



**HAL**  
open science

# Comportement dynamique du béton frais : application au procédé de fabrication des parpaings

Stéphane Pattofatto

► **To cite this version:**

Stéphane Pattofatto. Comportement dynamique du béton frais : application au procédé de fabrication des parpaings. Matériaux. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2004. Français. NNT : . tel-00133659

**HAL Id: tel-00133659**

**<https://theses.hal.science/tel-00133659>**

Submitted on 27 Feb 2007

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'ECOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

Présentée par

Monsieur Stéphane PATTOFATTO

**pour obtenir le grade de**

**DOCTEUR DE L'ECOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN**

Domaine :

Mécanique - Génie Mécanique - Génie Civil

**Sujet de la thèse :**

## **COMPORTEMENT DYNAMIQUE DU BÉTON FRAIS**

**APPLICATION AU PROCÉDÉ DE FABRICATION DES PARPAINGS**

**Soutenue le 23 novembre 2004, à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, devant le  
jury composé de :**

J.-L. LATAILLADE	Professeur Univ. ENSAM Bordeaux	Président
D. BORTZMEYER	Ingénieur de recherche ATOFINA	Rapporteur
E. RAGNEAU	Professeur Univ. INSA Rennes	Rapporteur
F. DE LARRARD	Directeur de recherche LCPC	Examineur
A. POITOU	Professeur Univ. EC Nantes	Directeur de thèse
H. ZHAO	Professeur Univ. Paris 6	Directeur de thèse
A. LOUGE	Ingénieur de recherche	Membre invité

---

---

# Remerciements

Je remercie mes deux directeurs de thèse, Arnaud Poitou et Han Zhao, qui m'ont accompagné de la meilleure des façons durant ces trois années de thèse.

Ces conditions de travail exceptionnelles, je les dois aussi aux partenaires industriels de cette thèse, représentés par Alain Louge, Claude Rebitzer, Yves Van de Caveye, Nicolas Chevrier et Sylvain Leclerc.

Je remercie également Jean-Luc Lataillade qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Ainsi que les autres membres du jury, Denis Bortzmeyer et Eric Ragneau qui ont accepté d'être rapporteurs de la thèse, François de Larrard et Alain Louge.

Enfin, je remercie toutes les personnes du LMT Cachan, qui font de ce laboratoire un lieu de travail hors du commun. Et en particulier les locataires de la mezzanine droite, de la mezzanine gauche, Anthony pour les pauses déjeuner, et Hellie pour les pauses café.

---

A Jean Aymé Michel.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>5</b>
<b>Partie 1 : Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 De la fabrication industrielle des blocs aux matériaux granulaires</b>	<b>9</b>
1.1 Présentation du produit : le bloc . . . . .	9
1.1.1 Fonctionnalités du bloc . . . . .	9
1.1.2 Spécifications géométriques . . . . .	10
1.2 Le procédé de mise en forme sur presse vibrante . . . . .	10
1.2.1 Installation classique pour la production de blocs . . . . .	10
1.2.2 Technologie d'une presse . . . . .	11
1.2.3 Les différentes opérations . . . . .	14
1.3 Analyse technique du procédé . . . . .	15
1.3.1 Analyse du matériau . . . . .	15
1.3.2 Analyse du produit . . . . .	19
1.3.3 Analyse de la presse . . . . .	22
1.3.4 Efficacité de la vibration : état de l'art . . . . .	25
1.4 Besoins industriels et problèmes scientifiques . . . . .	28
1.4.1 De l'amélioration du procédé . . . . .	28
1.4.2 De l'enjeu scientifique . . . . .	29
<b>Conclusion</b>	<b>31</b>
<b>Partie 2 : Étude du compactage sous impacts</b>	<b>33</b>
<b>2 Compactage sous impacts</b>	<b>35</b>
2.1 Conception d'un essai de compactage sous impacts . . . . .	35
2.1.1 Similitudes avec l'essai Proctor et objectifs . . . . .	35
2.1.2 Choix technologiques . . . . .	35
2.1.3 Mesure et post-traitement . . . . .	37
2.2 Mise au point de l'essai . . . . .	41
2.2.1 Déroulement de l'essai . . . . .	41
2.2.2 Répétabilité . . . . .	41
2.2.3 Validation de la mesure . . . . .	42
2.2.4 Forme du signal calculé aux interfaces . . . . .	44
<b>3 Résultats de l'analyse expérimentale du compactage sous impacts</b>	<b>45</b>
3.1 Propagation des ondes dans le béton frais . . . . .	45
3.1.1 Vitesse des ondes dans le béton frais . . . . .	45
3.1.2 Réflexion sur la propagation de l'onde de compression dans le béton frais	46
3.2 Courbes de densification . . . . .	47
3.2.1 Analyse des courbes . . . . .	47
3.3 Étude de l'impact initial . . . . .	49

3.3.1	Mécanismes du compactage durant l'impact initial . . . . .	50
3.3.2	Mode de compactage avant la transition vitreuse . . . . .	51
3.3.3	Transition vitreuse . . . . .	52
3.4	Efficacité globale du compactage sous impacts . . . . .	53
3.4.1	Forme du signal pour les impacts suivants . . . . .	54
3.4.2	Efficacité comparée entre essais dynamiques et quasi-statiques . . . . .	56
	<b>Conclusion</b>	<b>59</b>
	<b>Partie 3 : Étude du compactage sous vibration</b>	<b>61</b>
<b>4</b>	<b>Les essais</b>	<b>63</b>
4.1	Présentation du dispositif d'essais . . . . .	63
4.1.1	Montage expérimental . . . . .	63
4.1.2	Mesures . . . . .	65
4.1.3	Configuration . . . . .	66
4.1.4	Définition des essais . . . . .	67
4.2	Déroulement des essais . . . . .	72
4.2.1	Protocole expérimental . . . . .	72
4.2.2	Post-traitement des mesures . . . . .	72
4.3	Présentation des résultats expérimentaux . . . . .	75
4.3.1	Mesure brute . . . . .	75
4.3.2	Analyse spécifique de la dynamique des ondes . . . . .	76
4.3.3	Analyse de la répétabilité des essais . . . . .	77
4.3.4	Résultats des essais de compactage sous vibration . . . . .	78
4.3.5	Résultats des essais de compactage quasi-statique . . . . .	79
4.3.6	Résultats des essais de compactage quasi-statique cyclique . . . . .	81
4.3.7	Résultats des essais de relaxations multiples . . . . .	82
4.3.8	Résultats des essais de fluage . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Analyse du comportement du béton frais sous vibration</b>	<b>89</b>
5.1	Vibration et frottement aux parois . . . . .	89
5.1.1	Analyse du frottement global . . . . .	89
5.1.2	Analyse du frottement local . . . . .	90
5.1.3	Interprétation des résultats . . . . .	91
5.1.4	Influence du frottement sur l'échantillon . . . . .	93
5.2	Rôle de la vibration . . . . .	94
5.2.1	Efficacité de la vibration durant l'écrasement . . . . .	95
5.2.2	Influence de la vitesse de compactage . . . . .	95
5.3	Vibration : efficacité de la décharge . . . . .	97
5.3.1	Effet des décharges . . . . .	98
5.3.2	Modélisation de l'influence de la décharge . . . . .	100
5.3.3	Bilan et limites de la modélisation . . . . .	106
	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
	<b>Partie 4 : Conclusion générale et perspectives</b>	<b>111</b>
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>113</b>
6.1	Retour au procédé de fabrication . . . . .	113
6.2	Bilan de l'étude . . . . .	113

<b>7</b>	<b>Perspectives autour de la modélisation</b>	<b>115</b>
7.1	Définition du problème initial . . . . .	115
7.2	Définition du problème simplifié . . . . .	116
7.2.1	Notion d'homogénéisation en temps . . . . .	116
7.2.2	Écriture du problème simplifié . . . . .	118
7.3	Perspectives de modélisation . . . . .	118
7.3.1	Résultats d'identification . . . . .	118
7.3.2	Vers un modèle pertinent . . . . .	120
	<b>Annexes</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Structure de l'empilement granulaire</b>	<b>125</b>
A.1	Définition d'un matériau granulaire . . . . .	125
A.2	Chaînes de force . . . . .	125
A.3	Séparation des échelles . . . . .	125
A.4	Orientation des contacts . . . . .	126
A.5	Influence des conditions aux limites . . . . .	127
<b>B</b>	<b>Matériaux granulaires soumis à un compactage quasi-statique</b>	<b>129</b>
B.1	Densité de consolidation / transition vitreuse . . . . .	129
B.2	Écrouissage et mobilité des grains . . . . .	130
B.3	Dilatance . . . . .	131
B.4	Anisotropie induite . . . . .	131
<b>C</b>	<b>Matériaux granulaires et vibration</b>	<b>135</b>
C.1	Résultats expérimentaux sur milieux granulaires modèles vibrés . . . . .	135
C.2	Influence de la vibration . . . . .	136
<b>D</b>	<b>Éléments de modélisation des matériaux granulaires vibrés</b>	<b>139</b>
D.1	Modèles phénoménologiques : volume libre . . . . .	139
D.2	Modèles microscopiques : Tétris . . . . .	140
D.3	Modèles thermodynamiques : notion de température granulaire . . . . .	141
<b>E</b>	<b>L'essai Proctor</b>	<b>143</b>
<b>F</b>	<b>Résultats de l'essai SHPB classique sur du béton frais</b>	<b>145</b>
F.1	Dispositif expérimental . . . . .	145
F.2	Résultats . . . . .	146
F.3	Conclusion sur l'essai SHPB . . . . .	146
<b>G</b>	<b>Correction de la vitesse initiale</b>	<b>149</b>
<b>H</b>	<b>Résultats complémentaires de l'essai de compactage sous impacts</b>	<b>153</b>
H.1	Effet du frottement aux parois . . . . .	153
H.2	Rebonds . . . . .	154
<b>I</b>	<b>Analyse expérimentale des essais de fluage sous vibration</b>	<b>155</b>
I.1	L'essai de fluage . . . . .	155
I.2	Résultats des essais de fluage . . . . .	155
I.3	Essais de fluage cyclique . . . . .	157
<b>J</b>	<b>Résultats du compactage sous vibration seule</b>	<b>159</b>
J.1	Origine de la vibration seule . . . . .	159
J.2	Compactage sous vibration seule . . . . .	159



<b>K</b>	<b>Analyse du module d'élasticité du béton frais</b>	<b>163</b>
K.1	Analyse de l'élasticité . . . . .	163
K.2	Effet de l'élasticité sur la courbe mesurée . . . . .	165
<b>L</b>	<b>Technique d'homogénéisation en temps</b>	<b>167</b>
<b>M</b>	<b>L'essai aux barres de Hopkinson</b>	<b>169</b>
M.1	Principe . . . . .	169
M.2	Historique . . . . .	169
M.3	Description de l'essai . . . . .	169
<b>N</b>	<b>Analyse de la mesure des essais aux barres de Hopkinson</b>	<b>173</b>
N.1	Propagation d'une onde élastique unidimensionnelle . . . . .	173
N.2	Précision des mesures . . . . .	174
N.3	Transport . . . . .	176
N.4	Analyse du comportement du matériau . . . . .	176
<b>O</b>	<b>Méthodes de transport des ondes</b>	<b>179</b>
O.1	Décomposition dans le domaine temporel . . . . .	180
O.2	Décomposition dans le domaine fréquentiel . . . . .	180

# Partie 1 : Introduction



# Chapitre 1

## De la fabrication industrielle des blocs aux matériaux granulaires

### 1.1 Présentation du produit : le bloc

*Le support de cette étude est le bloc, communément appelé “parpaing” ou “aggloméré”. Cette section est une brève présentation du produit. Les blocs en béton représentent la part la plus importante de l’industrie du béton, soit environ 24 % de la production de produits en béton pour la construction (source UNICEM 2001).*

#### 1.1.1 Fonctionnalités du bloc

Le bloc, ou parpaing, est un produit utilisé dans la fabrication de structures légères de génie civil. La photo 1.1 montre un type de produit, qui se présente comme un bloc de béton alvéolé. L’empilement de plusieurs blocs, fixés entre eux par du mortier, permet la construction de structures, comme la maison présentée sur la photo 1.2.

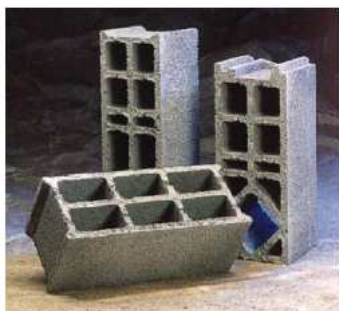


Figure 1.1 – Photo d’un type parpaing



Figure 1.2 – Une application courante des blocs : la construction de murs

Les caractéristiques du bloc sont issues d’un compromis entre les exigences fonctionnelles (légèreté, aspect, capacité à être enduit, tenue mécanique, etc.) et économiques (un bloc coûte environ 1 euro dans le commerce). D’un point de vue de la résistance mécanique, les blocs creux doivent présenter une résistance à la compression entre 4 et 8 MPA selon le type.

Le cycle de vie d’un produit bloc en béton est le suivant :

**Production des matières premières :** constitution à partir de 87 % de granulats (gravillons et sables naturels), de 7 % de ciment (mélange de calcaire et d’argile cuit et broyé), et de 6 % d’eau. La qualité du produit dépend donc directement de la qualité des matières premières, et donc généralement de la situation géographique de l’usine de production.

**Fabrication du produit :** compactage du bloc et durcissement naturel en étuve.

**Mise en œuvre :** transport et intégration du bloc à l'ouvrage.

**Vie en œuvre :** fonctionnalité et durabilité.

**Recyclage :** déchet inerte pouvant être recyclé.

Notre étude se situe au niveau de la fabrication du produit. Cependant, le centre d'intérêt étant le matériau, l'étape de production des matières premières conditionne les paramètres de l'étude.

### 1.1.2 Spécifications géométriques

Un dessin de définition d'un bloc est donné en figure 1.3.

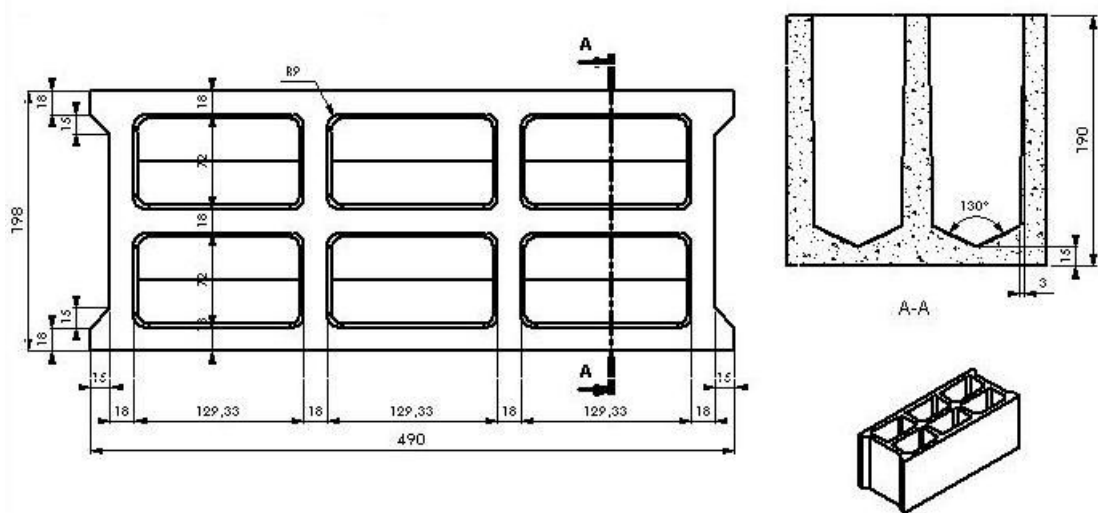


Figure 1.3 – Dessin de définition d'un bloc courant

Le nombre et la taille des alvéoles peuvent varier selon les exigences du produit.

L'épaisseur minimale d'une paroi est de 17 mm, pour une taille maximale des granulats de 8 mm. En pratique, on a coutume de dimensionner les parois du bloc à 2.5 tailles des plus gros grains.

Les faces intérieures du produit sont munies de dépouilles afin de faciliter l'extraction des noyaux du moule durant la phase de démoulage (dépouille de environ 1 %). Les faces extérieures sont sans dépouilles afin de conserver une géométrie parallélépipédique nécessaire à l'utilisation des blocs.

## 1.2 Le procédé de mise en forme sur presse vibrante

*Les parpaings sont mis en forme sur presses vibrantes par compactage sous chocs. Cette section présente la technologie actuelle des presses vibrantes.*

### 1.2.1 Installation classique pour la production de blocs

La figure 1.4 montre une vue d'ensemble d'une installation classique pour la fabrication de blocs.

Les granulats sont amenés par camion et stockés en extérieur. Un malaxeur effectue le mélange des matières premières de façon automatique selon la formulation programmée, adaptée au type de produit. Le mélange est ensuite convoyé jusqu'à la presse par un transporteur à bandes. Toute la phase de mise en forme est réalisée par la presse vibrante. Les produits démoulés sont alors immédiatement stockés en étuve pour séchage pendant environ 36 heures. Le produit peut être transporté vers son lieu de stockage ou d'utilisation.

Notons que toute l'installation est automatique et que deux personnes seulement sont nécessaires à son fonctionnement (une personne pour l'approvisionnement et une personne pour le pilotage général).

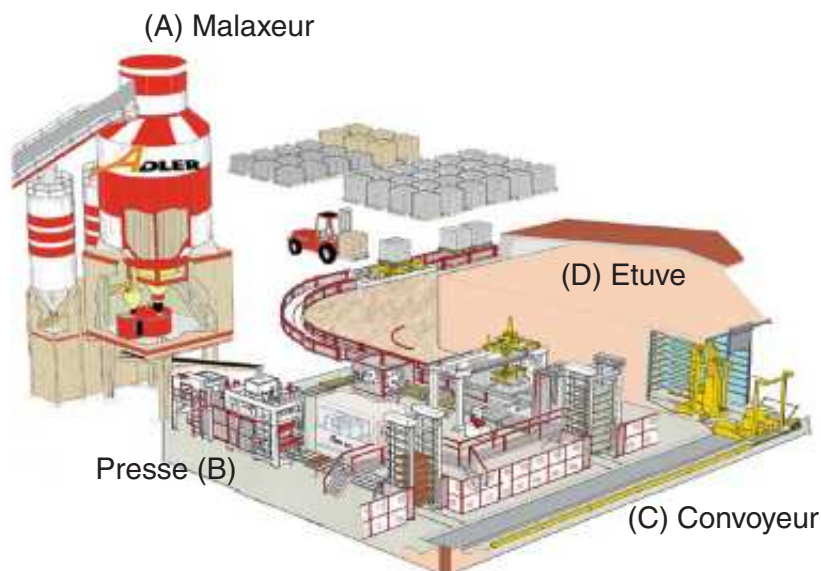


Figure 1.4 – Installation classique pour la fabrication de blocs

### 1.2.2 Technologie d'une presse

L'opération complexe de mise en forme des blocs est réalisée automatiquement sur une seule machine : la presse vibrante. C'est une machine fixe à démoulage immédiat. Les produits sont donc mis en forme et immédiatement convoyés hors de la presse pour le séchage. Leur tenue mécanique est due uniquement aux forces intergranulaires de cohésion induites par le compactage.

On distingue deux types de machines utilisées pour la production de blocs, basées sur le principe de l'action combinée d'une vibration et d'un effort de pressage.

**Les machines fixes américaines.** La vibration est produite directement sur le moule (voir figure 1.5). Le démoulage est réalisé par poussée des produits sous le moule. Les produits sont très homogènes et donc adaptés pour une utilisation comme blocs apparents. Cependant les moules doivent être très robustes, limitant ainsi le nombre de produits moulés. Ces machines ne représentent qu'une faible partie du parc français.

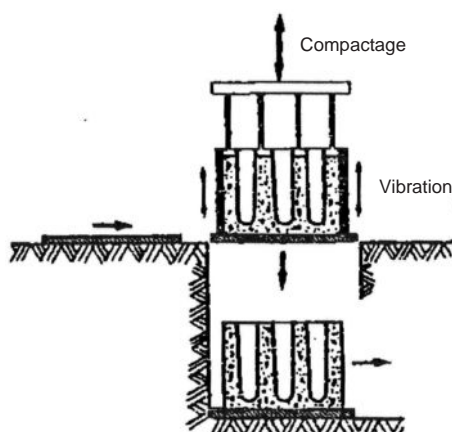


Figure 1.5 – Machine fixe américaine pour la production de blocs

**Les machines fixes européennes.** La vibration est produite par une table vibrante et transmise au moule par une planche (comme indiqué sur la figure 1.6). Ces machines permettent l'utilisation de moules de grandes dimensions et de formes complexes. C'est ce type de machines qui est l'objet de cette

étude. Un modèle de presse est présenté sur la photo 1.7. Une telle presse réalise 10 parpaings en une seule opération. La cadence est de 5 opérations par minute.

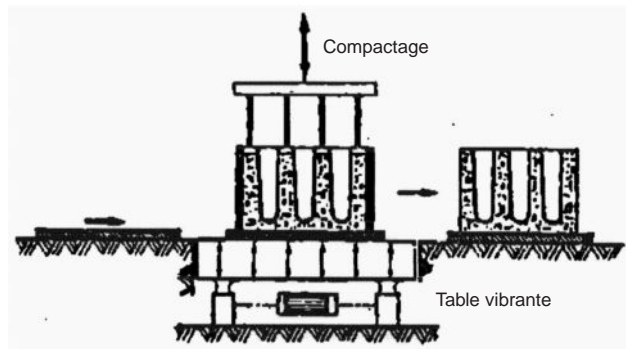


Figure 1.6 – Machine fixe européenne pour la production de blocs



Figure 1.7 – Photo d'une presse vibrante de type A650

L'architecture générale d'une presse vibrante est schématisée sur la figure 1.8. Le béton est mis en forme par moulage, sous un effort de compactage exercé par le pilon. Cette opération est assistée par une succession de chocs périodiques, souvent assimilée à une vibration. Le principe de transmission de cette énergie de vibration au béton est le suivant : durant son mouvement de vibration, la table vient heurter la planche et poursuit son mouvement quasi-sinusoïdal. La planche décolle et retombe sur les pontées.

La presse vibrante est donc bien, du point de vue de la sollicitation, une machine à chocs. La "vibration" est donc un abus de langage, en référence au pilotage de la machine puisque la table vibrante est animée d'un mouvement sinusoïdal (quasi- en raison de la présence des suspensions élastiques).

Les éléments principaux de la presse sont décrits ci-dessous.

**Le moule** Le moule est une structure mécano-soudée débouchante, en acier traité 66 HRC (photo 1.9). Les noyaux sont en tôle d'acier, fixés sur le moule à l'aide de traverses. L'ensemble assure l'essentiel de la conformation du produit, les deux faces supérieures et inférieures étant en contact respectivement avec le pilon et avec la planche.

**La planche** La planche sert de support plan au moule et au produit moulé. Elle assure la transmission de l'énergie de vibration de la table vibrante vers le couple moule/béton. Elle sert aussi au convoyage du bloc. Elle est généralement en bois (épaisseur 45 mm) car les planches métalliques, bien qu'elles soient plus efficaces, sont plus chères et plus bruyantes.

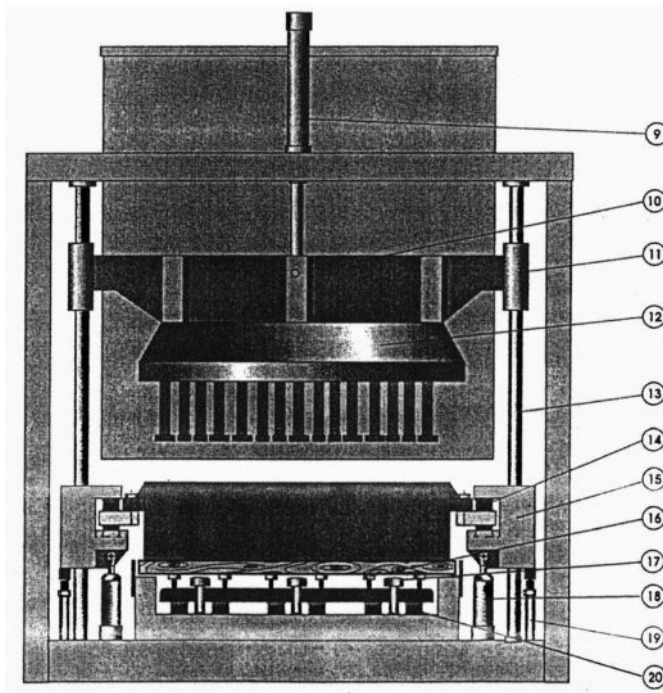


Figure 1.8 – Schéma de l'architecture d'une presse (le système vibrant n'est pas représenté). [9-12] : ensemble pilon, [15, 18] : coulisseries du moule et vérin de démoulage, [16] : pontées, [17] : frappeurs et table, [20] : suspensions élastiques de la table



Figure 1.9 – Photo d'un moule. Masse approximative : 900 kgs

La planche est serrée élastiquement contre des butées fixes, appelées "pontées", par des vérins à vessie assurant une certaine souplesse au montage.

**La table vibrante** La table vibrante est l'élément qui transmet la vibration à la planche, via des frappeurs. Elle repose sur des plots élastiques en élastomère permettant le mouvement de la table et participant à l'isolation du système vibrant pour l'environnement extérieur. Sous l'effet des efforts d'inertie du système vibrant, la table vibrante est donc animée d'un mouvement quasi-sinusoidal : la vibration.

**Le système vibrant** Le système vibrant est constitué de moteurs (généralement 2 ou 4) qui mettent en rotation des arbres montés en liaison pivot sur la table vibrante (figure 1.10). Les arbres sont équipés de balourds. Les moteurs tournent à la même vitesse (de l'ordre de 3000 tr/min) et ont des sens de rotation inversés pour équilibrer les efforts hors-axe du moule. La table est donc mise en vibration sous l'action de l'inertie des balourds. Le réglage de l'amplitude de vibration se fait par réglage du déphasage entre les balourds. Comme indiqué sur la figure 1.11, les moteurs sont en phase, et l'amplitude est maximale. Lorsque les moteurs sont réglés en opposition de phase, l'amplitude est théoriquement nulle puisque les efforts d'inertie des moteurs se compensent. En pratique, l'opérateur règle la force de vibration (entre 0 et 16000 daN) correspondant aux efforts d'inertie des balourds.



