C'est essentiellement aux informations temporelles que s'intéressera cette partie. Toutefois quelques incursions seront faites dans le domaine spectral afin de calculer plus facilement des fonctions temporelles indispensables à cette analyse.

12.1 Quelques généralités sur les ondes.

12.1.1 Définitions fondamentales.

Soit $u(x^i, t)$ une fonction définie dans un milieu de volume \mathcal{V} (x^i : position, t : temps, en général u : déplacement des points matériels). Soit S^* une surface telle que certaines dérivées de $u(x^i, t)$ (suivant x^i ou t) sont discontinues. S^* est appelée **surface de discontinuité** d'ordre n si toutes les dérivées (suivant x^i ou t) sont continues jusqu'à l'ordre $n-1$ et certaines dérivées (suivant x^i ou t) sont discontinues à l'ordre n (sur S^*). Si S^* se déplace dans le milieu, il y a propagation de la discontinuité et $S^* = S^*(t)$ est une onde.

Si l'ordre n de discontinuité de l'onde vaut :

- $n=0$: c'est le milieu lui-même qui est discontinu (fissure)
- $n=1$: l'onde est appelée onde à forte discontinuité (onde de choc)
- $n \geq 2$: l'onde est dite ordinaire (onde d'accélération)

Ainsi, si le champ du tenseur de contrainte σ_{ij} ou le champ de vitesse particulaire v_i présentent des discontinuités suivant $S^*(t)$, l'onde est à forte discontinuité. Si ces champs sont continus suivant $S^*(t)$ et que certaines de leurs dérivées premières sont discontinues, l'onde est à faible discontinuité. Dans ce dernier cas, l'onde est appelée onde d'accélération (pour plus de détails voir [28]).

12.1.2 Vitesses de propagation, de phase, de groupe.

Afin d'éviter toute confusion, il convient d'abord de préciser que la vitesse d'une particule appartenant au milieu de propagation est appelée vitesse particulaire.

Parmi les vitesses qui caractérisent la propagation d'une onde, la **vitesse de propagation de l'onde** est la vitesse à laquelle se propage la surface de discontinuité $S^*(t)$. Cette vitesse ne permet pas de caractériser entièrement les phénomènes de propagation. Deux autres vitesses sont alors définies :

- La **vitesse de groupe** est la vitesse à laquelle l'énergie est transportée. La vitesse de groupe V_g s'exprime sous la forme suivante : $V_g = \frac{d\omega}{dk}$, c'est-à-dire sous la forme d'un rapport entre une variation de fréquence et une variation de nombre d'onde.
- La **vitesse de phase** est la vitesse à laquelle se propagent les points de phase constante, c'est-à-dire en général la vitesse à laquelle se propagent les pics du signal. La vitesse de phase V_ϕ s'exprime sous la forme suivante : $V_\phi = \frac{\omega}{k}$, c'est-à-dire sous la forme d'un rapport entre une fréquence et un nombre d'onde.

12.2 Vitesse de propagation.

C'est cette grandeur qui est calculée en tout premier lieu afin de déterminer les délais de propagation et, en second lieu, les parties des signaux fortement affectées par les réflexions d'ondes. Ceci permet de définir les portions "utiles" des signaux, exploitables pour des comparaisons d'amplitude, de spectres, des évaluations énergétiques... Toutefois, comme l'indiquent les paragraphes précédents, la définition mathématique de la vitesse de propagation d'une onde est claire, mais son évaluation pratique peut s'avérer délicate (précurseurs élastiques, réflexions, atténuation, dispersion, diffraction ...).

12.2.1 Evaluation pic à pic.

La vitesse de propagation est évaluée directement à partir des signaux d'accélération issus de l'expérience. C'est la méthode la plus simple pour évaluer la célérité d'une onde, mais elle nécessite une bonne "ressemblance" entre signaux successifs. En effet, lorsque les problèmes de dispersion ne sont pas négligeables, les évaluations pic à pic peuvent différer des évaluations crête à crête ou même différer entre elles.

La figure (12.1) donne un exemple d'évaluation pic à pic sur une série de signaux d'accélération obtenus expérimentalement. Sur la figure (12.1), les pics sont repérés afin de calculer la vitesse par régression linéaire : $V=490$ m/s. Toutefois, comme le montre la figure (12.1), le repérage d'autres pics n'est pas aisé car leur forme n'est pas toujours bien conservée au cours de la propagation (effets de dispersion, réflexions multiples...). D'autres méthodes sont alors utilisables pour calculer la vitesse de propagation.

12.2.2 Fonction d'intercorrélation.

La fonction d'intercorrélation permet une étude plus globale de la transmissibilité d'une onde à travers divers chemins. Si $x(t)$ est le signal d'entrée et $y(t)$ le signal de sortie, la fonction d'intercorrélation $R_{xy}(\tau)$ est définie de la manière suivante :

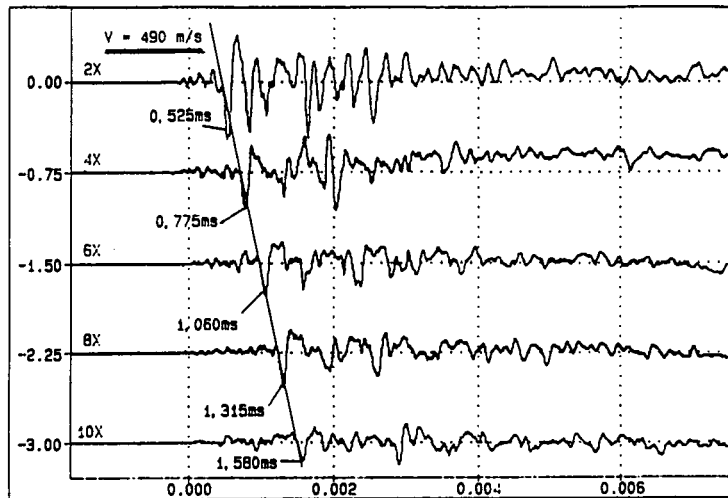


Figure 12.1: Détermination directe du temps de propagation (simulation de séismes, accélérations en profondeur).

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot y(t + \tau) \cdot dt \quad (12.1)$$

La fonction d'intercorrélation donne donc les délais de propagation d'une onde entre deux points d'un milieu suivant divers chemins de propagation. Elle permet également de caractériser, dans une certaine mesure, la ressemblance entre deux signaux obtenus en ces points. La figure (12.2) présente un exemple de fonction d'intercorrélation sur lequel il apparaît un délai de propagation prépondérant soit $\Delta t = 0,245 \text{ ms}$. La détermination de ce délai autorise le calcul d'une vitesse de propagation : ici $V = 530 \text{ m/s}$.

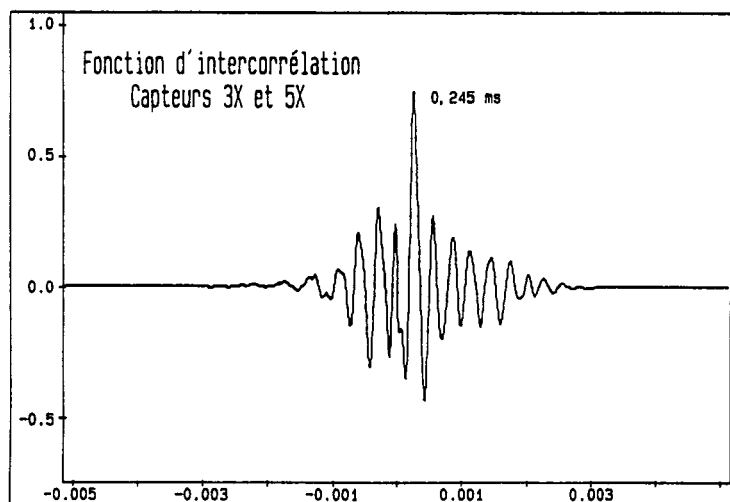


Figure 12.2: Fonction d'intercorrélation entre deux signaux consécutifs (simulation de séismes).

L'évaluation pic à pic donne peu d'informations sur les phénomènes de propagation mis en jeu. La fonction d'intercorrélation est un outil puissant mais l'influence des réflexions d'ondes

sur les parois du massif rendent son utilisation assez délicate. Il est donc indispensable d'étudier en détail cet aspect du problème.

12.3 Réflexions d'ondes sur les parois.

12.3.1 Différences de marche et délais théoriques.

Les expériences étant réalisées en milieu fini, des réflexions d'ondes peuvent intervenir aussi bien sur les parois latérales et le fond du massif qu'à son extrémité. Pour les essais de simulation de séismes, deux problèmes se posent dans l'étude des phénomènes de réflexion : d'une part la (ou les) direction(s) de propagation n'est (ne sont) pas connue(s) avec précision et d'autre part le dispositif d'excitation transmet une proportion non négligeable des vibrations au caisson métallique qui contient le massif. L'étude précise des réflexions d'ondes sur les parois sera donc réalisée uniquement d'après les essais de chute de masse.

Pour les essais de chute de masse, la sollicitation est de courte durée et les réflexions éventuelles devraient pouvoir être repérées plus facilement. Pour ce faire, il faut calculer les longueurs théoriques des trajets directs et indirects. Ceci conduit au calcul des différences de marche et donc des retards (ou délais) entre ondes directes et indirectes. Ces valeurs sont données dans le tableau (12.1) pour quatre types de réflexion : en amont de la source, au fond du massif, sur les parois latérales et à l'extrémité du massif. Les ondes réfléchies en amont de la source et au fond du massif ont, d'après ce tableau, des temps de trajet assez proches de ceux des ondes directes. En revanche, les retards des ondes réfléchies à l'extrémité du massif sont nettement plus importants. Dans l'analyse de la propagation et de l'atténuation des ondes, il sera donc possible d'éliminer ce dernier type d'ondes réfléchies en limitant simplement l'intervalle d'étude.

Les valeurs données dans le tableau (12.1) sont les valeurs théoriques calculées d'après la géométrie du problème (expériences de chute de masse). Reste à vérifier si les divers types d'ondes réfléchies peuvent être repérés sur les signaux d'accélération obtenus expérimentalement.

12.3.2 Mise en évidence des réflexions d'ondes.

Les délais théoriques entre ondes directes et indirectes dans les essais de chute de masse sont donnés dans le tableau (12.1). Dans les expériences réalisées, les ondes réfléchies peuvent apparaître directement sur les signaux d'accélération mesurés. Si ce n'est pas le cas, plusieurs méthodes permettent de révéler l'existence de ces réflexions : fonction d'autocorrélation, cepstre, phase temporelle ou sa dérivée.

Fonction d'autocorrélation.

La fonction d'autocorrélation $R_{xx}(\tau)$ est définie de façon similaire à la fonction d'intercorrélation, elle s'écrit en effet de la manière suivante :

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t + \tau) \cdot dt \quad (12.2)$$

Numéro du capteur d'acc.	réflexions en amont source		réflexions au fond du massif		réflexions sur parois latérales		réflexions à l'extrémité du massif	
	diff.de marche	retard en ms	diff.de marche	retard en ms	diff.de marche	retard en ms	diff.de marche	retard en ms
1	0,36m	0,86	0,71 m	1,69	0,70 m	1,67	1,69 m	4,02
2	0,30m	0,71	0,37 m	0,88	0,63 m	1,50	1,63 m	3,88
3	0,36m	0,86	0,74 m	1,76	0,60 m	1,43	1,43 m	3,40
4	0,34m	0,81	0,32 m	0,76	0,57 m	1,36	1,41 m	3,36
5	0,36m	0,86	0,79 m	1,88	0,51 m	1,21	1,17 m	2,79
6	0,34m	0,81	0,26 m	0,62	0,49 m	1,17	1,16 m	2,76
7	0,36m	0,86	0,86 m	2,05	0,44 m	1,05	0,91 m	2,17
8	0,35m	0,83	0,22 m	0,52	0,43 m	1,02	0,91 m	2,17
9	0,36m	0,86	0,94 m	2,24	0,39 m	0,93	0,65 m	1,55
10	0,35m	0,83	0,18 m	0,43	0,38 m	0,90	0,65 m	1,55

Tableau 12.1: Valeurs des différences de marche et des retards entre ondes directes et indirectes (essais de chute de masse).

Cette fonction équivaut à une fonction d'intercorrélation entre un signal et lui-même; elle permet donc de repérer des similitudes entre différentes parties d'un même signal. Ceci autorise la mise en évidence de périodicités et la détection d'échos liés à des chemins de propagation multiples. La figure (12.3) donne un exemple de fonction d'autocorrélation qui permet de détecter l'arrivée d'ondes réfléchies.

Cepstre réel.

Le cepstre est un outil très puissant qui est utilisé dans des domaines aussi divers que l'acoustique, le traitement d'images, la synthèse vocale ou la mécanique industrielle (voir [17, 29, 31, 32]). Le cepstre réel d'un signal est défini par une double transformation de Fourier (directe et inverse) sous la forme suivante :

$$\hat{c}_r(t) = \mathcal{F}^{-1}[\log | \mathcal{F}(s(t)) |] \quad (12.3)$$

Comme la fonction d'autocorrélation, il autorise la reconnaissance des échos et des excitations périodiques sur des signaux complexes. Des techniques élaborées permettent, à partir du cepstre complexe et à l'aide de "fenêtres cepstrales", d'éliminer l'influence de tels échos (voir chapitre suivant).

Le retard entre ondes réfléchies au fond du massif et ondes directes peut être obtenu à partir des courbes d'autocorrélation et de cepstre de la figure (12.3) (calculées pour le capteur n°4). D'après ces courbes, le retard vaut $\Delta t_{acor}=0,75\text{ms}$ sur la fonction d'autocorrélation et $\Delta t_{ceps}=0,77\text{ms}$ sur le cepstre. Ces valeurs sont quasiment identiques à la valeur du retard théorique pour le capteur n°4, soit $\Delta t_{th}=0,76\text{ms}$ (voir tableau (12.1)). L'autocorrélation et le cepstre permettent donc de détecter sur une courbe temporelle l'arrivée d'ondes réfléchies. Dans certaines conditions (valeurs des délais proches des pseudo-périodes du signal), les pics caractéristiques des réflexions et des périodicités du signal peuvent être mêlés. Ce n'est pas le cas ici puisque la sollicitation a une durée assez brève (pour les essais de chute de masse).

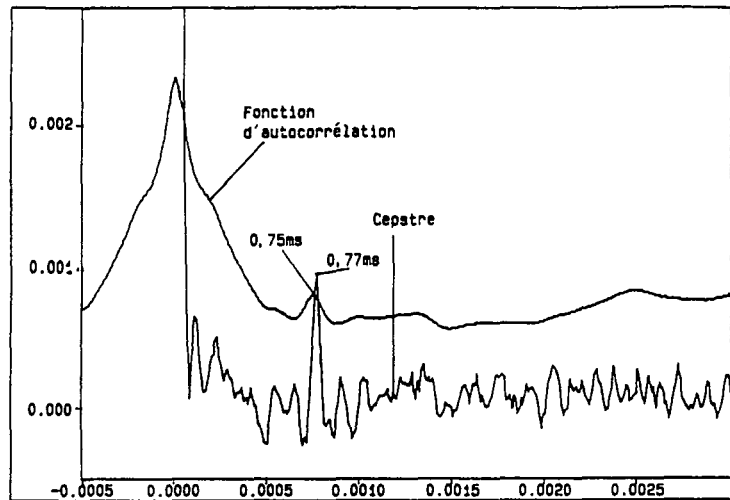


Figure 12.3: Fonction d'autocorrélation et cepstre donnant le retard des ondes réfléchies au fond du massif (essais de chute de masse).

Phase temporelle.

La **phase temporelle** est calculée à l'aide de la transformée de Hilbert temporelle du signal $h(t)$. Cette dernière permet de séparer, dans un signal temporel $s(t)$, les informations d'amplitude et les informations de phase (la définition complète est donnée dans le paragraphe (12.4.3)). Si l'arrivée d'ondes réfléchies n'est pas décelable sur le signal temporel, elles peuvent être détectées grâce au diagramme de phase temporelle. La dérivée de la phase temporelle permet également un repérage efficace des échos ou réflexions.

Comme le montrent les courbes de la figure (12.4), la courbe de phase temporelle et sa dérivée donnent une évaluation tout à fait satisfaisante du retard des ondes réfléchies pour le capteur n°4. Pour un essai de chute de masse, le retard théorique vaut $\Delta t_{th}=0,76ms$ et le retard donné par les courbes de la figure (12.4) est $\Delta t_{exp}=0,78ms$.

Ces différentes méthodes conduisent toutes à des représentations temporelles (qui donnent les retards entre ondes directes et indirectes) mais font parfois appel à des opérations dans le domaine spectral.

12.3.3 Caractérisation des ondes.

Les mesures d'accélération ont été réalisées suivant trois axes X,Y et Z représentés sur le schéma de la figure (12.7). La mesure tridimensionnelle de l'accélération permet de reconstruire, à partir des trois composantes mesurées, le vecteur accélération du point de mesure considéré. Pour les simulations de séismes, l'extrémité du vecteur accélération décrit une trajectoire très complexe qu'il est difficile d'analyser précisément. En revanche, pour les essais de chute de masse, l'extrémité du vecteur accélération décrit une trajectoire assez simple.

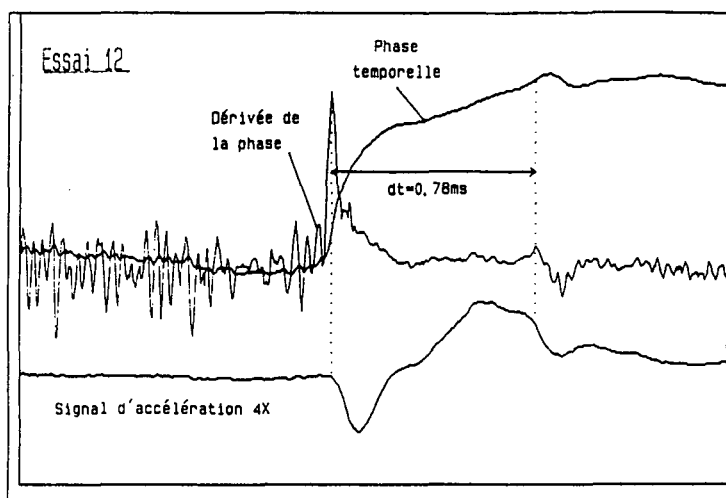


Figure 12.4: Phase temporelle et sa dérivée donnant le retard des ondes réfléchies au fond du massif (essai de chute de masse).

Essais de chute de masse.

Etant donnée la symétrie du problème, la composante en Y (transversale) devrait être nulle. Ce n'est pas tout à fait vrai, les sollicitations exercées ne sont donc pas tout à fait symétriques. Les constatations expérimentales montrent, en effet, que la bille ne tombe pas exactement dans l'axe d'alignement des capteurs (sous l'effet des forces de Coriolis). L'amplitude d'accélération suivant l'axe Y est toutefois assez faible pour être négligée. Seules les mesures suivant X (horizontale) et Z (verticale) seront finalement prises en compte.

Ce sont les essais de chute de masse qui serviront de base à l'étude des caractéristiques du vecteur accélération. En effet, pour ce type d'essais, la sollicitation est assez brève pour que les ondes réfléchies n'interfèrent pas avec les ondes directes. Il est ainsi possible de connaître l'amplitude d'accélération suivant les axes X et Z et d'en déduire le vecteur accélération dans le plan correspondant. Comme le montre la figure (12.5), les composantes du vecteur accélération suivant les axes X et Z permettent de calculer, pour chaque capteur, l'angle entre la direction du vecteur accélération et l'horizontale soit α . Les résultats de ces calculs sont donnés sur les courbes de la figure (12.6).

Il peut être intéressant de comparer les angles α_i calculés d'après les composantes d'accélération en X et en Z avec les angles d'incidence des ondes sur les différents capteurs (β_i). Les valeurs de l'angle α entre la direction du vecteur accélération et l'horizontale sont données à la figure (12.6). Leurs valeurs sont déterminées d'après le premier pic d'accélération dans le plan XZ.

Comparaisons entre directions des \vec{a}_i et angles d'incidence.

Les positions des capteurs permettent de calculer l'angle d'incidence des ondes sur les différents accéléromètres. Les valeurs de β sont données dans le tableau (12.2) où β_i représente la valeur de β pour le capteur $n^o i$.

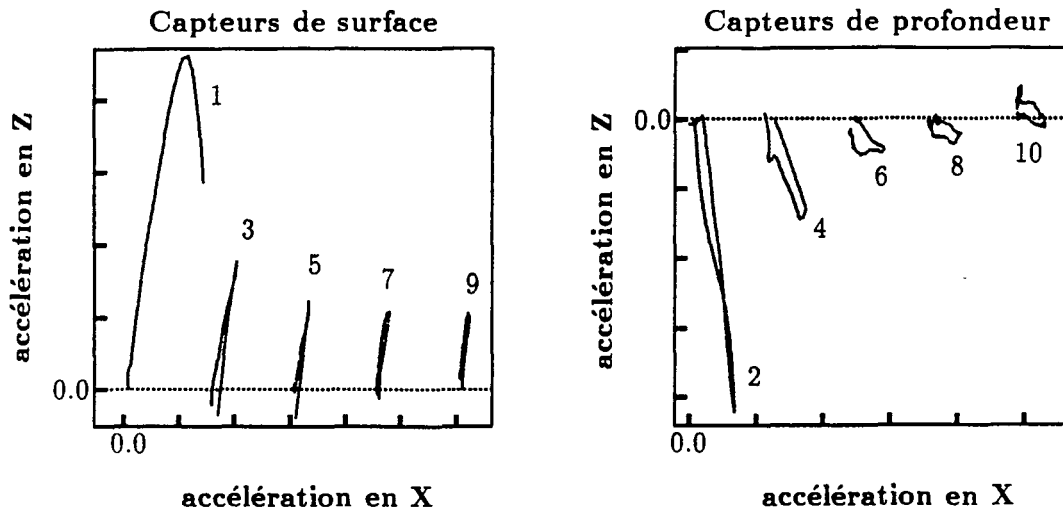


Figure 12.5: Vecteurs accélération dans le plan XZ en surface et en profondeur (essai de chute de masse).