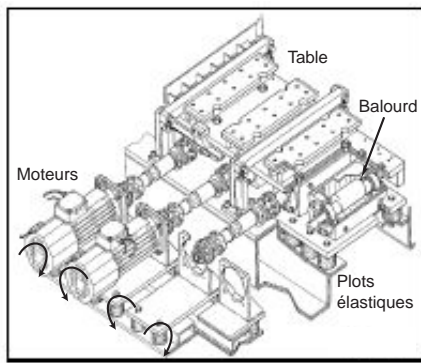


Figure 1.10 – Représentation schématique partielle du système vibrant

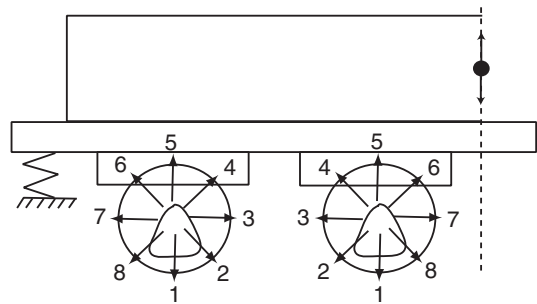


Figure 1.11 – Réglage de la force de vibration par déphasage (représentation : en phase, force maximale)

**Le pilon** Le pilon (ou dameur) est l'effecteur venant appliquer l'effort de compactage sur le produit. De plus, il assure le démoulage du produit compacté lors de la montée du moule. Il est actionné par un vérin piloté à pression constante lors du compactage. Lorsque le pilon atteint un déplacement conférant au produit la hauteur spécifiée, il est bloqué en position, jusqu'à la fin du démoulage.

La figure 1.12 montre une presse suite au démoulage. On aperçoit le pilon, le moule, ainsi que les produits formés.



Figure 1.12 – Photo d'une presse vibrante lors de la sortie des produits

### 1.2.3 Les différentes opérations

La figure 1.13 montre le cycle de fonctionnement d'une presse vibrante. Le temps de cycle, critère fondamental pour l'optimisation du procédé, est d'une dizaine de secondes.

**Prévibration** C'est la phase de remplissage du moule. Elle se fait sous vibration afin d'assurer un bon remplissage des cavités, sans formation de bouchons, et jusque sous les noyaux.

**Compactage** C'est la phase de mise en forme du produit, toujours sous vibration. Le pilon est actionné par le vérin piloté en pression constante.

**Décompression** Cette phase intermédiaire, suite au compactage, est nécessaire au bon démoulage du produit. Le pilon est maintenu en position, toujours sous vibration. Le terme de "décompression" fait

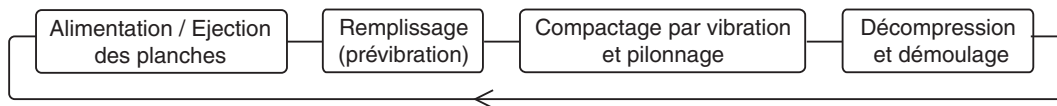


Figure 1.13 – Les différentes opérations d’un cycle de mise en forme des blocs

référence à l’action de la vibration afin de relaxer les contraintes internes de pression dans le béton.

**Démoulage** La vibration est arrêtée. Le pilon est toujours maintenu en position et le moule se relève. Puis le pilon est relevé à son tour, et la planche supportant les blocs est convoyée hors de la machine. La tenue du produit, encore frais au démoulage, dépend de l’efficacité des opérations précédentes.

## 1.3 Analyse technique du procédé

*Cette section rassemble des éléments bibliographiques ainsi que des études personnelles sur l’analyse du matériau, du produit et du procédé. Elle décrit l’origine de la thèse.*

### 1.3.1 Analyse du matériau

#### 1.3.1.1 Composition

Le béton frais utilisé pour la fabrication des blocs est basé sur une formulation élémentaire : granulats, sable, ciment et eau. La nature des constituants ainsi que les caractéristiques du mélange peuvent être variables : types de roches constituant les granulats (silico-calcaires, granit, silex, etc.), granulométrie, forme, etc.

Une seule formulation de matériau pour blocs a été utilisée durant nos travaux expérimentaux. Elle est donnée dans le tableau 1.1. La quantité d’eau est donnée en masse d’eau sur masse des matières sèches. Afin de contrôler parfaitement le pourcentage d’eau du mélange, les matières sèches sont systématiquement séchées en fines couches, à l’air ambiant, en intérieur, et durant au moins 5 jours.

Granulats	Sable	Ciment	Eau
35 %	57.6 %	7.7 %	7.3 %

Tableau 1.1 – Formulation du béton frais étudié

**Grains** Le béton frais est, par définition même de sa microstructure, un matériau granulaire (l’annexe A présente des éléments de physique des milieux granulaires). Les granulats utilisés sont des granulats de laitier concassés (photo figure 1.14).

Les courbes granulométriques sont données en figure 1.15. Cette granulométrie caractérise le matériau sec dans son état de livraison. Cependant il peut y avoir une variabilité de la granulométrie d’un échantillon à un autre puisqu’elle n’a pas été systématiquement contrôlée.

La recherche d’une répartition granulométrique optimale a fait l’objet de nombreux travaux. L’objectif de la répartition granulométrique est la recherche d’une compacité maximale pour l’empilement de grains. L’exemple le plus connu est le cas idéal de l’empilement appolonien représenté sur la figure 1.16 : de façon itérative, chaque interstice est comblé par un grain de taille maximale. Cette science de la granulométrie a abouti à des méthodes de formulation (voir la bibliographie de Decroix [1999]) adaptées à chaque problème.

Dans le cas de la fabrication de blocs, l’objectif n’est pas de fabriquer un béton ayant une compacité maximale puisque la porosité du produit fait partie de sa fonctionnalité : légèreté, isolation thermique et sonore, faible coût.

**Ciment** Le ciment est un Portland classique. Il est fabriqué à partir d’un mélange de chaux ( $\text{CaCO}_3$ ) et d’argile ( $\text{S}_2\text{AH}$ ) cuit à  $1500^\circ\text{C}$ . La réaction donne un mélange appelé “ciment”, formé de silicate tricalcique

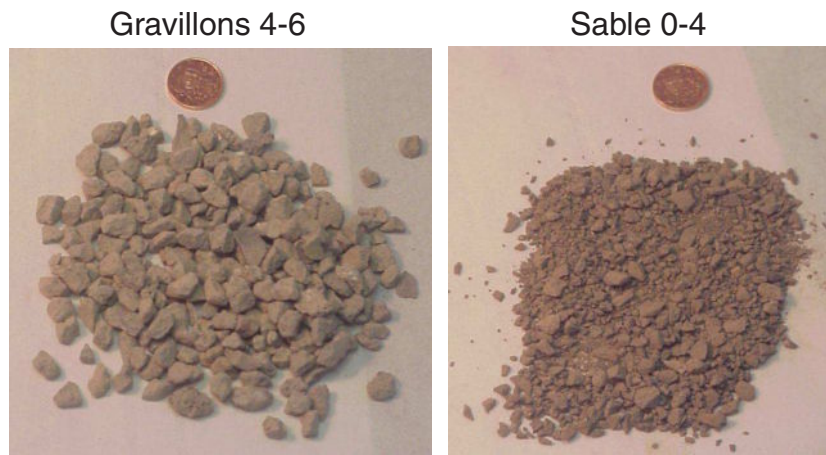


Figure 1.14 – Photo des granulats utilisés (taille en mm)

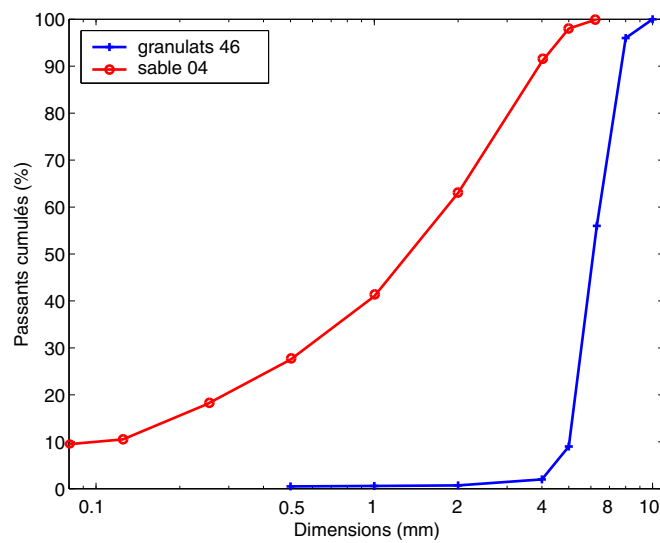


Figure 1.15 – Courbe granulométrique des matières sèches

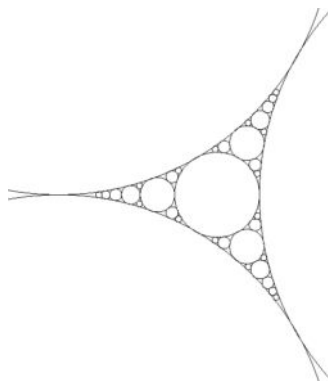


Figure 1.16 – L'empilement d'Appolonios (200 av. J.-C.) : vers la compacité maximale d'un empilement plan de disques en adaptant la distribution de tailles

( $\simeq 60\%$ ), de silicate bicalcique ( $\simeq 20\%$ ), d'aluminate tricalcique ( $\simeq 10\%$ ), éventuellement complété par

du gypse et de l'aluminoferrite tricalcique :



Le mélange du ciment avec de l'eau provoque la réaction d'hydratation et son durcissement. La cinétique de ce durcissement est assez lente, comme indiqué sur la figure 1.17.

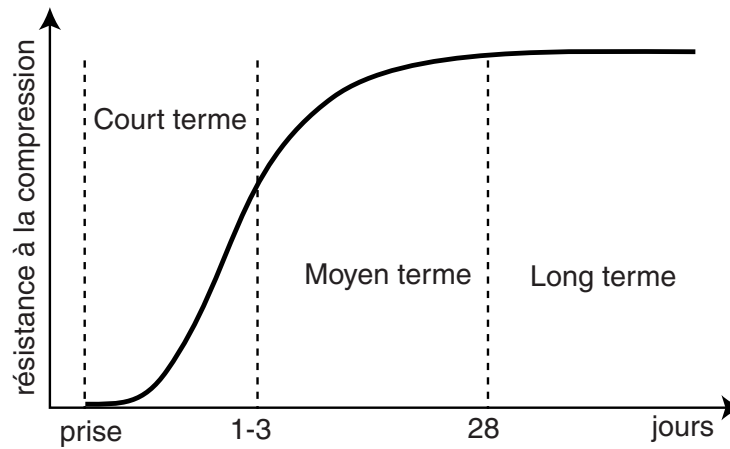


Figure 1.17 – Cinétique de durcissement du ciment d'un béton (d'après Chanvillard [1999])

**Eau** Après introduction de l'eau et malaxage, la pâte composée d'un mélange de fines (grains les plus fins), de ciment et d'eau, enveloppe les grains, formant un enrobage collant. Charonnat [1993] décrit le mélange comme des grains (dits "porteurs") enrobés de pâte (le cortège) (voir la figure 1.18).

La quantité est suffisamment faible pour que toute l'eau soit intégrée dans la pâte : il n'y a pas d'eau "libre" (Decroix [1999]). L'enrobage des grains a une influence sur les caractéristiques rhéologiques du mélange. On distingue les bétons secs, ou fermes, des bétons plus fluides. Il a aussi une influence sur les caractéristiques mécaniques du produit formé. La qualité de l'enrobage dépend essentiellement de l'opération de malaxage. Selon Charonnat [1993], la qualité du malaxage s'évalue à la conformité, en chaque point du mélange, avec la formulation initiale.

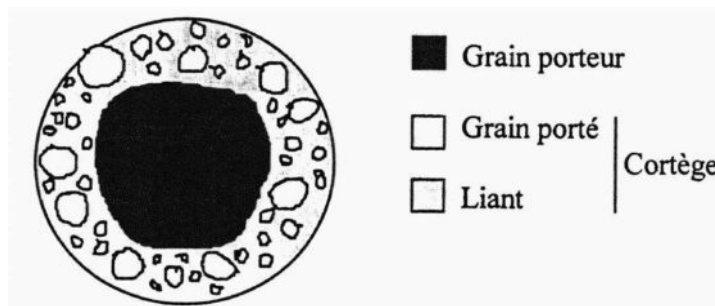


Figure 1.18 – L'enrobage des grains suite à l'opération de malaxage (Charonnat [1993])

**Porosité** Le béton de blocs est nécessairement très poreux pour répondre aux exigences de légèreté du produit et d'isolation thermique. Suite au malaxage, le mélange emprisonne de l'air et forme un béton très caverneux. La compressibilité est donc importante : pour nos essais, la masse volumique varie de  $1400 \text{ kg/m}^3$  jusqu'à environ  $2400 \text{ kg/m}^3$ .

### 1.3.1.2 Caractérisation rhéologique du béton frais

Le béton frais est un milieu granulaire : il peut s'écouler. Ferraris [1999] recense deux classes de méthodes de caractérisation de sa rhéologie :

**Les méthodes empiriques.** Elles consistent à mesurer une grandeur représentative du comportement du béton frais. Généralement très simples, elles permettent leur utilisation directe sur chantier. Citons par exemple la méthode de mesure par cône d'Abrams : elle consiste à mouler un cône de béton frais vertical, puis de mesurer l'affaissement du cône lorsque le moule est enlevé (voir la figure 1.19). Ou encore l'essai Vébé : il consiste à mettre en forme un cône de béton frais, à enlever le moule, poser un disque sur la surface libre de l'échantillon, puis mesurer le temps que met le matériau à remplir le contenant cylindrique, sous vibration (voir la figure 1.20). Les mesures "affaissement" ou "temps de remplissage" sont considérées comme caractéristiques de la capacité du béton frais à être mis en forme. On parle d'*ouvrabilité*.

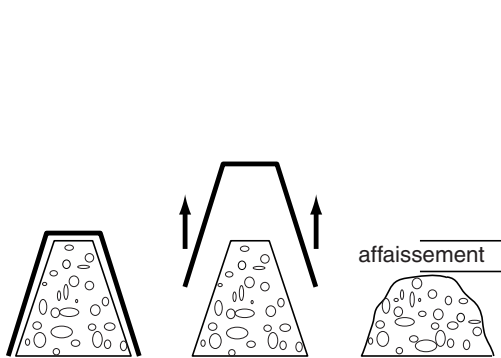


Figure 1.19 – Méthode du cône d'Abrams par mesure de l'affaissement

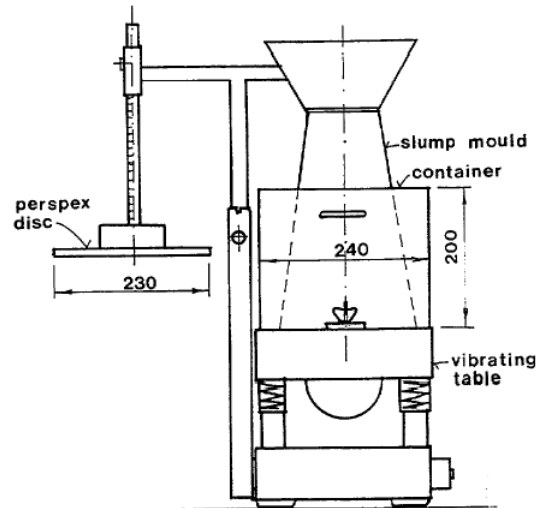


Figure 1.20 – Méthode Vébé : mesure d'un temps d'écoulement (Ferraris [1999])

**Les méthodes à viscosimètre.** Des viscosimètres classiques ont été adaptés à la rhéologie du béton, principalement afin de remédier aux problèmes d'écoulements "bouchons" pour lesquels les grains se bloquent et le matériau glisse "en bloc" entre les parois. Une bibliographie complète des dispositifs existants peut être consultée dans la thèse de Decroix [1999]. Ils sont utilisés essentiellement en rhéologie des bétons plutôt fluides.

Citons le rhéomètre BTRHEOM (Hu [1995], voir figure 1.21), spécialement adapté pour la rhéologie de béton fluides, permettant d'accéder au seuil de cisaillement et à la viscosité, avec ou sans vibration (De Larrard et al. [1998]). Un autre appareil de mesure de la viscosité, développé par Lanos et al. [1996], dans une configuration d'écrasement, est plus adapté à la rhéologie des bétons fermes.

La modélisation du béton frais à partir de mesures viscosimétriques a abouti à des lois de comportement essentiellement dérivées de la mécanique des fluides (Ferraris [1999], Banfill [1991]). Ainsi, selon Hu [1995], les modèles existants reposent souvent sur une modélisation du béton frais comme une suspension concentrée : à partir du modèle de rhéologie du fluide interstitiel, une fonction correctrice est introduite pour intégrer l'influence des granulats (Hobbs [1976], Murata and Kikukawa [1992]).

Les références bibliographiques évoquent aussi généralement des modélisations de type fluide de Bingham (Decroix [1999], Hu and De Larrard [1996]) ou de Herschel-Bulkley (De Larrard et al. [1998]). Ces modèles sont caractérisés par une viscosité  $\eta$  et un seuil de cisaillement  $\tau_0$ . Les lois unidimensionnelles de la cission  $\tau$  en fonction du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  sont données en équations 1.2 et 1.3.

$$\text{Modèle de Bingham : } \tau = \tau_0 + \eta\dot{\gamma} \quad (1.2)$$

$$\text{Modèle de Herschel-Bulkley : } \tau = \tau_0 + \eta\dot{\gamma}^n \quad (1.3)$$

Les résultats de mesures viscosimétriques ont montré que la vibration a pour effet de réduire le seuil de cisaillement, sans effet sur la viscosité (Hu [1995]).

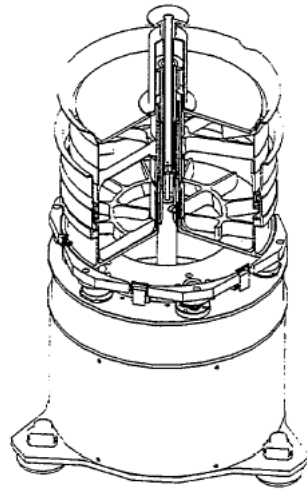


Figure 1.21 – Viscosimètre BTRHEOM (Hu et al. [1996])

En conclusion, l'utilisation de viscosimètres apporte des éléments de caractérisation du comportement en cisaillement du béton frais, adaptée pour la rhéologie de béton fluides. L'utilisation de lois de comportement de type Bingham ou Herschel-Bulkley n'est pas pertinente pour la modélisation de béton caverneux, a fortiori sollicité en compression.

Les méthodes empiriques sont alors mieux adaptées mais ne permettent généralement pas de relier la mesure (affaissement, temps de vidange, etc.) à des caractéristiques mécaniques (viscosité, élasticité, etc.). Elles ne sont donc pas utilisables pour l'identification d'une loi de comportement.

D'une manière générale, les méthodes et les résultats de caractérisation des bétons caverneux sont pratiquement inexistantes.

## 1.3.2 Analyse du produit

### 1.3.2.1 Géométrie des parois

La figure 1.22 montre une coupe d'une paroi intérieure de bloc industriel. La position de la paroi dans le bloc est schématisée sur la figure 1.23.



Figure 1.22 – Coupe d'une paroi intérieure de bloc située entre deux alvéoles

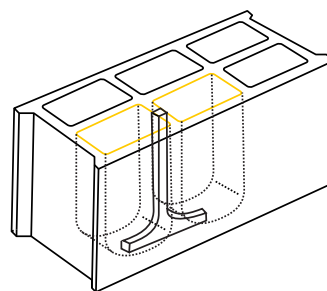


Figure 1.23 – Position de la coupe de paroi intérieure dans le bloc

L'élément fondamental est l'épaisseur de la paroi, relative à la dimension des plus gros grains. On remarque que la paroi a effectivement une largeur de l'ordre de 3 fois la taille des plus gros grains. Il est clair que cette géométrie favorise le blocage des granulats, de la même façon que les grains d'un sable se bloquent toujours au niveau du goulot d'étranglement. Le recours à une vibration est la solution adoptée industriellement pour assurer un bon remplissage du moule, notamment sous les noyaux.

De plus, on peut remarquer que la paroi s'évase au niveau du talon du bloc. Ceci peut induire une ségrégation des grains et provoquer une sur-densification du produit dans cette zone.



### 1.3.2.2 Orientation des grains

Des prélèvements sont effectués dans les cloisons latérales d'un bloc industriel, afin d'observer différents plans de coupe. Les figures 1.24 et 1.25 montrent l'orientation générale des grains dans deux coupes orthogonales.

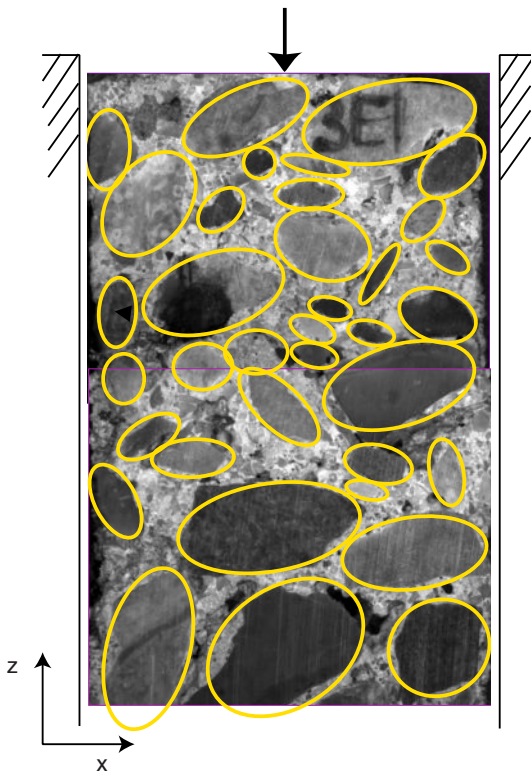


Figure 1.24 – Orientation des granulats dans une paroi de parpaing. La coupe est dans le sens du compactage

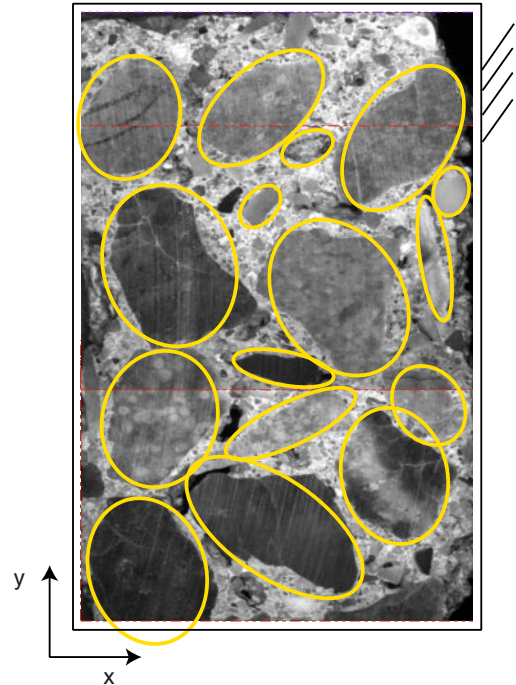


Figure 1.25 – Orientation des granulats dans une paroi de parpaing. La coupe est perpendiculaire au sens du compactage

On remarque que les grains ayant un rapport de forme élevé s'orientent préférentiellement :

- parallèlement aux parois,
- perpendiculairement à la direction principale de la charge.

Ceci est cohérent avec les observations faites en physique des matériaux granulaires, concernant l'anisotropie induite. Un empilement de grains secs ayant un rapport de forme élevé est soumis à une compression uniaxiale. On mesure que l'orientation moyenne des directions de contact entre les grains est parallèle à la direction de la charge. Voir à ce sujet l'annexe B.

### 1.3.2.3 Gradient de densité

Une analyse a été menée afin de caractériser l'influence de procédé sur l'homogénéité des produits fabriqués (Bernier [2001]). Cinq prélèvements sont effectués dans les cloisons latérales d'un bloc industriel, comme indiqué sur la figure 1.26 (résultats issus du travail de Bernier [2001] et Ivan [2002]). Chaque échantillon est donc un parallélépipède  $30 \times 30 \times 20$  mm.

Les mesures de la densité apparente des prélèvements effectués sur les parois des blocs sont montrées sur la figure 1.27.

Le gradient de densité est non négligeable dans la hauteur du produit, atteignant environ 8 %. La position centrale de la paroi est sous-densifiée. En conditions d'utilisation, le bloc étant sollicité en compression, les parois sont donc moins résistantes au flambage. La tenue mécanique du bloc pourrait donc être sensiblement améliorée par une meilleure répartition de la matière. Ou encore, à tenue mécanique identique, la quantité de ciment pourrait être réduite, réduisant le coût du produit.

L'origine de cette hétérogénéité de densité peut être due à :

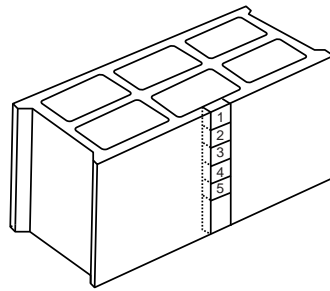
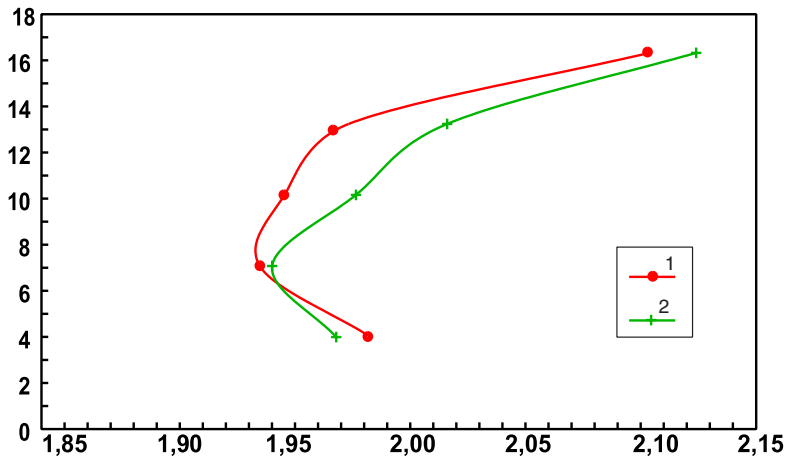


Figure 1.26 – Position des prélèvements dans la paroi du bloc

Figure 1.27 – Mesures de la répartition de densité apparente dans la hauteur des parois de bloc.  
1 : fabrication normale, 2 : temps de vibration plus long

- une sur-densification du côté de la vibration sous l'effet de l'amortissement de la vibration dans le matériau,
- une sur-densification du côté du pilon sous l'effet du frottement aux parois,
- une influence de la géométrie des parois de bloc, favorisant la ségrégation et donc une sur-densification au talon du parpaing,
- ou autres... puisque les raisons exactes ne sont pas encore identifiées.

#### 1.3.2.4 Interactions entre grains

Des clichés pris au microscope permettent d'observer qualitativement le type d'interactions entre les grains. Un exemple est montré sur la figure 1.28.

La figure 1.29 montre un cas de contact direct entre plusieurs grains. Ce type de contact est critique puisqu'il pourra facilement créer un blocage, réduisant sensiblement la capacité du matériau à être compacté, au moins localement dans la zone autour du blocage.

Une étude plus précise a été menée par N. Santarelli et G. Bernier [2001] sur des lames minces de béton frais prélevées dans le plan médian d'une paroi interne de bloc.

Deux exemples de clichés sont donnés sur les figures 1.30 et 1.31.