D'après la figure (12.6) et le tableau (12.2), les angles α_i sont égaux aux angles β_i pour les capteurs de profondeur (n^{os} pairs). Ceci signifie que, dans le plan XZ, pour tous les capteurs de profondeur, la direction du vecteur accélération est confondue avec la direction d'incidence. Le vecteur accélération n'a pas de composante perpendiculairement à cet axe : dans les essais de chute de masse, les ondes créées en profondeur sont donc des ondes P (ou ondes de compression). En surface, les angles α_i et β_i ne coïncident pas, plusieurs types d'ondes sont en présence.

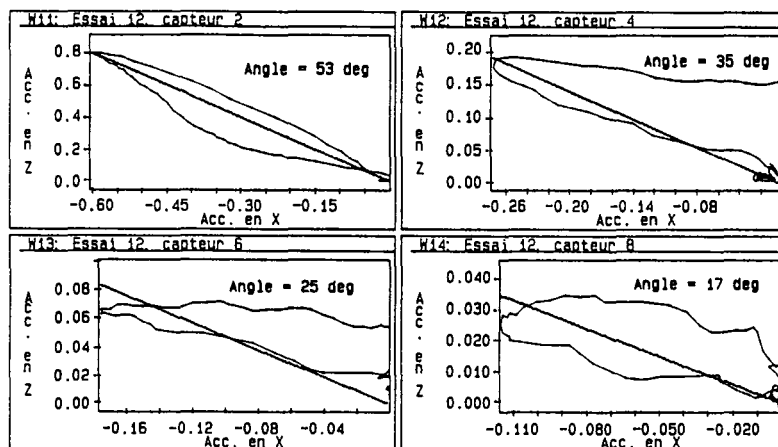


Figure 12.6: Angle d'inclinaison du vecteur accélération dans le plan XZ (essai de chute de masse).

Capteurs de profondeur		capteurs de surface	
n°2	$\beta_2=52^\circ$	n°1	$\beta_1=16^\circ$
n°4	$\beta_4=32^\circ$	n°3	$\beta_3=7,2^\circ$
n°6	$\beta_6=22^\circ$	n°5	$\beta_5=4,7^\circ$
n°8	$\beta_8=17^\circ$	n°7	$\beta_7=3,4^\circ$
n°10	$\beta_{10}=13^\circ$	n°9	$\beta_9=2,7^\circ$

Tableau 12.2: Valeurs de l'angle d'incidence théorique des ondes sur les différents capteurs.

La figure (12.7) représente, pour chacun des dix capteurs, les vecteurs accélération construits d'après ces résultats. Les vecteurs accélération de la figure (12.7) donnent la direction des accélérations dans le plan XZ. Les directions des vecteurs accélérations pour les capteurs situés en profondeur sont bien confondues avec les directions d'incidence des ondes sur ces différents capteurs.

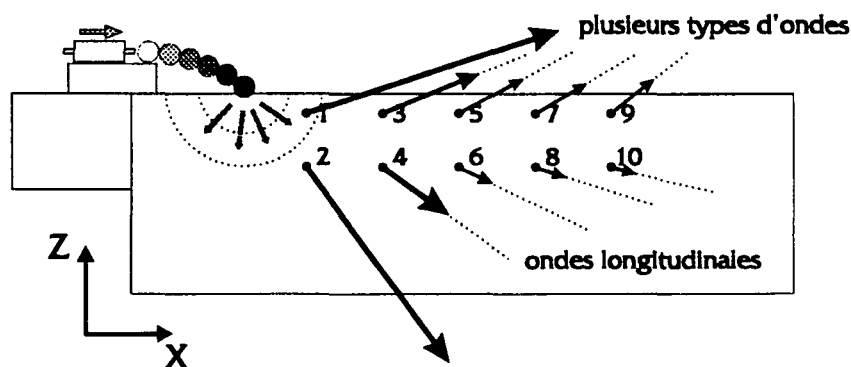


Figure 12.7: Vecteurs accélérations dans le plan XZ : ondes longitudinales en profondeur, plusieurs types d'ondes en surface.

12.4 Vitesse de groupe, filtrage.

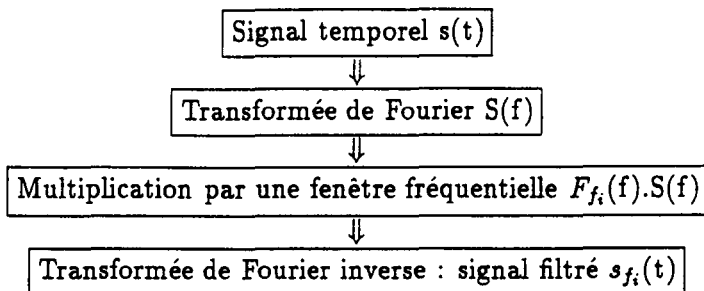
Une fois résolu le problème des réflexions d'ondes (pour les essais de chute de masse), l'analyse fine des phénomènes de propagation nécessite l'étude de la dispersion des ondes dans le milieu. Pour calculer la vitesse de groupe et cerner d'éventuels phénomènes de dispersion, il faut étudier les signaux dans des bandes de fréquence limitées. Dans un premier temps, les signaux expérimentaux sont donc filtrés dans six bandes de fréquence différentes et les signaux filtrés sont étudiés d'après leurs représentations temporelles. Une analyse complémentaire sera proposée dans le paragraphe (13.4.3).

12.4.1 Filtrage.

Les filtres passe-bande utilisés sont centrés sur les fréquences suivantes : $f_1 = 440$ Hz, $f_2 = 975$ Hz, $f_3 = 1710$ Hz, $f_4 = 3175$ Hz, $f_5 = 5320$ Hz et $f_6 = 9280$ Hz. Les fréquences ont été choisies d'après le spectre du signal afin de couvrir l'ensemble des fréquences significatives. Le

filtrage est réalisé dans le domaine fréquentiel en multipliant le spectre du signal par différentes fenêtres fréquentielles (fenêtres de Kaiser-Bessel).

Principe du calcul des signaux filtrés



La largeur de ces fenêtres fréquentielles est déterminée de façon que leurs transformées de Fourier inverses soient assez proches d'une impulsion. Ceci permet de limiter l'amplitude des lobes secondaires sur ces transformées de Fourier inverse et donc de rendre le filtrage plus précis. Cette méthode permet de remédier aux inconvénients des fonctions de Gabor qui sont construites par contraction ou dilatation à partir d'une fonction-mère mais qui gardent la même forme (ou enveloppe) quelles que soient les fréquences (voir également le paragraphe sur les ondelettes (13.4.3)). Cela conduit à conserver de nombreux lobes secondaires pour les grandes valeurs de fréquence, ce qui nuit bien évidemment à la précision temporelle du filtrage (dans le domaine fréquentiel la largeur du spectre est en revanche très faible). Les fenêtres fréquentielles utilisées pour le présent calcul sont représentées sur la figure (12.8).

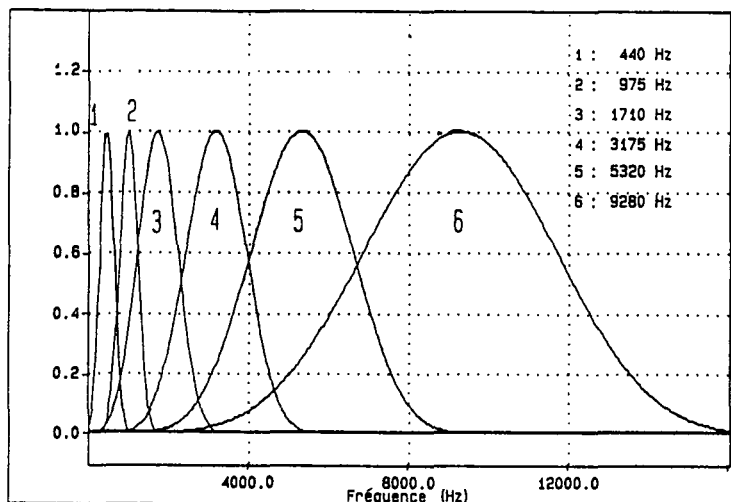


Figure 12.8: Fenêtres fréquentielles utilisées pour le filtrage.

Les signaux d'accélération obtenus expérimentalement sont donc filtrés dans ces différentes bandes de fréquence. Il est ainsi possible d'étudier, dans chaque bande de fréquence, les phénomènes temporels liés à la propagation des ondes. Quelques exemples de signaux filtrés sont donnés sur les figures (12.9) et (12.10) (respectivement simulation de séismes et essai de chute de masse). Chaque signal filtré permet d'apprécier l'amplitude du signal dans la bande de fréquence considérée en fonction du temps : les signaux filtrés dans les deux premières bandes

de fréquence (440 et 975Hz) présentent une amplitude faible mais stable sur tout l'intervalle, les signaux filtrés dans les bandes de fréquence élevées ont une amplitude forte mais seulement au début de l'émergence du signal (voir figures (12.9) et (12.10)).

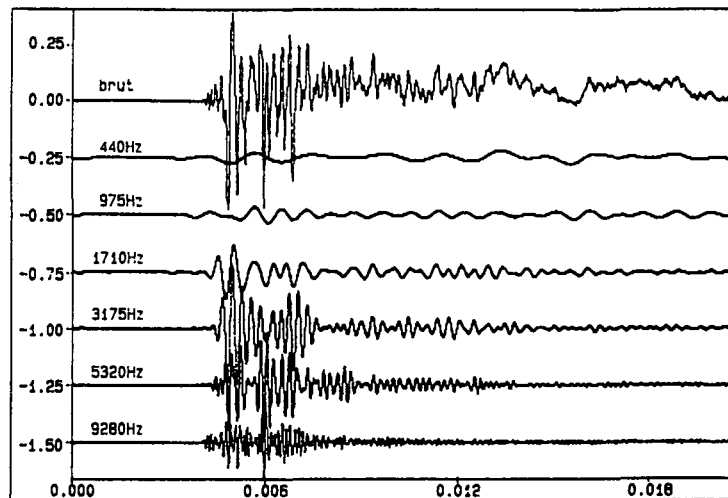


Figure 12.9: *Signal brut et signaux filtrés correspondants (simulation de séismes).*

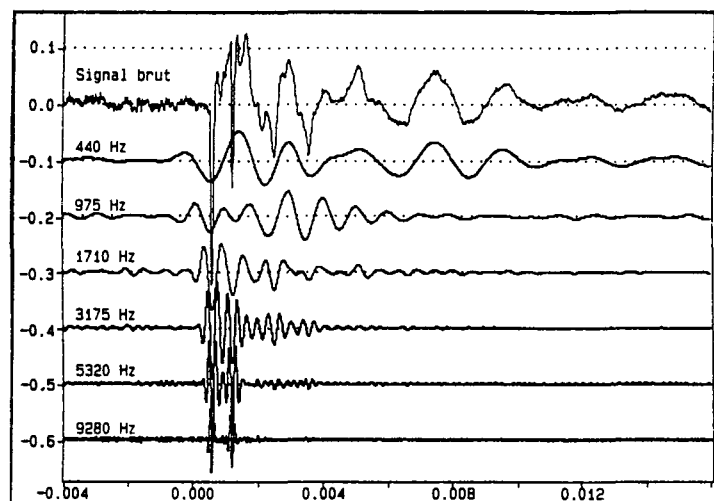


Figure 12.10: *Signal brut et signaux filtrés correspondants (essai de chute de masse).*

D'après les courbes des figures (12.9) et (12.10)), les signaux obtenus dans les deux cas de sollicitation ont des caractéristiques temporelles et fréquentielles assez différentes (voir également le paragraphe (13.2.1)) :

- pour les simulations de séismes (figure (12.9)) : la durée des signaux d'accélération est importante et le spectre est assez riche (amplitude forte pour toutes les fréquences)
- pour les essais de chute de masse (figure (12.10)) : les signaux sont de courte durée et le spectre est assez pauvre. La sollicitation principale peut être aisément distinguée des ondes réfléchies et des superpositions d'ondes (ce n'est pas le cas pour les simulations de séismes)

12.4.2 Vitesse de groupe.

La vitesse de groupe V_g correspond, en général, à la vitesse à laquelle se propage l'énergie. Elle est définie par la relation suivante $V_g = \frac{d\omega}{dk}$. Pratiquement, pour une série de signaux mesurés expérimentalement, ce calcul n'est pas toujours possible. Or les phénomènes énergétiques liés à l'amplitude d'un signal peuvent être caractérisés dans le temps par une courbe enveloppe. La détermination de la vitesse de groupe se fait alors à l'aide de plusieurs courbes enveloppes d'après lesquelles peut être calculé un temps de propagation de groupe. Ce calcul est fait pour des signaux filtrés dans différentes bandes de fréquence. La confrontation des valeurs obtenues dans ces différentes bandes de fréquence permet d'apprécier l'ampleur des phénomènes de dispersion.

12.4.3 Courbe enveloppe.

La courbe enveloppe d'un signal est déterminée grâce à la transformée de Hilbert temporelle de ce signal. En notant $x(t)$ un signal d'entrée et $y(t)$ un signal de sortie d'un système Σ , la fonction de transfert $G(f)$ est définie par $Y(f)=G(f).X(f)$ où $X(f)$ et $Y(f)$ sont les transformées de Fourier de $x(t)$ et $y(t)$. La dépendance entre les parties réelle et imaginaire de $G(f)$ est décrite par la transformation de Hilbert :

$$\text{Re}[G(f)] \xleftarrow{\mathcal{H}} \text{Im}[G(f)] \quad (12.4)$$

Dans le domaine temporel, la transformée de Hilbert temporelle $h(t)$ d'un signal $s(t)$ permet de séparer les informations de phase et d'amplitude afin de les étudier simultanément. La fonction complexe $\hat{S}(t)$ définie par $\hat{S}(t)=s(t)+i.h(t)$ représente en effet l'enveloppe complexe du signal (cette fonction est parfois appelée "signal analytique"). Les informations d'amplitude sont données par le module de cette fonction $|\hat{S}(t)|$ qui représente la courbe enveloppe. Les informations de phase sont déduites de l'argument de $\hat{S}(t)$.

Le calcul pratique de la transformée de Hilbert (voir figure (12.11)) est fait directement en écrivant la relation qui lie le spectre complexe du signal, soit $S(\omega)$, à sa transformée de Hilbert fréquentielle, soit $H(\omega)$, c'est-à-dire :

$$H(\omega) = -i.\text{sign}(\omega).S(\omega)$$

La courbe enveloppe caractérise le point de vue énergétique et permet de calculer la vitesse de groupe (voir paragraphe suivant). Un exemple de courbe enveloppe est donné sur la figure (12.12). Les pics de la courbe enveloppe indiquent les différents paquets d'ondes ce qui autorise l'analyse de la propagation du point de vue de l'énergie du signal.

12.4.4 Comparaison entre vitesse de groupe et vitesse de phase.

Le calcul de la vitesse de groupe est fait sur plusieurs courbes enveloppes. La figure (12.13) donne un aperçu de la méthode : les courbes enveloppes de cinq signaux consécutifs filtrés sont juxtaposées afin de déterminer la vitesse de groupe dans la bande de fréquence considérée.

Les valeurs de vitesse de groupe obtenues dans les différentes bandes de fréquence peuvent alors être comparées afin d'apprécier l'ampleur des phénomènes de dispersion.

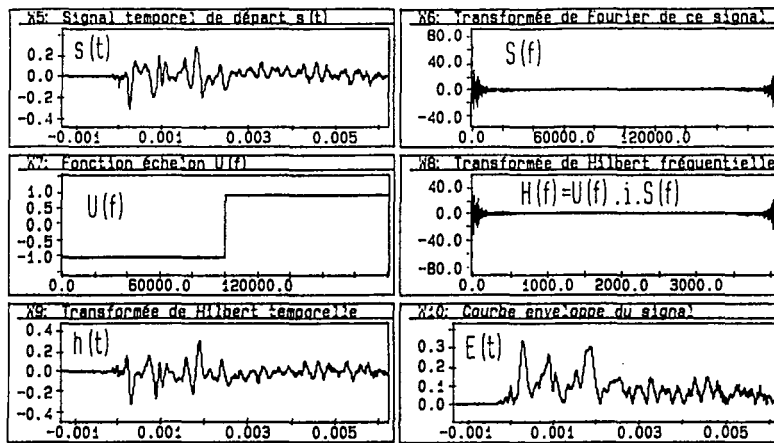


Figure 12.11: Principe de calcul de la transformée de Hilbert.

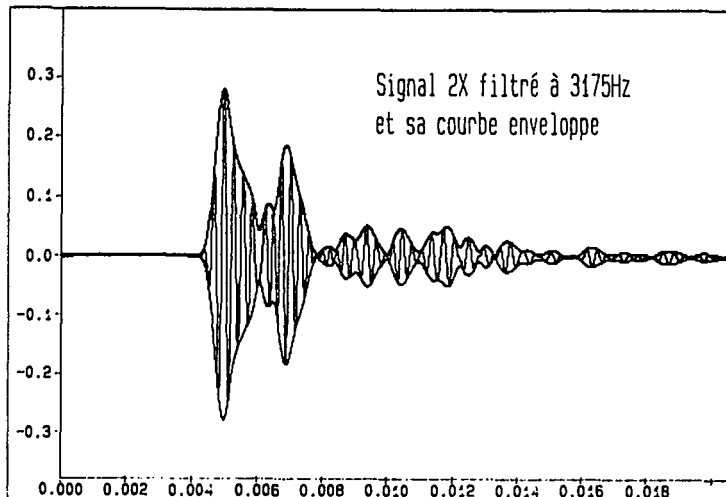


Figure 12.12: Signal filtré à 3175Hz et sa courbe enveloppe (simulation de séismes).

La vitesse de phase correspond à la vitesse d'un point de phase constante. Dans chaque bande de fréquence, la vitesse d'un pic ou d'un creux donnera donc la vitesse de phase dans cette bande de fréquence (voir figure (12.13)).

Le tableau (12.3) donne les valeurs de vitesses de groupe et de phase obtenues pour trois essais de simulation de séismes et trois essais de chute de masse. A partir de ces résultats, sont calculées les valeurs moyennes pour plusieurs essais. Les courbes de la figure (12.14), obtenues par approximations polynômiales d'après les résultats des simulations de séismes, donnent les valeurs de vitesses de phase et de groupe pour toutes les fréquences situées entre 400 et 9500 Hz.

Deux remarques essentielles peuvent être tirées des résultats du tableau (12.3) et des courbes de la figure (12.14) :

- la vitesse de phase et la vitesse de groupe sont différentes (l'écart entre vitesse de phase et vitesse de groupe peut dépasser 40%)

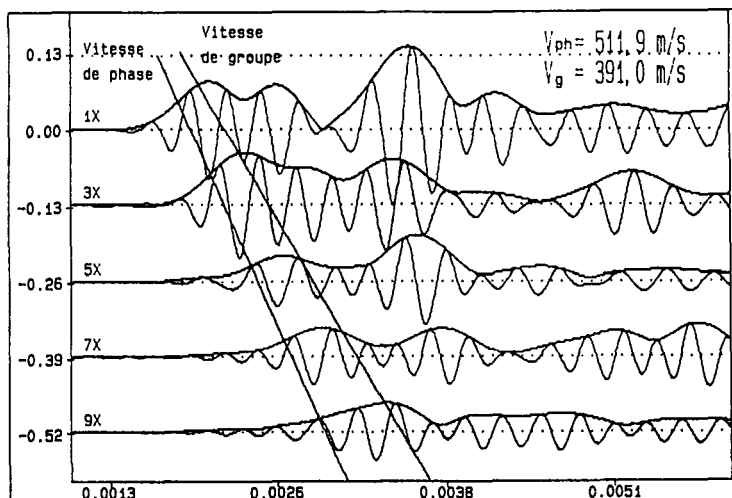


Figure 12.13: Détermination des vitesses de phase et de groupe à partir des signaux filtrés et de leurs courbes enveloppes dans une bande de fréquence donnée (simulation de séismes).