Les observations sont les suivantes (entre guillemets, les observations directes) :

- “les granulats se touchent souvent”. Les gros grains sont donc généralement en contact direct. La pâte interstitielle est vraisemblablement écrasée et éjectée hors de la zone de contact,
- “la pâte de ciment est plus noire lorsqu'elle est située dans la zone proche du contact entre deux granulats”. Ceci peut s'expliquer, soit par la densification de la pâte de ciment dans les zones où elle peut être coincée, soit par la présence de produits issus de l'abrasion du contact,
- “les petits silex semblent être fissurés”. Ceci confirme les très forts niveaux de contrainte qui peuvent être atteints au contact entre les grains. Cependant il est difficile de savoir si les grains n'étaient pas



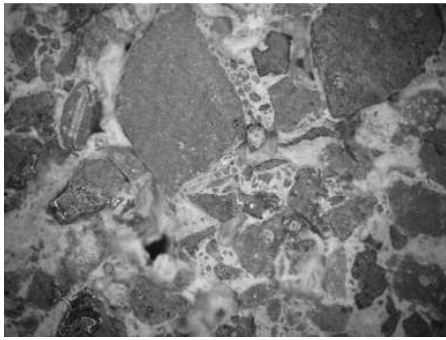


Figure 1.28 – Microstructure d'un échantillon de béton (20 × 20 mm)

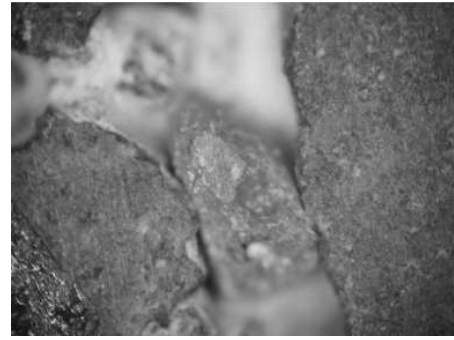


Figure 1.29 – Exemple de contact direct entre les grains (3.5 × 3.5 mm)

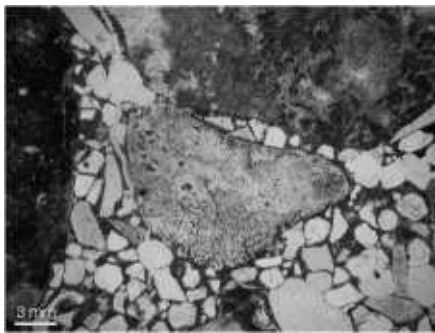


Figure 1.30 – Photo d'une lame mince de béton frais illustrant l'existence de contacts directs entre les granulats

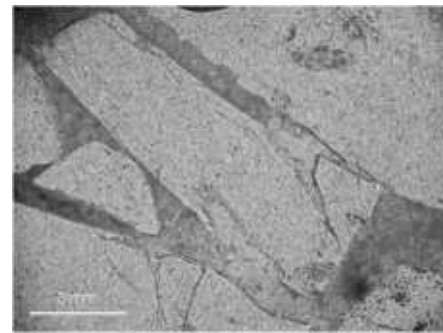


Figure 1.31 – Photo d'une lame mince de béton frais montrant un granulat fracturé, peut-être sous l'effet des efforts de compactage

initialement fissurés,

- “visualisation de cas où le poinçonnement a l'air d'être réel”. En effet, on observe des zones de contact où un granulat dur (silex ou quartz) semble avoir creusé la surface d'un granulat mou (le calcaire). Ce mécanisme d'attrition du contact peut être une source de déblocage d'un système de grains bloqués, pouvant ainsi participer à l'efficacité du compactage.

Qualitativement, on peut donc déduire de ces observations que le béton frais, constitué d'un empilement granulaire, est sujet à des interactions fortes entre les grains (blocages) s'opposant au compactage. Ceci est décrit en annexe A. Des mécanismes de déblocage probables ont été identifiés : rupture de granulats ou attrition des contacts.

### 1.3.3 Analyse de la presse

#### 1.3.3.1 Commande de la machine

Le béton frais est compacté sous l'action des sollicitations appliquées par la presse vibrante. Celle-ci est en pratique commandée par deux paramètres : la fréquence de rotation des balourds et la force de vibration (voir aussi la section 1.2.2).

#### 1.3.3.2 Transmission de la sollicitation

La chaîne de transmission de puissance entre les balourds et les organes en contact avec le matériau à compacter, est très complexe : problèmes de contact, de modélisation du comportement des matériaux (par exemple les plots élastiques), le tout soumis à des chocs. La fonction de transfert globale de ce système est pratiquement impossible à évaluer et la sollicitation exercée sur le béton est certainement très différente de la commande.

Une étude expérimentale qualitative des corrélations qu'il peut exister entre la sollicitation programmée (la commande des moteurs), et la sollicitation exercée sur le béton (en fait ici l'accélération du moule, organe principalement en contact avec le béton) a été menée. Cette analyse est complétée par la mesure de la hauteur de l'échantillon suite au compactage, qui est une mesure de l'efficacité de l'opération.

Les essais sont réalisés sur une mini-table vibrante composée uniquement du système vibrant. Le pilon est remplacé par un système mécanique actionné par une masse de 80 kgs exerçant sur l'échantillon une contrainte représentative du procédé réel. La machine est commandée de la même façon qu'une presse vibrante industrielle : par la fréquence de rotation des moteurs, et par la force de vibration (voir la section 1.2). Le déroulement de l'essai est lui aussi similaire au procédé : une étape de pré vibration sans l'action du dameur, et une étape de compactage sous vibrations, toutes deux ayant une durée fixe pour chaque essai. L'échantillon est dimensionné comme une représentation cylindrique d'une cellule élémentaire de bloc, comme indiqué sur la figure 1.32.

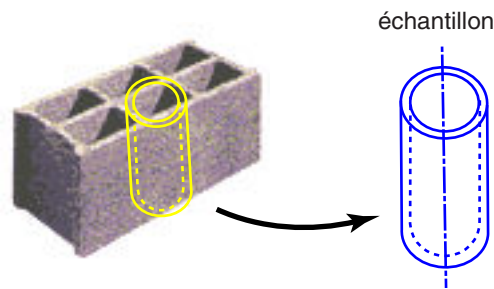


Figure 1.32 – L'échantillon compacté sur la mini-presse vibrante correspond à une cellule élémentaire de bloc

Afin de caractériser la transmission de puissance, des accéléromètres sont fixés sur la table, sur la planche, ainsi que sur le moule. Ils mesurent l'accélération dans l'axe de l'échantillon, des organes transmettant la vibration. Les résultats montrent que l'accélération de la vibration est de l'ordre de 50 g et que l'accélération mesurée peut être très différente le long de la chaîne de transmission de la vibration. Pour illustrer ce résultat, on présente sur la figure 1.33 les spectres de décomposition en séries de Fourier des signaux d'accélération de la table, de la planche et du moule.

Les figures 1.34 et 1.35 montrent les résultats de l'influence de la force de vibration, et de la fréquence de rotation des balourds, sur l'efficacité de l'opération de compactage :

- une force élevée assure toujours un meilleur compactage,
- la hauteur finale de l'échantillon n'est pas corrélée avec la fréquence de rotation des balourds.

Ceci confirme que la sollicitation perçue par le moule (que l'on suppose être la plus proche de la sollicitation perçue par le béton) peut être très différente de la sollicitation commandée par les moteurs.

Afin de compléter cette étude qualitative, un travail d'analyse dimensionnelle a été entrepris afin de déterminer quelles grandeurs sont représentatives de l'efficacité de la vibration. La méthode est basée sur le théorème Pi de Buckingham (Buckingham [1981], Curtis et al. [1982]). La méthode, issue de ce théorème, consiste à identifier les nombres adimensionnels d'une liste de variables arbitraires jugées pertinentes. Ici, la méthode consiste à l'inverse à déterminer une liste de paramètres telle que les résultats expérimentaux décrivent une courbe maîtresse de la relation de liaison des paramètres adimensionnels associés.

Soient les paramètres suivants :

- $h$  la hauteur finale du produit,
- $h_0$  la hauteur initiale du produit suite à l'étape de pré vibration,
- $t$  le temps de compactage sous vibrations,
- $\phi(\Gamma)$  une norme de l'accélération du moule. Le meilleur résultat obtenu est pour une fonction  $\phi(\Gamma)$  définie comme étant l'accélération efficace du moule, définie par l'équation 1.4.

$$\phi(\Gamma) = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \Gamma(t)^2 dt} \quad (1.4)$$

La méthode d'analyse dimensionnelle permet de déterminer le nombre et la forme des paramètres adimensionnels :

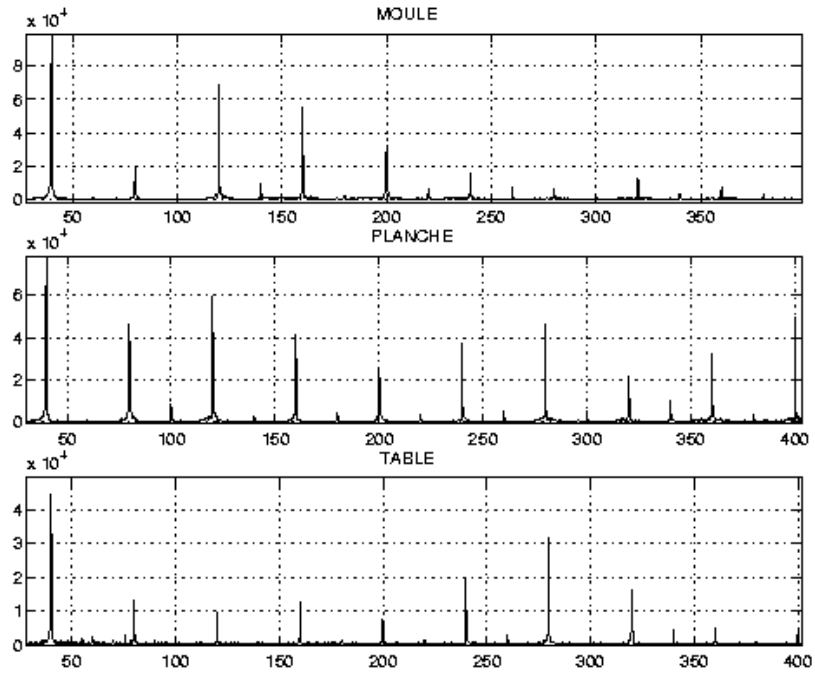


Figure 1.33 – Spectre de la décomposition en séries de Fourier des signaux d'accélération mesurés sur la table, la planche et le moule d'une presse vibrante

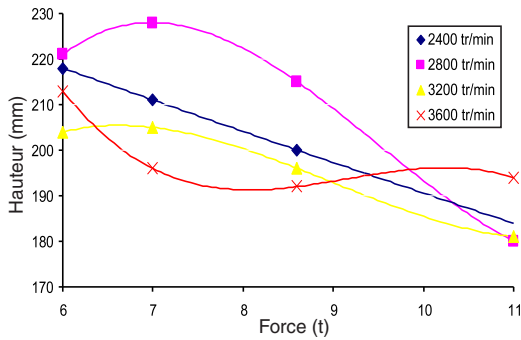


Figure 1.34 – Essais sur mini-presse vibrante. Influence de la force de vibration sur la hauteur du produit compacté

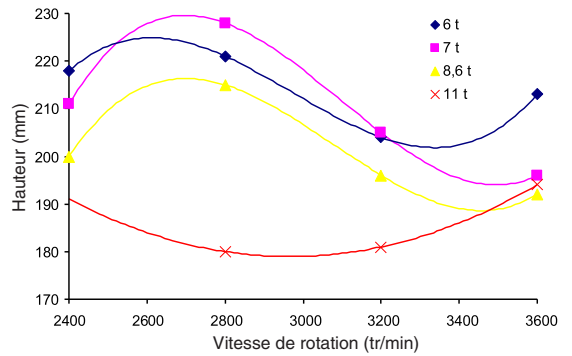


Figure 1.35 – Essai sur mini-presse vibrante. Influence de la fréquence de rotation sur la hauteur du produit compacté

- nombre total de paramètres : 4,
- dimension des paramètres :  $[h] = L$   $[h_0] = L$   $[t] = T$   $[\phi] = LT^{-2}$ ,
- seules 2 dimensions sont nécessaires :  $L$  et  $T$ , par conséquent, il existe  $4 - 2 = 2$  paramètres adimensionnels  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$ ,
- on choisit 2 paramètres faisant intervenir les deux dimensions nécessaires, par exemple  $h_0$  et  $t$ ,
- on calcule  $\Pi_1$  de telle sorte que  $h^1 h_0^a t^b$  soit sans dimension. Alors  $a = -1$  et  $b = 0$  donc  $\Pi_1 = h/h_0$ ,
- de même on calcule  $\Pi_2$  de telle sorte que  $\phi^1 h_0^a t^b$  soit sans dimension. Alors  $a = -1$  et  $b = 2$  donc  $\Pi_2 = \phi t^2/h_0$ ,
- le problème défini par la liste des paramètres peut donc être exprimé par une fonction  $f$  telle que :

$$\frac{h}{h_0} = f\left(\frac{\phi t^2}{h_0}\right) \quad (1.5)$$

La figure 1.36 montre la courbe maîtresse donnant la relation de liaison entre les deux paramètres adimensionnés précédents.

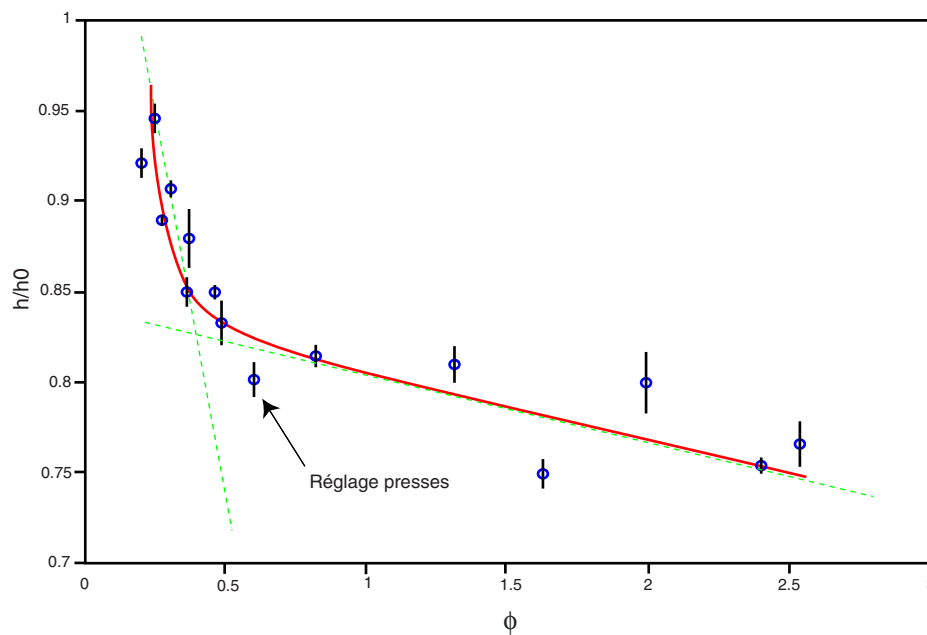


Figure 1.36 – Nos résultats montrent que l’efficacité de la vibration est liée à la valeur efficace de l’accélération

Malgré l’extrême simplicité du choix de paramètres effectué, il est intéressant de remarquer que la courbe de la figure 1.36 fait apparaître un optimal correspondant exactement au réglage des presses industrielles. Ainsi, pour des accélérations trop faibles l’efficacité est mauvaise. Par contre, lorsque l’accélération est trop forte, le compactage est plus important mais l’accroissement d’efficacité est alors beaucoup plus faible.

### 1.3.4 Efficacité de la vibration : état de l’art

La vibration a pour objectif de faciliter l’opération de compactage du béton frais. On définit la notion d’ouvrabilité comme étant la capacité du béton frais à être transporté et mis en place suffisamment facilement et sans ségrégation (Neville [1993]). La vibration a donc une influence sur l’ouvrabilité du matériau : elle favorise sa mise en place.

La vibration est caractérisée par les paramètres suivants :

- direction principale de vibration,
- fréquence,
- amplitude ou vitesse ou accélération,
- durée d’application.

Des résultats qualitatifs sur l’influence de chaque paramètre peuvent être consultés dans un certain nombre de publications dont quelques résultats sont présentés dans les sections suivantes.

#### 1.3.4.1 Influence de la direction principale de vibration

La direction de la vibration doit être orientée “perpendiculairement aux parois de l’élément à vibrer”, et de façon “homogène sur toute la surface” (Bresson [1976]). Ce résultat qualitatif traduit la volonté d’assurer une bonne *transmission* de la sollicitation dans le matériau. En effet une vibration rapidement amortie ne peut être efficace que dans son domaine d’existence et non au-delà.

Cette recommandation n’est pas exempte d’un paradoxe : en effet, plus une onde est amortie plus elle est efficace si l’amortissement résulte d’une densification du matériau. Donc quantitativement, l’optimisation est un compromis entre la distance d’action et le résultat de l’action sur cette distance.

### 1.3.4.2 Influence de la fréquence

Selon Bresson [1976], l'amortissement de la vibration augmente avec la fréquence de vibration et la distance de transmission selon la relation :

$$I(d) = I(0) \exp^{-kf^2d}$$

où  $I$  est l'intensité de la vibration,  $f$  la fréquence et  $k$  un paramètre du modèle.

La figure 1.37 montre l'amortissement de la vibration avec la fréquence dans une expérience de vibration d'une colonne de béton fermée par une masse pesante.

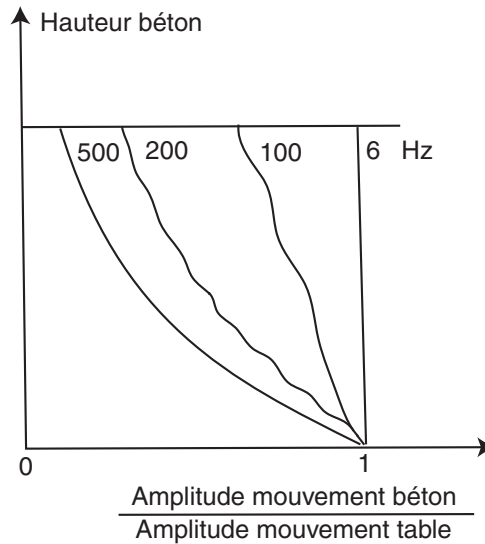


Figure 1.37 – Influence de la fréquence sur l'amortissement de la vibration Bresson [1976]

Selon Youd [1972], la densité atteinte en fin de compactage est indépendante de la fréquence. Elle est déterminée uniquement par le niveau d'accélération.

### 1.3.4.3 Influence de l'amplitude, de la vitesse et de l'accélération

Les résultats bibliographiques sont très variés, sans nécessairement être contradictoires puisque les conditions expérimentales (matériau, sollicitation) ne sont pas toujours clairement exposées. Généralement les vibrations étudiées sont harmoniques. Les grandeurs : vitesse, accélération et amplitude sont donc liées.

Selon Bresson [1996b], l'action de la vibration est divisée en trois phases successives dont le paramètre efficace est différent :

1. D'abord, la vibration agit sur le frottement entre les gros grains. Le paramètre d'efficacité est alors l'*amplitude*. On peut compléter cette constatation avec les travaux de Barrioulet and Legrand [1987], qui ont montré l'importance de l'inertie des gros grains sur la compactibilité des bétons secs,
2. Puis la vibration influe sur la rhéologie du béton frais, alors considéré comme un fluide visqueux à seuil, et induit une chute du seuil et de la viscosité. Le paramètre d'efficacité est alors la *vitesse*. Pour un béton à démoulage immédiat de type "bloc", le critère est alors :

$$\text{Vibration efficace si : } V > 0.15 \text{ m/s}$$

3. Enfin, la vibration agit sur les bulles d'air qui remontent à la surface, Le paramètre d'efficacité est alors l'*accélération*.

L'auteur propose finalement un diagramme d'efficacité donné en figure 1.38.

Selon Tattersall [1991], c'est la vitesse de vibration qui détermine les courbes d'iso-indice de fluidité (voir la figure 1.39). L'indice de fluidité est défini comme le temps de vidange d'une masse donnée de béton frais contenue dans un bac vibrant.

Selon Legrand and Gourves [1975], le paramètre efficace est l'amplitude de la vibration. Les auteurs définissent une amplitude de mobilité  $y_m$  en-deçà de laquelle la vibration n'a pas d'effet, ainsi qu'une

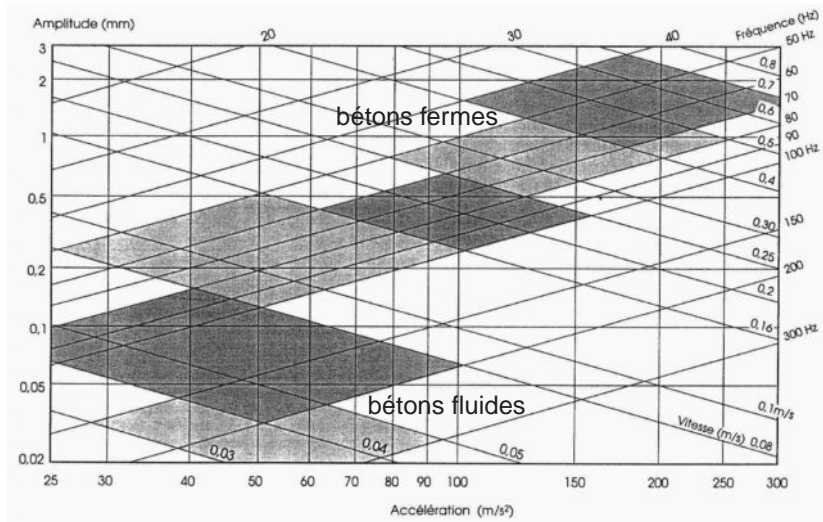


Figure 1.38 – Domaines d'efficacité de la vibration selon le type de béton (Bresson [1996a])

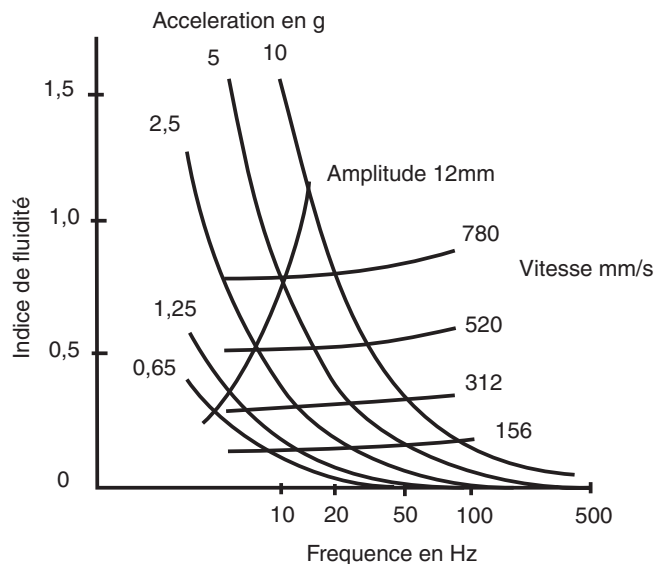


Figure 1.39 – Résultats de mesure de l'indice de fluidité du béton selon la vitesse de vibration Tattersall [1991]

amplitude d'agitation  $y_a$  au-delà de laquelle le vibration est trop énergétique et provoque une dilatation. Les iso-amplitudes  $y_m$  et  $y_a$  délimitent le domaine d'efficacité, indiqué sur la figure 1.40.

Selon Cusens [1958], le critère d'efficacité à amplitude fixe est l'accélération. De plus, il recommande d'augmenter l'amplitude de la vibration lorsque la hauteur du produit augmente, et de baisser la fréquence pour la mise en place de béton plus secs.

Enfin, selon différents auteurs (Bresson [1976], Legrand and Gourves [1975], Kuchenreuther [1970]), pour des vibrations trop énergétiques, le béton ne se compacte plus correctement et peut être sujet à une dilatation. Les auteurs parlent d'"amplitude critique", au-delà de laquelle il peut se produire aussi un phénomène de ségrégation du béton vibré.

#### 1.3.4.4 Durée de vibration

D'une manière générale, la courbe d'évolution de la densité du béton en fonction du temps est donnée sur la figure 1.41. Le compactage est donc un processus logarithmiquement lent. De plus, selon Bresson

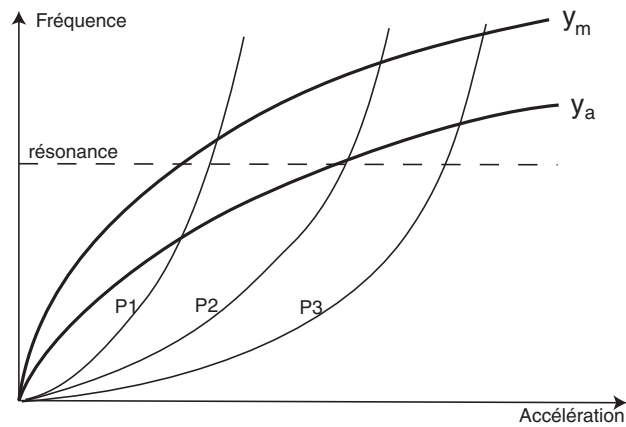


Figure 1.40 – Le paramètre d’efficacité selon Legrand and Gourves [1975] est l’amplitude

[1976], plus l’accélération est grande et plus le processus est rapide.

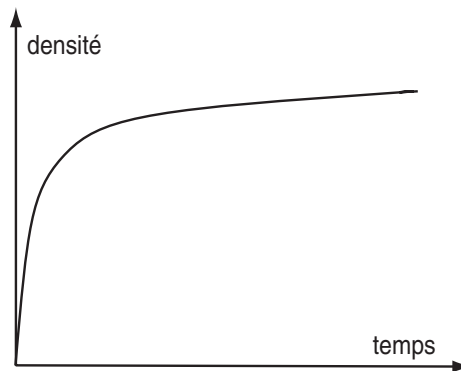


Figure 1.41 – Influence de la durée de vibration sur le compactage du béton frais vibré

La durée de vibration est un paramètre fondamental pour la mise en forme des blocs puisqu’elle fixe directement le seuil de rentabilité. Par conséquent, l’optimisation de la vibration doit intégrer la minimisation de la durée de vibration.

## 1.4 Besoins industriels et problèmes scientifiques

*Ce travail de thèse fait suite à un besoin industriel d’améliorer le système de production des blocs sur presses vibrantes.*

### 1.4.1 De l’amélioration du procédé

L’étude bibliographique du procédé de mise en forme des bétons sous presse vibrante réalisée en section 1.3 illustre le besoin industriel. Celui-ci repose sur deux exigences :

- la nécessité de comprendre les mécanismes du compactage sous vibration du béton frais afin d’appliquer une sollicitation adaptée. En effet, actuellement le réglage des presses correspond à un point de fonctionnement déterminé empiriquement jusqu’à la production de blocs conformes,
- la nécessité d’améliorer le dispositif de transmission de la puissance de vibration jusqu’au matériau.

La caractérisation de la transmission de la sollicitation depuis le système vibrant jusqu’au matériau est très complexe (voir la section 1.3.3). La modélisation numérique d’une presse vibrante est donc difficilement envisageable et la prédiction de la sollicitation réellement perçue par le matériau est par conséquent impossible.



Les presses vibrantes sont donc actuellement très productives mais perfectibles. Elles sont surdimensionnées, l'énergie fournie au système étant fortement dissipée dans la machine, sans action efficace pour la mise en forme du produit. Ce faible rendement aggrave le fait qu'elles soient très nuisibles à l'environnement extérieur. Les nuisances sonores s'élèvent à 110 dB à proximité de la presse, pour une limite tolérée de 80 dB à un mètre de la machine. Les presses doivent être mécaniquement isolées de l'extérieur.