- vitesse de phase et vitesse de groupe varient toutes deux en fonction de la fréquence : les valeurs de la vitesse de phase s'échelonnent de 340 à 530 m.s^{-1} et celles de la vitesse de groupe de 240 à 470 m.s^{-1}

Ces deux remarques conduisent à trois conclusions importantes :

- pour les essais de simulation de séismes : la vitesse de phase est supérieure à la vitesse de groupe : les ondes prises individuellement se propagent donc plus rapidement que les "paquets d'ondes". Les pics et les creux semblent ainsi émerger des "paquets d'ondes" pour t grand et disparaître dans les "paquets d'ondes" pour t faible
- pour les essais de chute de masse : la vitesse de phase est inférieure à la vitesse de groupe : les "paquets d'ondes" se propagent donc plus rapidement que les ondes prises individuellement. Les pics et les creux semblent ainsi émerger des "paquets d'ondes" pour t faible et disparaître dans les "paquets d'ondes" pour t grand
- les vitesses de phase et de groupe dépendent de la fréquence : le milieu est dispersif car les différentes composantes fréquentielles ne se propagent pas à la même vitesse. La forme du signal change donc nécessairement au cours de la propagation

Ces résultats seront repris plus loin (Chapitre 14) car les caractéristiques dispersives d'un milieu ont une influence notable sur l'atténuation des ondes dans ce milieu.

12.4.5 Analyse des résultats.

Les résultats donnés dans le tableau (12.3) sont issus d'une moyenne des temps de propagation (phase et groupe) sur cinq capteurs. En outre, il n'est pas tenu compte, a priori, des phénomènes de réflexions d'ondes qui ne peuvent pas réellement être maîtrisés dans le cas des simulations de séismes. Il est clair que l'interférence entre onde directe et onde réfléchie peut notablement perturber l'évaluation du temps de propagation (surtout de groupe). Du fait des réflexions, pour les faibles valeurs de fréquence ($f < 1000 \text{ Hz}$), le massif peut se comporter comme un guide

Simulation de séismes						
Fréquence centrale	essai n°2		essai n°28		essai n°33	
	V_{Φ}	V_g	V_{Φ}	V_g	V_{Φ}	V_g
$f_1=440\text{Hz}$	308,9	220,1	indét.	indét.	231,5	217,5
$f_2=975\text{Hz}$	471,1	347,5	452,8	218,8	254,6	203,3
$f_3=1710\text{Hz}$	373,8	253,5	447,8	418,9	474,4	365,6
$f_4=3175\text{Hz}$	469,1	294,7	485,9	514,3	511,9	391,0
$f_5=5320\text{Hz}$	582,7	448,4	502,8	548,9	504,7	463,7
$f_6=9280\text{Hz}$	530,6	530,0	516,5	530,6	541,3	551,3

Essais de chute de masse				
Fréquence centrale	essai n°12		essai n°13	
	V_{Φ}	V_g	V_{Φ}	V_g
$f_1=440\text{Hz}$	350,8	266,5	353,2	267,4
$f_2=975\text{Hz}$	389,7	433,4	368,3	453,8
$f_3=1710\text{Hz}$	429,4	413,2	431,0	396,8
$f_4=3175\text{Hz}$	427,3	424,3	422,9	420,1
$f_5=5320\text{Hz}$	416,9	405,1	418,4	411,7
$f_6=9280\text{Hz}$	415,4	416,5	418,4	426,9

Tableau 12.3: Valeurs des vitesses de phase et de groupe dans différentes bandes de fréquence.

d'ondes (voir également paragraphe (12.4.6)). Dans le cas des essais de chute de masse, une évaluation plus fine des lois de dispersion est proposée dans le paragraphe (13.4.3).

12.4.6 Longueur d'onde.

Pour les simulations de séismes, la vitesse de phase dépend de la fréquence suivant une loi exprimée par les courbes de la figure (12.14). Or la longueur d'onde λ s'exprime comme rapport de la vitesse de phase sur la fréquence, c'est-à-dire :

$$\lambda = \frac{V_{\Phi}}{f} = \frac{2\pi V_{\Phi}}{\omega} \quad (12.5)$$

La courbe de la figure (12.14) (donnant la vitesse de phase en fonction de la fréquence) permet de calculer λ en fonction de la fréquence. Pour les simulations de séismes, les valeurs de λ sont données par la courbe de la figure (12.15).

Cette figure permet de calculer les valeurs des rapports L/λ , l/λ et h/λ en fonction de la fréquence (où L , l et h sont les dimensions du massif). Il est très intéressant de connaître ces rapports entre dimensions du massif et longueurs d'ondes des sollicitations mises en jeu. Cela donne une bonne indication sur la pertinence des observations réalisées : si la longueur du massif (par exemple) représente plusieurs longueurs d'onde, l'étude des phénomènes de propagation dans un massif de cette dimension est alors justifiée. Si, au contraire, les dimensions du massif sont faibles par rapport aux longueurs d'onde caractéristiques du problème, il n'y a plus réellement propagation dans le massif puisque les paramètres mécaniques sont quasiment homogènes au sein du massif. Cet aspect de la modélisation en centrifugeuse est essentiel puisque, dans le domaine du génie parasismique, les longueurs d'onde caractéristiques sont très importantes. Il est donc nécessaire de réaliser un compromis entre les dimensions du massif et les fréquences

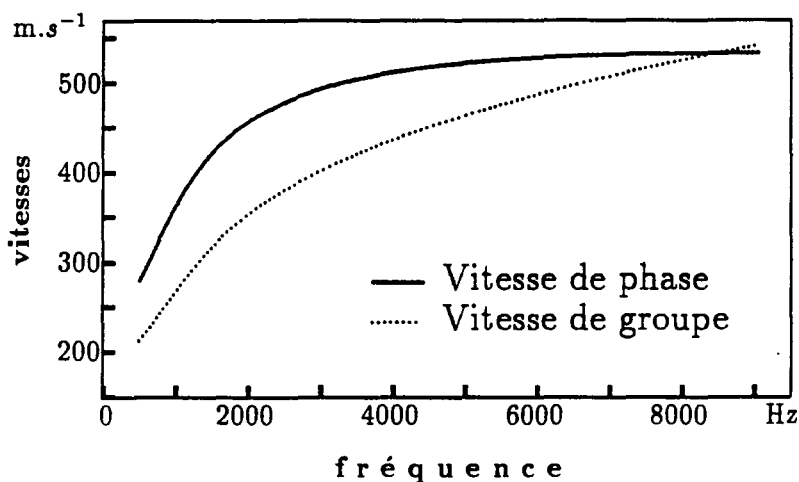


Figure 12.14: *Vitesse de phase et de groupe dans différentes bandes de fréquence (moyenne sur 3 essais de simulation de séismes).*

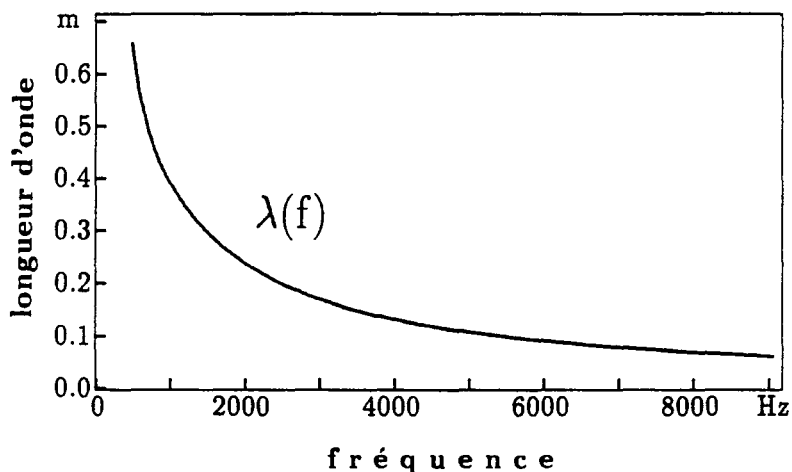


Figure 12.15: *Longueur d'onde en fonction de la fréquence (simulations de séismes).*

utilisées (c'est-à-dire les longueurs d'onde).

Dans le cas présent (voir figure (12.15)), la longueur d'onde n'est plus négligeable par rapport aux dimensions du massif lorsque la fréquence est inférieure à 1000Hz (environ). Au delà de 1000Hz, les dimensions du massif sont supérieures à la longueur d'onde et les phénomènes de propagation sont largement prépondérants.

12.4.7 Distribution Wigner-Ville.

Définition et propriétés.

La distribution de Wigner-Ville donne une approche théorique globale de l'analyse des signaux dans le domaine temps-fréquence (cf [14]). Le principal avantage de cette méthode est qu'elle laisse une liberté totale de choix des fonctions de pondération en temps et en fréquence.

Il est ainsi possible, suivant le type de problème considéré, de réaliser le meilleur compromis entre précision et résolution fréquentielle. Elle permet d'associer à un signal d'énergie finie $x(t)$, une fonction à 2 variables définie de la manière suivante :

$$W_x(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \cdot x^*\left(t - \frac{\tau}{2}\right) \cdot \exp(-2i\pi f\tau) d\tau \quad (12.6)$$

où x^* représente la transformée de Hilbert de x .

Cette distribution possède plusieurs propriétés remarquables :

- l'intégration sur l'axe des fréquences conduit à la puissance instantanée
- l'intégration sur l'axe des temps conduit à la densité spectrale

La classe générale de fonctions permettant d'analyser des signaux dans le domaine temps fréquence est appelée *classe de Cohen* et s'exprime de la manière suivante :

$$C_x(t, f; \Pi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_x(u, n) \cdot \Pi(u - t, n - f) du dn \quad (12.7)$$

La formulation (12.7) englobe presque tous les cas particuliers de distributions proposés par divers auteurs depuis plusieurs dizaines d'années. Il suffit pour cela de choisir judicieusement la fonction de pondération $\Pi(t, f)$. La forme la plus couramment utilisée est celle d'une fonction séparable en ces deux variables qui conduit à la définition d'une **distribution pseudo-Wigner-Ville lissée** :

$$\Pi_s(t, f) = g(t) \cdot H(f) \implies C_x(t, f; \Pi_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_x(u, n) \cdot g(u - t) \cdot H(n - f) du dn$$

L'expression complète de la distribution pseudo-Wigner-Ville lissée est alors la suivante :

$$C_x(t, f; \Pi_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau) \cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(u - t) \cdot x\left(u + \frac{\tau}{2}\right) \cdot x^*\left(u - \frac{\tau}{2}\right) \cdot du \right] \cdot e^{-2i\pi f\tau} \cdot d\tau \quad (12.8)$$

Détermination de la vitesse de groupe.

La distribution de Wigner-Ville offre la possibilité, dans le cas de signaux fortement dispersifs, d'accéder à la mesure de la vitesse de groupe. Le retard de groupe est défini de façon univoque grâce à l'utilisation du signal complexe construit à partir de $x(t)$ et de sa transformée de Hilbert $x^*(t)$ soit $Z_x(t) = x(t) + i \cdot x^*(t)$. L'expression du **retard de groupe** en fonction de la distribution de Wigner-Ville est la suivante :

$$t_g(f) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t \cdot W_Z(t, f) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} W_Z(t, f) dt} \quad (12.9)$$

Sessarego et al. [29] ont utilisé cette méthode pour étudier la dispersion des ondes de Lamb dans une plaque de duraluminium. La figure (12.16) montre un diagramme temps-fréquence obtenu par distribution de Wigner-Ville et permettant la détermination du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence. Une démarche similaire est utilisée pour l'analyse précise des essais de chute de masse dans le paragraphe (13.4.3).

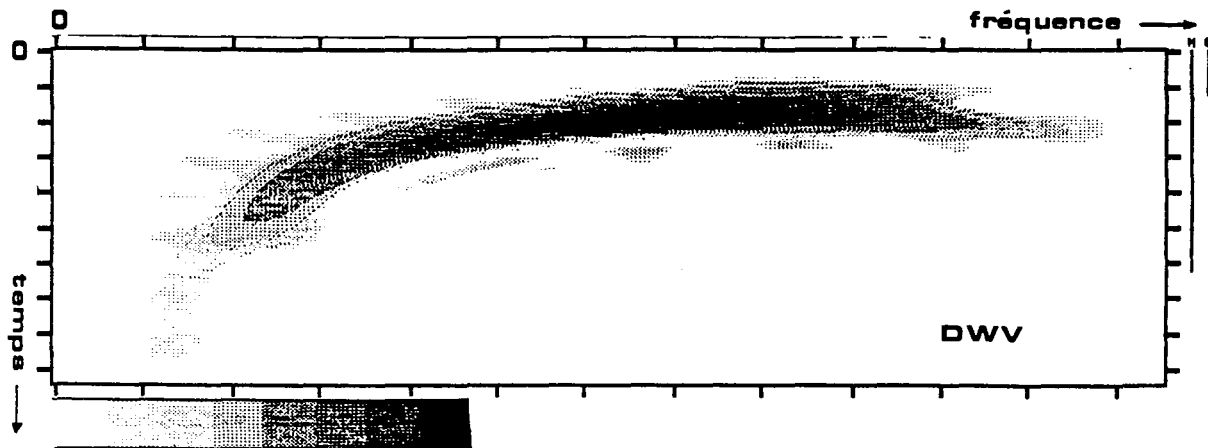


Figure 12.16: Détermination des temps de propagation de groupe par distribution de Wigner-Ville (d'après Sessarego et al.).

Chapitre 13

Etude dans le domaine spectral.

Le chapitre précédent a déjà largement amorcé l'analyse des signaux dans le domaine spectral. Les phénomènes de dispersion ont été révélés et seront évoqués de nouveau à la fin de ce chapitre et dans le chapitre 14. D'autres méthodes d'étude en fréquence sont développées dans ce chapitre qui permettent d'apprécier les phénomènes de propagation en termes de fonctions de transfert, soit d'éliminer des réflexions ou des échos (filtrage homomorphique), soit enfin d'analyser les signaux d'accélération dans le domaine temps-fréquence (analyse en ondelettes...).

13.1 Pseudo-spectres.

13.1.1 Définition et calcul.

Le pseudo-spectre est très utilisé en génie parasismique pour étudier la nature d'une excitation transitoire. Il permet de caractériser, pour une sollicitation donnée (séisme par exemple), les excitations maximales subies par un ouvrage de caractéristiques vibratoires connues (pulsation propre, amortissement...). Son calcul se fait en considérant un oscillateur simple lié au sol et caractérisé par sa pulsation propre ω et son coefficient d'amortissement ξ (voir [8]). Le déplacement relatif $u(t)$ de la masse m (liée à l'oscillateur) peut être calculé par l'intégrale de Duhamel :

$$u(t) = -\frac{1}{\omega_D} \int_0^t \ddot{v}(\tau) \cdot e^{-\xi\omega(t-\tau)} \cdot \sin[\omega_D(t-\tau)] \cdot d\tau \quad (13.1)$$

Si l'excitation $\ddot{v}(t)$ est connue, $u(t)$ ne dépend plus que de ω et ξ . Pour chaque valeur de ces deux paramètres, U_{max} représente la valeur maximale de $u(t)$. La courbe donnant les valeurs de U_{max} en fonction de la période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ est appelée **spectre de déplacement de la secousse sismique** (voir [?]).

13.1.2 Résultats.

Les figures (13.1) et (13.2) donnent les courbes de pseudo-spectres de vitesse pour une sollicitation sismique et des ondes de surface (chute de bille) sur cinq signaux consécutifs. Les valeurs de pseudo-vitesse sont données dans une gamme de fréquence qui s'étend de 200 à 10000 Hz. Ceci correspond en grandeur réelle à un intervalle de 2 à 100 Hz. Les courbes de pseudo-spectre de vitesse obtenues pour une sollicitation sismique présente bien la forme classique des pseudo-spectres sismiques. Pour les essais de chute de masse, la grande régularité des courbes de pseudo-spectres permet une étude assez aisée en termes d'oscillateurs simples.

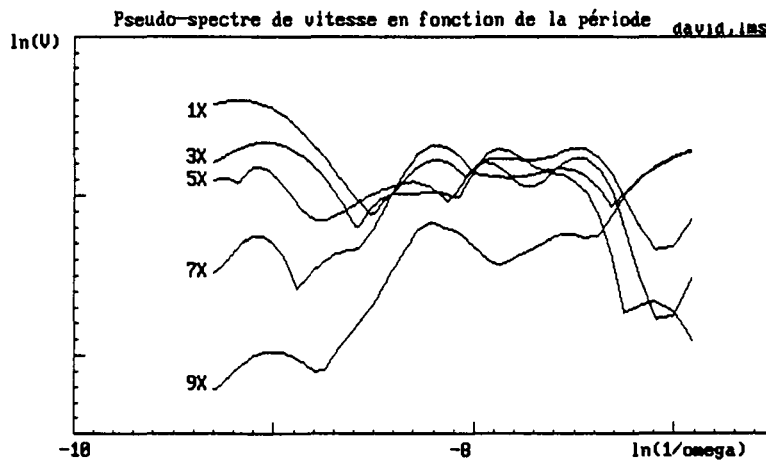


Figure 13.1: Pseudo-spectres de vitesse pour des signaux sismiques.

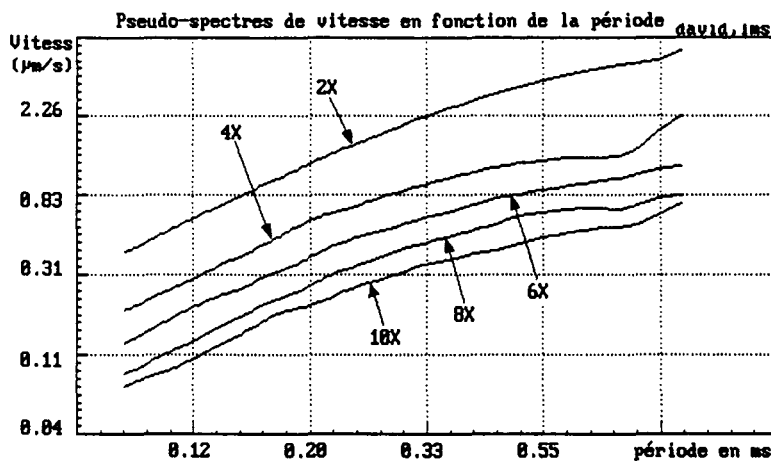


Figure 13.2: Pseudo-spectres de vitesse pour des essais d'ondes de surface.

13.2 Traitement du signal.

13.2.1 Transformée de Fourier.

Les propriétés mathématiques liées à la transformation de Fourier n'ont pas été abordées pour le moment. Or l'étude de signaux dans le domaine spectral se fait largement par leur intermédiaire : spectres d'amplitude, fonctions de transfert, cohérence, filtrage...

Définitions.

Pour une fonction $x(t)$ appartenant à l'ensemble L^2 des fonctions de carré sommable, la transformée de Fourier existe et appartient à L^2 . La relation liant $x(t)$ et sa transformée de Fourier $X(f)$ s'écrit sous l'une des formes suivantes :

$$\text{transformation directe} \Rightarrow X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot \exp(-2i\pi ft) \cdot dt \quad (13.2)$$

$$\text{transformation inverse} \Rightarrow x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f).exp(2i\pi ft).df \quad (13.3)$$

La transformée de Fourier $X(f)$ est généralement appelée **spectre complexe** du signal $x(t)$. La fonction $X(f)$ étant complexe, elle est souvent étudiée en termes d'amplitude et de phase (i.e module et argument) à l'aide du **spectre d'amplitude** $|X(f)|$ et du **spectre de phase** $\Phi_X(f)$.

Ces relations s'appliquent dans le cas d'un **signal analogique** dont l'**amplitude est continue** et définie sur une **base de temps continue**. Les signaux expérimentaux sont enregistrés analogiquement puis numérisés avant d'être traités. Ils sont à la fois **échantillonnés** (temps discret) et **quantifiés** (amplitude discrète). L'étude des signaux expérimentaux dans le domaine spectral se fait donc par **transformée de Fourier discrète**.

Spectres d'amplitude des sollicitations utilisées.

Avant d'apprécier l'influence de la propagation sur la forme du spectre d'amplitude, il convient de comparer les spectres d'amplitude des signaux de simulation de séismes et d'essais de chute de masse. Deux exemples de spectres d'amplitude sont donnés sur la figure (13.3). La longueur des signaux utilisés étant importante (4096 points), seule la partie initiale est conservée afin de s'affranchir au maximum des superpositions d'ondes qui ne sont pas significatives vis-à-vis des sollicitations utilisées. D'après la figure (13.3), le spectre d'amplitude du signal sismique est beaucoup plus large que celui du signal de chute de masse. De nombreuses fréquences sont donc mises en jeu dans les essais de simulation de séismes.

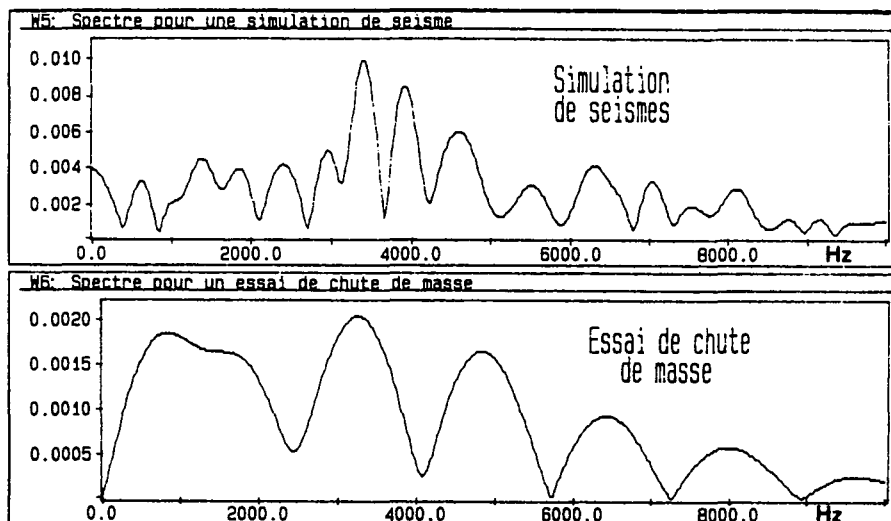


Figure 13.3: Spectres d'amplitude d'un signal sismique et d'un signal d'essai de chute de masse.

Les signaux d'accélération obtenus dans les essais de chute de masse présentent donc l'avantage d'être assez brefs (cela facilite l'étude dans le domaine temporel) mais leur spectre est en revanche assez pauvre (ce qui rend moins précises et moins complètes les analyses fréquentielles). Pour les simulations de séismes, les conclusions sont exactement opposées. Il y a donc un compromis à trouver entre richesse du spectre et qualité de l'analyse en temps.

13.2.2 Fonction de réponse en fréquence, cohérence.

Fonctions de réponse en fréquence.

Si $a(t)$ et $b(t)$ sont les signaux d'entrée et de sortie d'un système, la fonction de réponse en fréquence $H(f)$ ou fonction de transfert est définie par la relation : $H(f) = \frac{B(f)}{A(f)}$ où $A(f)$ et $B(f)$ sont les transformées de Fourier de $a(t)$ et $b(t)$. La fonction de transfert caractérise, pour chaque fréquence, l'amplitude du signal de sortie par rapport au signal d'entrée.

Il existe d'autres expressions de la fonction de réponse en fréquence qui utilisent la notion de spectre mutuel. Le spectre mutuel G_{AB} de deux signaux $a(t)$ et $b(t)$ est défini par la formule : $G_{AB}(f) = A^*(f) \cdot B(f)$ où $A^*(f)$ est le conjugué de la transformée de Fourier de $a(t)$. Deux types de fonctions de transfert peuvent alors être définies :

- fonction de réponse en fréquence H_1 :

$$H_1(f) = \frac{G_{AB}(f)}{G_{AA}(f)} = \frac{B(f)}{A(f)} \cdot \frac{A^*(f)}{A^*(f)} \quad (13.4)$$

- fonction de réponse en fréquence H_2 :

$$H_2(f) = \frac{G_{BB}(f)}{G_{BA}(f)} = \frac{B(f)}{A(f)} \cdot \frac{B^*(f)}{B^*(f)} \quad (13.5)$$

G_{AB} et G_{BA} sont les spectres mutuels, G_{AA} et G_{BB} sont les autospectres des signaux $a(t)$ et $b(t)$. La première expression définit une fonction de réponse en fréquence $H_1(f)$ très sensible au bruit en entrée. La deuxième expression définit, au contraire, une fonction de réponse en fréquence $H_2(f)$ largement influencée par le bruit en sortie. Ces deux types de fonction de réponse en fréquence sont très utilisées, mais ils nécessitent un calcul par moyennage sur un grand nombre de signaux. Amini [2] a proposé l'utilisation de fonctions de transfert améliorées (H_3 et H_4) pour remédier aux défauts et imprécisions de H_1 et H_2 . Il a appliqué ces nouvelles méthodes de traitement à l'analyse des essais à la colonne résonnante en améliorant la précision des calculs d'amortissement.

Fonction de cohérence.

La fonction de cohérence donne une mesure du degré de dépendance entre deux signaux en fonction de la fréquence. Elle est définie de la manière suivante :

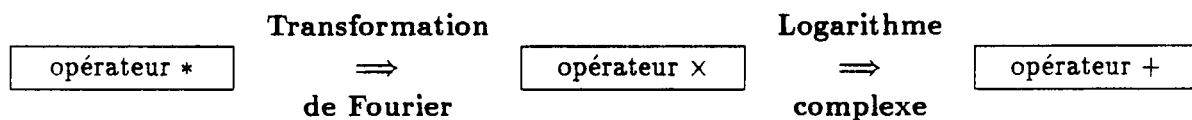
$$\gamma^2(f) = \frac{|G_{AB}(f)|^2}{G_{AA}(f) \cdot G_{BB}(f)} = \frac{H_1(f)}{H_2(f)} \quad (13.6)$$

Cette fonction permet d'évaluer la qualité des informations données par les fonctions de transfert, le spectre mutuel... Elle permet en effet de préciser dans quelle partie du spectre les signaux $a(t)$ et $b(t)$ sont cohérents, c'est-à-dire dans quelle bande de fréquence il y a échange d'informations entre a et b .

13.3 Elimination d'échos par filtrage homomorphique.

13.3.1 Le filtrage homomorphique.

Le traitement homomorphique des signaux résulte d'une généralisation de la théorie des systèmes linéaires. Il s'agit pour cela de changer d'espace vectoriel afin de transformer les opérations de convolution en additions. Il faut donc trouver un homomorphisme permettant d'associer à la convolution l'opérateur additif. La convolution en temps se transforme en multiplication dans le domaine des fréquences. Il suffit alors d'utiliser le logarithme pour associer une addition à l'opérateur multiplicatif. L'homomorphisme recherché résulte donc de la composition de deux transformations sur le modèle suivant :

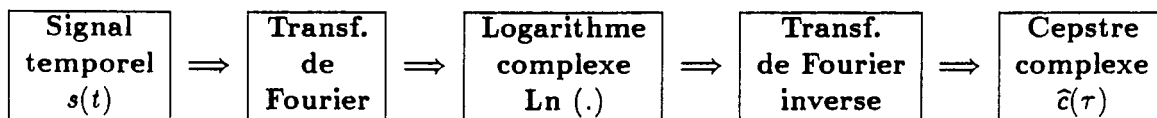


La transformation ainsi obtenue remplace une relation de convolution par une relation d'addition. Le traitement homomorphique est très utilisé en traitement de la parole [31] puisqu'il permet de réaliser, d'après un signal vocal, une **déconvolution homomorphique** entre la source d'excitation g_n (glotte) et l'influence du conduit (oral et nasal) qu'elle traverse (de réponse impulsionnelle b_n). Le signal vocal s'écrit sous la forme d'un produit de convolution : $s = g_n * b_n$. Un traitement homomorphique permet de remonter à la source d'excitation.

En sismologie, Ulrych [32] a utilisé la déconvolution homomorphique pour étudier l'atténuation et la dispersion d'ondes élastiques en séparant les termes de source et les termes liés à la propagation. Son principal avantage est, d'après lui, de ne pas nécessiter d'hypothèses préalables sur le mode de propagation.

13.3.2 Calcul du cepstre complexe.

La définition du cepstre réel \hat{c}_r est donnée dans le paragraphe (12.3) par la relation (12.3). Dans cette expression, le logarithme est réel puisque calculé d'après le module de la transformée de Fourier, c'est-à-dire le spectre d'amplitude. Pour le **cepstre complexe** \hat{c} , le spectre d'amplitude et le spectre de phase sont tous deux pris en compte et c'est le logarithme complexe qui sert au calcul de \hat{c} selon la procédure suivante :



En notant \mathcal{F} la transformation de Fourier et Log le logarithme complexe, l'expression de $\hat{c}(\tau)$, cepstre complexe de $x(t)$, est la suivante :

$$\hat{c}(\tau) = \mathcal{F}^{-1} [\text{Log} (\mathcal{F}(x(t)))] \quad (13.7)$$

Si $X(f)$ est la transformée de Fourier de $x(t)$, le logarithme complexe s'exprime directement en fonction de ses parties réelle et imaginaire :

$$\hat{X}(f) = \text{Log} [X(f)] = \text{Log} |X(f)| + i \cdot \text{Arg} [X(f)] \quad (13.8)$$

Cette relation soulève une ambiguïté quand au calcul de $\widehat{X}(f)$ puisque le spectre de phase $Arg[X(f)]$ n'est défini qu'à 2π près. En outre, étant données les propriétés du logarithme, le spectre de phase doit vérifier la relation suivante :

$$si \quad X(f) = X_1(f) \cdot X_2(f), \quad Arg[X(f)] = Arg[X_1(f)] + Arg[X_2(f)] \quad (13.9)$$

Pour remédier à ces deux problèmes, il est nécessaire de rendre le spectre de phase continu. La phase est alors appelée **phase déballée** ou *unwrapped phase* en anglais. Cette opération est assez délicate car elle est très sensible à la précision des données (nombre d'échantillons, pas d'échantillonnage...). J.Tribolet [30] a proposé un algorithme de "déballage de phase" en partant de l'expression de sa dérivée. En notant X_R et X_I les parties réelle et imaginaire du spectre complexe $X(f)$, la dérivée du spectre de phase s'écrit :

$$\frac{d(Arg[X(f)])}{df} = \frac{X_R(f) \cdot X_I'(f) - X_I(f) \cdot X_R'(f)}{|X(f)|^2} \quad (13.10)$$

A partir de cette expression et moyennant quelques précautions supplémentaires (voir récapitulatif ci-après), il est possible de calculer le cepstre complexe $\widehat{c}(\tau)$.

13.3.3 Elimination d'échos par fenêtrage cepstral.

Principe de la méthode.

L'élimination d'échos ou de réflexions par fenêtre cepstrale peut se faire à l'aide du cepstre complexe défini précédemment. En effet, la fonction cepstre complexe obtenue présente des pics représentatifs du temps d'arrivée d'échos ou d'ondes réfléchies. Pour éliminer ces ondes réfléchies, il suffit de supprimer ces pics dans le cepstre complexe à l'aide d'une fenêtre de pondération dite **fenêtre cepstrale**. La "transformation cepstrale inverse" permettra alors de retrouver le signal temporel débarrassé des ondes réfléchies. Ces opérations nécessitent la manipulation des spectres d'amplitude et de phase suivant la procédure indiquée précédemment.

13.3.4 Le filtrage homomorphique : récapitulatif.

Les différentes étapes du traitement sont les suivantes :

- signal temporel $x(t)$
- troncature de la partie initiale de $x(t)$ pour $t < 0$
- multiplication par exponentielle décroissante pour régularisation de la phase
- transformation de Fourier $x(t) \longrightarrow X(f) = X_R(f) + i \cdot X_I(f)$ (16384 ou 32768 pts)
- calcul de la dérivée de la phase :

$$\frac{d(arg(X(f)))}{df} = \frac{X_R \cdot X_I' - X_I \cdot X_R'}{|X(f)|^2} \quad (13.11)$$

- filtrage passe-bas de $\frac{d(arg(X(f)))}{df}$ et soustraction de la moyenne
- estimation de la **phase continue** $\widetilde{arg}(X(f))$ par intégration ($\widetilde{arg}(X(f))$ est généralement appelée "phase déballée" ou "unwrapped phase" en anglais)

- calcul de $\hat{X}(f) = \log(|X(f)|) + i \cdot \overline{\text{arg}}(X(f))$ transformée de Fourier du cepstre complexe
- calcul du cepstre complexe $\hat{x}(\tau)$ par transformation de Fourier inverse
- fenêtrage cepstral ("liftrage") sur cepstre complexe $\hat{x}_{\text{liftré}}(\tau) = W(\tau) \cdot \hat{x}(\tau)$
- retour au signal temporel "liftré" : $x_{\text{liftré}}(t) = \mathcal{F}^{-1}[\exp[\mathcal{F}(\hat{x}_{\text{liftré}}(\tau))]]$

Application aux essais de chute de masse.

Comme cela a été montré au paragraphe (12.3), le cepstre (réel ou complexe) permet de révéler l'arrivée des ondes réfléchies dans les essais de chute de masse. Ceci est possible même si la durée de la sollicitation est importante. Si les pics correspondants aux réflexions sont éliminés en multipliant le cepstre complexe par une fenêtre de pondération, les réflexions disparaîtront dans le signal lui-même après transformation inverse.

La figure (13.4) montre un signal d'accélération sur lequel l'arrivée des ondes réfléchies en fond de massif sont assez visibles. Le même signal après filtrage homomorphique est quasiment exempt d'ondes réfléchies.

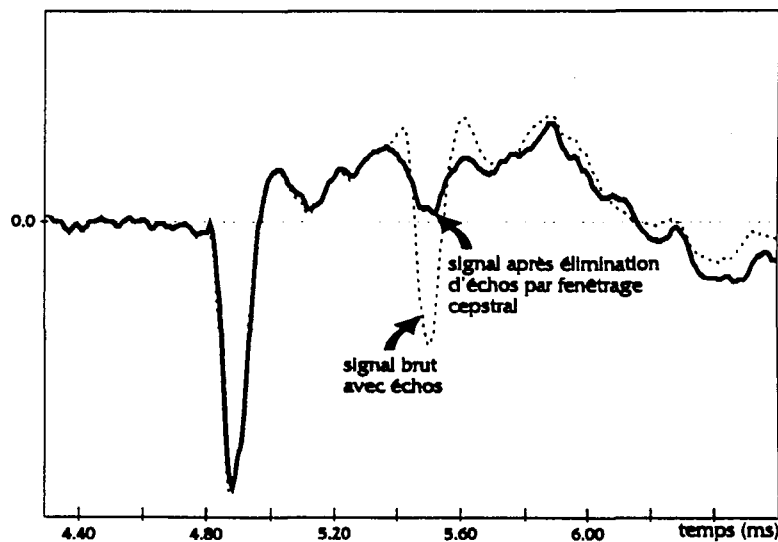


Figure 13.4: *Elimination des ondes réfléchies dans un signal d'accélération (essai de chute de masse).*

Cette technique est donc tout à fait probante pour des signaux d'accélération obtenus en massif centrifugé. Cette méthode est d'autant plus intéressante qu'elle peut s'appliquer à des signaux de durée plus importante. En effet, même si les ondes réfléchies sont noyées dans le train d'ondes incident, le filtrage homomorphique permet tout de même de séparer ondes directes et réfléchies. Il suffit que les parois du massif aient une forme régulière pour que les réflexions ne se brouillent pas entre elles. Cette méthode représente une alternative intéressante aux méthodes d'isolation des parois. L'étude de la propagation des ondes en milieu centrifugé peut donc s'affranchir des phénomènes de réflexions à l'aide de l'une des stratégies suivantes :

- soit en limitant directement le coefficient de réflexion sur les parois à l'aide d'un isolant (voir par exemple les travaux de J.A.Cheney et al. [9])

- soit en conservant des parois réfléchies et en éliminant les ondes réfléchies par filtrage homomorphique (cela est réalisable même si la durée de la sollicitation est importante)

13.4 Analyse temps-fréquence.

13.4.1 Différentes méthodes d'analyse.

De nombreuses méthodes d'analyse temps-fréquence sont utilisées dans les différentes disciplines intéressées par le traitement des signaux. P.Flandrin et J.P.Sessarego [14] ont présenté une synthèse des différentes méthodes d'analyse temps-fréquence employées en traitement de la parole, en acoustique, en contrôle non destructif...

Le principal intérêt de la distribution de Wigner-Ville (présentée succinctement dans le chapitre précédent) est qu'elle réalise une distribution de l'énergie du signal dans le domaine temps-fréquence sans postuler de structure a priori. Elle comprend donc dans sa définition de nombreux autres types de transformations qui fixent a priori la forme des fonctions de pondération en temps et en fréquence. C'est le cas pour la transformée de Fourier à fenêtre glissante et la transformée en ondelettes (présentées dans la suite de ce paragraphe).

13.4.2 Fenêtrage temporel.

L'analyse des signaux filtrés a déjà permis d'étudier en fonction du temps des signaux dans des bandes de fréquence limitées. Un autre type d'analyse consiste à calculer le spectre d'amplitude sur une fenêtre de temps assez courte et à décaler progressivement cette fenêtre pour faire ce calcul sur différentes portions du signal. Il s'agit d'une transformation de Fourier à fenêtre glissante en temps. Ceci donne une courbe $A(f, t)$ qui donne l'amplitude du signal en fonction de la fréquence et du temps (position de la fenêtre temporelle). Un exemple de courbe temps-fréquence est présenté sur la figure (13.5).

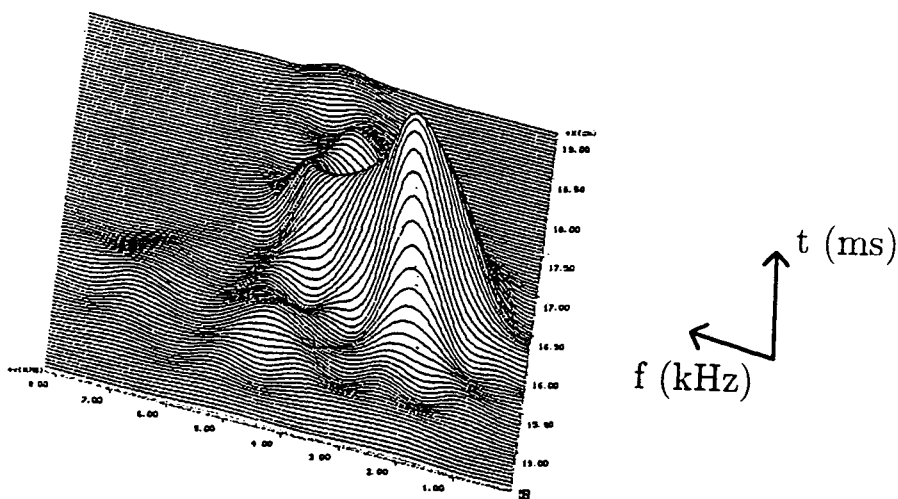


Figure 13.5: Amplitude en fonction de la fréquence et du temps pour une simulation de séismes (X: temps en ms, Y: fréquence en kHz et Z: amplitude).

Cet exemple montre que l'amplitude augmente d'abord pour des fréquences modérées (2 à 3kHz), elle atteint un maximum pour $t=16,5\text{ms}$ environ, puis décroît mais en se décalant vers des fréquences plus élevées (4 à 5kHz). Il est ainsi possible d'étudier l'évolution du spectre en fonction du temps.

13.4.3 Transformation en ondelettes.

Les premières méthodes d'analyse par ondelettes datent des années 40 et sont dues à D.Gabor. Les premières publications ne sont parues que dans les années 80. Les travaux de J.Morlet [25] pour traiter des signaux sismiques ont à cette époque largement contribué à la renommée de la méthode. C'est plus tard que des recherches théoriques sur les bases d'ondelettes ont synthétisé l'ensemble des travaux réalisés jusqu'alors.

Définition.

Il s'agit de construire une famille de fonctions élémentaires $\psi_{ab}(t)$ définies à partir d'une ondelette-mère ou ondelette analysante $\psi(t)$. Cette famille de fonctions s'écrit sous la forme suivante :

$$\psi_{ab}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad b \in \mathbb{R}, \quad a > 0 \quad (13.12)$$

Les coefficients d'ondelette du signal s , soit $C_s(a, b)$, permettent de caractériser s dans le domaine temps-fréquence et s'écrivent sous la forme suivante :

$$C_s(a, b) = \langle s, \psi_{ab} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot \bar{\psi}_{ab}(t) \cdot dt \quad (13.13)$$

En faisant varier les paramètres a et b , l'ondelette analysante $\psi(t)$ est simultanément translatée (paramètre b) et dilatée (ou contractée, paramètre a). Le signal peut alors être analysé dans le domaine temps-fréquence par décomposition sur la famille d'ondelettes ainsi créée.

Choix des ondelettes.

De nombreux types d'ondelettes-mères ont été utilisés. L'ondelette analysante proposée par Morlet [25] s'écrit sous la forme suivante :

$$\psi(t) = e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot \cos 5t \quad (13.14)$$

L'allure de cette ondelette est donnée à la figure (13.6). D'autres familles d'ondelettes ont été élaborées à la lumière des travaux théoriques réalisés par exemple par Y.Meyer [16, 24]. La décomposition d'un signal sur une famille d'ondelettes nécessite la détermination de bases orthogonales d'ondelettes. Ceci est possible en choisissant une expression judicieuse des paramètres a et b . La famille d'ondelettes ψ_{jk} définie de la façon suivante :

$$\psi_{jk}(t) = 2^{\frac{j}{2}} \cdot \psi(2^j t - k) \quad (13.15)$$

constitue une base orthonormée d'ondelettes dont les coefficients C_{jk} sont indépendants les uns des autres.