La compréhension de la physique du compactage doit donc aboutir à une reconception partielle ou totale des presses, adaptée au matériau à mettre en forme.

### 1.4.2 De l'enjeu scientifique

D'un point de vue scientifique, le problème de la compréhension des mécanismes du compactage des bétons frais est très motivant.

La sollicitation est des plus complexes :

- le béton est confiné dans un assemblage de structures complexes (table, moule, pilon),
- l'ensemble est soumis à des chocs répétés, qui peuvent dans un premier temps être remplacés par une vibration sinusoïdale.

Quant au matériau, ni fluide, ni solide, il relève de la physique des matériaux granulaires, en réelle ébullition depuis une vingtaine d'années. En effet le béton frais étudié est un empilement de multiples corps quasiment rigides (les granulats), dont les interactions sont complexes et donnent au matériau ses propriétés spécifiques (Duran [1997], De Gennes [1973], Guyon and Troadec. [1994], ainsi que les annexes A ).

Le champs d'application, dans l'industrie, du compactage des matériaux granulaires est très vaste (Philippe [2002]) :

- industries du béton,
- métallurgie des poudres,
- fabrication de comprimés pour l'industrie pharmaceutique,
- construction de routes,
- stabilisation de sols, etc.

Selon Duran [1997], "le traitement de la matière en grains mobilise a peu près 10 % des moyens énergétiques mis en œuvre sur la planète. Cette classe de matériau occupe d'ailleurs le deuxième rang, immédiatement après l'eau, dans l'échelle des priorités pour l'activité humaine".





# Conclusion

Cette partie a permis de présenter les enjeux industriels et scientifiques de la production industrielle de blocs, à l'origine de ce travail de thèse.

Le bloc est un produit de très grande consommation mis en forme sur une seule machine : la presse vibrante. Celle-ci bénéficie d'une productivité très importante, due essentiellement à la mise en vibration des éléments assurant la conformation du béton frais. La vibration est donc une sollicitation d'assistance au compactage réalisé par le pilon.

Les solutions de conception et de réglage sont souvent basées sur le concept du "qui peut le plus peut le moins". L'énergie dissipée est donc très importante, pour un résultat qui est parfaitement concluant : la production de blocs conformes en très grandes séries. Les partenaires industriels de ce travail de thèse ont souhaité adopter une démarche scientifique centrée autour de la problématique de l'interaction entre la vibration et le matériau. L'objectif final étant une meilleure conception du procédé, adaptée à la loi de comportement du matériau à mettre en forme.

Le problème scientifique est vaste. Le matériau étudié est un matériau granulaire complexe, par ses constituants et leurs interactions. La caractérisation du comportement de ce matériau a fait l'objet d'un certain nombre de travaux de recherche. Ainsi, le développement de viscosimètres spécifiques a permis d'aboutir à des lois de comportement en cisaillement de type fluide visqueux à seuil (Bingham). D'autres matériels, développés pour une utilisation sur le terrain, caractérisent mieux le matériau au compactage sous vibration, mais ne permettent pas de mesurer directement des grandeurs mécaniques nécessaires à l'écriture d'une loi de comportement.

Des références bibliographiques sont présentées concernant l'efficacité globale de la vibration durant une opération de compactage sous vibration. Elles illustrent la problématique du choix d'une vibration optimale pour la mise en forme des bétons frais. Elles sont complétées par une analyse personnelle du matériau, ainsi que de la chaîne de transmission de puissance de la presse vibrante.



## **Partie 2 : Étude du compactage sous impacts**



# Chapitre 2

## Compactage sous impacts

### 2.1 Conception d'un essai de compactage sous impacts

*Cette étude expérimentale de caractérisation de la compactibilité du béton frais soumis à des impacts successifs repose sur des essais originaux. Une méthode classique d'étude de la compactibilité des sols est l'essai Proctor, dont le principe est similaire au principe de compactage du béton frais. L'essai aux barres de Hopkinson qui a été imaginé et mis en œuvre, est donc une adaptation de l'essai Proctor permettant d'accéder à des mesures auparavant inaccessibles.*

#### 2.1.1 Similitudes avec l'essai Proctor et objectifs

L'essai Proctor est présenté en annexe E. C'est un essai classique de mesure de la compactibilité des géomatériaux.

L'essai aux barres de Hopkinson SHPB est analysé en détail en annexe M. C'est un essai classique de mesure du comportement des matériaux solides aux grandes vitesses de déformation.

Basé sur le principe de l'essai Proctor, un essai aux barres de Hopkinson modifié a été imaginé afin de tester la compactibilité d'un béton frais. Contrairement à l'essai SHPB décrit en annexe M, le dispositif est vertical. C'est la barre d'entrée qui est directement projetée contre l'échantillon, reproduisant des conditions expérimentales similaires à celles de l'essai Proctor.

L'utilisation de cette méthode d'essais par barres de Hopkinson permet de :

- compacter un échantillon de béton frais par des impacts successifs de masse tombante,
- mesurer l'histoire du chargement pendant l'impact (échelle de temps microscopique dont le temps caractéristique est la durée de chargement  $\simeq 5$  ms),
- analyser quantitativement (grâce à une mesure de contrainte) la réponse globale du matériau en vue de l'étude de sa compactibilité.

Le procédé de fabrication des blocs est basé sur l'efficacité des chocs exercés par la table vibrante (voir la section 1.2.2). Cette démarche expérimentale a donc pour but d'analyser la réponse du matériau soumis à un seul choc : ici l'impact de la barre tombante. L'influence de la vibration étant la capacité à induire des réarrangements de grains, c'est ce mécanisme que l'on souhaite observer. C'est pourquoi il est préférable de solliciter le matériau à des vitesses d'impact moyennes, de telle sorte que les niveaux de contrainte soient suffisamment faibles pour ne pas casser les granulats. La vitesse minimale du procédé est la vitesse imposée par la vibration. Elle est de l'ordre du mètre par seconde, pour une fréquence de 50 Hz et une amplitude de quelques millimètres.

Un essai SHPB classique a tout de même été réalisé sur le béton frais afin d'évaluer l'applicabilité de l'essai à notre étude et explorer le comportement à des vitesses supérieures. Les premiers résultats, décrits en annexe F, n'ont pas été concluants et l'essai n'a donc pas été amélioré.

#### 2.1.2 Choix technologiques

Une photographie du dispositif global, ainsi qu'un schéma explicatif sont donnés en figures 2.1 et 2.2.

Le montage est vertical, sans impacteur, constitué uniquement de deux barres. C'est la barre incidente qui est lâchée directement sur le béton pour créer l'impact. On parle donc aussi de "barre d'impact". La



Figure 2.1 – Photographie du dispositif (sans le moule)

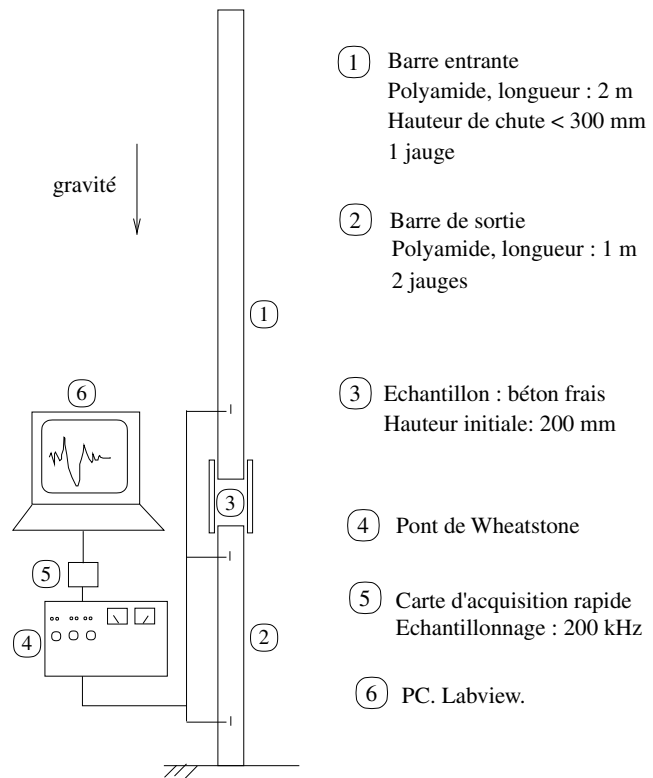


Figure 2.2 – Représentation schématique de l'essai aux barres de Hopkinson modifié

hauteur de chute est limitée à 300 mm, correspondant à une vitesse d'impact de 2.4 m/s.

### Les barres

Le cahier des charges des barres est le suivant :

- Les barres doivent avoir une impédance adaptée à celle du matériau testé. Le béton frais a des caractéristiques mécaniques très faibles étant donné son importante porosité et la présence de la pâte interstitielle. Elle est même pratiquement nulle lorsque l'échantillon vient juste d'être mis en place. Les barres sont donc en polyamide 6, de masse volumique  $1140 \text{ kg/m}^3$ .
- Les barres doivent avoir un diamètre suffisant pour réaliser le compactage confiné du béton frais. En effet les barres assurent l'écrasement, comme le pilon sur la presse vibrante (voir la section 1.2.2). Le moule utilisé ayant un diamètre de 66 mm, les barres ont un diamètre de 60 mm. Le jeu est suffisant pour assurer le confinement et éviter toute collision lors de l'entrée de la barre d'impact dans le moule.

### Le montage

Les barres sont guidées en translation par contact direct avec des plaques trouées en nylon. Celles-ci sont fixées sur un bâti en profilé d'aluminium solidaire d'un mur de réaction. Le coefficient de frottement au contact au niveau des glissières des barres est assez bas ( $\sim 0.2$ ). Le poids de la barre d'entrée est d'environ 7 kg, ce qui rend possible son utilisation de façon manuelle pour le lâcher.

La barre de sortie est posée directement sur le sol, sans amortisseur (les contraintes sont suffisamment faibles pour empêcher le flambage de la barre). Ce choix a été fait pour faciliter la mesure de la hauteur de l'échantillon après chaque impact. En effet, on suppose que la barre de sortie est fixe. La hauteur de l'échantillon suite à un impact est alors ramenée à la mesure de la pénétration de la barre d'impact dans le moule. Étant donnée la longueur caractéristique de tailles de grains constituant le matériau, la précision de la mesure est limitée à 0.5 mm. L'utilisation simple d'un réglét est donc justifiée.

Notons que le fait que la barre de sortie soit posée directement sur le sol a une influence sur l'histoire du chargement de l'échantillon. En effet, contrairement à un essai aux barres de Hopkinson classique avec amortisseur, l'onde transmise à la barre de sortie va induire, après réflexion sur le sol, une nouvelle phase de charge sur l'échantillon, parfaitement mise en évidence par les mesures.

### Le moule et l'échantillon de béton frais

Le moule contenant l'échantillon de béton frais est cylindrique, en deux parties afin de permettre la récupération de l'échantillon après l'essai (voir la figure 2.3). Il a une hauteur de 200 mm correspondant à la hauteur des moules industriels. Le diamètre de 66 mm est grand devant l'épaisseur des blocs (de 17 mm). Il est dimensionné à environ 10 fois la taille des plus gros grains. Ce critère est généralement accepté pour valider que l'échantillon soit suffisamment homogène comparé à la taille des hétérogénéités dans un matériau granulaire modèle (voir à ce sujet l'annexe A). La répétabilité des essais sera donc meilleure. Ce choix est assez éloigné du procédé industriel, pour lequel l'épaisseur de paroi des parpaings est de l'ordre de 2 fois la taille des plus gros grains (voir section 1.3.1), mais indispensable à cette démarche expérimentale.

Le moule est fixé à une plaque support solidaire du bâti du montage, de telle sorte que la barre de sortie soit en contact direct avec l'échantillon.

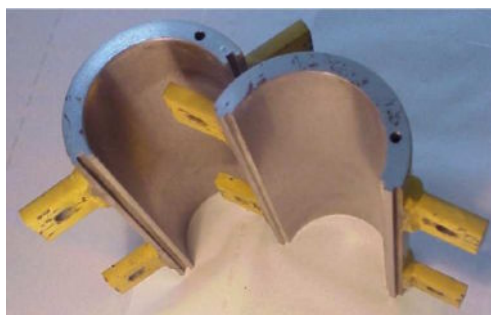


Figure 2.3 – Photo du moule utilisé : en acier en deux parties pour le démoulage de l'échantillon. Hauteur 200 mm, alésage  $\phi$  66 mm

### 2.1.3 Mesure et post-traitement

Le principe de mesure de l'essai aux barres de Hopkinson est donné en annexe N. Il repose sur les équations de la propagation des ondes élastiques dans les barres.

Le tableau 2.1 rassemble les informations techniques du montage.

Barres	Densité $\rho = 1042 \text{ kg/m}^3$	Module de Young $E = 3.1 \text{ GPa}$	Célérité des ondes $C = 1742 \text{ m/s}$
Moules	Diamètre intérieur $\Phi = 66 \text{ mm}$	Hauteur $H = 200 \text{ mm}$	Matériau Acier ou alu
Mesures	Programme de transport des ondes Fréquence d'échantillonnage $f = 200 \text{ kHz}$		
Chargement	Vitesse d'impact $V_0 \leq 3 \text{ m/s}$	Taux de déformation $\dot{\epsilon} \leq 30 \text{ s}^{-1}$	Mesure optique

Tableau 2.1 – Caractéristiques du montage



### Mesure brute

La barre d'entrée est équipée en un point de mesure situé à 130 mm de la face d'impact. Deux jauges de déformation, diamétralement opposées pour compenser la flexion parasite de la barre, sont montées en demi-pont.

La barre de sortie est équipée en deux points de mesure situés à 130 mm de chaque extrémité. La barre de sortie étant posée directement sur le sol, la condition limite n'est pas connue précisément (contrairement par exemple à un bord libre pour lequel la contrainte est nulle). C'est pourquoi une solution à deux points de mesure a été adoptée.

Chaque couple de jauges est relié à un pont de Wheatstone (intégrant un amplificateur), puis à une carte d'acquisition rapide échantillonnant le signal à 200 kHz. Les signaux sont enregistrés via un programme d'acquisition implémenté sous Labview, permettant :

- le déclenchement simultané de l'acquisition sur les 3 voies, à l'aide d'un trigger sur le signal délivré par la jauge collée sur la barre d'entrée,
- l'enregistrement d'un signal échantillonné, synchronisé pour les 3 voies,
- l'affichage du résultat de mesure, nécessaire au contrôle du bon déroulement de la mesure.

### Filtrage

Le transport des ondes depuis les points de mesure jusqu'aux interfaces barres / échantillon étant réalisé de façon itérative (voir plus loin), le bruit de mesure est propagé numériquement. Afin d'améliorer la qualité du signal calculé aux interfaces, le signal est filtré avant le calcul du transport. Un filtre passe-bas, dont la fréquence de coupure (de l'ordre de 15 kHz), est utilisé.

### Transport des ondes

La vitesse de l'impact étant faible et l'échantillon de grande hauteur, la durée de l'essai d'écrasement est longue. Il y a donc superposition de plusieurs ondes dans les barres. Le calcul du transport des ondes, permettant de déterminer les signaux de contrainte et de vitesse aux interfaces (voir en annexe N), doit donc être combiné à un calcul de décomposition des ondes. Dans ce cas, il existe des méthodes classiques de transport, qui sont décrites en annexe O.

Pour le calcul les ondes sont supposées élastiques, se propageant dans un état de contraintes unidimensionnelles, à une vitesse de 1742 m/s. La valeur de la vitesse de propagation de l'onde a été évaluée à partir de la mesure de la propagation d'un impact de marteau sur une barre (voir la figure 2.4).

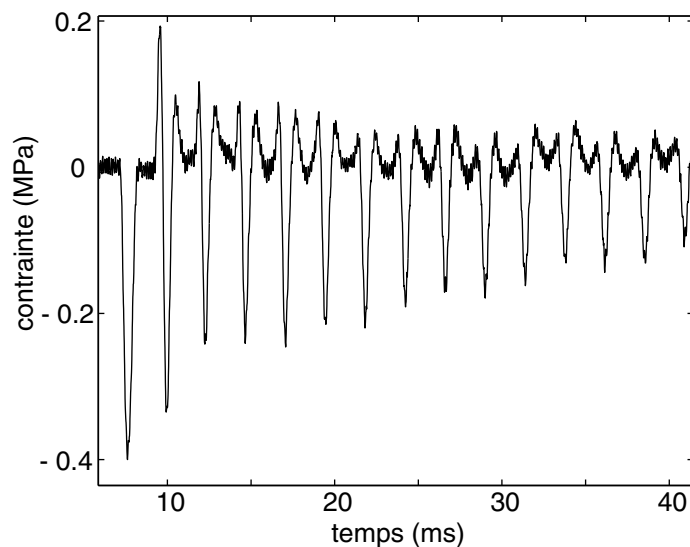


Figure 2.4 – Propagation d'une onde d'impact de marteau dans la barre d'entrée

Le calcul du transport des ondes a été programmé sous Matlab. Il est basé sur la méthode de décomposition dans le domaine temporel (Zhao and Gary [1997]). Le transport est aussi effectué dans le domaine temporel étant donné que l'on n'effectue pas de correction de la dispersion. En effet, les calculs de la propagation d'une onde élastique dans une barre (Pochhammer [1876], Chree [1889], Rayleigh [1945]) montrent

qu'il y a un effet de la géométrie de la barre sur la vitesse de phase des ondes, en fonction de la longueur d'onde (voir figure 2.5).

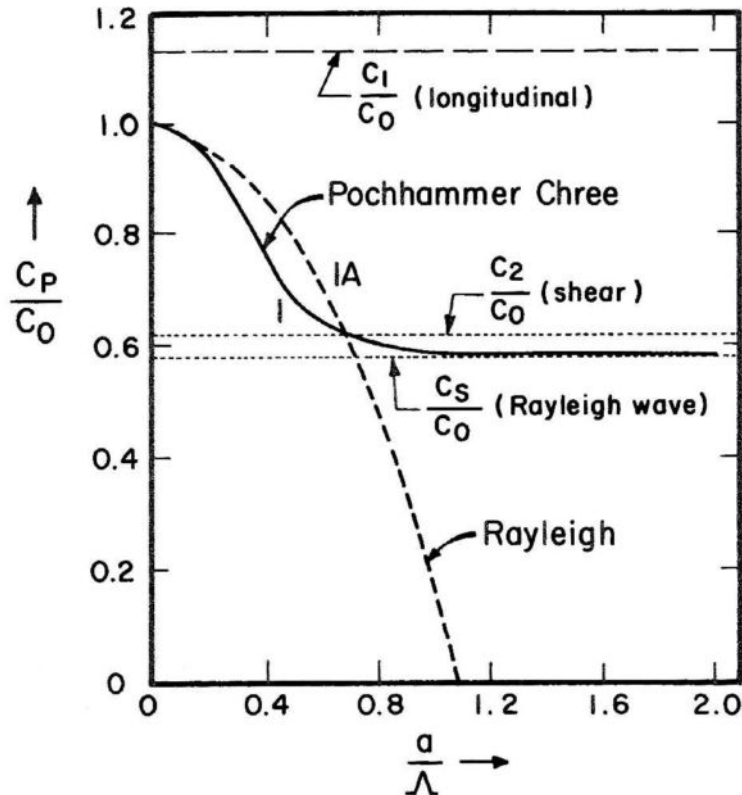


Figure 2.5 – Influence du rapport  $a/\Lambda$  sur la vitesse de l'onde élastique se propageant dans une barre.  $a$  est le rayon de la barre et  $\Lambda$  la longueur d'onde (Meyers [1994])

La longueur d'onde est déterminée principalement par le temps de montée de la contrainte, celui-ci dépendant de la vitesse d'impact (Meyers [1994]). Dans notre cas, étant donné que la vitesse d'impact est faible, le temps de montée est très lent, comme indiqué sur la figure 2.6. La figure 2.7 montre la décomposition en séries de Fourier du signal pendant le temps de montée. On peut donc évaluer le rapport  $a/\Lambda$  à environ 0.01. D'après les résultats de la figure 2.5, la correction de la dispersion n'est donc pas nécessaire.

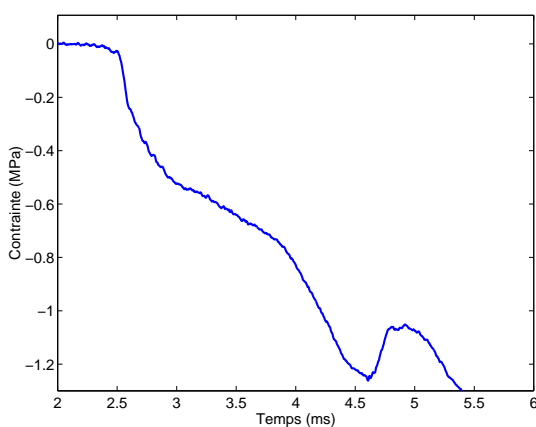


Figure 2.6 – Le temps de montée de la contrainte est très lent dans notre application

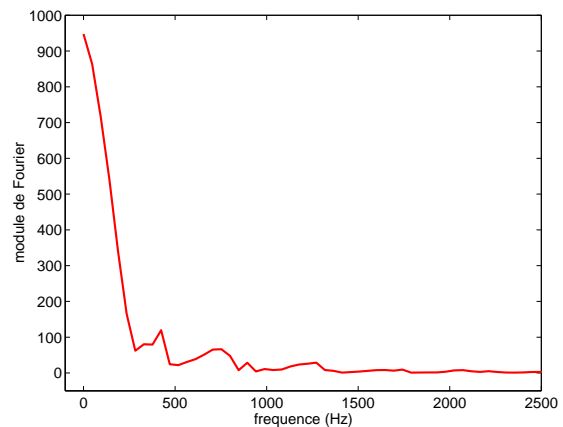


Figure 2.7 – Spectre de la décomposition en séries de Fourier du signal de contrainte

L'algorithme de la figure 2.8 donne les étapes de la stratégie de traitement des mesures délivrées par

les jauges. Cet algorithme est itératif. Ceci justifie les opérations de filtrage et de troncature du signal brut avant le calcul.

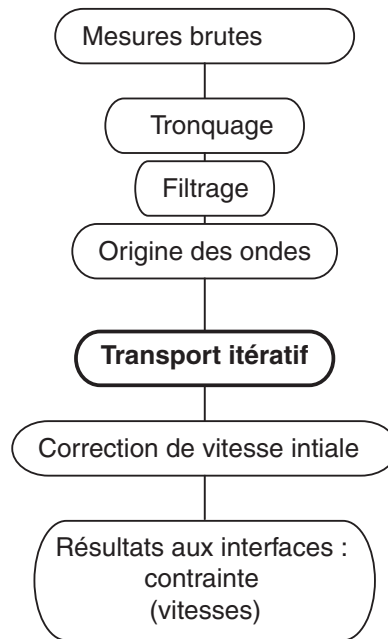


Figure 2.8 – Architecture schématique du programme de post-traitement des mesures

Dans cet algorithme, on peut noter que :

- la vitesse initiale  $V_0$  est donnée par l'utilisateur. La mesure à l'aide d'un capteur de vitesse optique (voir annexe F) a donné une précision équivalente à la mesure de la hauteur de chute  $H$ , et  $V_0 = \sqrt{\rho gh}$ ,
- on introduit une étape de correction de la vitesse initiale, permettant de diminuer l'erreur sur la valeur calculée du compactage. La démarche est expliquée en section G.

Les figures 2.9 et 2.10 montrent respectivement les signaux mesurés (suite aux opérations de filtrage) et les signaux calculés aux interfaces. Ce résultat concerne un seul impact sur un échantillon de béton frais déjà fortement compacté.

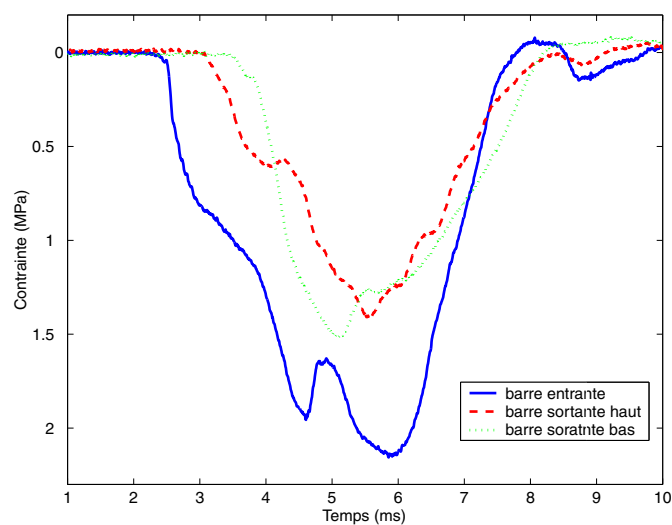


Figure 2.9 – Signaux mesurés par les trois jauges. Impact n°5, hauteur de chute 300 mm

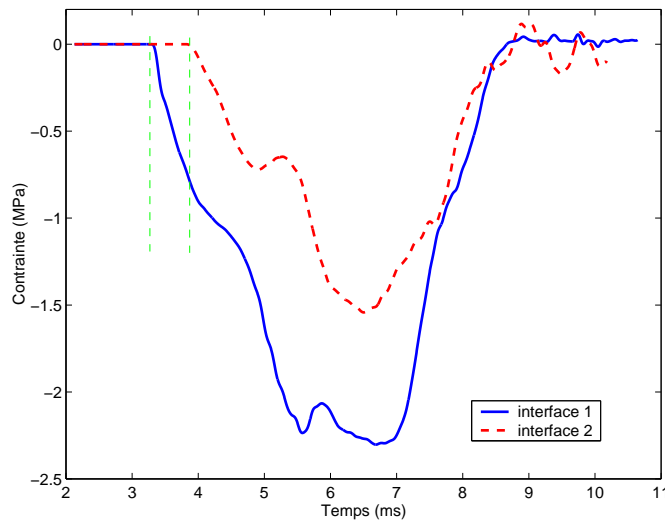


Figure 2.10 – Signaux de contrainte reconstruits aux interfaces barres/échantillon. Impact n°5, hauteur de chute 300 mm

## 2.2 Mise au point de l'essai

L'essai mis en œuvre, décrit en section F, est un essai aux barres de Hopkinson original, réalisé dans des conditions inadaptées à ce genre d'essais :

- échantillon de grande hauteur, confiné, avec frottement aux parois,
- vitesse d'impact relativement faible, inférieure à 2.5 m/s,
- impact direct, sans impacteur,
- barre de sortie posée sur le sol,
- longue durée de l'essai.

La validation de l'essai est donc présentée dans cette section.

### 2.2.1 Déroulement de l'essai

La figure 2.11 montre schématiquement la procédure de déroulement d'un essai complet de compactage du béton frais à l'aide du dispositif aux barres de Hopkinson.

La durée totale de l'essai est de l'ordre de 45 minutes, dont seulement 10 minutes pour la phase propre à l'enregistrement des mesures. On suppose donc qu'il n'y a pas de changement notable de rhéologie durant cette période.

D'un point de vue pratique, le lâcher de barre est fait à partir d'une hauteur de chute prenant en compte la hauteur de l'échantillon mesurée suite à l'impact précédent, de façon à réaliser un essai complet à vitesse d'impact constante.