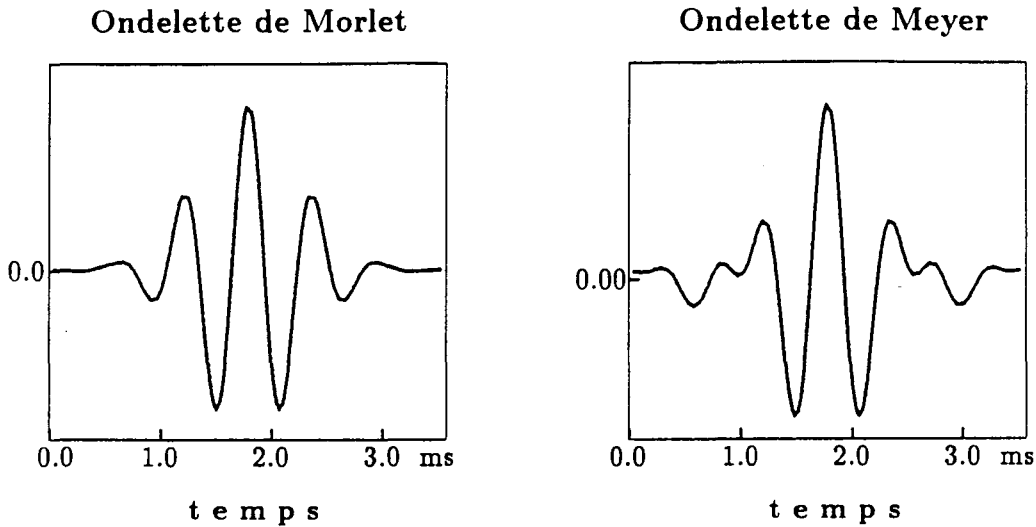


Figure 13.6: *Forme des ondelettes de Morlet et de Meyer.*

Dans ce cadre, Y.Meyer [16, 24] a essayé de construire une ondelette-mère qui soit C^∞ ou en tout cas, dans la pratique, dérivable à un nombre d'ordres suffisant. L'ondelette-mère de Meyer présentée à la figure (13.6) est construite à partir de l'expression suivante :

$$\forall t \in \mathfrak{R} \quad \psi(t) = 2 \int_0^{+\infty} \sin(\omega(\xi)) \cdot \cos \left[2\pi \left(t - \frac{1}{2} \right) \xi \right] d\xi \quad (13.16)$$

La fonction ω est construite de façon à être dérivable un "certain nombre de fois" et permet de déterminer directement la forme du spectre. L'ondelette-mère de Meyer présentée à la figure (13.6) est déterminée à partir d'une fonction ω de forme polynômiale du 9^{ème} degré. Sa forme permet de réduire l'amplitude des lobes secondaires (par rapport à l'ondelette de Morlet) et, la famille d'ondelettes ainsi construite étant une base orthonormée, il est possible de réaliser des opérations de décomposition et de reconstruction du signal analysé sur cette base.

Application à l'analyse temps-fréquence (essais de chute de masse).

La transformation en ondelettes équivaut à peu près à un filtrage passe-bande assez élaboré. Le principal intérêt de cette méthode est qu'elle permet de construire de façon systématique une famille de "filtres" ayant des propriétés données. Ces propriétés résultent à la fois du choix de l'ondelette-mère et du mode de construction de la famille (ou de la base) d'ondelettes.

Les filtres numériques construits au chapitre précédent possèdent des propriétés assez similaires à celles de certaines bases d'ondelettes (contraction des ondelettes dans les hautes fréquences). Pour analyser avec une meilleure précision les phénomènes de dispersion dans les essais de chute de masse, les filtres utilisés au paragraphe (12.4.1) sont utilisés pour construire une famille de filtres ayant des propriétés similaires. A partir du filtre basse fréquence (440Hz) et du filtre haute fréquence (9280Hz) du paragraphe (12.4.1), une famille de 99 filtres de fréquences centrales f_n ($440Hz \leq f_n \leq 9280Hz$) a été construite. L'expression de f_n (en Hz) en fonction de n est la suivante :

$$f_n = 90, 2.(n - 1) + 440 \quad (13.17)$$

La largeur de chaque fenêtre fréquentielle est également proportionnelle à $(n - 1)$. La réponse impulsionnelle de chaque filtre a une forme assez proche de l'ondelette de Morlet : les lobes

secondaires ont une amplitude rapidement décroissante (voir figures (13.6) et (13.7)). La figure (13.7) donne quelques exemples de réponses impulsionnelles des filtres utilisés. Comme le montrent ces courbes, l'amplitude des lobes secondaires est effectivement rapidement décroissante.

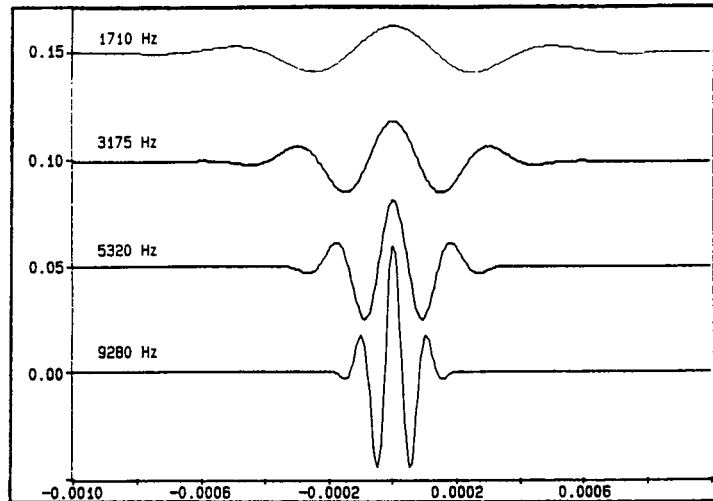


Figure 13.7: Réponses impulsionnelles de quelques uns des filtres utilisés.

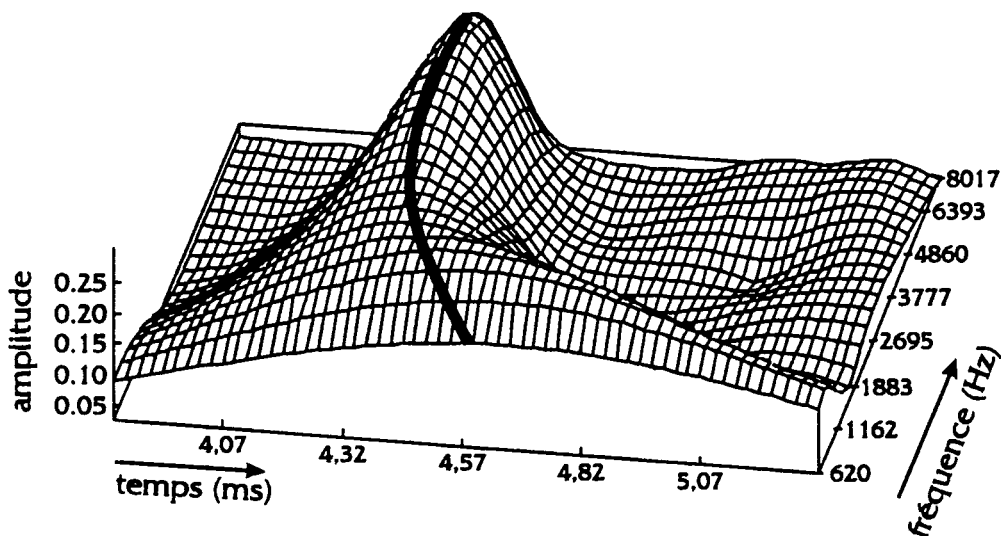


Figure 13.8: Evolution du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence.

A partir de cette famille de filtres, les signaux d'accélération des essais de chute de masse sont analysés avec précision dans le domaine temps-fréquence. Pour chaque signal d'accélération, sont calculés les signaux filtrés et les courbes enveloppes correspondant aux 99 intervalles de fréquence considérés. A partir des signaux filtrés et des courbes enveloppes, il est possible de déterminer de façon précise les temps de propagation de phase et les temps de propagation de groupe pour chacun des accéléromètres. La figure (13.8) donne un exemple de représentation temps-fréquence obtenue à partir des courbes enveloppes dans les différentes bandes de fréquence. Les pics des courbes enveloppes donnent les temps de propagation de groupe à différentes fréquences.

Sur la figure (13.8), l'évolution du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence montre clairement que le temps de propagation de groupe diminue quand la fréquence augmente. Cela équivaut à dire que la **vitesse de groupe augmente quand la fréquence augmente**.

La courbe de la figure (13.8) indique que l'évolution du temps de propagation de groupe est très importante dans les basses fréquences et plus faible dans les fréquences élevées. Dans les basses fréquences, la **dispersion est essentiellement d'origine géométrique** puisque la longueur d'onde devient plus petite que les dimensions du massif (voir paragraphe (12.4.6)). Les phénomènes de réflexion et de superposition d'ondes ne sont pas décelables dans cette gamme de fréquence ($f < 1000Hz$) ce qui entraîne une **surestimation du temps de propagation de groupe** (c'est-à-dire une sous-estimation de la vitesse de groupe). Pour les fréquences moyennes ou hautes (au delà de 1000Hz environ), l'évolution du temps de propagation de groupe est plus faible mais traduit essentiellement la **dispersion matérielle**. Une analyse fine dans le domaine temps-fréquence est donc indispensable à la bonne compréhension des phénomènes de propagation dans le massif.

Chapitre 14

Etude de l'atténuation.

14.1 Atténuation et phénomènes dispersifs.

Les définitions données dans la *partie I* expriment les diverses formes que peut prendre l'atténuation. Les différentes grandeurs caractéristiques d'essais cycliques, vibratoires ou de propagation sont reliées par l'intermédiaire des relations suivantes :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\alpha \cdot \lambda}{\pi} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{M_I}{M_R} = \tan \phi = \frac{\Delta f}{f_r} \quad (14.1)$$

Comme l'atténuation est liée à la longueur d'onde (et donc à la vitesse de phase), les phénomènes d'atténuation sont directement liés aux phénomènes dispersifs. Il est donc nécessaire, pour étudier la dissipation énergétique, de réaliser des simulations et de les comparer aux résultats expérimentaux (temporels, courbes de dispersion...).

14.2 Simulations simples d'après les expériences.

14.2.1 Atténuations géométrique et matérielle.

Atténuation géométrique.

Pour une onde d'accélération sphérique, l'atténuation géométrique, c'est-à-dire due à la seule expansion du front d'onde, est inversement proportionnelle à la distance à la source (cette affirmation est largement admise mais sera de toute façon démontrée dans le paragraphe suivant). L'amplitude de l'onde en un point M_i s'écrit donc de la manière suivante : $A_i = A_0/r_i$. La comparaison des amplitudes en deux points M_i et M_j donne alors : $A_j = A_i \cdot \frac{r_i}{r_j}$

Atténuation matérielle.

Les essais en centrifugeuse réalisés en 1980 par M.P.Luong ont suggéré une atténuation matérielle du type $a(x) = a_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$ où l'amortissement α est supposé indépendant de la fréquence et $\alpha = 1,1m^{-1}$ (une présentation est donnée dans [28]). Cette estimation de l'atténuation matérielle permet d'étudier directement l'atténuation des signaux d'ondes sismiques pour lesquels il n'y a quasiment pas d'atténuation géométrique. L'expression proposée par Luong donne des résultats tout à fait satisfaisants (voir figure (14.1)) mais les signaux sismiques sont assez complexes et peuvent être brouillés par les phénomènes de réflexion.

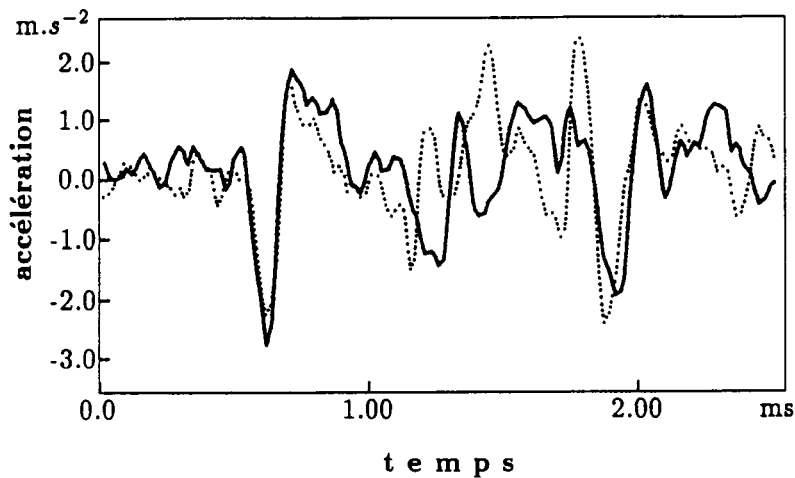


Figure 14.1: Comparaison des accélérations mesurée (trait continu) et simulée (trait pointillé); essai de simulation de séisme.

Les signaux issus des essais de chute de masse sont plus simples à analyser. En revanche, les ondes créées par la chute de masse étant sphériques, il faut tenir compte à la fois de l'atténuation géométrique et de l'atténuation matérielle. La comparaison des amplitudes en deux points M_i et M_j donne dans ce cas :

$$A_j = A_i \cdot \exp[-1, 1 \cdot (\tau_j - \tau_i)] \cdot \frac{\tau_i}{\tau_j} \quad (14.2)$$

Cette expression permet, à partir d'un signal mesuré en M_i de simuler l'accélération en M_j . Le rapport τ_i/τ_j prend en compte l'atténuation géométrique (expansion du front d'onde) tandis que le facteur $\exp[-1, 1 \cdot (\tau_j - \tau_i)]$ traduit l'atténuation matérielle entre M_i et M_j .

La figure (14.2) présente un exemple de simulations pour les essais de chute de masse. Ces simulations tiennent compte à la fois de l'atténuation géométrique (ondes sphériques) et de l'atténuation matérielle.

La concordance entre mesures et simulation n'est pas très bonne surtout pour les capteurs les plus proches de la source pour lesquels l'atténuation est largement sous estimée. En outre, les calculs de vitesses de phase et de groupe réalisés sur les signaux expérimentaux ont mis en évidence des phénomènes de dispersion. Or l'expression proposée ne dépend pas de la fréquence; il est donc nécessaire d'envisager des simulations plus complexes afin de retrouver les résultats expérimentaux concernant l'atténuation et la dispersion.

14.3 Simulations d'après modèles.

14.3.1 Propagation et comportement.

La partie I détaille les différences entre les problèmes de propagation d'ondes et les préoccupations liées au comportement des matériaux. Pour simuler des phénomènes de propagation dans un matériau, il faut poser des hypothèses sur la propagation des ondes et le comportement du matériau. La résolution simultanée des équations de propagation et des équations de com-

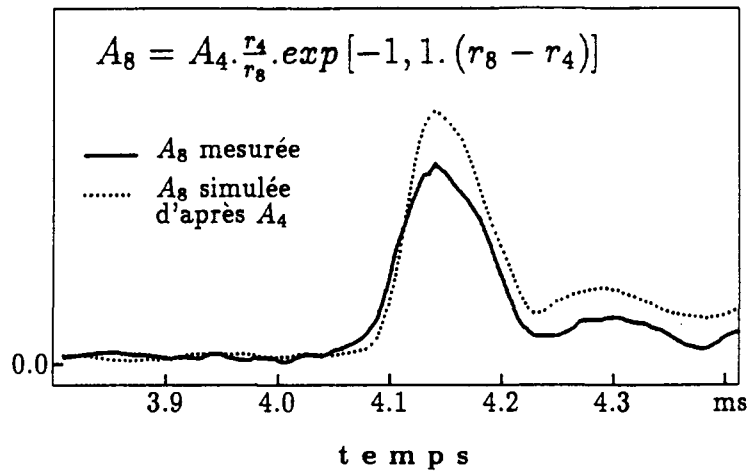


Figure 14.2: Simulation temporelle pour un essai de chute de masse avec atténuation matérielle de forme exponentielle (module du vecteur accélération, accéléromètres n^{os} 4 et 8).

portement autorise la détermination de certaines grandeurs mécaniques.

Les phénomènes de propagation sont traduits par l'équation de la dynamique. L'utilisation de lois de comportement permet de substituer les termes de déformation aux termes de contrainte dans l'équation de la dynamique. L'équation différentielle ainsi obtenue permet généralement une détermination complète du champ de déplacement.

14.3.2 Onde sphérique en milieu viscoélastique.

Equation de la dynamique en coordonnées sphériques.

Pour les essais de chute de masse, l'étude de la direction du vecteur accélération dans le plan XZ a permis de caractériser les différents types d'ondes créés dans le massif : ondes de surface pour les capteurs impairs et ondes longitudinales en profondeur. De plus, l'amplitude d'accélération suivant la direction Y est très faible. La propagation des ondes d'accélérations en profondeur est donc sphérique et seules les grandeurs radiales sont non nulles. En ne conservant que les composantes radiales des grandeurs mécaniques, l'équation de la dynamique en coordonnées sphériques s'écrit de la manière suivante :

$$\operatorname{div}(\sigma(r, t)) = \frac{\partial \sigma_{rr}(r, t)}{\partial r} + \frac{2}{r} \cdot \sigma_{rr}(r, t) = \rho \cdot \frac{\partial^2 u_r(r, t)}{\partial t^2} \quad (14.3)$$

Cette équation différentielle peut être simplifiée en utilisant les transformées de Fourier des grandeurs σ_{rr} et u_r . Dans le domaine fréquentiel, la dérivation en temps se ramène à une simple multiplication par le facteur $i\omega$. Les notations sont alors les suivantes : $\sigma_{rr}^*(r, \omega)$ et $u_r^*(r, \omega)$ sont les transformées de Fourier (ou spectres complexes) de $\sigma_{rr}(r, t)$ et de $u_r(r, t)$.

Modèles viscoélastiques.

Ces simplifications concernent la propagation des ondes et permettent de s'affranchir des dérivations en temps. Afin de résoudre complètement l'équation (14.3), des hypothèses

complémentaires sur le **comportement du milieu** de propagation sont nécessaires. Les modèles viscoélastiques sont souvent proposés pour étudier les problèmes de propagation dans les sols. Ils permettent en outre de relier assez simplement les termes de contrainte et de déformation en raisonnant en complexes dans le domaine fréquentiel. Les trois modèles viscoélastiques linéaires représentés à la figure (14.3), conduisent à une relation simple entre contrainte et déformation :

$$\sigma_{rr}^*(r, \omega) = E^*(\omega) \cdot \varepsilon_{rr}^*(r, \omega) \quad (14.4)$$

où $E^*(\omega)$ est appelé module complexe. Les expressions du module complexe correspondant aux trois modèles sont données à la figure (14.3). A partir des équations de propagation (14.3) et de comportement (14.4), l'équation différentielle à résoudre est donc de la forme :

$$\frac{\partial^2 u_r^*(r, \omega)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial u_r^*(r, \omega)}{\partial r} = -\frac{\rho \cdot \omega^2}{E^*(\omega)} \cdot u_r^*(r, \omega) \quad (14.5)$$

En écrivant cette équation sous la forme :

$$r \cdot \frac{\partial^2 u_r^*(r, \omega)}{\partial r^2} + 2 \cdot \frac{\partial u_r^*(r, \omega)}{\partial r} = -\frac{\rho \cdot \omega^2}{E^*(\omega)} \cdot r \cdot u_r^*(r, \omega) \quad (14.6)$$

Un changement de variables ($z^*(r, \omega) = r \cdot u_r^*(r, \omega)$) permet de réduire l'équation (14.6) de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 z^*(r, \omega)}{\partial r^2} + \frac{\rho \cdot \omega^2}{E^*(\omega)} \cdot z^*(r, \omega) = 0 \quad (14.7)$$

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$z^*(r, \omega) = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \xi(\omega) \cdot r) \quad (14.8)$$

où ξ est un complexe fonction de ω tel que :

$$\xi^2(\omega) = \frac{\rho \cdot \omega^2}{E^*(\omega)} \quad (14.9)$$

$\xi(\omega)$ caractérise l'influence des coordonnées d'espace sur la propagation, $\xi(\omega)$ est en fait un **nombre d'onde complexe**. En notant Ξ_r et Ξ_i les parties réelle et imaginaire de ξ^2 , les parties réelle et imaginaire de $\xi(\omega)$, soient ξ_r et ξ_i , s'expriment de la manière suivante :

$$\xi_r = -\sqrt{\frac{\Xi_r + \sqrt{\Xi_r^2 + \Xi_i^2}}{2}} \quad \text{et} \quad \xi_i = \frac{\Xi_i}{2\xi_r} \quad (14.10)$$

La partie réelle de $\xi(\omega)$ correspond au déphasage et la partie imaginaire à l'amortissement. Le déplacement radial solution de l'équation (14.6) vaut donc $u^*(r, \omega) = z^*(r, \omega)/r$ et s'écrit de la manière suivante :

$$u^*(r, \omega) = \frac{U_0(\omega)}{r} \cdot \exp(i \cdot \xi(\omega) \cdot r) \quad (14.11)$$

Dans cette expression, $U_0(\omega)$ est un terme de source a priori indépendant de r . L'atténuation s'exprime à travers deux facteurs :

- l'**atténuation géométrique** qui rend compte de la propagation sphérique et qui est inversement proportionnelle à r (distance à la source) mais indépendante de la fréquence
- l'**amortissement visqueux** est caractérisé par la partie imaginaire de $\xi(\omega)$ et dépend donc de la fréquence

L'expression (14.11) caractérise ainsi entièrement la propagation d'ondes sphériques longitudinales en milieu viscoélastique linéaire. Il est alors possible de simuler la propagation d'ondes longitudinales en déterminant judicieusement les paramètres mécaniques des modèles.

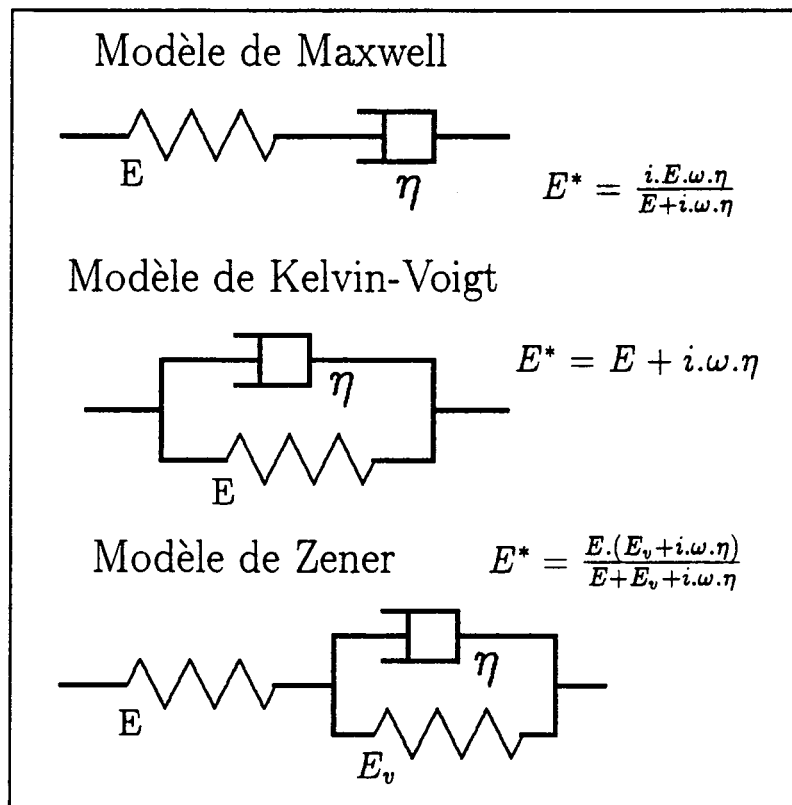


Figure 14.3: Modèles rhéologiques utilisés pour simuler le comportement viscoélastique du massif.

14.3.3 Simulations pour les essais de chute de masse.

Hypothèses complémentaires.

Calcul pour une onde transitoire. Les mesures réalisées lors des expérimentations en centrifugeuse concernent des grandeurs d'accélération. L'équation différentielle (14.6) est également vérifiée par la transformée de Fourier de l'accélération soit $a^*(r, \omega)$. En effet, dans le domaine fréquentiel, les spectres complexes de déplacement et d'accélération sont directement proportionnels : $a^*(r, \omega) = -\omega^2 \cdot u^*(r, \omega)$. Le spectre d'accélération se met donc sous la même forme que le spectre de déplacement (équation (14.11)). Cette expression est vraie pour chaque valeur

de pulsation ω , le passage dans le domaine temporel est possible tant que le principe de superposition est respecté (comportement linéaire). Par transformation de Fourier inverse, l'accélération $a(r, t)$ dans le domaine temporel s'obtient alors de la façon suivante :

$$a(r, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a^*(r, \omega) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \cdot d\omega$$

L'expression complète de l'accélération, fonction de r et de t , est donc la suivante :

$$a(r, t) = \frac{1}{r} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(\omega) \cdot e^{i \cdot \xi(\omega) \cdot r} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \cdot d\omega \quad (14.12)$$

Les calculs de simulation sont réalisés sur les spectres complexes dans le domaine fréquentiel. La solution dans le domaine temporel est obtenue en fin de calcul par transformation de Fourier inverse.

Paramètres de comportement. Pour les modèles de Maxwell et Kelvin-Voigt, les deux paramètres caractéristiques du comportement sont le module d'élasticité E et le coefficient de viscosité η . En supposant que les ondes élastiques sont les plus rapides (ce qui est généralement le cas), le module d'élasticité E peut être calculé assez simplement d'après la célérité des ondes longitudinales C en écrivant la relation :

$$C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{d'où} \quad E = \rho \cdot C^2$$

où ρ est la masse volumique du sable ($\rho=1650 \text{ kg/m}^3$) et $C=435 \text{ m.s}^{-1}$. Le module d'élasticité du sable dans le massif vaut donc $E=310 \text{ MPa}$.

Pour le modèle de Zener, les paramètres à déterminer sont plus nombreux puisqu'il faut choisir deux valeurs de modules (E et E_v) et une valeur de viscosité η .

Simulations obtenues.

Module de l'accélération en fonction du temps. Les simulations sont réalisées sur les capteurs de profondeur afin de ne prendre en compte que la propagation des ondes longitudinales. Dans le plan XZ, le vecteur accélération est caractérisé par son module $a_m = \sqrt{a_x^2 + a_z^2}$. L'accélération à la source n'est pas connue, il n'est donc pas possible de simuler les signaux d'accélération à partir de l'accélération à la source. En revanche, la comparaison des accélérations à différentes distances de la source permet de réaliser des simulations viscoélastiques intéressantes.

En considérant les modules des accélérations mesurées par les capteurs i et j , soient $a_m(r_i, t)$ et $a_m(r_j, t)$, placés respectivement à des distances r_i et r_j de la source, le rapport des amplitudes d'accélération peut s'écrire facilement dans le domaine fréquentiel grâce à l'expression (14.11). En notant $a_m^*(r, \omega)$ la transformée de Fourier de l'accélération $a_m(r, t)$, ce rapport se met sous la forme suivante :

$$\frac{a_m^*(r_j, \omega)}{a_m^*(r_i, \omega)} = \frac{r_i}{r_j} \cdot \exp[i \cdot \xi(\omega) \cdot (r_j - r_i)] \quad (14.13)$$

Si l'accélération est connue à une distance r_i de la source, l'accélération à la distance r_j peut être calculée par simulation viscoélastique. D'après l'expression (14.13), l'accélération simulée $a_m^{sim}(r_j, t)$ s'écrit, après transformation de Fourier inverse, de la manière suivante :

$$a_m^{sim}(r_j, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_m^*(r_i, \omega) \cdot \frac{r_i}{r_j} \cdot \exp[i \cdot \xi(\omega) \cdot (r_j - r_i)] \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t) \cdot d\omega \quad (14.14)$$

Pour les modèles de Maxwell et de Kelvin-Voigt, le module d'Young E étant déterminé, il reste à trouver les valeurs de η correspondant aux résultats expérimentaux obtenus. La coïncidence entre expérience et simulation est appréciée d'après l'amplitude du premier pic d'accélération. Dans le paragraphe suivant, seules les simulations obtenues à partir de ces deux modèles sont présentées. Les simulations calculées d'après le modèle de Zener n'ont pas donné de meilleurs résultats que celles présentées ci-après. Une détermination optimale des paramètres mécaniques dans le cas de ce modèle nécessiterait d'ailleurs des techniques plus sophistiquées (voir plus loin).

Comparaison entre simulations et mesures. Pour comparer les simulations viscoélastiques aux mesures d'accélération, il faut choisir un signal de référence qui servira à calculer l'accélération simulée à la distance r du capteur de référence. Les simulations sont ensuite comparées aux signaux d'accélération donnés par le capteur situé à la même distance r du capteur de référence. Les valeurs du coefficient de viscosité des différents modèles sont ajustées de manière à retrouver l'amplitude du premier pic d'accélération. Au delà du premier pic, les signaux sont en effet "brouillés" par l'arrivée d'ondes réfléchies. C'est notamment pour cette raison que les résultats de simulations de séismes peuvent difficilement être analysés de cette manière.

Les valeurs de η permettant de rendre compte de l'atténuation d'ondes longitudinales sphériques sont les suivantes :

- $\eta = 150000 \text{ Pa.s}$ pour le modèle de Maxwell
- $\eta = 1000 \text{ Pa.s}$ pour le modèle de Kelvin-Voigt

Les signaux d'accélération obtenus d'après ces valeurs de viscosité sont représentés sur la figure (14.4). Le signal d'accélération (module du vecteur accélération dans le plan XZ) donné par le capteur $n^{\circ}4$ sert de signal de référence. Les accélérations calculées à une distance $r = r_6 - r_4$ du capteur de référence sont comparées avec l'accélération mesurée par le capteur $n^{\circ}6$.

D'après les courbes de la figure (14.4), les valeurs de η choisies donnent des courbes d'accélération simulées très proches de l'accélération mesurée. Les simulations réalisées sont toutes satisfaisantes, mais leurs qualités respectives sont assez variables :

- le modèle de Maxwell donne un signal d'accélération plus proche du signal mesuré puisque la simulation respecte l'amplitude d'accélération mais également la forme du pic initial
- le modèle de Kelvin-Voigt conduit à une simulation correcte en amplitude mais qui ne respecte pas rigoureusement la forme du signal; les composantes hautes fréquences du signal disparaissent alors que les composantes basses fréquences sont très peu atténuées : le pic initial d'accélération semble s'étaler au fur et à mesure de la propagation

Pour évaluer plus précisément cette dépendance fréquentielle de l'atténuation, il sera intéressant d'analyser les variations de ξ en fonction de la fréquence.

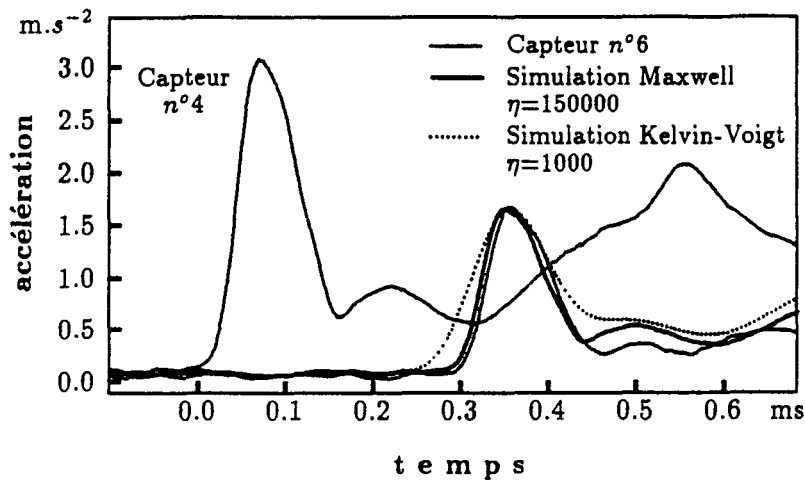


Figure 14.4: Accélération calculées par simulations viscoélastiques : module dans le plan XZ (essai de chute de masse).

Modèle de Zener et optimisation.

Pour les modèles de Maxwell et de Kelvin-Voigt, la détermination des paramètres est simple puisque seule la valeur de viscosité est déterminée. De plus, cette détermination n'est basée que sur la coïncidence en amplitude (entre premier pic du signal mesuré et du signal simulé). Pour le modèle de Zener, une fois fixée la valeur du module élastique E , il reste deux paramètres à déterminer. L'estimation de ces paramètres ne peut donc pas se faire au jugé comme pour les modèles de Maxwell et Kelvin-Voigt.

Pour déterminer les paramètres E_v et η du modèle de Zener (voir figure (14.3)), il est nécessaire de disposer d'un paramètre caractérisant la qualité de la simulation viscoélastique obtenue pour un couple de valeurs de E_v et η . La recherche des paramètres optimums se fera alors d'après ce critère quantitatif. Il est possible de calculer par exemple l'écart quadratique entre signal temporel mesuré et signal temporel simulé. En considérant l'intervalle de temps $[t_1; t_2]$ qui délimite le premier pic d'accélération, la fonctionnelle $J(E_v, \eta)$ qui définit l'écart quadratique relatif entre accélération mesurée $a_m(r_j)$ et accélération simulée $a_m^{sim}(r_j)$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$J(E_v, \eta) = \frac{1}{J_0} \cdot \int_{t_1}^{t_2} (a_m(r_j) - a_m^{sim}(r_j))^2 dt \quad \text{avec} \quad J_0 = \int_{t_1}^{t_2} a_m^2(r_j) dt \quad (14.15)$$

La minimisation de $J(E_v, \eta)$ doit donner le jeu de paramètres (E_v, η) optimum par rapport au critère envisagé. La fonctionnelle $J(E_v, \eta)$ a donc été calculée pour différentes valeurs de E_v et de η afin de déterminer la position de son minimum. La courbe de la figure (14.5) donne les valeurs de $J(E_v, \eta)$ pour $E_v \in [0; 50 \text{ MPa}]$ et $\eta \in [130; 160 \text{ kPa.s}]$ (calcul réalisé sur les capteurs $n^{\circ}4$ et 6).

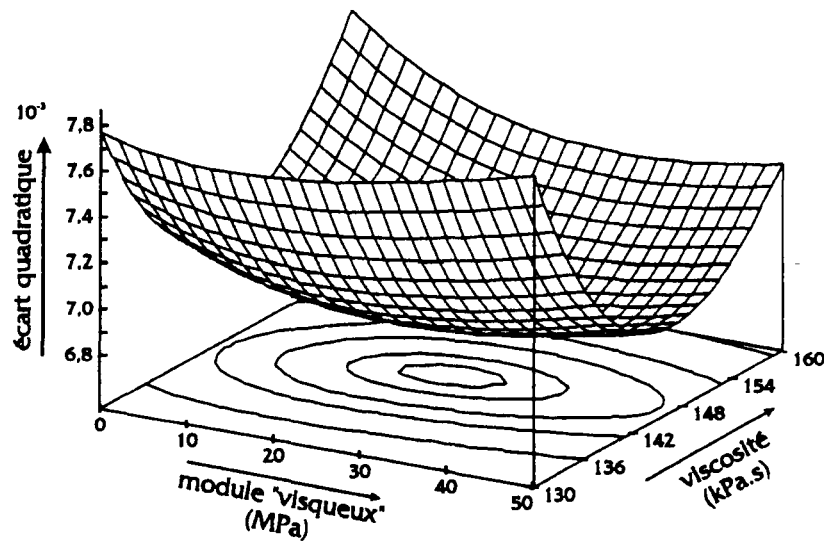


Figure 14.5: Recherche des paramètres optimums pour le modèle de Zener par minimisation de l'écart quadratique.

Le minimum d'écart quadratique relatif J_{min} est obtenu pour $E_v = 25,5$ MPa et $\eta = 146$ kPa.s. Les paramètres qui minimisent $J(E_v, \eta)$ ont des valeurs assez particulières :

- le module "visqueux" E_v^{min} est très faible, le modèle de Zener obtenu est donc proche d'un modèle de Maxwell
- le coefficient de viscosité η_{min} est proche de la valeur déterminée pour le modèle de Maxwell

La recherche des paramètres de comportement optimums pour le modèle de Zener conduit donc à un modèle dont le comportement est assez proche du modèle de Maxwell. Il s'agit maintenant de savoir si la qualité de la simulation obtenue par Zener est très différente de celle de la simulation basée sur le modèle de Maxwell. Pour cela, il est nécessaire de calculer l'écart quadratique relatif $J(\eta)$ qui, pour le modèle de Maxwell, ne dépend que d'un seul paramètre. Il sera ainsi possible de comparer quantitativement la qualité des simulations optimales issues des deux modélisations. La courbe de la figure (14.6) donne les valeurs de $J(\eta)$ pour $\eta \in [130; 160]$ kPa.s. Le minimum de $J(\eta)$ correspond à $\eta_{opt} = 144$ kPa.s.

Cette valeur est très légèrement différente de la valeur déterminée au jugé dans le paragraphe précédent (soit $\eta = 150$ kPa.s). La valeur minimale de $J(\eta)$ obtenue pour $\eta = \eta_{opt}$ est $J_{min} = 7,02 \cdot 10^{-3}$. Pour le modèle de Zener, la valeur minimale de $J(E_v, \eta)$ est $J_{min} = 6,80 \cdot 10^{-3}$. La qualité de la simulation est donc très légèrement supérieure avec le modèle de Zener qu'avec le modèle de Maxwell. Le gain de qualité obtenu dans la simulation par modèle de Zener est toutefois faible par rapport à la complexité de l'optimisation (J dépend de deux paramètres avec Zener alors qu'avec Maxwell seule la viscosité intervient).

Il est envisageable de considérer une autre "fonction objectif" pour optimiser la détermination des paramètres. En effet, il est possible de raisonner plus globalement en comparant, dans le domaine spectral, les valeurs des atténuations Q^{-1} . L'expression d'une telle fonction objectif pourrait prendre la forme suivante :

$$J = \frac{1}{J_0} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left(Q_{exp}^{-1}(\omega) - Q_{modèle}^{-1}(\omega) \right)^2 d\omega \quad \text{avec} \quad J_0 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left(Q_{exp}^{-1}(\omega) \right)^2 d\omega \quad (14.16)$$

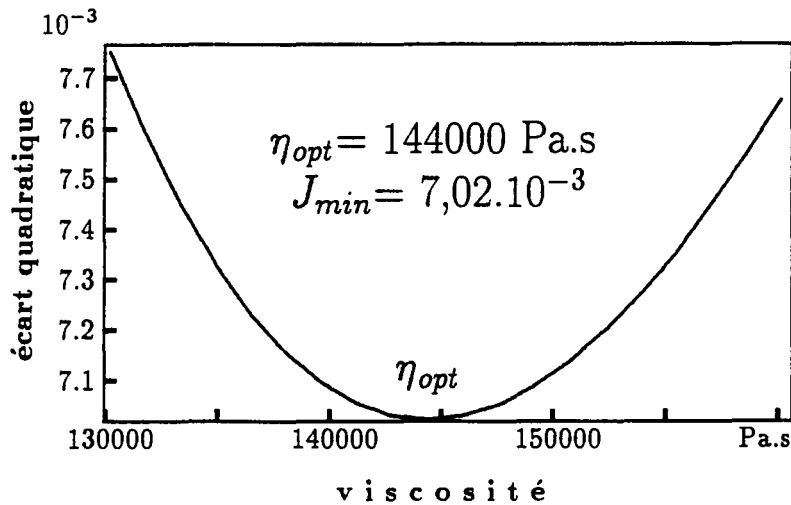


Figure 14.6: Recherche de la viscosité optimale pour le modèle de Maxwell par minimisation de l'écart quadratique (capteurs n°4 et 6).

Comparaison entre atténuation géométrique et atténuation matérielle.

Pour les essais de chute de masse, la diminution de l'amplitude en fonction de la distance à la source est donc la conséquence de deux phénomènes concomitants :

- l'expansion du front d'onde sphérique qui entraîne une diminution du "flux énergétique" et qui se traduit par une atténuation géométrique assez importante
- la dissipation énergétique au sein même du matériau signe d'une atténuation matérielle qui s'ajoute à l'atténuation géométrique

Il est intéressant de comparer ces deux types d'atténuation afin d'apprécier leurs importances relatives. Les courbes de la figure (14.7) montrent l'évolution de l'amplitude d'accélération (en module) dans deux cas : atténuation matérielle seule (à gauche), atténuation géométrique et atténuation matérielle (à droite).

Ces courbes indiquent clairement que l'atténuation géométrique est assez importante et en tout cas toujours supérieure à l'atténuation matérielle. Il est donc indispensable, pour évaluer l'atténuation matérielle, de corriger le signal des facteurs d'atténuation géométrique. L'avantage des expériences de chute de masse est justement que la forme de l'atténuation géométrique est connue. Ce n'est pas tout à fait le cas pour les essais sismiques pour lesquels l'hypothèse d'ondes planes n'est qu'approximative.

14.3.4 Influence de la fréquence sur la propagation.

Amortissement en fonction de la fréquence.

D'après l'expression (14.9), ξ est une fonction de ω à valeur complexe et plus exactement le nombre d'onde complexe. Ses parties réelle et imaginaire caractérisent respectivement le déphasage et l'amortissement. Ces deux grandeurs dépendent de la fréquence mais cette dépendance est différente suivant le type de modèle considéré.

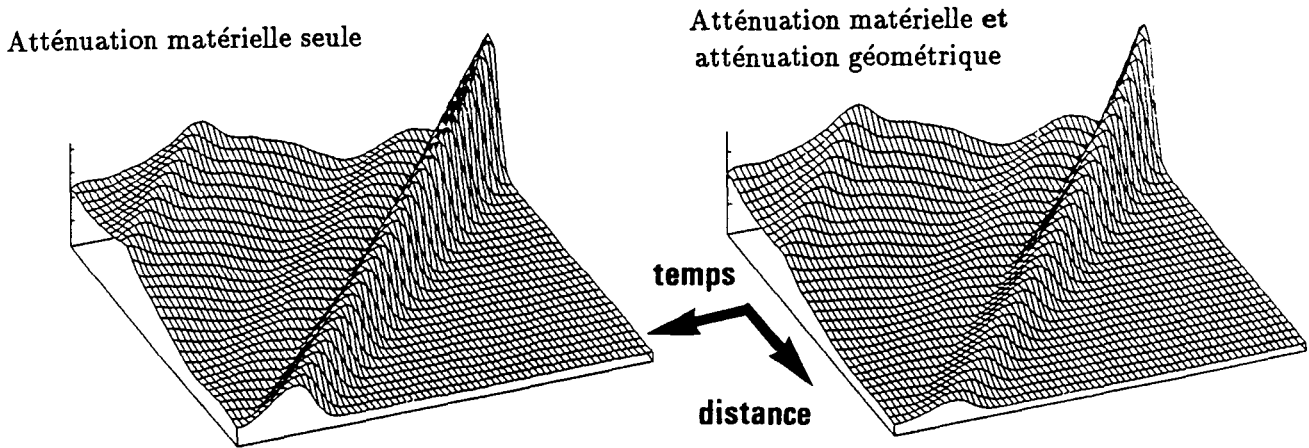


Figure 14.7: Evolution de l'amplitude d'accélération sans atténuation géométrique (à gauche) et avec atténuations géométrique et matérielle (à droite).

La figure (14.8) donne l'amortissement en fonction de la pulsation ω pour les modèles de Maxwell et de Kelvin-Voigt. Les valeurs de η considérées sont celles indiquées précédemment : respectivement $\eta_{Maxwell}=150000 Pa.s$ et $\eta_{Kelvin}=1000 Pa.s$.