### 2.2.2 Répétabilité

Les sources d'erreurs de répétabilité sont :

- la vitesse d'impact. En effet la barre d'entrée est lâchée manuellement depuis une hauteur donnée. Un capteur de mesure de la vitesse d'impact a été utilisé mais la précision n'est pas meilleure que par l'estimation donnée par le calcul. L'incertitude sur la valeur de la vitesse initiale est donc de l'ordre de 5 %, sachant que la vitesse initiale est un facteur très sensible dans le calcul de transport des ondes,
- la condition limite à l'interface barre de sortie/sol. Elle peut créer une perturbation sur le signal qui de plus, d'un choc à un autre, peut varier si la barre bouge légèrement. Cet effet est aléatoire mais est mesuré et peut donc être contrôlé,
- la densité initiale du matériau testé. Suite aux observations faites durant les essais sur machine hydraulique, on peut considérer que cette variabilité de la densité initiale est négligeable si l'on prend

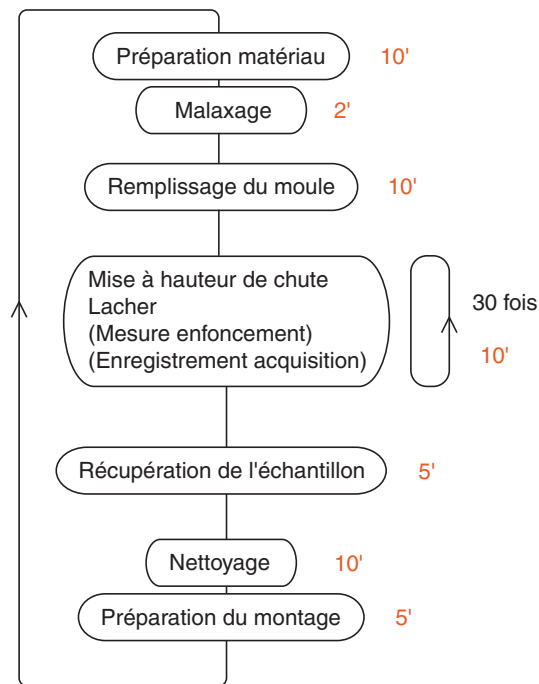


Figure 2.11 – Déroulement d'un essai de compactage sous impacts

la densité comme variable de déformation.

La répétabilité du système de mesure est donc très bonne.

### 2.2.3 Validation de la mesure

Les mesures enregistrées sur chaque interface barres/échantillon sont indépendantes, et issues du calcul de transport des ondes. Par conséquent, afin d'évaluer la précision et la validité du système de mesure, un essai à vide est effectué : barre contre barre. La barre d'impact est donc lâchée directement sur la barre de sortie. La validation est faite en comparaison avec le résultat théorique, et un résultat numérique calculé avec le code LS-DYNA.

Le calcul numérique est fait sous les hypothèses suivantes :

- les barres ont une loi de comportement purement élastique,
- le calcul est axisymétrique,
- la condition initiale est une vitesse imposée  $v_0$  de la barre d'impact,
- la condition limite de déplacement est imposée nulle pour le contact avec le sol,
- tous les contacts sont de type surface/surface sans frottement.

La comparaison entre les signaux mesurés et les signaux calculés est donnée sur la figure 2.12.

On peut observer sur cette figure notamment toute l'histoire du chargement :

1. Impact : une onde se propage simultanément vers le haut dans la barre d'entrée et vers le bas dans la barre de sortie.
2. Retour de l'onde d'impact dans la barre de sortie après réflexion sur le sol, qui double pratiquement la contrainte. Le sol s'apparente donc pratiquement à un mur rigide, sauf que le contact n'est pas parfait, et l'on constate notamment l'introduction d'une perturbation suite à cette réflexion. D'où l'importance d'équiper la barre de sortie avec deux points de mesure.
3. Retour de l'onde d'impact dans la barre d'entrée, après réflexion sur le bord libre (condition exacte de contrainte nulle). Cette réflexion induit ici la décharge du système.

Les ordres de grandeurs des contraintes ainsi que la forme globale du signal sont très bons. Néanmoins, la comparaison entre signaux mesurés et calculés donne des indications sur la précision de notre système de mesure. Au moment de l'impact notamment, l'écart au signal théorique est beaucoup plus important dans le cas réel que pour le cas parfaitement élastique de la simulation. Le temps de montée de la contrainte est donc particulièrement long. Ceci est lié à la faible vitesse d'impact (Meyers [1994]). L'existence de ce temps de

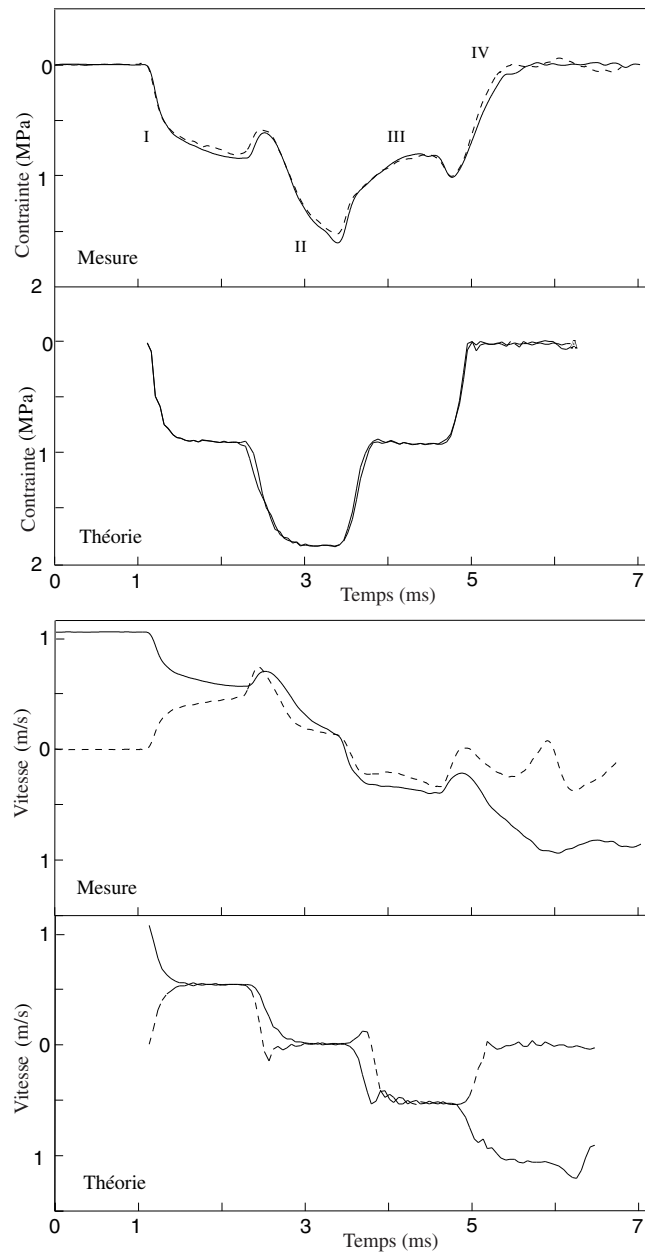


Figure 2.12 – Essai de validation sans échantillon : barre contre barre. La contrainte et la vitesse aux interfaces sont comparées à la solution théorique. (I) Charge due à l'impact, (II) Surcharge due à la réflexion de l'onde transmise sur le sol, (III) Décharge due à la réflexion de l'onde réfléchie au bord libre de la barre d'entrée, (IV) Décharge finale

montée très long induit une erreur importante sur la mesure du déplacement des interfaces de l'échantillon. L'existence d'une certaine "épaisseur" du contact, schématisant un contact qui n'est pas parfaitement plan est discutée en annexe G.

Remarque : la correction n'est pas nécessaire sur le premier choc, l'erreur étant petite devant le compactage total. De plus, sur les chocs suivants, la correction réduit l'erreur sur la mesure de la hauteur de l'échantillon à partir de la mesure des vitesses aux interfaces, sans finalement aboutir à une mesure suffisamment précise. La mesure de la vitesse des interfaces barres/échantillon ne sera donc pas nécessaire pour l'exploitation des résultats. La mesure de l'enfoncement de la barre d'impact au réglet, faite en cours d'essai, est suffisante.

### 2.2.4 Forme du signal calculé aux interfaces

Les figures 2.13 et 2.14 montrent les signaux de contrainte et de vitesse calculés aux interfaces de l'échantillon, d'un essai effectué sur le béton frais.

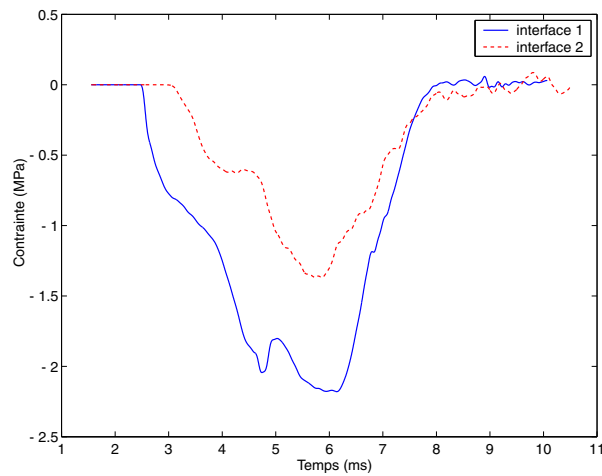


Figure 2.13 – Signaux de contrainte aux interfaces pour un essai sur le dispositif modifié

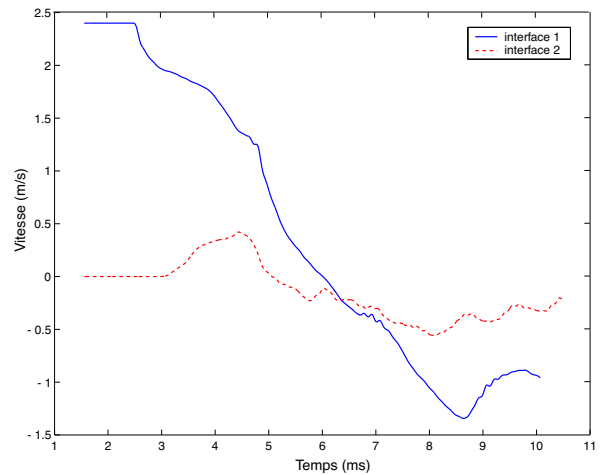


Figure 2.14 – Signaux de vitesse aux interfaces pour un essai sur le dispositif modifié

On peut alors tracer une courbe contrainte/densité apparente, qui caractérise la réponse du matériau testé à l'impact. La figure 2.15 montre l'influence de la correction exposée en annexe G sur la courbe de compression d'un essai réalisé sur le béton frais.

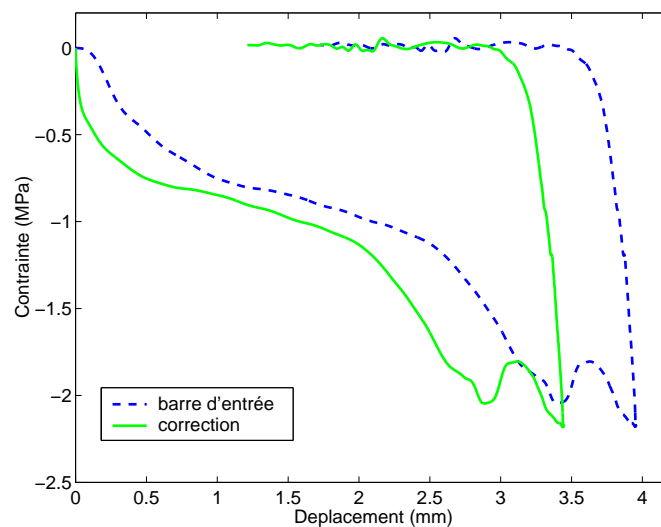


Figure 2.15 – Effet de la correction sur la courbe de compression pour un essai sur le béton frais

## Chapitre 3

# Résultats de l'analyse expérimentale du compactage sous impacts

### 3.1 Propagation des ondes dans le béton frais

L'essai aux barres de Hopkinson permet d'évaluer la vitesse de propagation des ondes dans le béton frais.

Lorsque la barre d'entrée génère un impact sur l'échantillon, il y a propagation d'une onde de compression dans l'échantillon. Ceci se manifeste par un *retard* entre les signaux mesurés chronologiquement par la barre d'entrée puis par la barre de sortie (voir figure 3.1). C'est le cas pour tous les impacts sauf pour le premier, le béton ayant une impédance encore négligeable. Suite à une première consolidation, l'impédance devient non-négligeable et l'impact est généré sur la barre de sortie. Le retard est donc inversé (voir figure 3.2).

La détermination de l'origine des ondes sur les deux signaux est faite visuellement. Elle est d'autant plus précise que le niveau de contrainte est élevé (l'incertitude est donc grande pour les premiers impacts).

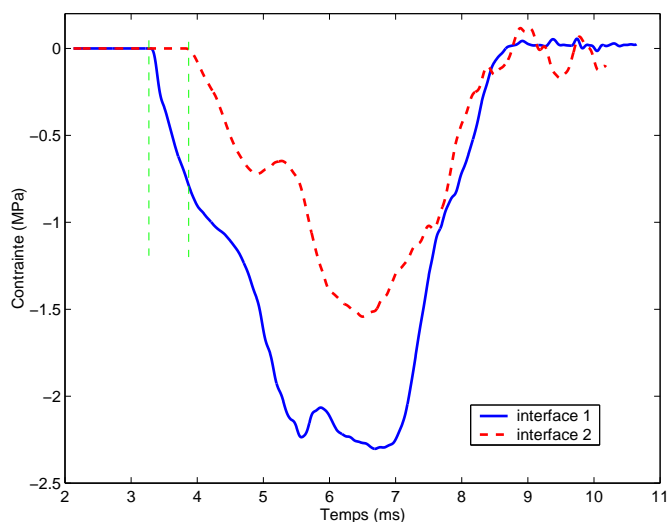


Figure 3.1 – Contraintes reconstruites aux interfaces barre/échantillon. Impact n°5, hauteur de chute : 300 mm

#### 3.1.1 Vitesse des ondes dans le béton frais

La figure 3.3 montre la dépendance du retard avec le numéro de l'impact.



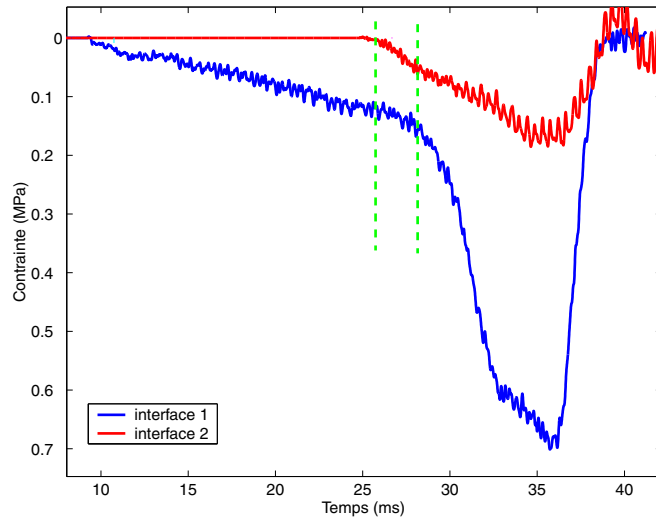


Figure 3.2 – Phénomène d'inversion du retard pour le premier impact

On suppose que la vitesse des ondes est constante durant la traversée de l'échantillon. La vitesse théorique  $C_p$ , supposée uniforme, est calculée :

$$C_p = \frac{h}{\Delta t}$$

où  $h$  est la hauteur de l'échantillon. Cette hauteur est prise comme étant la hauteur de l'échantillon suite à l'impact précédent. Pour le premier impact, la hauteur est calculée à partir de la valeur de la densité de consolidation  $\rho_D$ . Le calcul de  $\rho_D$  n'est pas nécessaire à la compréhension ici et sera explicité en section 3.3.3.

La figure 3.4 montre l'évolution de la vitesse  $C_p$  avec la densité apparente de l'échantillon.

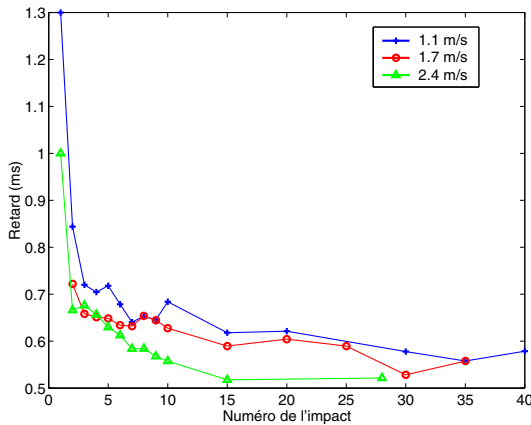
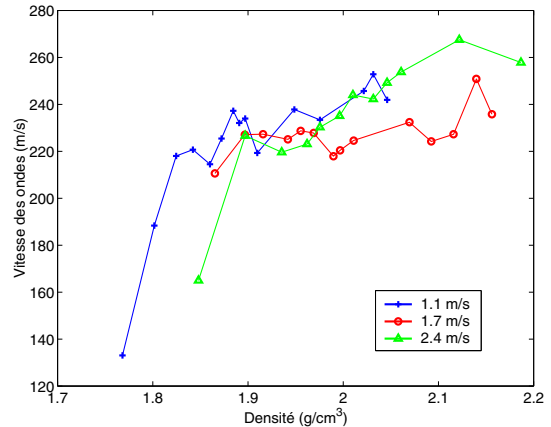


Figure 3.3 – Évolution du retard avec le nombre d'impacts


 Figure 3.4 – Vitesse  $C_p$  en fonction de la densité apparente

La vitesse calculée pour le premier choc est vraisemblablement sous-estimée. Il est en effet difficile pour ce choc de déterminer précisément le retard. Pour tous les autres chocs, la vitesse des ondes augmente avec la densité et ne dépend pratiquement pas de la vitesse d'impact. L'ordre de grandeur est de 230 m/s.

### 3.1.2 Réflexion sur la propagation de l'onde de compression dans le béton frais

L'ordre de grandeur de la vitesse de propagation des ondes dans le béton frais est faible : inférieure à 300 m/s. L'ordre de grandeur de la célérité des ondes plastiques dans le matériau peut être évaluée à partir des caractéristiques mécaniques du béton :  $C_p = \sqrt{\frac{E_p}{\rho}}$ .

Remarque : ce calcul ne tient pas compte du fait que l'échantillon est confiné car l'erreur est négligeable.

La figure 3.5 montre la comparaison de la vitesse des ondes plastiques calculée à partir d'une courbe de compactage quasi-statique monotone, et celle des ondes dynamiques calculée précédemment. Un modèle d'onde plastique a tendance à sous-estimer la vitesse des ondes comparé à la mesure faite à partir des essais aux barres de Hopkinson.

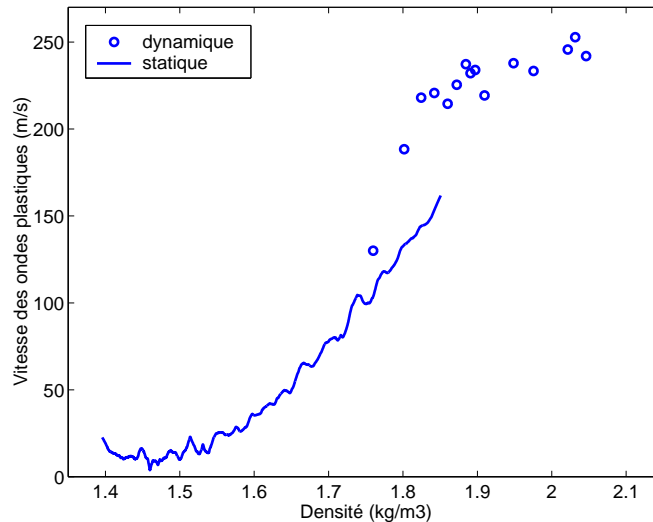


Figure 3.5 – Comparaison des vitesses des ondes dans le béton frais, calculées à partir des essais statiques, et mesurées par les barres de Hopkinson

La comparaison directe n'est cependant pas exempte d'approximations fortes, puisque les mécanismes de déformation ne sont pas équivalents, ne serait-ce que du point de vue des conditions aux limites de frottement.

## 3.2 Courbes de densification

*Les courbes de densification  $\rho(t)$  correspondent exactement à la mesure Proctor. Elles n'apportent qu'une information sur la rapidité de l'opération de compactage sous impacts, en fonction de l'énergie.*

La courbe de densification, dans le cas de l'essai de compactage sous impacts, est obtenue d'après les mesures de pénétration de la barre d'entrée dans le moule suite à chaque impact. La mesure pertinente de temps est donc par conséquent le numéro de l'impact  $N$ .

La figure 3.6 montre l'évolution de la densité avec le nombre d'impacts, pour trois valeurs différentes de vitesse initiale.

### 3.2.1 Analyse des courbes

Les courbes de densification présentées sur la figure 3.6 sont cohérentes avec les courbes classiques de densification d'un matériau granulaire sous chargement cyclique à énergie imposée (voir la section C).

Afin d'analyser la rapidité du compactage, représentée par exemple par la contribution de chaque impact à l'accroissement total de densité, les points expérimentaux sont fittés par une loi puissance. Elle ne modélise aucun phénomène physique, il s'agit simplement ici d'interpoler mathématiquement la courbe à tous les impacts, puisque en pratique la mesure n'est pas réalisée systématiquement (comme l'indique la figure 3.6). La figure 3.7 montre cette interpolation, ne prenant pas en compte la densité initiale à  $N = 0$ .

La figure 3.8 montre, en fonction du numéro d'impact, l'évolution de la contribution de chaque impact à la densification totale.

On remarque que :

- 55 % du compactage final est atteint suite au premier impact seulement,

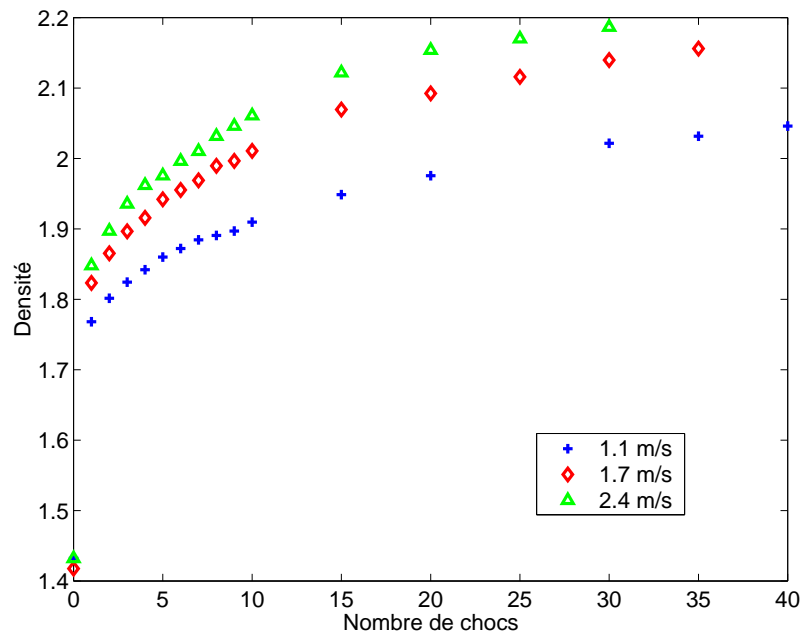


Figure 3.6 – Évolution de la densité avec le nombre d'impacts pour différentes vitesses d'impact

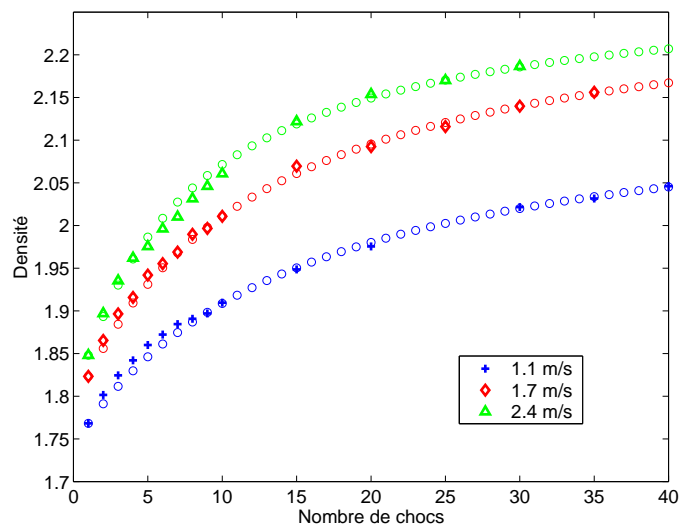


Figure 3.7 – Extrapolation, par une loi puissance, des courbes de densification à tous les chocs

- pour les impacts suivants, la contribution élémentaire est faible (inférieure à 6 %), et décroît avec la densification du béton testé. Au vingtième impact la contribution est de l'ordre de 1 %, et au trentième impact elle n'est plus que de 0.5 %. Il est donc difficile d'étudier précisément les mécanismes du compactage durant un unique choc. Une étude globale, à l'échelle de l'essai, est plus pertinente,
- au-delà du dixième impact, l'influence de la vitesse d'impact est négligeable. L'observation d'une inversion de l'efficacité de la vitesse sur la contribution de chaque impact, ne peut être due qu'au cumul de l'erreur de mesure et d'interpolation et ne doit pas être entérinée.

#### Remarque : relation temps/nombre d'impacts

La variable "nombre d'impacts" n'est pas une variable de temps très pertinente puisque la durée varie selon les impacts. La figure 3.9 montre l'évolution de la durée d'impact selon leur numéro, pour deux vitesses d'impact initiales.