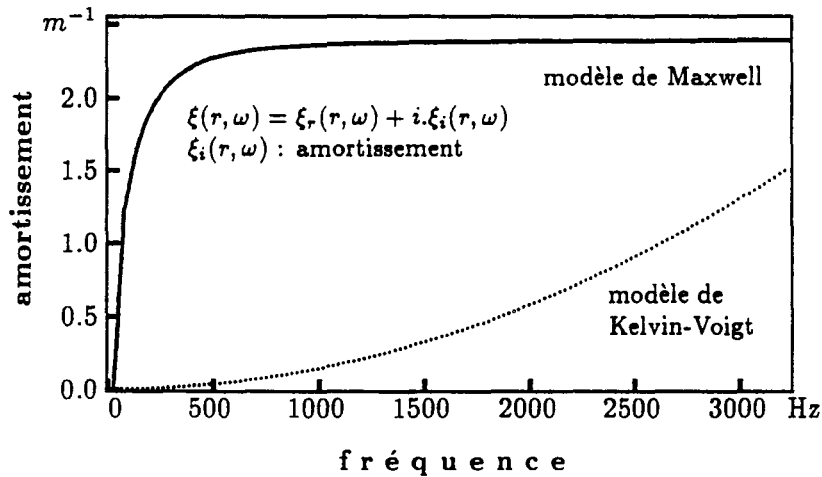


Figure 14.8: Amortissement en fonction de la fréquence : modèles de Maxwell et de Kelvin-Voigt.

Le facteur d'amortissement évalué expérimentalement par Luong (1980) se situe bien dans la gamme des valeurs obtenues sur les courbes de la figure (14.8). L'amortissement calculé d'après les modèles viscoélastiques varie de 0 à 2 m^{-1} dans la gamme de fréquences représentée. Les valeurs d'amortissement sont effectivement supérieures à la valeur proposée par Luong qui semblait sous estimer l'atténuation (voir figure (14.2)).

Pour les deux courbes de la figure (14.8), les valeurs d'amortissement varient de façon très différente :

- pour le modèle de Maxwell, l'amortissement augmente très vite avec la fréquence pour se stabiliser aux fréquences hautes
- pour le modèle de Kelvin-Voigt, l'amortissement est très faible pour les faibles valeurs de fréquence et croît progressivement vers les hautes fréquences

Les courbes de la figure (14.8) expliquent clairement pourquoi les composantes haute fréquence sont plus atténuées et les composantes basse fréquence moins atténuées pour le modèle de Kelvin-Voigt que pour le modèle de Maxwell. Toutefois l'amortissement traduit la dépendance spatiale de l'atténuation, il est nécessaire de calculer directement l'atténuation elle-même.

Atténuation, facteur de qualité.

L'atténuation peut être appréhendée directement à travers le facteur de qualité Q . En effet, l'atténuation est définie comme l'inverse du facteur de qualité. Pour des modèles viscoélastiques linéaires, le calcul de l'atténuation est simple puisqu'il ne nécessite que la connaissance du module complexe E^* . L'expression de l'atténuation est la suivante :

$$\frac{1}{Q} = \frac{E_i}{E_r} \quad (14.17)$$

où E_r et E_i sont les parties réelle et imaginaire du module complexe E^* .

D'après les expressions des modules complexes données précédemment (voir figure (14.3)), l'atténuation Q^{-1} s'exprime de la façon suivante :

$$Q_{Max}^{-1} = \frac{E}{\omega \cdot \eta} \quad \text{pour Maxwell} \quad (14.18)$$

$$Q_{Kel}^{-1} = \frac{\omega \cdot \eta}{E} \quad \text{pour Kelvin - Voigt} \quad (14.19)$$

Or les paramètres du module complexe (pour le modèle de Maxwell et le modèle de Kelvin-Voigt) ont été déterminés d'après les simulations viscoélastiques. L'expression numérique de Q_{Max}^{-1} et Q_{Kel}^{-1} est alors la suivante :

$$Q_{Max}^{-1} = \frac{2066}{\omega} \quad \text{et} \quad Q_{Kel}^{-1} = 3,22 \cdot 10^{-6} \cdot \omega \quad (14.20)$$

L'atténuation s'exprime donc directement en fonction de la fréquence. L'influence de la fréquence sur l'atténuation est clairement définie par une relation analytique simple qui conduit aux courbes de la figure (14.9). Pour les deux modèles viscoélastiques linéaires retenus, les caractéristiques de cette dépendance sont les suivantes :

- pour le modèle de Maxwell, l'atténuation est inversement proportionnelle à la fréquence, elle décroît donc quand la fréquence augmente
- pour le modèle de Kelvin-Voigt, l'atténuation est directement proportionnelle à la fréquence, elle augmente donc en même temps que la fréquence

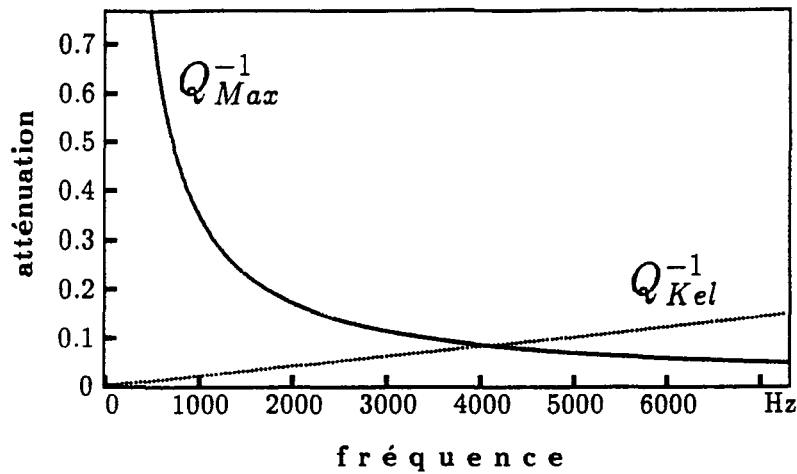


Figure 14.9: Atténuation (Q^{-1}) en fonction de la fréquence : modèles viscoélastiques de Maxwell et de Kelvin-Voigt.

Pourtant, comme le montrent les courbes de la figure (14.9), l'atténuation Q_{Max}^{-1} est largement supérieure à Q_{Kel}^{-1} jusqu'à une fréquence d'environ 4000 Hz. Dans l'expérience de chute de masse, l'intervalle de fréquence significatif ne dépasse pas 5000 Hz environ. Pour le problème considéré, l'atténuation d'après le modèle de Maxwell Q_{Max}^{-1} est globalement très supérieure à l'atténuation d'après le modèle de Kelvin-Voigt Q_{Kel}^{-1} .

Cas particulier du modèle de Zener.

Dans le cas du modèle de Zener, l'expression du module complexe est la suivante (voir figure (14.3)) :

$$E^* = \frac{E \cdot (E_v + i \cdot \omega \cdot \eta)}{E + E_v + i \cdot \omega \cdot \eta} \quad (14.21)$$

L'atténuation Q_{Zener}^{-1} pour un modèle de Zener s'obtient aisément d'après les parties réelle et imaginaire du module complexe sous la forme suivante :

$$Q_{Zener}^{-1} = \frac{\omega \cdot \eta \cdot E}{E_v \cdot (E + E_v) + \omega^2 \cdot \eta^2} \quad (14.22)$$

Pour le modèle de Zener, l'atténuation s'écrit sous la forme d'une fonction rationnelle de la fréquence. L'atténuation Q_{Zen}^{-1} vérifie donc les différentes conditions suivantes :

- $Q_{Zen}^{-1}(0) = 0$
- $Q_{Zen}^{-1}(+\infty) = 0$
- $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$ croissante si $\omega \in [0; \omega_0]$
- $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$ décroissante si $\omega \in [\omega_0; +\infty]$

où ω_0 est la pulsation de référence qui annule la dérivée de $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$.

Cette pulsation de référence correspond à la fréquence pour laquelle l'atténuation est maximale et son expression est la suivante :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{E_v \cdot (E + E_v)}{\eta}} \quad (14.23)$$

Pour le modèle de Zener, la forme de la fonction atténuation $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$, dans un intervalle de fréquence donné, varie donc de façon importante. En fonction de la fréquence, l'atténuation $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$ est en forme de cloche et tend asymptotiquement vers 0 à l'infini. Le modèle de Zener se comporte donc comme un filtre coupe-bande puisque seules les fréquences situées dans un certain intervalle sont fortement atténuées. Toutefois la fréquence de référence ω_0 (caractéristique de l'atténuation maximale) peut se trouver en dehors de l'intervalle de fréquence représentatif des essais réalisés. Il est nécessaire d'apprécier les variations de $Q_{Zen}^{-1}(\omega)$ dans cet intervalle de fréquence.

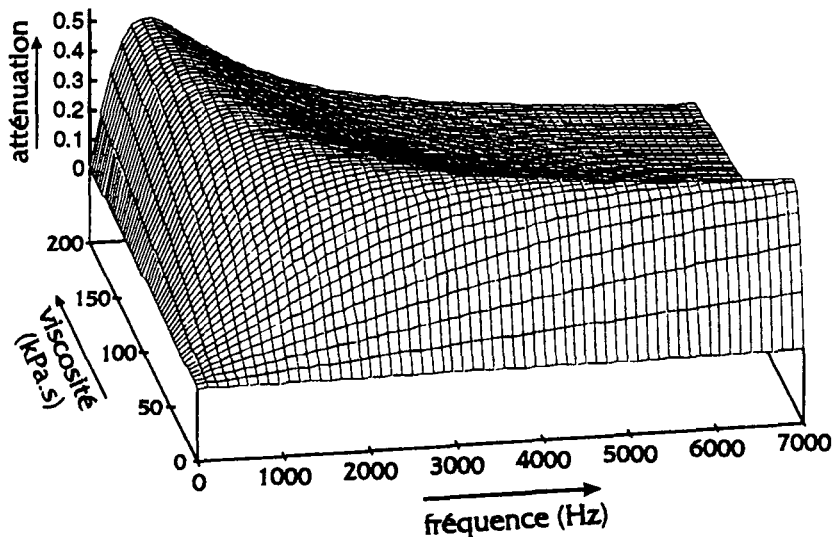


Figure 14.10: Atténuation en fonction de la fréquence et de la viscosité, modèle de Zener ($E = 800 \text{ MPa}$, $E_v = 500 \text{ MPa}$).

La courbe de la figure (14.10) donne les variations de la fonction $Q_{Zen}^{-1}(\omega, \eta)$ pour un couple de valeurs de E et E_v donné. Dans un intervalle de fréquence fixé, les variations de $Q_{Zen}^{-1}(\omega, \eta)$ sont effectivement très différentes suivant la valeur de η choisie. Comme le montre la courbe de la figure (14.10), dans l'intervalle de fréquence choisi, l'atténuation est :

- quasiment linéaire en fonction de la fréquence pour les faibles valeurs de η (variations proches de l'atténuation d'après le modèle de Kelvin-Voigt)
- croissante puis décroissante pour les fortes valeurs de η (variations proches de l'atténuation d'après le modèle de Maxwell)

Le modèle de Zener peut se révéler très utile pour réaliser des simulations avec des signaux présentant un spectre plus riche. Les courbes d'atténuation obtenues d'après ce modèle sont en effet de formes variées et permettent des modélisations plus fines. Ce modèle est également utilisé pour l'étude des ondes soniques et ultrasoniques dans les roches (voir par exemple [19]).

Simulations d'après un signal synthétique : cas des ondes planes.

L'utilisation d'un signal synthétique judicieusement choisi permet de faire apparaître plus nettement les caractéristiques des différents modèles. Plusieurs types de signaux synthétiques ont été utilisés. Deux exemples (signal triangulaire et signal carré) sont détaillés ci-après dans le cas des ondes planes (pour faire abstraction de l'atténuation géométrique).

Cas d'un signal triangulaire. L'utilisation d'un signal triangulaire (ou carré) permet d'apprécier la façon dont le milieu peut transmettre des variations d'amplitude extrêmement lentes ou extrêmement rapides (fréquence nulle ou fréquence infinie). Les courbes de la figure (14.11) montrent l'évolution de la forme d'une onde (initialement triangulaire) au cours de la propagation.

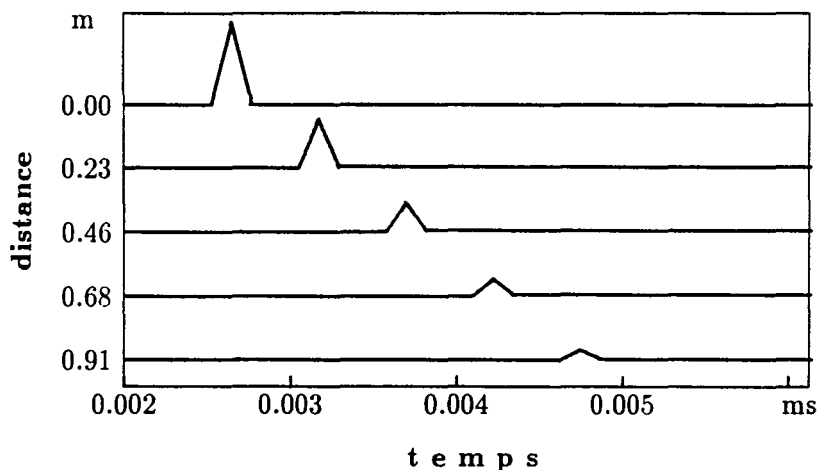


Figure 14.11: *Simulations viscoélastiques pour un signal synthétique triangulaire : modèle de Maxwell.*

Ces simulations ont été réalisées avec les mêmes paramètres que dans les paragraphes précédents : $E = 310 \text{ MPa}$, $\eta_{Max} = 150000 \text{ Pa.s}$. Les signaux sont référencés en fonction d'une distance fictive d . Le premier signal représente donc l'excitation à une distance de référence d_0 .

Les simulations de la figure (14.11) sont très intéressantes; elles illustrent très clairement dans le domaine temporel les remarques faites au cours de l'analyse de la propagation. Dans un milieu viscoélastique linéaire de Maxwell :

- la forme du signal triangulaire est conservée au cours de la propagation : les discontinuités (ou composantes hautes fréquences) sont peu atténuées dans un milieu de Maxwell
- l'amplitude du pic diminue rapidement au cours de la propagation : les variations lentes (ou composantes basse fréquences) sont très atténuées dans un milieu de Maxwell

Dans un milieu de Kelvin-Voigt, les caractéristiques de propagation sont très différentes. Les courbes de la figure (14.9) montrent que l'atténuation est proportionnelle à la fréquence alors que dans un milieu de Maxwell elle est inversement proportionnelle. Cela se traduit de façon claire

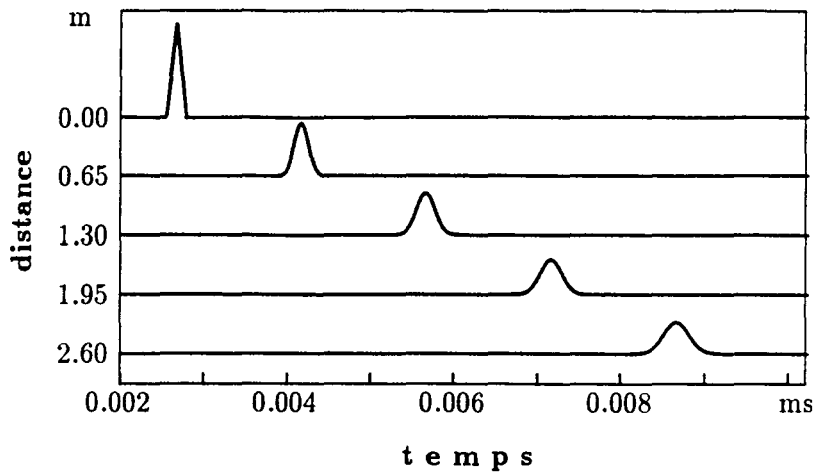


Figure 14.12: *Simulations viscoélastiques pour un signal synthétique triangulaire : modèle de Kelvin-Voigt.*

sur la propagation d'un signal synthétique triangulaire. Les caractéristiques de la propagation d'un tel signal dans un milieu de Kelvin-Voigt sont très différentes de celles observées pour un milieu de Maxwell (voir courbes (14.11)).

Les courbes de la figure (14.12) rendent compte dans le domaine temporel des caractéristiques fréquentielles de la propagation en milieu de Kelvin-Voigt ($\eta_{Kel} = 1000 Pa.s$) :

- la forme du pic n'est pas conservée, celui-ci tend à "s'étaler" au cours de la propagation : les variations rapides (ou composantes hautes fréquences) s'atténuent rapidement dans un milieu de Kelvin-Voigt
- l'amplitude du pic décroît lentement au cours de la propagation : les variations lentes (ou composantes basses fréquence) sont faiblement atténuées dans un milieu de Kelvin-Voigt

Le contenu fréquentiel de l'onde se propageant dans le milieu influence donc de manière importante les caractéristiques de la propagation.

Cas d'un signal carré. Pour un signal carré, le contenu fréquentiel est plus riche que pour un signal triangulaire. Les phénomènes de propagation et d'atténuation sont similaires à ceux observés dans le cas d'un signal triangulaire. En effet, pour un modèle de :

- Maxwell : la forme du carré est conservée (faible atténuation à haute fréquence), son amplitude décroît progressivement (forte atténuation à basse fréquence)
- Kelvin-Voigt : les discontinuités disparaissent immédiatement (forte atténuation à haute fréquence), en revanche l'amplitude globale diminue lentement (faible atténuation à basse fréquence)

Modèle de Zener. Pour le modèle de Zener, l'atténuation est nulle à la fois pour une fréquence nulle et pour une fréquence infinie. De ce fait, un signal carré verrait donc son amplitude

globale diminuer (fréquence nulle), mais également ses discontinuités disparaître très rapidement (fréquence infinie).

Vitesse de phase et vitesse de groupe.

$\xi(\omega)$ étant le nombre d'onde complexe, les expressions classiques des vitesses de phase et de groupe (cf. paragraphe (12.1.2)) deviennent complexes. Seules les parties réelles de ces expressions correspondent à des termes de déphasage et caractérisent la vitesse de phase V_ϕ et la vitesse de groupe V_g . Leurs expressions s'écrivent donc de la manière suivante :

$$V_\phi = \operatorname{Re} \left[\frac{\omega}{\xi(\omega)} \right] \quad \text{et} \quad V_g = \operatorname{Re} \left[\frac{d\omega}{d\xi(\omega)} \right] \quad (14.24)$$

où Re désigne la partie réelle d'un nombre complexe.

La détermination des paramètres du modèle viscoélastique permet ainsi, à partir des valeurs de $\xi(\omega)$, de calculer la vitesse de phase et la vitesse de groupe des ondes longitudinales créées en profondeur. Les courbes de la figure (14.13) donnent les valeurs de V_ϕ et V_g pour une simulation viscoélastique de Maxwell. Pour le modèle de Maxwell, les vitesses de phase et de groupe évoluent en fonction de la fréquence. En revanche, pour le modèle de Kelvin-Voigt, V_ϕ et V_g sont quasiment constantes dans l'intervalle de fréquence de l'essai.

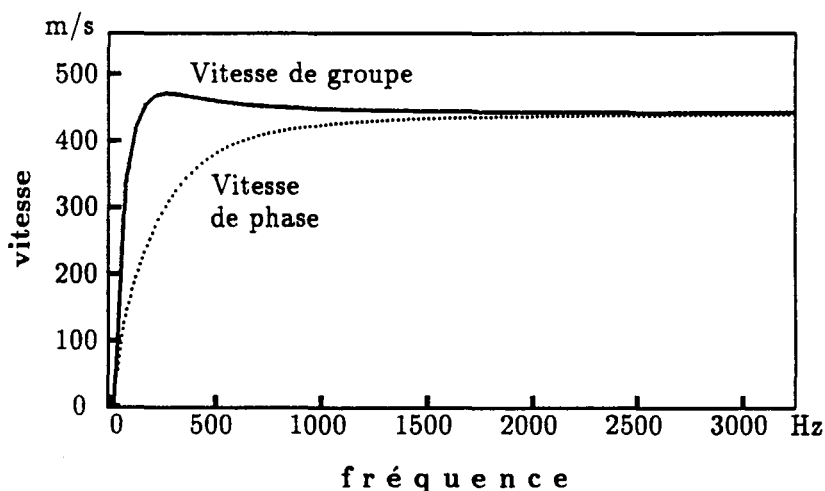


Figure 14.13: Vitesse de phase et vitesse de groupe théoriques pour un modèle viscoélastique linéaire de Maxwell.

Les courbes théoriques de la figure (14.13) conduisent à plusieurs conclusions sur le mode de propagation des ondes d'accélération dans le massif :

- V_ϕ et V_g varient avec la fréquence : le milieu est donc dispersif puisque les différentes composantes fréquentielles ne se propagent pas à la même vitesse
- pour l'ensemble des fréquences $V_g > V_\phi$, la vitesse de groupe est supérieure à la vitesse de phase : les groupes d'ondes (ou l'énergie) se propagent donc plus vite que chaque composante fréquentielle prise isolément

14.3.5 Paramètres de comportement.

Vitesse de groupe et de phase.

Les vitesses de phase et de groupe ont également été déterminées expérimentalement d'après les signaux filtrés et les courbes enveloppes correspondantes. Les signaux ont été filtrés dans six bandes de fréquence différentes (centrées entre 440 et 9280 Hz). Six valeurs de vitesses ont été calculées entre 440 et 9280 Hz, ce qui représente déjà un grand nombre d'opérations et de fichiers à stocker. En effet, pour un essai et suivant un seul axe de mesure, il faut filtrer 10 signaux dans 6 bandes de fréquence et déterminer la courbe enveloppe associée : cela représente **120 signaux différents par essai**. Pour chacun de ces signaux, il faut déterminer le temps de propagation correspondant (respectivement de phase et de groupe). Une analyse fine comme dans le paragraphe (13.4.3) menée sur l'ensemble des essais pour dix accéléromètres serait donc une opération très lourde.

Les courbes de vitesses de groupe et de phase ont été calculées pour le modèle de Maxwell (voir figure (14.13)) dont les paramètres ont été déterminés d'après les simulations temporelles (voir figure (14.4)). Ces courbes de vitesse de groupe et de phase sont comparées avec les valeurs obtenues expérimentalement dans différentes bandes de fréquence (essais de chute de masse). La figure (14.14) permet de faire cette comparaison dans l'intervalle de fréquence [0 Hz; 3250 Hz]. Au delà de cette fréquence, les valeurs expérimentales et théoriques, en vitesse de groupe et en vitesse de phase, coïncident toutes presque parfaitement.

Entre 0 et 3250 Hz, la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales conduit aux conclusions suivantes :

- au delà de 1500 Hz : la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont pratiquement identiques; les valeurs expérimentales coïncident bien avec les valeurs théoriques
- à 975 Hz : la vitesse de groupe est supérieure à la vitesse de phase aussi bien pour les valeurs théoriques que pour les valeurs expérimentales; la concordance entre les deux types de résultats est assez bonne
- à 440 Hz : la vitesse de groupe théorique est assez nettement supérieure à la vitesse de phase théorique; les vitesses de phase d'après expériences (\diamond) coïncident bien avec la vitesse de phase théorique; les vitesses de groupe expérimentales sont, en revanche, assez éloignées de la valeur théorique. En effet, comme cela a été indiqué aux paragraphes (12.4.6) et (13.4.3), les longueurs d'ondes aux basses fréquences ($f < 1000\text{ Hz}$) sont assez grandes et la vitesse de groupe est largement sous-estimée.

D'après ces comparaisons, le modèle de Maxwell rend bien compte des phénomènes de dispersion dans le massif. Du point de vue expérimental, la qualité des résultats aux faibles fréquences (en deçà de 1000 Hz) pourrait être améliorée en éliminant certaines ondes réfléchies. Pour analyser plus finement encore les phénomènes de dispersion, il serait intéressant de créer des ondes d'accélération à des fréquences un peu plus basses. C'est en effet entre 0 et 1000 Hz que les phénomènes de dispersion semblent être prépondérants. Il serait alors nécessaire d'utiliser un massif de plus grandes dimensions et même d'évaluer directement la dispersion d'origine géométrique (ou *effet de guide d'ondes*).

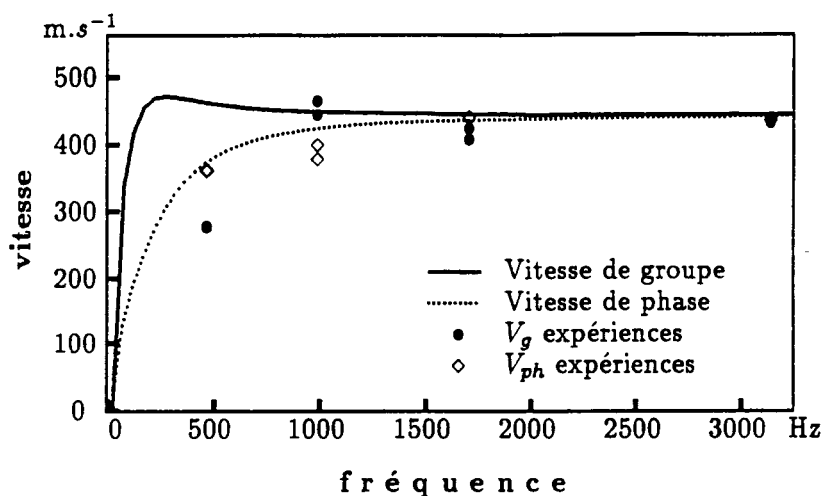


Figure 14.14: Comparaison des vitesses de groupe et de phase théoriques (d'après modèle viscoélastique de Maxwell) et expérimentales (d'après signaux filtrés).

Simulations à différentes distances de la source.

Les simulations présentées dans les paragraphes précédents sont presque toutes réalisées dans les mêmes conditions : le capteur n°4 est pris comme référence pour calculer l'accélération simulée et le capteur n°6 sert aux comparaisons entre accélérations simulées et accélération mesurée. Pour bien cerner le comportement du massif vis-à-vis de la propagation des ondes longitudinales, il est nécessaire de réaliser des simulations pour différents couples de capteurs. L'optimisation de la recherche des paramètres pour des simulations différentes permettra alors de comparer les phénomènes d'atténuation à différentes distances de la source.

Différentes simulations, d'après le modèle de Maxwell, ont été réalisées. Quatre couples de signaux "excitation-réponse" ont été formés d'après les accélérations mesurées par deux capteurs successifs 2/4; 4/6; 6/8 et 8/10. L'écart quadratique $J(\eta)$ a été déterminé dans chacun de ces cas afin d'obtenir la valeur optimale de viscosité η_{opt} . Comme le montre le tableau (14.1), les résultats obtenus sont très différents.

n° des capteurs		paramètres optimisation	
excitation	réponse	viscosité	écart quadratique
2	4	39 kPa.s	$1,63 \cdot 10^{-2}$
4	6	144 kPa.s	$7,02 \cdot 10^{-3}$
6	8	154 kPa.s	$2,22 \cdot 10^{-2}$
8	10	+∞ pas d'atténuation matérielle	

Tableau 14.1: Valeurs optimales de viscosité pour des simulations à différentes distances de la source.

En utilisant un modèle viscoélastique linéaire, les paramètres de comportement varient avec la distance. Suivant le signal de référence utilisé, les valeurs de viscosité obtenues par simulation viscoélastique évoluent : plus la distance à la source augmente, plus la viscosité optimale est grande c'est-à-dire plus l'atténuation est faible. Dans le tableau (14.1), les résultats obtenus pour les capteurs n°8 et 10 montrent d'ailleurs que l'atténuation matérielle

entre les deux derniers capteurs est nulle. La seule atténuation observable entre ces capteurs est l'atténuation géométrique qui réduit l'amplitude d'accélération d'environ 20%.

Ces résultats indiquent que les modèles viscoélastiques équivalents conduisent à des paramètres de comportement différents suivant la distance considérée. Cela conduit à une conclusion essentielle de cette expérimentation : l'atténuation dépend donc de l'amplitude d'accélération. Ce phénomène est mis en évidence mais également quantifié grâce aux simulations précédentes. Il est en effet possible de déterminer une série de courbes atténuation-fréquence caractérisant les phénomènes de propagation à différentes amplitudes d'accélération. Les modèles de comportement utilisés autorisent une description analytique complète des essais de chute de masse mais ne suffisent pas à décrire complètement la réponse du milieu à différents niveaux de sollicitation. Pour tenir compte des phénomènes non linéaires de dépendance atténuation-amplitude, il faut envisager un autre type de modélisation.

Chapitre 15

Perspectives.

15.1 Point de vue expérimental.

15.1.1 Essai de chute de masse.

Les essais de chute de masse réalisés en centrifugeuse se sont révélés très prometteurs. Une exploration plus large des valeurs d'amplitude d'excitation et des valeurs de fréquence est nécessaire pour appréhender les phénomènes de propagation de manière plus complète. L'utilisation de plusieurs types de masses (métalliques, en plexiglas...) doit permettre de créer des ondes situées dans des intervalles de fréquence différents. La hauteur de chute et le nombre d'impacts successifs sont également des paramètres qui influent sur les caractéristiques des ondes créées. L'utilisation d'un milieu de propagation de dimensions finies nécessite des précautions importantes (réflexions d'ondes, effet de guide d'ondes aux basses fréquences).

15.1.2 Autres dispositifs.

Le dispositif de simulation de séismes utilisé dans cette étude présente un certain nombre de défauts vis-à-vis de l'étude des phénomènes de propagation (directions de propagation mal maîtrisées, transmission de vibrations importantes au caisson lui-même). En revanche, il est possible de créer des vibrations dans une bande de fréquence étroite à l'aide de vibreurs électromagnétiques. La propagation d'une telle vibration, éventuellement limitée dans sa durée, dans un massif de sol centrifugé peut donner des renseignements précieux sur la réponse vibratoire du matériau. Un dispositif de ce type permet de maîtriser le contenu fréquentiel de la vibration et, si la durée de la sollicitation est assez courte, un tel système peut s'affranchir partiellement des problèmes de réflexions (ou tout au moins en autoriser la maîtrise).

15.2 Analyse et modélisation.

15.2.1 Méthodes d'analyse.

Deux méthodes présentées dans cette partie paraissent particulièrement intéressantes : le filtrage homomorphique et l'analyse temps-fréquence par distribution de Wigner-Ville. Le *filtrage homomorphique* permet d'éliminer certaines réflexions qui sont souvent gênantes dans l'analyse des signaux. Comme cela est apparu dans cette partie, les réflexions d'ondes sur les parois du massif rendent plus complexe l'étude des phénomènes de dispersion (par exemple) et cela même si la durée de la sollicitation est faible. L'utilisation de la *distribution de Wigner-Ville* pour

analyser les signaux dans le domaine temps-fréquence autorise une approche très rationnelle des problèmes de pondération (en temps et en fréquence). Cela permet de choisir au mieux la transformation à retenir pour analyser les signaux dans ce domaine.

15.2.2 Calcul inverse et élastoviscoplasticité.

Les modèles viscoélastiques linéaires utilisés précédemment conduisent tous à des boucles de charge-décharge de forme elliptique. La surface de cette ellipse représente l'énergie dissipée au cours d'un cycle de chargement. Ces modèles ne sont que des modèles équivalents qui traduisent le comportement du matériau dans des conditions particulières de chargement : fréquence, amplitude... Dans les sols, il est nécessaire, pour les sollicitations cycliques ou vibratoires, de tenir compte du caractère hystérétique du comportement. Il faut pour cela utiliser des modèles plus complexes qui rendent compte des non linéarités de comportement (dépendance atténuation-amplitude par exemple).

Le modèle élastoviscoplastique présenté à la figure (15.1) conduit à une courbe contrainte-déformation de type hystérétique et pourrait traduire ce type de dépendance. L'expérience réalisée est en outre tout à fait intéressante pour entreprendre ce genre de modélisation puisqu'une approximation unidimensionnelle est tout à fait justifiée dans le cas présent.

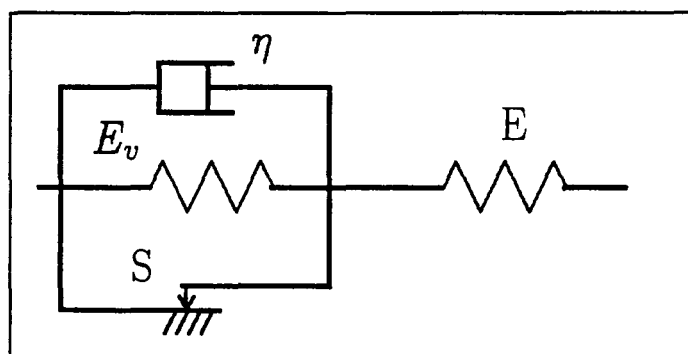


Figure 15.1: *Modèle de comportement élastoviscoplastique.*

Il est alors possible, dans l'hypothèse unidimensionnelle, de réaliser un calcul inverse prenant en compte simultanément chacun des résultats obtenus à différentes distances de la source (voir également la *partie II*). L'optimisation des paramètres du modèle élastoviscoplastique de la figure (15.1) peut alors être faite. La dépendance atténuation-amplitude est alors naturellement prise en compte. Cette modélisation devrait se révéler apte à reproduire les différents phénomènes observés et analysés dans cette étude : atténuation non linéaire, dispersion. Les phénomènes de réflexion peuvent être contournés en utilisant pour l'optimisation un intervalle de temps exempt d'ondes réfléchies ou en appliquant les techniques de filtrage homomorphique à l'ensemble des signaux.

Bibliographie

partie III

Bibliographie (partie III).

- [1] S.Abe, Y.Kobayashi, T.Ikawa, "*Seismic characteristics of the weight-dropping source*", Journal of Physics Earth, vol.38, pp.189-212, 1990.
- [2] F.Amini, "*Dynamic soil properties using improved transfer function methods*", Soil Dynamics and Earthquake Engineering, vol.9, n°6, pp.274-278, 1975.
- [3] K.Arulanandan, J.Canclini, A.Anandarajah, "*Simulation of earthquake motions in the centrifuge*", Journal of Geotechnical Engineering, A.S.C.E, vol.108, n°GT5, pp.730-742, Mai 1982.
- [4] M.Badri, H.M.Mooney, "*Q-measurements from compressional seismic waves in unconsolidated sediments*", Geophysics, vol.52, pp.772-784, Juin 1987.
- [5] T.G.Barker, J.L.Stevens, "*Array processing of Rayleigh waves for shear structure*", Proc.2nd International Conference on Recent Advances in Geotechnical Earthquake Engineering and Soil Dynamics, St-Louis, pp.1393-1397, 11-15 Mars 1991.
- [6] C.Boutin, "*Dynamique des milieux poreux saturés déformables; fonctions de Green - perméamètre dynamique*", Thèse de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1987.
- [7] M.Campillo, "*Sismogrammes synthétiques dans les milieux élastiques hétérogènes; développement méthodologique et applications*", Thèse de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 221 p., 1986.
- [8] A.Capra, V.Davidovici, "*Calcul dynamique des structures en zone sismique*", Eyrolles, 1980.
- [9] J.A.Cheney, R.K.Brown, N.R.Dhat, O.Y.Z.Hor, "*Modeling free-field conditions in centrifuge models*", Journal of Geotechnical Engineering, vol.116, n°9, pp.1347-1367, Septembre 1990.
- [10] C.J.Coe, J.H.Prevost, R.H.Scanlan, "*Dynamic stress wave reflections/attenuation : earthquake simulation in centrifuge soil models*", Earthquake Engineering and Structural Dynamics, vol.13, pp.109-128, 1985.
- [11] T.Bourbié, O.Coussy, B.Zinszner, "*Acoustique des milieux poreux*", Technip-Institut Français du Pétrole, Paris 1986.
- [12] B.J.Brennan, "*Pulse propagation in media with frequency-dependent Q*", Geophysical Research Letters, vol.7, pp.211-213, Mars 1980.

- [13] J.S.Farnbach, "*The complex envelope in seismic signal analysis*", Bulletin of the Seismological Society of America, vol.65, n°4, pp.951-962, Août 1975.
- [14] P.Flandrin, J.P.Sessarego, "*Méthodes temps-fréquence en acoustique*", Colloque de Physique C2, Tome 51, pp.707-716, Février 1990.
- [15] L.Géli, "*Propagation d'ondes sismiques dans les formations superficielles : effet d'un arrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau*", Thèse de L'université Scientifique et Médicale de Grenoble, 244 p., 1985.
- [16] S.Jaffard, "*Algorithmes de transformation en ondelettes*", Annales des Ponts et Chaussées, pp.10-30, 1989.
- [17] M.Kunt, "*Traitement numérique des signaux*", Traité d'électricité, Presses Polytechniques Romandes, pp 293-324, 1986.
- [18] M.J.Lighthill, "*Group velocity*", Journal of the Institute of Mathematics and its Applications, vol.1, pp.1-28, 1965.
- [19] N.Lucet, "*Vitesse et atténuation des ondes élastiques soniques et ultrasoniques dans les roches sous pression de confinement*", Thèse de l'Université de Paris VI, 264 p, 1989.
- [20] M.P.Luong, "*Experimental methods in earthquake engineering*", dans "*Recent advances in earthquake engineering and structural dynamics*", pp., éd. V.Davidovici, Presses de l'E.N.P.C, 1992.
- [21] M.P.Luong, "*Centrifuge tests - A dynamic approach*", dans "*Soil Dynamics and Geotechnical Earthquake Engineering*", pp.19-48, Balkema, Rotterdam, 1993.
- [22] M.P.Luong, "*Centrifuge simulation of Rayleigh waves in soils using a drop-ball arrangement*", Dynamic Geotechnical Testing II, ASTM STP 1213, éd. R.J.Ebelhar, V.P.Drnevich et B.L.Kutter, American Society for Testing and Materials, Philadelphie, 1994.
- [23] G.M.Mavko, "*Frictional attenuation : an inherent amplitude dependence*", Journal of Geophysical Research, vol.84, pp.4769-4775, Août 1979.
- [24] Y.Meyer, S.Jaffard, O.Rioul, "*L'analyse par ondelettes*", Pour la Science, pp.28-37, Septembre 1987.
- [25] J.Morlet, A.Grossmann, "*Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape*", S.I.A.M Journal Math. Anal., vol.15, pp.723-736, 1984.
- [26] E.Phillips, "*De l'équilibre des solides élastiques*", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, tome 68, 1869.
- [27] C.J.Poran, K.S.Heh, J.A.Rodriguez, "*Impact behavior of sand*", Soils and Foundations, vol.32, n°4, pp.81-92, Décembre 1992.
- [28] J.Rivière, "*Interaction sol-structure lors d'un séisme ; simulation en centrifugeuse*", Thèse de l'Université de Bordeaux I, Octobre 1983.
- [29] J.P.Sessarego, J.Sageloli, P.Degoul, P.Flandrin, M.Zakharia, "*Analyse temps-fréquence de signaux en milieux dispersifs. Application à l'étude des ondes de Lamb*", Journal d'Acoustique, vol.3, pp.273-280, Septembre 1990.

-
- [30] J.M.Tribolet, "*A new phase unwrapping algorithm*", IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing, vol.25, n°2, pp.170-177, Avril 1977.
- [31] J.P.Tubach, "*Analyse spectrale de la parole*", dans "La parole et son traitement automatique", Ed. Masson, pp.265-301, 1989.
- [32] T.J.Ulrych, "*Application of homomorphic deconvolution to seismology*", Geophysics, vol.36, n°4, pp.650-660, Août 1971.

Conclusion générale.

Conclusion générale.

La diversité des problèmes pratiques liés au comportement dynamique ou transitoire des sols est très grande (*partie I*). Les méthodes expérimentales ou approches théoriques associées sont tout aussi variées. Deux types de démarche paraissent toutefois émerger : une **approche statique** (ou quasi-statique) qui privilégie généralement l'étude directe du comportement du matériau et une **approche dynamique** qui met l'accent sur l'analyse des phénomènes de propagation d'ondes au sein du matériau. La caractéristique commune à tous ces problèmes cyclique, vibratoire, dynamique et transitoire est qu'ils mettent en jeu des processus de dissipation énergétique. Le développement des approches de type thermomécanique marque peut-être le début d'une approche globale de ces problèmes.

Les *parties II et III* présentent deux approches expérimentales tout à fait originales permettant l'étude de la réponse d'un sol sous sollicitations dynamique et transitoire :

- dispositif à trois barres de Hopkinson : l'étude de la **réponse dynamique tridimensionnelle** d'un échantillon de sol (sable de Fontainebleau) est rendue possible par l'utilisation d'un confinement rigide (de type oedométrique) et d'une barre radiale ajoutée aux barres de Hopkinson longitudinales du dispositif "traditionnel"
- chute de masse sur massif centrifugé : la création d'**ondes longitudinales** et d'**ondes de surface** de durée assez brève en milieu centrifugé se fait par chute d'une masse sphérique sur la surface libre du massif en cours de centrifugation

La réponse dynamique d'un échantillon de sable sur *dispositif à trois barres de Hopkinson* est **fortement anélastique** mais quasiment linéaire en charge et en décharge aussi bien en termes de contrainte et déformation axiales que dans un diagramme p-q (contrainte moyenne/ contrainte déviatorique). L'utilisation d'autres types de confinement (souple, semi-rigide) a montré l'influence considérable du trajet de chargement sur la réponse dynamique du matériau (*partie II*). L'analyse des distributions granulométriques avant et après essais a indiqué une évolution très importante des paramètres suivants : diamètre moyen, coefficient d'uniformité, énergie de rupture...

Les phénomènes de propagation et de dissipation énergétique en milieu centrifugé ont été étudiés en détail d'après les résultats d'essais de chute de masse (*partie III*). Les ondes créées à une certaine profondeur du massif sont purement longitudinales. La description analytique complète de la propagation d'ondes longitudinales sphériques en milieu viscoélastique linéaire (Maxwell, Kelvin, Zener) a permis la détermination des paramètres mécaniques d'après les essais réalisés. La dépendance entre la dissipation énergétique et l'amplitude d'accélération (ou de déformation) due à l'onde a été clairement montrée.

L'utilisation simultanée d'une modélisation élastoviscoplastique et d'une approche par calcul inverse devrait, dans les deux nouveaux types d'expérimentations réalisés, permettre d'analyser plus précisément le comportement du matériau. Le développement de certaines méthodes d'analyse microstructurale et des modélisations associées (modèle à éléments discrets) semble particulièrement prometteur pour la compréhension de la dynamique des milieux granulaires.