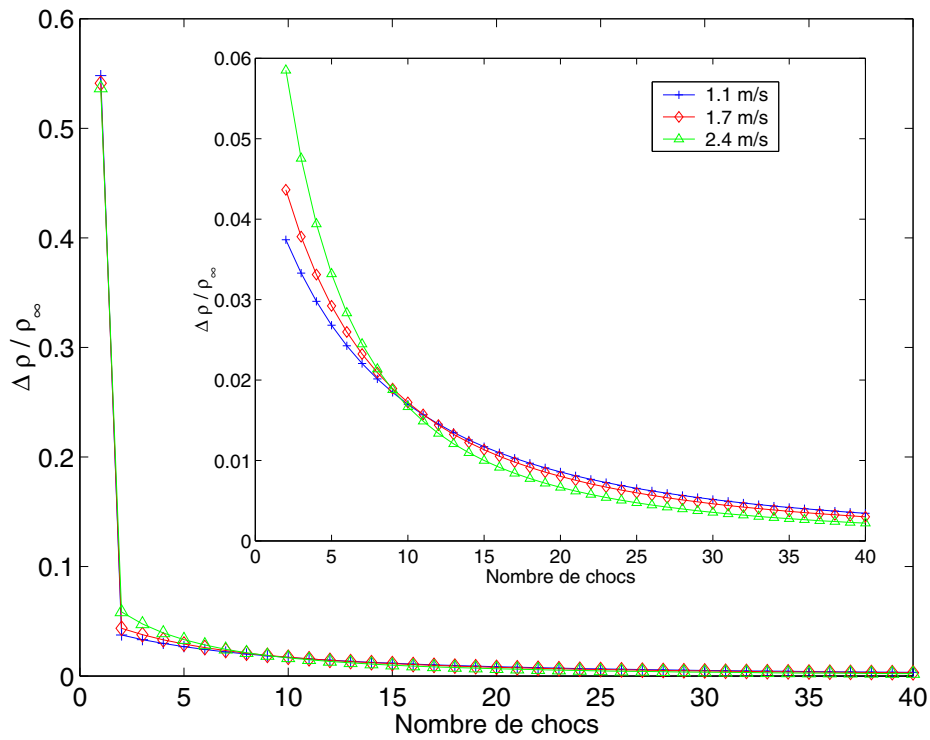


Figure 3.8 – Densification relative de chaque impact par rapport à la densification finale (zoom)

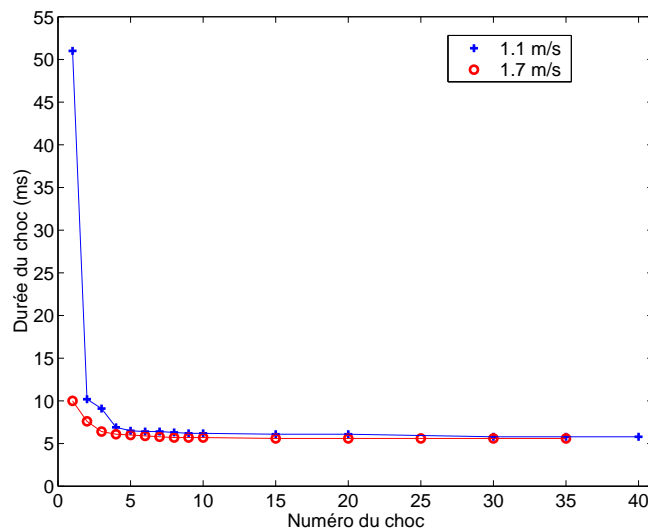


Figure 3.9 – Évolution du temps d'impact

La durée d'impact dépend naturellement de l'impédance du matériau testé mais aussi de la vitesse d'impact. En effet, le retour d'une onde dans la barre d'entrée ne provoque le décollement de la barre que si l'impédance du béton est plus grande que l'impédance de la barre.

### 3.3 Étude de l'impact initial

Le premier impact sur un échantillon après introduction du matériau dans le moule est appelé l'impact initial. Il fait l'objet d'une analyse spécifique puisque 55 % du gain de densité total est atteint durant celui-ci (section 3.2) et qu'il est sujet à une dynamique des ondes particulière (section 3.1).

L'exemple considéré est celui de la figure 3.10, représentant le signal aux interfaces calculé pour le premier impact, pour une vitesse d'impact de 2.4 m/s. Les résultats sont similaires quelles-que-soient les vitesses d'impact. On pourra noter que la durée de l'impact est grande devant la durée pour tous les autres impacts : environ 30 ms contre environ 3 ms. La durée est donc ici environ 15 fois plus grande que la durée d'un aller-retour d'onde dans la barre d'entrée.

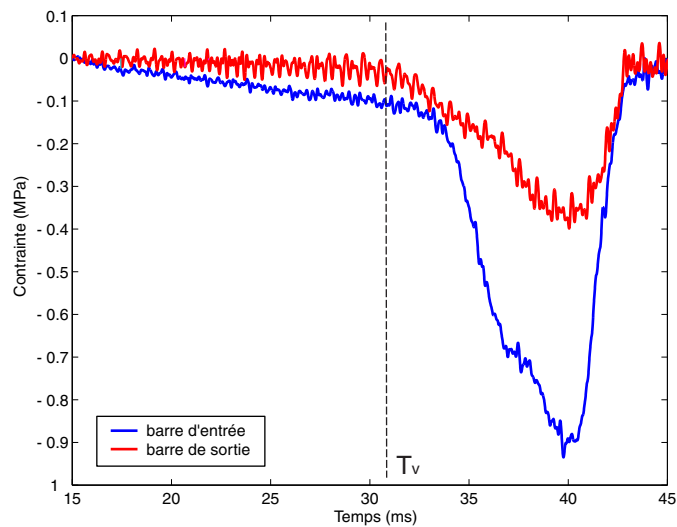


Figure 3.10 – Premier impact, hauteur de chute 300 mm

### 3.3.1 Mécanismes du compactage durant l'impact initial

L'essai aux barres de Hopkinson permet d'avoir une mesure précise de l'évolution de la contrainte au cours du compactage. Le signal de la figure 3.10 montre que le compactage se déroule en deux phases consécutives. Celles-ci sont séparées par un évènement correspondant à un changement de rhéologie du béton frais. En effet, dans la première phase le matériau écrasé est un matériau très mou, tandis que dans la seconde phase le matériau est plus résistant, d'où l'augmentation de la contrainte.

**Première phase du compactage** Cette phase dure pendant un temps long (environ 15 ms) devant le temps d'un aller-retour de l'onde se propageant dans les barres (environ 1 ms pour la barre de sortie). Pendant toute cette phase, le signal de contrainte mesuré sur la barre d'entrée est très faible ( $\leq 0.2$  MPa). Ceci est dû à l'impédance initiale du matériau testé, pratiquement nulle. Le béton n'oppose alors pratiquement aucune résistance à l'enfoncement de la barre d'impact. La mesure sur la barre de sortie est nulle (ou négligeable). On ne détecte donc aucune propagation d'onde dans l'échantillon durant toute cette phase.

**Deuxième phase du compactage** Cette phase présente une réponse similaire aux signaux mesurés pendant les impacts suivants (voir la section 2.2.4). On remarque en particulier les sauts de contrainte traduisant le passage des ondes de compression, à la charge et à la décharge. On peut donc calculer la vitesse de l'onde plastique, supposée stationnaire, se propageant dans le matériau compacté. Cette étude est intégrée à l'étude expérimentale de la propagation des ondes pour tous les chocs, en section 3.1.

**Entre les deux phases** Les deux phases peuvent être séparées au moment du saut de contrainte dû à l'impact de l'échantillon contre la barre de sortie. A cet instant, le matériau a une impédance non négligeable et la différence de vitesse entre le béton frais et la barre de sortie crée une onde de contrainte qui se propage. L'impact a lieu d'abord sur la barre de sortie, puis sur la barre d'entrée. Ceci justifie le phénomène d'inversion du retard dont il est question en section 3.1.

Étant donné que durant toute la première phase du compactage l'impédance du béton était négligeable, ceci confirme le changement des caractéristiques mécaniques du matériau. Plus précisément, ceci illustre le changement de rhéologie classiquement observé sur les matériaux granulaires, appelé "transition vitreuse", ou "consolidation" ou encore "changement de phase" et qui correspond au passage d'un état plutôt "fluide" à un état plutôt "solide".

### 3.3.2 Mode de compactage avant la transition vitreuse

Le compactage du béton se fait initialement sous l'effet de la force de poussée de la barre d'impact, transmise de proche en proche par le matériau compacté. Ceci est illustré sur la figure 3.11 : sous l'action de la barre, la première couche de matériau se compacte, se bloque, et vient alors transmettre l'effort de poussée vers la deuxième couche, etc, jusqu'à atteindre la barre de sortie et créer un impact.

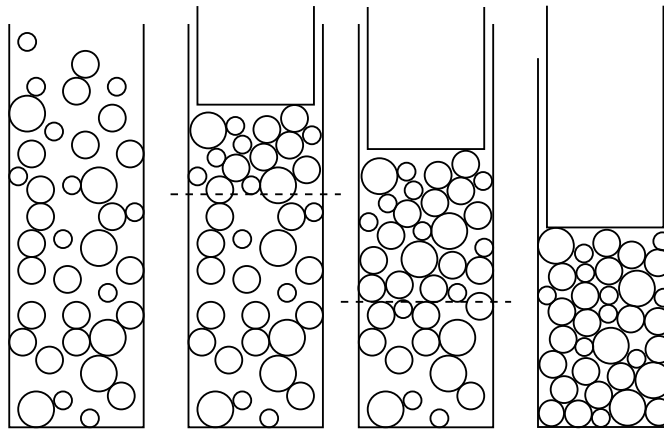


Figure 3.11 – Mécanisme de compactage d'un matériau très mou et bloquant

Ce mode de déformation s'apparente à la déformation plastique due à la propagation d'une onde de choc "supersonique" dans le matériau. En effet, si l'on considère que la vitesse d'impact de la barre d'entrée est plus grande que la vitesse de propagation des ondes dans le matériau, alors il y a bien propagation d'une discontinuité de contrainte, de vitesse et de densité, qui est une onde de choc.

Des travaux effectués sur les mousses métalliques sollicitées à grandes vitesses de déformation font apparaître les mêmes observations (Reid et al. [1993], Lopatnikov et al. [2004]). Ces mêmes auteurs reproduisent le mode de compactage à l'aide d'un modèle d'onde de choc, associé à un comportement du matériau rigide, parfaitement plastique, bloquant (RPPB).

#### 3.3.2.1 Application d'un modèle d'onde

La théorie est adaptée à notre étude selon le raisonnement suivant. Le matériau est modélisé par un comportement RPPB, dont la cohésion initiale est supposée nulle et la densité de blocage correspondant à la densité de transition vitreuse (définie en section C), comme indiqué sur la figure 3.12 ( $\epsilon_D$  est pris positif en compression).

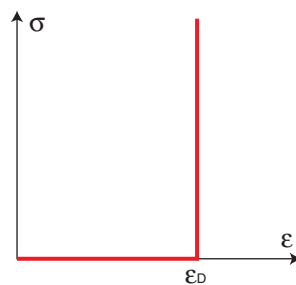


Figure 3.12 – Adaptation du modèle RPPB (Reid et al. [1993])

Sous l'action de la barre, le volume de béton frais compacté augmente, comme indiqué sur la figure 3.13. Le front de matière, séparant le volume compacté du volume non compacté, se déplace alors à une vitesse  $C_s$ .

L'équation de conservation de la masse sur la surface de discontinuité donne :

$$\rho_D(V_b - C_s) = -\rho_0 C_s \quad (3.1)$$

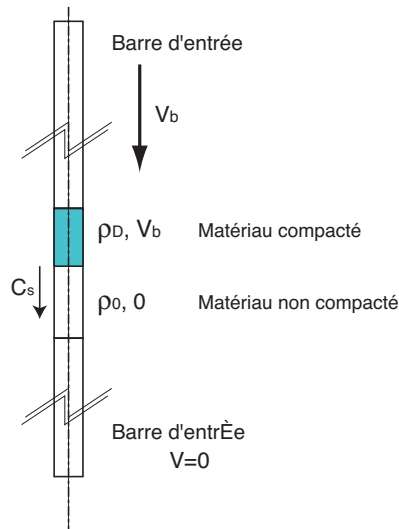


Figure 3.13 – Processus de compactage sous l'action de l'onde de choc

La vitesse de propagation du front de l'onde de choc  $C_s$  est calculée à partir de la vitesse de la barre  $V_b$  :

$$C_s = \frac{\rho_D}{\rho_D - \rho_0} V_b \quad (3.2)$$

Le niveau de contrainte est donné par la relation :

$$\sigma^d = \frac{\rho_0 V_b^2}{\varepsilon_D}$$

### Vitesse de l'onde de choc

L'expression de la vitesse de l'onde de compactage 3.2, mesurée sur des essais d'impact initial sur le béton frais, permet de mesurer indirectement la densité de transition vitreuse correspondante.

La mesure concerne l'instant du choc sur la barre de sortie  $t_D$ , correspondant à la densification complète de l'échantillon sous l'effet de l'onde de choc. En supposant, en première approximation, que la vitesse de la barre est constante durant toute la durée du choc, la vitesse de propagation de l'onde de choc  $C_s = 0.2/\Delta t$  peut être calculée (0.2 est la longueur de l'échantillon et donc la distance de parcours de l'onde). D'où le calcul de la densité de transition vitreuse  $\rho_D$ . Pour le cas tracé sur la figure 3.10, les valeurs numériques donnent :  $\varepsilon_D = 0.14$ ,  $\rho_D = 1.63$ . Une étude plus complète, notamment concernant l'influence de la vitesse sur cette densité critique, est faite en section suivante.

### 3.3.3 Transition vitreuse

La signification et l'origine microscopique de ce changement de rhéologie sont décrits en annexe B.

#### Effet de la vitesse d'impact sur la transition vitreuse

A partir de l'étude précédente du mécanisme de compactage par onde de choc (section 3.3.2), on s'intéresse à l'influence de la vitesse d'impact sur la densité de la transition vitreuse.

Afin de réduire le temps nécessaire à la réalisation de tous ces essais, le matériau issu d'une gâchée est réutilisé pour faire plusieurs impacts initiaux. La procédure utilisée est la suivante :

- introduction du matériau dans le moule,
- compactage sous impact (un seul impact),
- démontage du moule et récupération du matériau, remontage du moule,
- réintroduction du matériau dans le moule, etc.

Afin de déceler un éventuel changement de rhéologie au cours du temps, les impacts ne sont pas réalisés avec des vitesses croissantes avec leur numéro (qui représente le temps). La série est donnée dans le tableau 3.1. De plus, deux essais sont présentés, réalisés dans les mêmes conditions expérimentales, mais pour deux

gâchées successives de matériau.

Numéro de l'impact	1	8	2	3	7	4	6	5
Hauteur de chute (mm)	50	80	100	150	170	200	250	300
Vitesse d'impact (m/s)	1	1.27	1.41	1.73	1.84	2	2.24	2.45

Tableau 3.1 – Essais d'impacts sur des échantillons vierges

La figure 3.14 montre l'évolution de quelques signaux de contrainte mesurés sur la barre d'entrée, pour différentes vitesses d'impact.

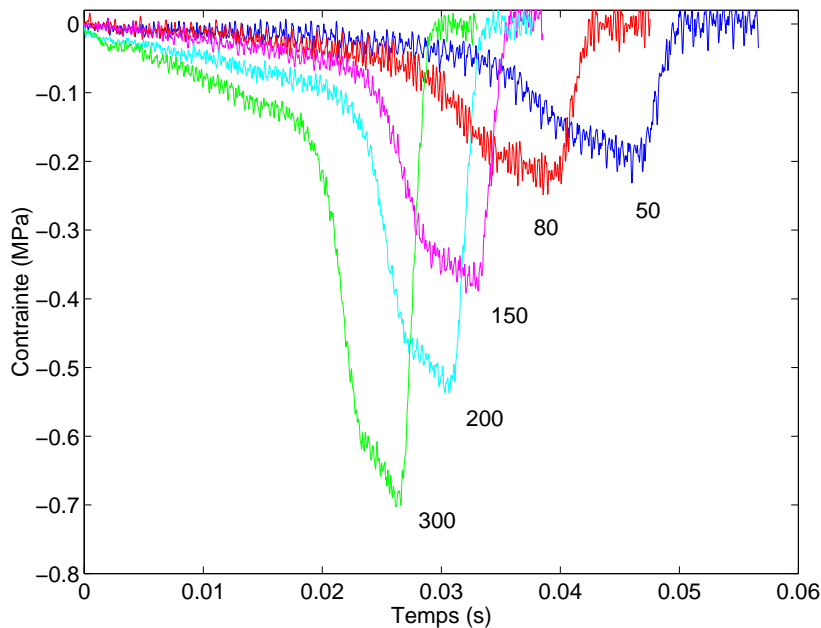


Figure 3.14 – Évolution des courbes de compression avec la vitesse d'impact

La figure 3.15 montre l'évolution de la densité de transition vitreuse en fonction de la vitesse d'impact. Les résultats montrent que la densité de transition vitreuse est plus importante lorsque la vitesse d'impact augmente.

Remarque : tous les points situés en-dessous de la courbe de régression correspondent aux essais réalisés en dernier dans le temps. Ceci confirme qu'il y a bien un changement de rhéologie au cours du temps, qui n'est pas négligeable, notamment sur la densité de transition vitreuse (variation de plus de 10 %).

Ces résultats expérimentaux montrent donc une amélioration notable de la compactibilité du béton frais avec la vitesse d'impact. En effet, plus la vitesse d'impact augmente, plus l'empilement est dense lorsqu'il se bloque. Cette évolution est monotone et tend vers une asymptote qui est la densité limite maximale pouvant être atteinte avant que la compactibilité du matériau ne soit affectée par le changement de rhéologie.

La figure 3.3.3 montre deux résultats d'essais correspondant à deux essais réalisés dans les mêmes conditions expérimentales. De plus, les densités initiales correspondant à chaque choc ont été rajoutées sur le graphe. On remarque que la tendance est confirmée, avec cependant une erreur de répétabilité entre les deux essais.

### 3.4 Efficacité globale du compactage sous impacts

*Tous les impacts suivant l'impact initial sont similaires. Leur exploitation individuelle est difficile mais l'essai aux barres de Hopkinson permet d'analyser l'efficacité globale due à l'accumulation.*



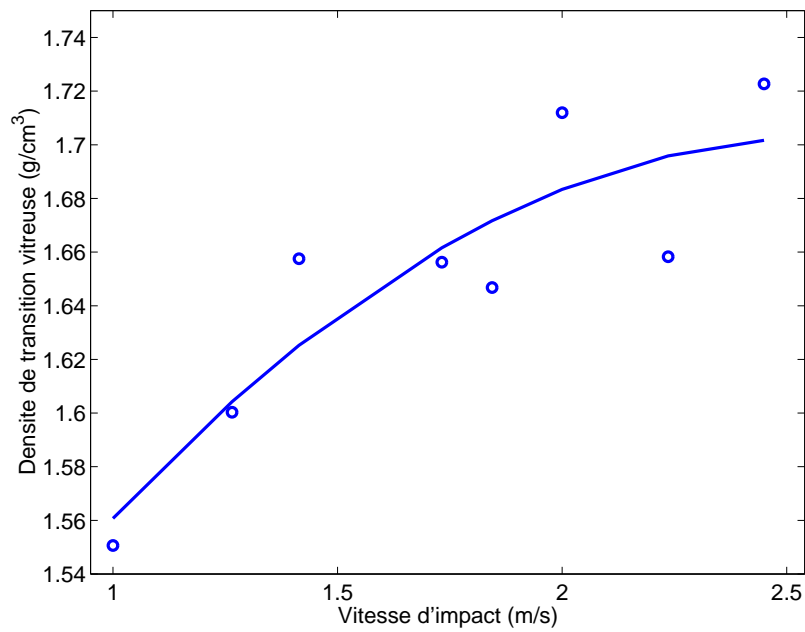


Figure 3.15 – Influence de la vitesse d'impact sur la densité de transition vitreuse

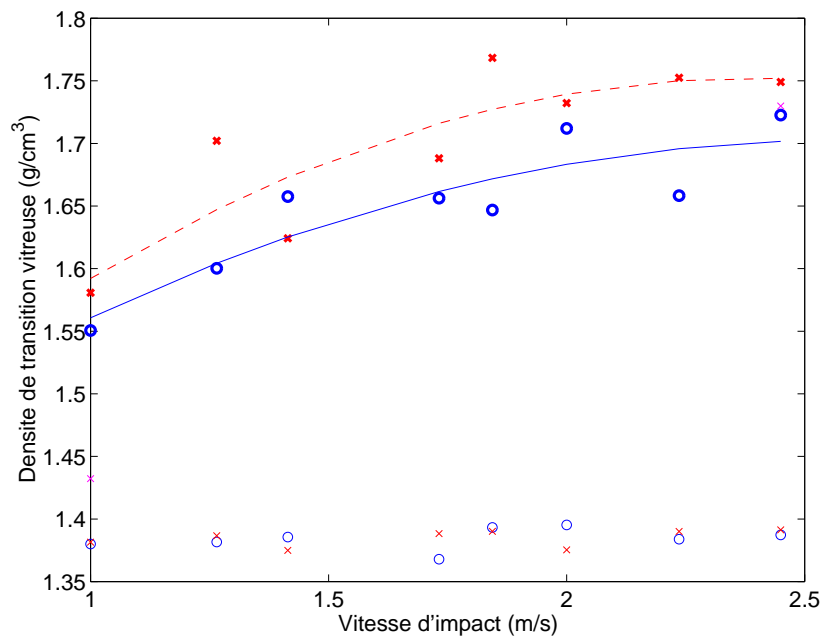


Figure 3.16 – Influence de la vitesse d'impact sur la densité de transition vitreuse : deux essais de répétabilité

### 3.4.1 Forme du signal pour les impacts suivants

La réponse d'un essai sur le béton frais pour un impact qui n'est pas l'impact initial, est donnée sur la figure 3.17. Quelle que soit la densité ou la vitesse d'impact, la forme du signal est similaire, mais ses caractéristiques peuvent évoluer, comme le montre la figure 3.18.

Les résultats présentés en section 3.2 montrent que le gain de densité est très faible à chaque impact. Ceci est dû au fait que, la transition vitreuse étant dépassée, la mobilité des grains est réduite et les possibilités de réarrangements moins nombreuses.

La densification pour chaque impact peut être calculée à partir des signaux mesurés, Cette valeur cal-

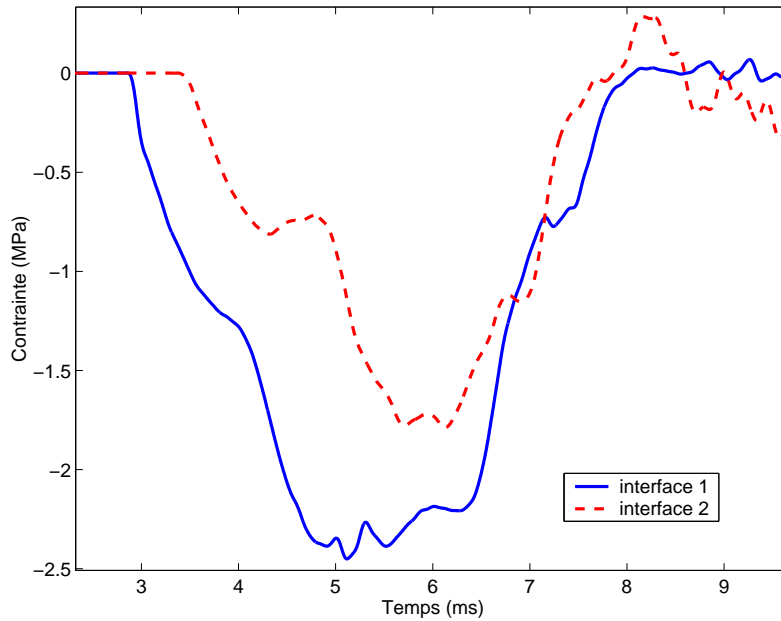


Figure 3.17 – Signaux de contraintes aux interfaces

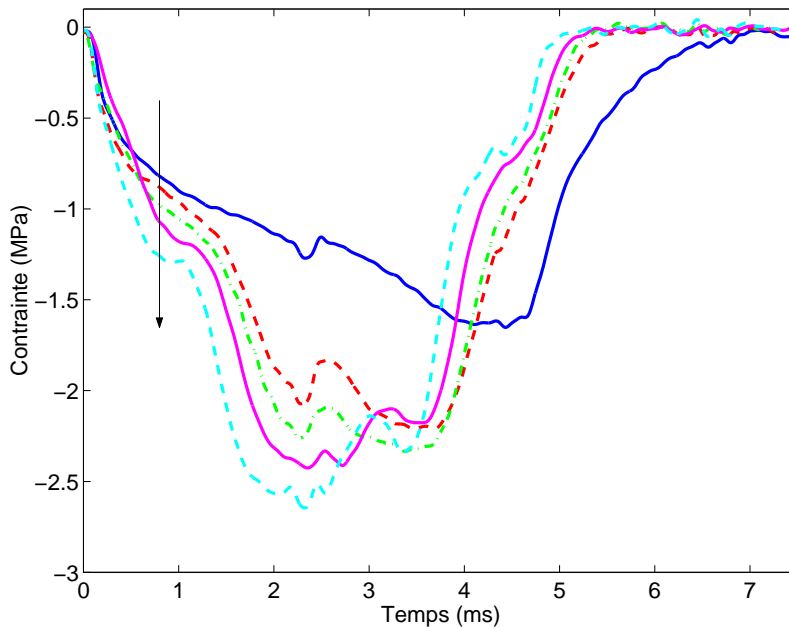


Figure 3.18 – Évolution des signaux mesurés sur la barre d'entrée au cours d'un essai d'impacts successifs. Vitesse d'impact : 2.4 m/s

culée est toujours surestimée par rapport à la valeur mesurée au cours de l'essai à l'aide du réglet. Ceci peut être dû, d'une part au problème de la mesure de la vitesse d'interface expliqué et analysé en annexe G, d'autre part à la précision de la mesure délivrée par les barres au moment de la décharge. Quelles que soient les sources d'erreur, la mesure (indirecte) du déplacement des interfaces barres/échantillon pour ces impacts ne peut pas être exploitée.

De plus, la figure 3.18 montre comment le signal mesuré a tendance à garder sa forme caractéristique (due à la dynamique de propagation des ondes) et à se "redresser" vers une courbe limite qui caractérise la réponse du matériau élastique (par abus de langage, au sens où le gain de densité est négligeable).

### 3.4.2 Efficacité comparée entre essais dynamiques et quasi-statiques

La comparaison des courbes de compression est faite à partir des résultats d'essais de compression quasi-statiques (les conditions expérimentales seront détaillées en section 4.1) et des essais dynamiques sous impacts.

Les différences de conditions expérimentales sont les suivantes :

- la vitesse de sollicitation est sciemment plus importante pour l'essai dynamique,
- l'essai aux barres de Hopkinson est un essai à énergie imposée, tandis que l'essai quasi-statique est réalisé à déplacement imposé,
- l'essai aux barres de Hopkinson implique une application de la charge sur la face supérieure de l'échantillon.

L'efficacité peut être définie comme étant un accroissement de la compactibilité du béton frais sous l'action de la sollicitation. On peut caractériser l'efficacité de la sollicitation par sa capacité à compacter le matériau sous de faibles contraintes. C'est pourquoi on décide de comparer les résultats des essais statiques et dynamiques à partir de leur courbe d'érouissage.

Pour l'essai dynamique, la courbe contrainte/densité est obtenue en prenant l'enveloppe des courbes élémentaires associées à chaque impact, comme indiqué sur la figure 3.19. En pratique, cette courbe représente la contrainte maximale en fonction de la densité apparente finale, mesurées pour chaque impact.

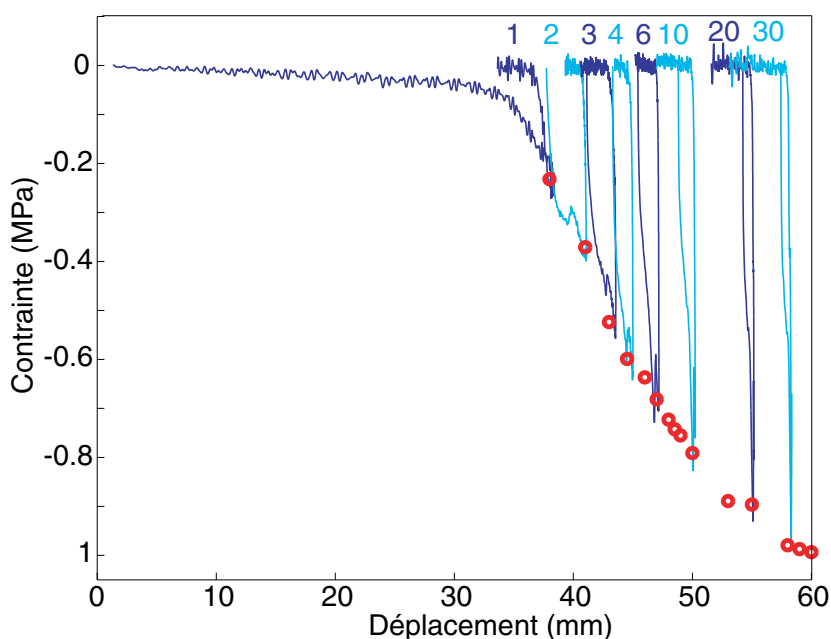


Figure 3.19 – Efficacité de l'essai dynamique. Hauteur de chute 50 mm

La figure 3.20 montre, sur un même graphe, les courbes contrainte/densité apparente pour les essais quasi-statiques et pour les essais dynamiques. La comparaison des résultats d'essais montre que la densité finale atteinte sous sollicitations dynamiques est beaucoup plus grande qu'en quasi-statique. De plus, les contraintes pour y parvenir sont généralement plus faibles. L'essai dynamique de compactage par impacts successifs est donc notablement plus efficace.

Cette efficacité est tout de même relative à la vitesse d'impact. En effet, lorsque la vitesse d'impact augmente, la contrainte augmente aussi dans les mêmes proportions (effet de la dynamique exprimé par la relation de saut). Ceci tend à balancer l'efficacité de la vitesse d'impact lorsque le matériau devient de plus en plus dense.

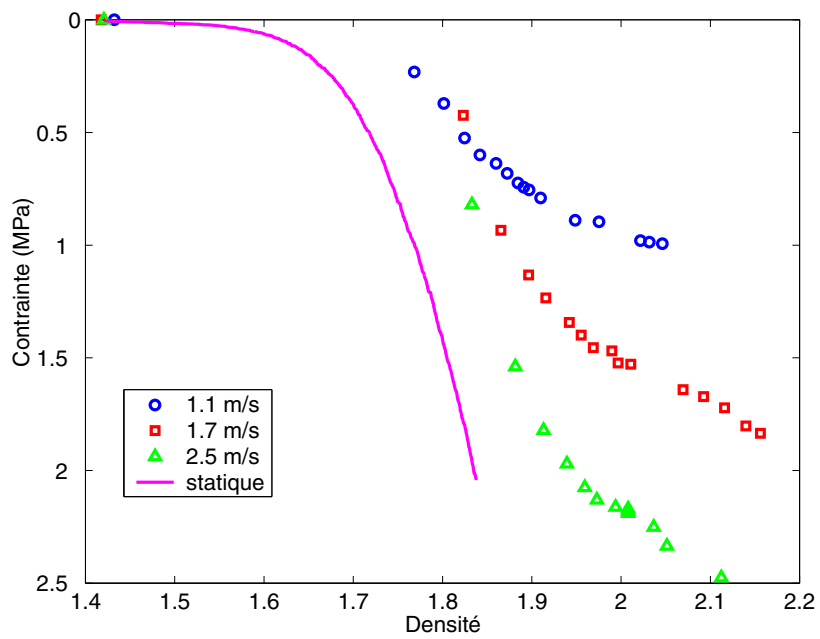


Figure 3.20 – Comparaison de l'efficacité entre les essais quasi-statiques et les essais dynamiques



# Conclusion

L'étude du compactage du béton frais sous impacts successifs a fait l'objet de travaux originaux dans le domaine expérimental (Pattofatto et al. [2003], Pattofatto et al. [2004a], Pattofatto et al. [2004b]). Les résultats obtenus, en rapport direct avec l'étude, ont été présentés. Les résultats complémentaires sont consignés en annexe H.

## **Un essai original a été mis en œuvre.**

L'essai de compactage sous impacts successifs, basé sur la technique expérimentale des barres de Hopkinson, a été construit et mis en œuvre. Son originalité repose sur plusieurs aspects :

- dispositif vertical permettant de solliciter le béton à des vitesses d'impact moyennes,
- essai sur un matériau granulaire,
- utilisation de barres de gros diamètre,
- confinement du matériau durant l'essai,
- essai d'impacts successifs sur le même échantillon.

Une technique de mesure avancée, basée sur un algorithme de décomposition des ondes, a été implémentée. Elle permet la mesure aux temps longs étant données la faible vitesse d'impact et la forte déformation de l'échantillon.

## **Des résultats expérimentaux qualitatifs et quantitatifs ont été présentés.**

Les résultats sont variés et concernent essentiellement les points suivants :

- sur la propagation des ondes de compression dans le béton frais. Les résultats ont montré que la célérité des ondes est faible (inférieure à 300 m/s) et croissante avec la densité,
- sur le phénomène de consolidation. L'exploitation des résultats de mesure sur le premier impact a permis de mesurer précisément la densité de consolidation du matériau. Elle a alimenté une réflexion sur l'influence de la vitesse sur la densité de consolidation du béton frais. Elle a montré que lorsque la vitesse augmente, le béton frais est plus dense lorsque commence sa consolidation. Ceci est contraire à la tendance classique de rigidification des matériaux lorsque la vitesse de sollicitation augmente,
- sur l'efficacité globale du compactage sous impacts. La contribution de chaque impact à la densification finale est très faible. Cependant, la comparaison d'un essai de compactage sous impacts complet avec un essai de compactage quasi-statique monotone montre l'efficacité de celui-là.



# **Partie 3 : Étude du compactage sous vibration**





# Chapitre 4

## Les essais

### 4.1 Présentation du dispositif d'essais

*Le dispositif expérimental permet de réaliser des essais dynamiques d'écrasement sous vibration. Ces essais sont représentatifs du procédé de mise en forme des parpaings sur presse vibrante. Le même dispositif sert à réaliser les essais statiques d'écrasement.*

#### 4.1.1 Montage expérimental

##### 4.1.1.1 Machine

La machine d'essais utilisée est une machine de traction uniaxiale à commande hydraulique de marque MTS. Elle a une capacité d'effort de 5 tonnes dans l'axe du vérin. Le vérin à paliers, appliquant la sollicitation, est situé en position "basse" de la machine.

Afin de garantir un bon asservissement du déplacement imposé pendant les essais de vibration, deux servo-valves sont alignées en série, délivrant un débit de 50 L/min. Pour les essais quasi-statiques, une seule servo-valve est suffisante, délivrant un débit de 4 L/min.

L'asservissement en déplacement du vérin intègre un compensateur, dit "APC" (Amplitude Phase Compensation), qui permet d'assurer le suivi des signaux périodiques élémentaires : sinusoides, carré, triangle, etc.

##### 4.1.1.2 Vibration

Les essais d'écrasement sous vibration sont réalisés pour des fréquences inférieures à 70 Hz. La fréquence de la vibration est ainsi représentative de la commande des presses vibrantes (voir la section 1.2.2). Les amplitudes sont variables entre 0 et 2 mm afin d'avoir des accélérations toujours inférieures à 5 g. La machine n'est alors pas utilisée à la limite de ses capacités.

Industriellement, la sollicitation est différente : le pilon exerce une contrainte supposée constante sur le matériau, et la table vibrante impose des chocs répétés (voir section 1.3). Les niveaux d'accélération sont alors supérieurs à 5 g (voir la section 1.3.3.2). Les essais en laboratoire sont donc spécifiques et ne reproduisent pas exactement les conditions réelles :

- application d'une vibration harmonique et non pas de chocs,
- niveaux d'accélérations plus faibles,
- sollicitation appliquée directement sur le matériau et non via une chaîne de transmission de puissance plaque/moule/matériau.

##### 4.1.1.3 Moule

Le montage expérimental permet de tester le béton frais dans une cellule quasi-œdométrique. Le béton, confiné dans un moule cylindrique, est écrasé tout en étant mis sous vibration. Ceci est une modélisation "idéale" de l'action de la presse vibrante sur le béton frais durant une opération de mise en forme d'un bloc (voir la section 1.3.3).

Deux moules ont été testés :

**Un grand moule en acier, en deux parties** (diamètre intérieur 66 mm, épaisseur 10 mm et hauteur 200 mm, le même que pour les essais de compactage sous chocs présentés en section 2.1.2). Il permet le dé-moulage de l'échantillon pour effectuer des analyses post-mortem.

**Un petit moule en acier, monobloc** (diamètre intérieur 66 mm, épaisseur 10 mm et hauteur 100 mm). Ce moule deux fois plus petit a été fabriqué en vue des essais d'identification de la loi de comportement. En effet, la non-homogénéité des contraintes, due au frottement avec les parois, ne permet pas de faire une étude de comportement directe (il faut avoir recours à une démarche d'analyse inverse). Ce problème est d'autant plus important que la hauteur du moule est grande. La hauteur de 100 mm est un compromis entre la minimisation de la hauteur du moule, la nécessité d'être supérieure à 66 mm (voir la section 2.1.2) et l'aménagement d'une densification suffisante pour observer les phénomènes.

De plus, l'objectif étant de faire des essais uniaxiaux sur le béton, la déformation radiale du moule sous les efforts de compactage est minimisée. Cette énergie élastique stockée dans le moule sous charge peut avoir une influence sur la loi de comportement du béton frais. Ceci justifie les dimensions massives du moule en acier. En revanche, la mesure de la déformation radiale devient alors impossible avec des jauges de déformation. Ceci est principalement dû au fait que la pression dans le moule est très faible (inférieure à 2 MPa). Le calcul du cylindre sous pression donne  $\epsilon_{\theta\theta} \simeq 10^{-6}$  pour  $p = 1$  MPa. On se trouve à la limite inférieure de l'utilisation des jauges.

Contrairement à la configuration des moules industriels de presse vibrante, tous les moules ont été réalisés sans dépouille.

#### 4.1.1.4 Poinçons

L'échantillon est compacté entre deux poinçons en acier. Le "poinçon supérieur" est fixé sur la traverse. Le "poinçon inférieur" est collé sur un plateau fixé sur le vérin mobile. Le collage se fait à l'aide d'un scotch double-face, qui évite le décollement du poinçon durant les essais sous vibration.

#### 4.1.1.5 Plaque

Afin de pouvoir contrôler les effets du frottement aux parois, le moule est suspendu à une plaque fixée sur les colonnes de la machine. Le moule est donc complètement indépendant des deux poinçons. Deux plaques ont été testées (voir photo 4.1) :

- une plaque en aluminium, d'épaisseur 20 mm. La plaque est fixée en appui sur les colonnes de la machine, séparées de 540 mm. Elle présente une déformation de flèche (mesurée) de 0.5 mm sous un effort de 10 000 N. L'amplitude de la vibration est généralement de l'ordre de 0.5 mm. La flèche est donc trop importante. C'est pourquoi une deuxième plaque, en acier et renforcée, a été fabriquée,
- une plaque en acier, d'épaisseur 20 mm, équipée de renforts soudés. Cette plaque a été dimensionnée afin d'assurer une flexion négligeable (mesurée à environ 1/100 mm par 1000 N).



Figure 4.1 – Photo des deux plaques-supports utilisées : en acier et en aluminium

### 4.1.2 Mesures

Toutes les mesures sont macroscopiques. En effet, l'accès à des grandeurs microscopiques en cours d'essai est difficile d'une part parce que l'essai est confiné, d'autre part parce que même dans le cas de l'utilisation d'un moule transparent, la pâte de ciment tache immédiatement les parois.

Les éléments de la chaîne d'acquisition principale sont :

- une cellule d'effort "bas", qui mesure l'effort global de compactage exercé par le poinçon inférieur. Elle est fixée sur le vérin appliquant la sollicitation. Il s'agit d'une cellule d'effort de marque MTS, d'une capacité de 10 kN,
- une cellule d'effort "haut", qui mesure l'effort transmis par le matériau au poinçon supérieur. Elle est fixée sur la traverse de la machine ayant un mouvement de translation de réglage (donc uniquement pendant une phase d'arrêt de l'essai). Il s'agit d'une cellule d'effort de marque MTS, d'une capacité de 50 kN,
- le capteur de déplacement de la machine, qui mesure le déplacement du vérin. Indirectement on en déduit la densification de l'échantillon.

Le domaine de validité des cellules d'effort est compatible avec les essais de vibration. En effet, les cellules sont basées sur une technologie à jauges de déformation, et garanties par le constructeur de leur utilisation en vibration. Les limites de leur utilisation sont donc plutôt imposées par le conditionneur, qui a une bande passante jusqu'à 1000 Hz. L'électronique de la carte d'acquisition est câblée en 24 bits de précision. Ceci assure une précision de l'ordre du micron en déplacement et du mN en effort, ce qui est suffisant pour notre application. Afin d'assurer une bonne précision des mesures, le signal est échantillonné à une fréquence 20 fois supérieure à la fréquence du signal de commande.

De plus, un capteur linéaire de déplacement mesure la flexion de la plaque-support sous les efforts de frottement dus au compactage. Il est relié à un pont de Wheatstone, raccordé à une entrée externe de la carte d'acquisition. Ce capteur est utilisé comme dispositif de contrôle uniquement. Il peut être utilisé jusqu'à des fréquences de 50 Hz sans perte de gain notable.

La figure 4.2 montre le montage expérimental ainsi que les principaux organes de mesure.

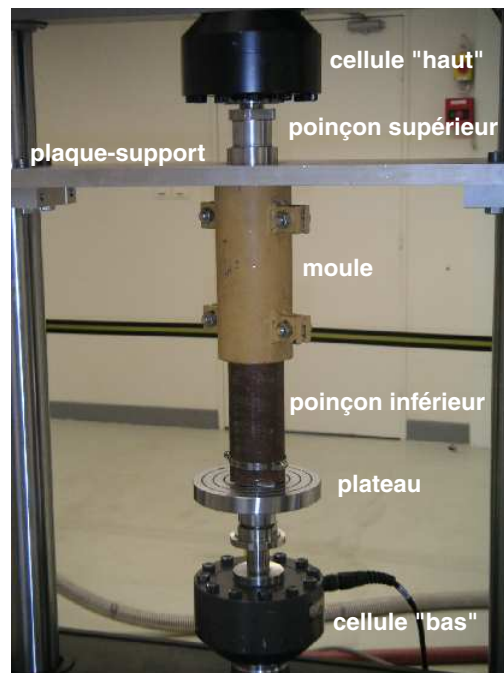


Figure 4.2 – Montage expérimental et dispositifs de mesure des efforts

### 4.1.3 Configuration

#### 4.1.3.1 Cellule œdométrique

La cellule œdométrique est bien adaptée à l'analyse expérimentale du comportement du béton frais, et particulièrement lorsque celui-ci est vibré :

- confinement du matériau : le béton frais est placé dans un contenant pour éviter son écoulement hors de la zone d'écrasement,
- facilité d'application d'une sollicitation de vibration,
- facilité de dépouillement des résultats expérimentaux pour une géométrie cylindrique et une configuration d'essai uniaxiale.

L'ensemble des conditions limites est schématisé sur la figure 4.3, qui fait apparaître les conditions aux limites théoriques, couplées à des ressorts élastiques symbolisant la souplesse réelle de la liaison.

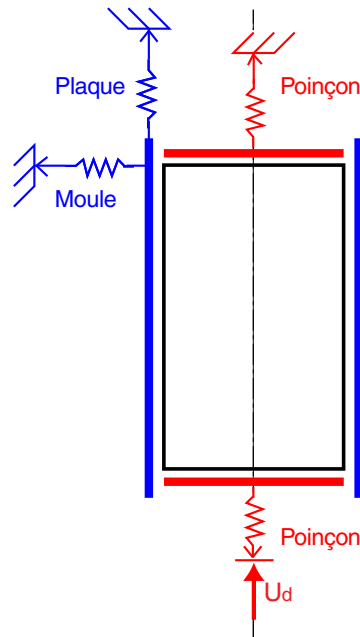


Figure 4.3 – Conditions aux limites associées au montage (symbolisation par des ressorts de l'élasticité des liaisons : écart aux conditions aux limites théoriques)

**Conditions aux limites théoriques** Les conditions aux limites de l'échantillon durant l'essai sont toutes imposées en déplacement unilatéral. Cette condition de contact unilatéral sur tout le bord de l'échantillon rend l'analyse de l'essai plus complexe. Dans la suite, et par souci de clarté, elle sera implicite.

Sur la face d'application de la sollicitation, le vérin impose un déplacement dans l'axe du moule. La face opposée est fixe. Sur la face latérale le déplacement est aussi supposé fixe car le moule est indéformable.

Le matériau étudié a un comportement bloquant qui est fortement dépendant des parois (voir en annexe A). Ceci est d'autant plus vrai dans une géométrie contrainte en déplacement sur tout le bord.

**Souplesse** Les liaisons élastiques représentées sur la figure 4.3 permettent de symboliser l'erreur de la modélisation théorique. Le calcul de la déformation élastique du moule en acier monobloc, sous une pression de compactage de 2 MPa, donne une déformation circonférentielle (à l'intérieur) de l'ordre de  $10^{-5}$ . Cette déformation peut donc être négligée, tout comme les déformations des poinçons. Les faibles niveaux de contrainte exercés durant le compactage sur le matériau permettent donc de négliger la déformation du moule, mais en contrepartie elle ne permet pas la mesure de la déformation (voir la section 4.1.2).

**Homogénéité** L'essai n'est pas un essai œdométrique en raison de la hauteur de l'échantillon. En effet, classiquement, les essais œdométriques sont réalisés sur des échantillons de faible hauteur afin de minimiser les effets du frottement aux parois et de pouvoir supposer que la contrainte est homogène (Bazant et al.

[1986]). Ce n'est pas notre cas. C'est pourquoi deux cellules d'effort sont disposées de part et d'autre de l'échantillon.

#### 4.1.3.2 Essais dynamiques ou quasi-statiques

L'équation locale de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \underline{\gamma} = \underline{\text{div}} \underline{\sigma} + \rho \underline{g}$$

Le terme de dynamique est de la forme :  $\rho \underline{\gamma} = \rho \frac{\partial \underline{v}}{\partial t}$  en négligeant le terme convectif.

Les essais quasi-statiques sont réalisés à vitesse constante ou avec des cycles de charge-décharge de telle sorte à avoir des accélérations inférieures à  $10 \text{ mm/s}^2$ .

Les essais dynamiques sont ici des essais cycliques sinusoïdaux de fréquence  $f$  et d'amplitude  $a$ . Dans toute la suite, l'accélération  $\gamma$  est définie comme étant l'intensité maximale de l'accélération :  $\gamma = a(2\pi f)^2$ . L'importance relative entre le terme d'inertie  $\rho \underline{\gamma}$  et le terme de contraintes  $\underline{\text{div}} \underline{\sigma}$  est la suivante. On prend comme valeurs significatives :  $a = 0.5 \text{ mm}$ ,  $f = 50 \text{ Hz}$ , longueur de l'échantillon  $L = 200 \text{ mm}$ ,  $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$ .

$$\frac{\rho \underline{\gamma}}{\frac{\Delta \sigma}{\Delta x}} = \frac{\rho a (2\pi f)^2 L}{\sigma} \sim \frac{1400 \times 0.0005 \times (2 \times \pi \times 50)^2 \times 0.2}{\sigma} \sim \frac{14000 Pa}{\sigma} \sim \frac{50}{F}$$

où  $F$  est l'effort de compression. Les efforts d'inertie sont donc de l'ordre d'une centaine de newtons. Durant les phases de charge, l'accélération a donc un effet négligeable sur le compactage.

Une analyse dimensionnelle de l'importance relative entre le terme de pesanteur  $\rho \underline{g}$  et le terme de contraintes  $\underline{\text{div}} \underline{\sigma}$  est effectuée.

$$\frac{\rho g}{\frac{\Delta \sigma}{\Delta x}} = \frac{\rho g L}{\sigma} \sim \frac{1400 \times 10 \times 0.2}{\sigma} = \frac{2800}{\sigma} = \frac{9.6}{F}$$

L'effort de pesanteur est donc de l'ordre d'une dizaine de newtons. Il n'est pas négligeable lorsque aucune contrainte extérieure n'est appliquée, i.e. si le béton frais est vibré sans autre sollicitation extérieure. Ce cas correspond par exemple, durant le procédé, à la phase de remplissage sous vibration.

### 4.1.4 Définition des essais

#### 4.1.4.1 Essais proches du procédé

Les essais ont pour but de caractériser le comportement du béton frais, soumis à un écrasement assisté par une vibration. Cette sollicitation (en déplacement) est la plus proche du procédé réel. D'autres essais, complémentaires, peuvent être réalisés. La figure 4.4 montre schématiquement le déplacement imposé sur l'échantillon pour ces essais. Selon la fréquence des oscillations, chaque essai peut être quasi-statique, ou dynamique.

Lorsque l'essai est effectivement un essai sous vibration, alors la sollicitation imposée est à deux échelles en temps : l'échelle "microscopique" de la vibration, et l'échelle "macroscopique" de l'écrasement moyen. On peut donc séparer les deux échelles de temps, et parler d'une sollicitation d'écrasement, assistée par une sollicitation de vibration. Cette décomposition est à l'origine de notre méthode d'analyse des résultats.

L'influence de la vibration sur l'opération d'écrasement peut être analysée en comparant des résultats d'essais à même écrasement et des vibrations différentes. Le cas limite est alors l'essai de compactage quasi-statique, sans vibration.

Pour des vibrations très faiblement énergétiques, l'essai est qualifié d'essai quasi-statique "cyclique". Le chargement cyclique permet de mesurer l'influence de cycles de charge/décharge, sans effets dynamiques, sur l'opération de compactage du béton frais. Pour nos essais, le déplacement est alors imposé en deux phases successives :

- la première partie de l'essai est réalisée sans cycles de charge-décharge. À partir d'un fit de la mesure de cette phase monotone, on extrapole la réponse de l'essai monotone complet. Ceci permet de s'affranchir des problèmes de répétabilité des essais.

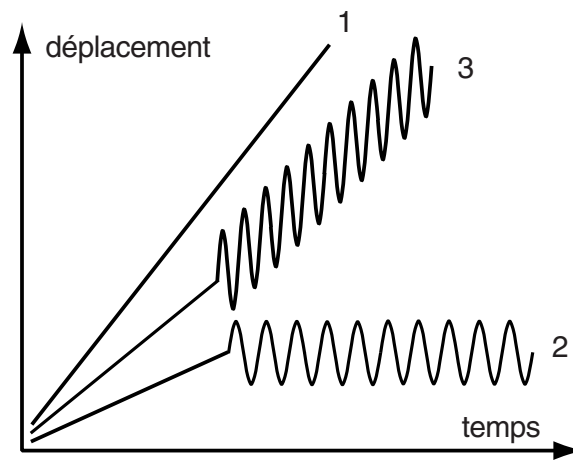


Figure 4.4 – Essais proches du procédé : quasi-statiques ou dynamiques selon la fréquence des oscillations

La figure 4.5 montre l'erreur relative de l'extrapolation en fonction de la fraction de courbe utilisée pour le fit. L'erreur de 100 % correspondrait à une loi de fit constante égale à zéro. La discontinuité de la courbe indique à partir de quelle fraction de l'essai total le chargement monotone peut être interrompu sans perte de précision sur l'extrapolation. La figure 4.6 montre sur une courbe mesurée à quel déplacement cela correspond : l'interpolation de la courbe avant la limite suffit à extrapoler la courbe en son intégralité.

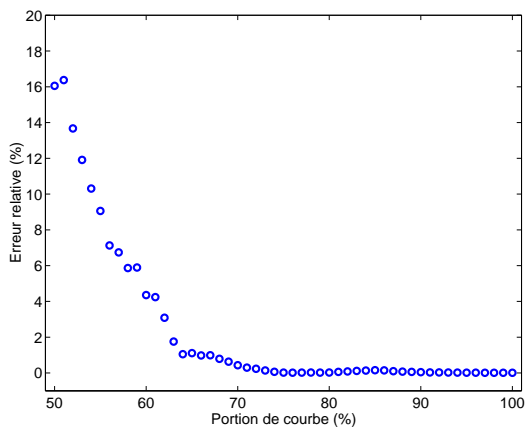


Figure 4.5 – Erreur d'extrapolation de la courbe mesurée en fonction de la fraction de courbe ayant servi à l'interpolation

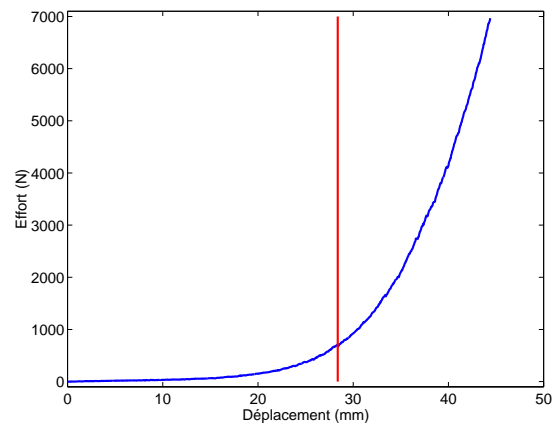


Figure 4.6 – Visualisation de la limite inférieure à ne pas dépasser pour la partie monotone d'un essai cyclique

- la deuxième partie consiste en un signal sinusoïdal simulant une vibration très peu énergétique. Le déplacement moyen peut être imposé constant pour observer l'influence des cycles sur la relaxation de la contrainte. Il peut aussi être piloté à vitesse constante pour observer l'influence des cycles sur la réponse à l'écrasement.

D'une façon générale, pour les essais sous vibration, cette stratégie n'a pas été adoptée et l'essai est conduit sans écrasement monotone préalable, comme indiqué sur la figure 4.8

#### 4.1.4.2 Essais de caractérisation et viscosité

L'analyse de l'effet de la vibration sur le comportement du béton frais est faite à partir de la modification du problème illustrée sur la figure 4.7.

L'opération de mise en forme consiste en un écrasement, couplé à une vibration. Celle-ci n'intervient pas dans le besoin de l'opération : c'est une assistance. La sollicitation fondamentale est l'écrasement

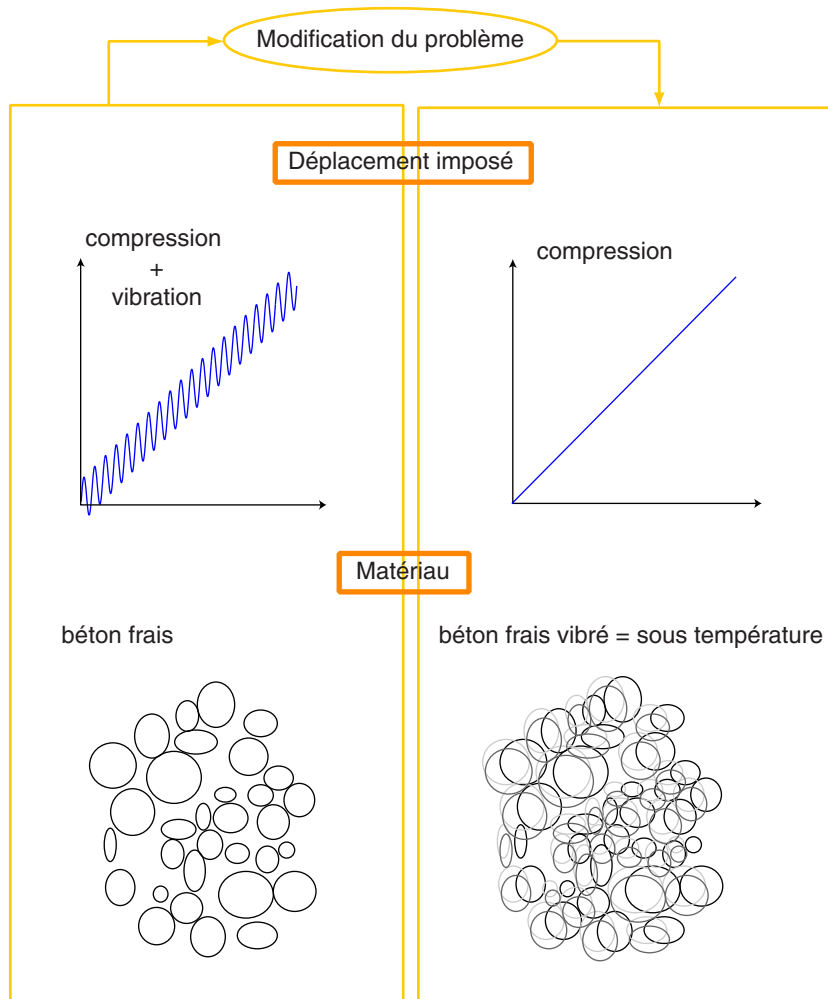


Figure 4.7 – Modification du problème de compactage sous vibration en un problème de viscoplasticité

(ou encore l'échelle "macroscopique" définie en section précédente). Pour simplifier, la vibration est donc "filtrée".

De plus, le béton frais (ainsi que tout autre matériau granulaire), soumis à une vibration verticale, se densifie selon une certaine cinétique. Ceci explique par exemple l'importance de la durée de vibration, dont il est question en section 1.3.4.4. À l'échelle macroscopique, le béton frais vibré a donc une réponse qui dépend du temps. Il peut donc être modélisé par un matériau *visqueux*.

Dans toute la suite de ce chapitre, le vocabulaire employé fait donc référence à un vocabulaire relatif à des matériaux solides visqueux : fluage, relaxation, influence de la température. Nous abordons donc l'analyse du comportement du béton frais soumis à une vibration (éventuellement couplée à une autre sollicitation), comme l'analyse du comportement d'un matériau visqueux : le béton frais vibré (éventuellement soumis à une autre sollicitation).

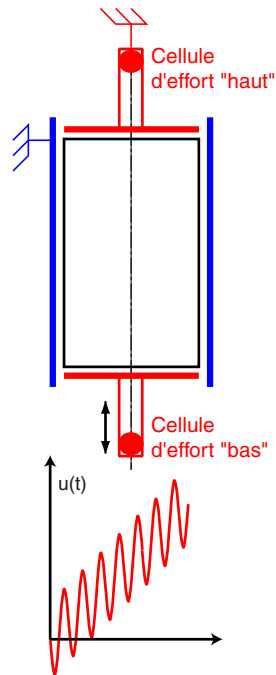
Les essais de caractérisation sont décrits dans les sections suivantes, pour le cas dynamique, i.e. sous vibration. Ils ont aussi été réalisés pour des fréquences de vibration faibles ( $\simeq 2$  Hz). Ils sont alors dits quasi-statiques.

**Fluage** L'essai de fluage est schématiquement représenté sur la figure 4.9. D'un point de vue macroscopique en temps, le matériau se densifie sous l'action d'une contrainte constante, exercée par une masse.

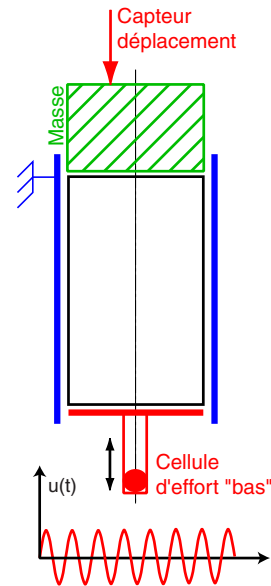
La limite de l'essai réside essentiellement dans la précision de la mesure. En effet, pour des accélérations importantes ( $> 3$  g), le mouvement de la masse devient chaotique et la mesure est imprécise. De plus,



l'utilisation de masses ne permet pas de réaliser des essais de fluage pour des contraintes moyennes trop importantes pour être manipulées (> 5 kgs). L'utilisation d'un vérin pourrait être envisagée pour pallier à ce problème, mais cela demande une installation spécifique. Par conséquent, les essais de fluage ne permettent pas de faire varier significativement les paramètres de la sollicitation.



Le matériau est écrasé à vitesse constante entre les deux poinçons.  
Le poinçon inférieur est parallèlement mis en vibration.



Le matériau est soumis à une contrainte moyenne constante exercée par une masse pesante.  
Parallèlement, le poinçon inférieur est mis en vibration.

Figure 4.8 – Essai de compactage sous vibration

Figure 4.9 – Essai de fluage

**Relaxation** L'essai de relaxation est schématiquement représenté sur la figure 4.10.

L'essai de relaxation classique est un essai réalisé à déformation totale  $\varepsilon$  imposée constante :

$$\dot{\varepsilon} = 0 \quad (4.1)$$

Dans le cas d'essais cycliques, l'expression 4.1 est conservée mais la déformation totale est définie comme une moyenne sur une période de vibration :

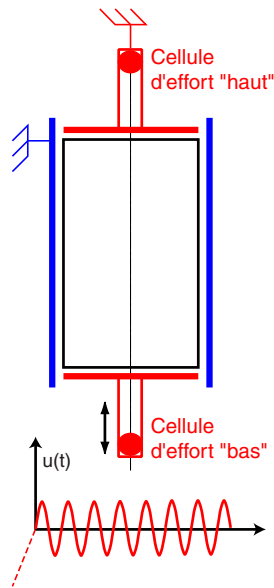
$$\varepsilon = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \frac{u(t) - L_e}{L_e} dt$$

L'histoire de la déformation pendant le cycle est filtrée. Seul l'incrément de déformation suite au cycle est considéré, et il est imposé constant égal à zéro.

Si la fréquence de vibration est très faible, on ne parle plus de relaxation sous vibration mais de relaxation "cyclique". Le post-traitement et l'analyse des résultats sont réalisés de la même façon.

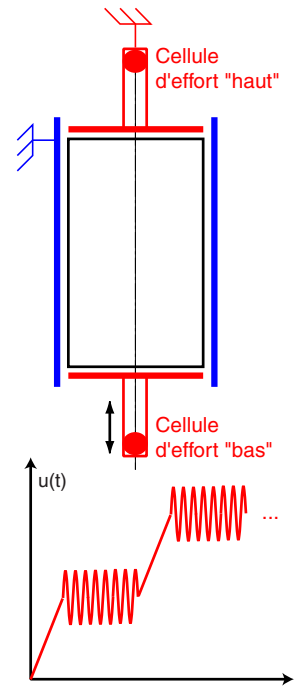
D'un point de vue macroscopique en temps, le matériau relaxe les contraintes élastiques à déformation imposée constante (et sous l'action implicite des cycles). La relaxation des contraintes  $\sigma(t)$  est mesurée directement par les cellules d'effort. Comparé à un essai de fluage, l'essai de relaxation permet de tester toute la gamme de vibrations disponible, ainsi que pour des efforts moyens de compactage élevés. De plus, les conditions aux limites sont beaucoup plus précises que pour les essais de fluage.

Les essais de relaxations multiples (représentés sur la figure 4.11) permettent de mesurer l'influence de la densité du matériau sur la cinétique de relaxation.



Le matériau est mis sous contrainte en pré-charge.  
Puis le poinçon inférieur est mis en vibration.

Figure 4.10 – Essai de relaxation



Le matériau est écrasé entre les deux poinçons.  
Les phases d'écrasement se font à déplacement imposé. Les phases de relaxation se font à déplacement moyen imposé constant, et parallèlement la mise sous vibration.

Figure 4.11 – Essai d'écrasement/relaxation

**Température** La démarche de simplification est rappelée, dans le cas général du compactage sous vibrations (voir le signal de la figure 4.12). La sollicitation imposée au béton frais est décomposée en deux chargements élémentaires :

- une compression, dont l'objectif est de densifier le matériau. Elle est caractérisée par la vitesse d'écrasement  $r$ ,
- une vibration, dont l'objectif est de faciliter la densification du matériau. Elle est caractérisée par la fréquence  $f$  et l'amplitude  $a$  du signal sinusoïdal de commande.

Généralement, les matériaux solides visqueux montrent une dépendance de la viscosité à la température (Lemaitre and Chaboche [1985]). De la même façon que le fluage et la relaxation ont été introduits dans ce cadre d'étude, la température peut être définie. Le fluage est la densification à contrainte imposée, sous l'action d'une vibration. La relaxation de la contrainte est mesurée à écrasement imposé, sous l'action d'une vibration. Par conséquent, l'analogue de la température est la vibration. Concernant la modélisation, une nouvelle variable interne de "température" peut donc être introduite. Suite à la démarche de simplification, la vibration est donc filtrée, mais réinjectée dans le modèle au travers de la variable de température.

La référence bibliographique la plus pertinente pour cette analogie est la notion de *température granulaire* introduite dans les années 70 par Ogawa [1978]. Cette grandeur est une mesure moyenne de l'agitation des grains dans un empilement granulaire. Pour une certaine définition de la température, l'analogue des équations de conservation de la mécanique peut alors être calculé. L'annexe C décrit les concepts et les équations principaux de la théorie de la température granulaire.

La recherche de l'expression de la température, en fonction des paramètres de la vibration (fréquence  $f$  et amplitude  $a$ ), est promise à de futurs travaux de recherche.

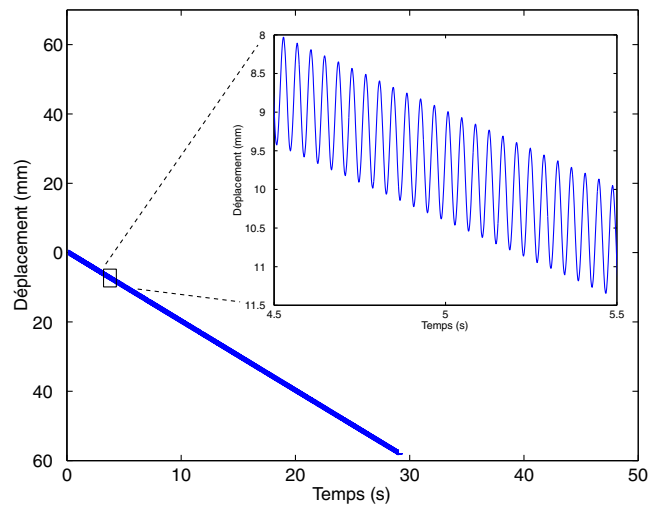


Figure 4.12 – Sollicitation imposée pendant l’essai de compactage sous vibrations

## 4.2 Déroulement des essais

### 4.2.1 Protocole expérimental

La figure 4.13 montre schématiquement le déroulement de la préparation des échantillons. Les granulats de laitier et le sable (voir section 1.3.1) sont séchés à l’atmosphère ambiante. Une gâchée d’environ 1 kg de béton frais est malaxée durant 2 minutes. La quasi-totalité du matériau est alors introduite dans le moule, déjà mis en place sur la machine d’essais située à proximité du malaxeur. L’introduction se fait “en pluie” à la cuiller afin de minimiser le gradient de densité dans la hauteur.

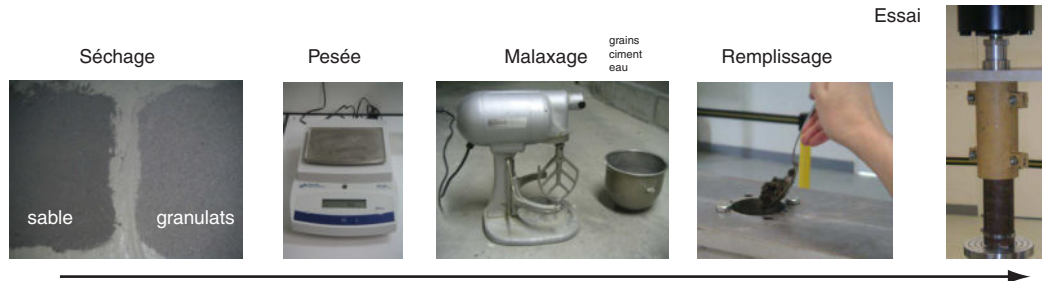


Figure 4.13 – Protocole de préparation de l’essai

### 4.2.2 Post-traitement des mesures

Le post-traitement des mesures consiste à convertir la mesure brute en une mesure plus adaptée pour l’analyse, en l’occurrence l’échelle macroscopique de l’écrasement (voir la section 4.1.4). Il est décrit sur des résultats d’essais de compactage sous vibration, mais il est appliqué à tous les essais analysés à l’échelle macroscopique.

La mesure brute est un signal effort/déplacement. Le signal utilisé pour l’analyse est finalement un signal contrainte/densité issu des opérations de post-traitement.

#### 4.2.2.1 Mesures brutes

Un résultat d’essai est présenté sur la figure 4.14. Il montre les oscillations de la contrainte mesurée en fonction de la sollicitation de déplacement imposée. La contrainte est calculée en divisant les efforts mesurés par la section de l’échantillon. La figure 4.15 est un zoom de la mesure sur une période de vibration.

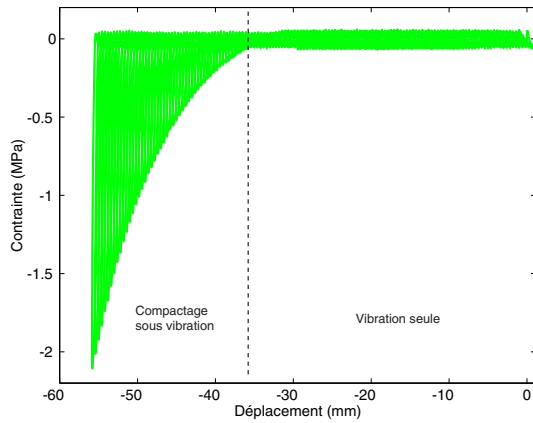


Figure 4.14 – Signal de contrainte mesuré par la cellule “bas”

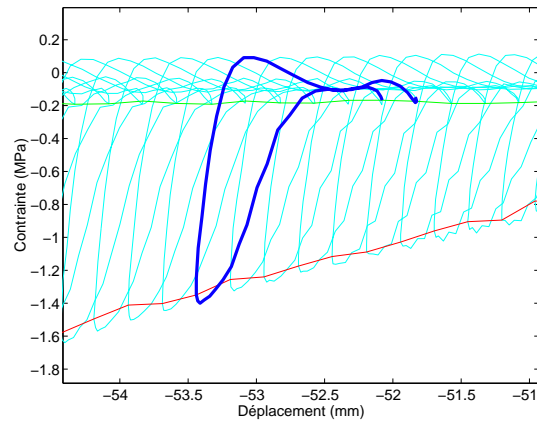


Figure 4.15 – Zoom du signal de contrainte mesuré sur une période de vibration

La réponse du matériau peut être décomposée en deux phases successives, correspondant à des chargements différents sur l'échantillon :

**Surface supérieure “libre”.** Il existe toute une phase de l'essai pendant laquelle il n'y a pas contact entre l'échantillon et la cellule de mesure d'effort “haut”. Il s'agit d'une phase de “vibration seule” puisque le poinçon supérieur n'exerce alors pas d'effort sur le béton. La cellule d'effort “bas” mesure uniquement les efforts d'inertie et ne renseigne pas sur le comportement du béton. En revanche, la vitesse de densification du béton est une mesure indirecte pertinente de la viscosité “macroscopique” du matériau. Les résultats montrent que la densification du béton sous vibration seule est contrôlée par l'accélération  $\gamma$  de la vibration. L'analyse ayant conduit à ces résultats est présentée en annexe J.

**Surface supérieure en contact avec le poinçon.** Il s'agit de la phase effective de compactage sous vibrations. Dans le plan  $(\sigma, u)$ , le signal élémentaire est représentatif de la réponse du béton frais à un écrasement sous vibration. Les figures 4.16 et 4.17 montrent l'évolution du signal d'effort “bas” mesuré durant un cycle de la vibration, en correspondance avec le déplacement imposé. L'effort est maximal à l'instant d'écrasement maximal du cycle, et s'annule au maximum de la décharge.

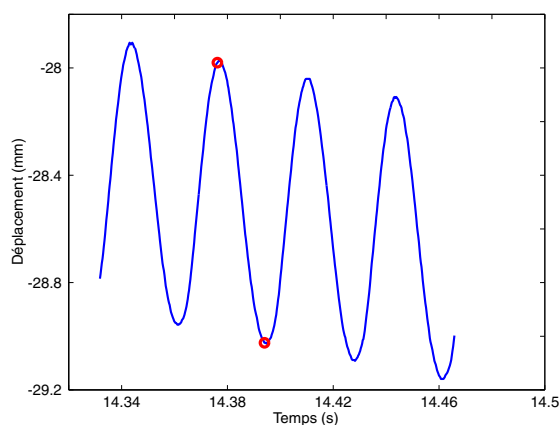


Figure 4.16 – Zoom sur quelques périodes de la sollicitation de compactage sous vibration et visualisation des instants de décharge maximale et de charge maximale

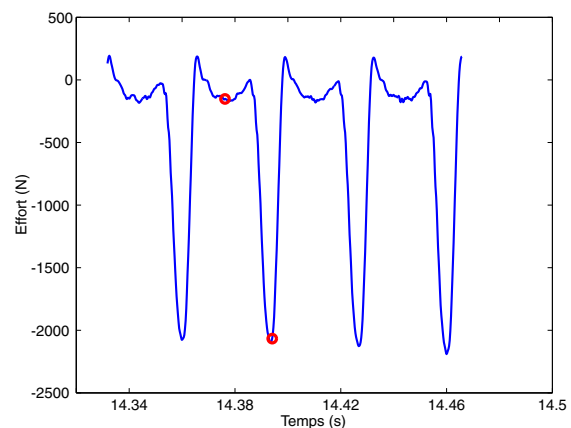


Figure 4.17 – Zoom sur quelques périodes de l'effort mesuré en compactage sous vibration et visualisation des instants de décharge maximale et de charge maximale

#### 4.2.2.2 Post-traitement pour l'analyse

Le signal est bruité par la mesure parasite des efforts d'inertie. Étant donné que l'essai est piloté en déplacement, ces efforts d'inertie sont connus et peuvent donc être corrigés. Cette correction n'est pas nécessaire pour la plupart des essais puisqu'elle est négligeable : les efforts d'inertie sont petits devant la contrainte d'écrasement.

De même que pour la sollicitation, le signal d'effort mesuré est à deux échelles en temps (voir la section 4.1.4). Or dans cette étude, l'efficacité de la sollicitation est définie comme sa capacité à compacter le béton frais sous de faibles niveaux de contrainte. L'échelle de temps associée au compactage est l'échelle "macroscopique". Le détail de l'évolution de l'effort durant une période de vibration n'est donc pas nécessaire, seule la valeur maximale est suffisante. Le choix pertinent est donc de considérer uniquement les *enveloppes* des mesures brutes comme support d'analyse.

Les deux méthodes de filtrage des mesures brutes pour calculer le signal enveloppe sont :

**Le filtrage direct :** il correspond à une extraction graphique des points enveloppe du signal de contrainte complet, comme indiqué sur la figure 4.18. La limite de la méthode est que le signal de contrainte "bas" est masqué par le bruit de mesure de l'accélération pour les faibles niveaux de contrainte. Cependant, cette zone n'est pas la zone d'intérêt. De plus, le signal filtré conserve ainsi artificiellement une mesure des efforts d'inertie (la valeur de l'effort mesuré pendant toute la période de vibration seule). Ceci permet donc, visuellement, d'avoir une information sur l'accélération imposée lors de la comparaison de plusieurs essais.

**Le filtrage indirect :** il permet de construire les courbes enveloppes "calculées", en supposant que la contrainte se propage instantanément dans tout l'échantillon. La démarche est la suivante. La figure 4.16 montre un signal de mesure du déplacement imposé durant un cycle d'un essai de compactage sous vibrations. Aux deux instants de charge maximale et de décharge maximale on associe les instants  $t^c$  et  $t^d$ . On détermine les efforts correspondants  $F^c = F(t^c)$ , qui est l'effort correspondant au déplacement maximal du cycle, et  $F^d = F(t^d)$  correspondant à la décharge maximale du cycle. Si l'hypothèse que la contrainte se propage instantanément dans tout l'échantillon est vraie, alors l'effort correspondant au déplacement maximal est l'effort maximal du cycle. Alors, en répétant le processus à chaque période de vibration, l'enveloppe du signal d'effort est calculée.

Cette méthode a l'avantage de révéler la zone de mesure masquée par le bruit de mesure de l'accélération. Par contre, elle est soumise à l'hypothèse de propagation instantanée.

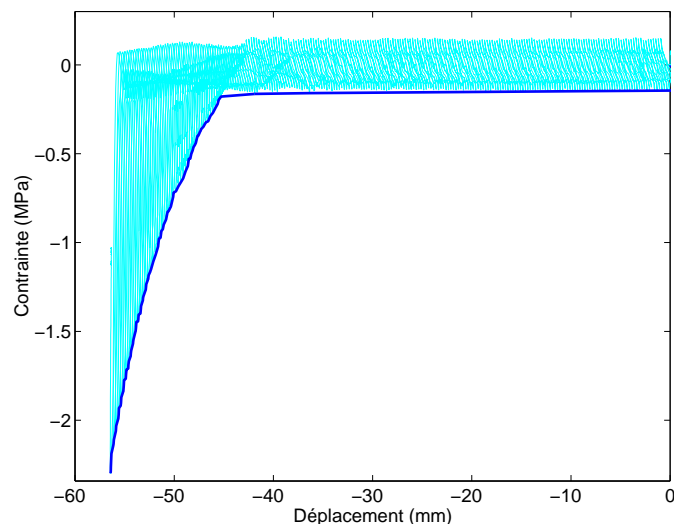


Figure 4.18 – Le signal brut de contrainte est remplacé par son enveloppe directe

Nous avons décidé de travailler avec le filtrage direct (plus précis) pour l'analyse de essais de compactage sous vibration, et avec le filtrage indirect pour l'analyse des essais de relaxation (la zone masquée est nécessaire à l'exploitation des résultats).

### 4.2.2.3 Cas des essais de relaxation

Pour l'étude des essais de relaxation définis en section 4.1.4, l'analyse est effectuée sur l'enveloppe calculée du signal de contrainte. De plus, étant donné que la valeur de contrainte relaxée aux temps longs doit être précise, l'enveloppe est corrigée de la valeur des efforts d'inertie pour donner le signal d'analyse. L'illustration est donnée sur la figure 4.19.

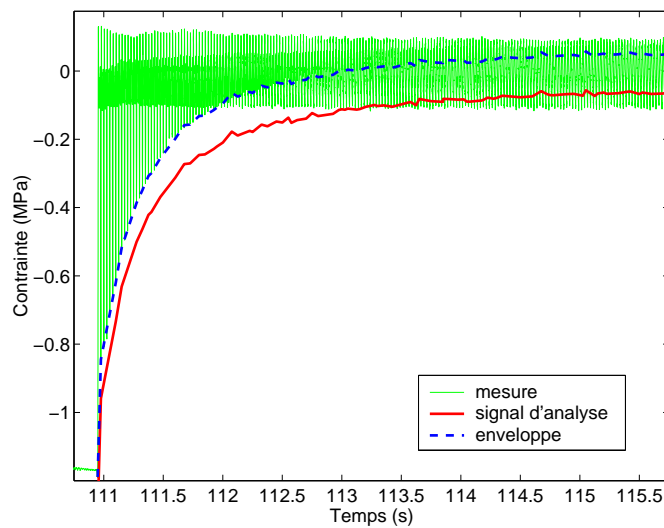


Figure 4.19 – Mesure et post-traitement de la mesure pour un essai de relaxation sous vibration

## 4.3 Présentation des résultats expérimentaux

*Cette section présente tous les résultats expérimentaux utilisés pour l'analyse. Deux chapitres préliminaires concernent les études de la dynamique des ondes dans le processus de compactage sous vibration du béton frais, ainsi que de la répétabilité des essais.*

### 4.3.1 Mesure brute

La figure 4.20 montre un exemple de résultat brut des efforts mesurés sur chaque poinçon.

Le compactage est limité à un effort total de 7000 N. La contrainte est donc toujours inférieure à environ 2 MPa. La courbe est convexe, caractéristique d'une consolidation, classique pour des essais confinés. On peut séparer la courbe en deux parties, correspondant à deux mécanismes différents du compactage. La transition entre les deux phases du compactage correspond à un phénomène de consolidation, aussi appelé "transition vitreuse", existant pour les matériaux granulaires. Elle est décrite en annexe C.

Les deux efforts mesurés "haut" et "bas" sont similaires. La différence entre ces deux efforts correspond à l'effort global de frottement avec les parois du moule.

### 4.3.2 Analyse spécifique de la dynamique des ondes

L'essai aux barres de Hopkinson modifié présenté au chapitre 2 a permis de mesurer le temps de propagation des ondes de compression dans le béton frais. Les résultats ont montré que l'ordre de grandeur du retard est inférieur à 1 ms (voir section 3.1.1). On peut donc faire l'hypothèse de séparation des périodes de vibration dans le cas des essais de compactage sous vibration (voir la section 4.3.2). En effet, pour que des effets dynamiques deviennent caractéristiques, il faudrait appliquer une fréquence de vibration de l'ordre de 1000 Hz.

Cette hypothèse peut aussi être confirmée par les essais de compactage sous vibration eux-mêmes. La figure 4.21 montre l'évolution temporelle des efforts mesurés sur les deux poinçons, pendant quelques

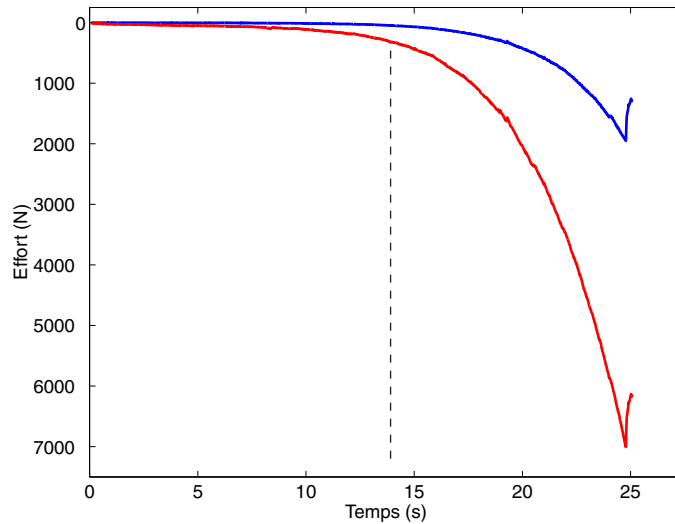


Figure 4.20 – Efforts mesurés pendant un essai de compactage monotone à 2 mm/s

périodes d'un essai de compactage sous vibrations. On remarque que les deux signaux d'effort sont en phase à cette échelle. Ce résultat, observé sur quelques périodes, est généralisable à la totalité du signal.

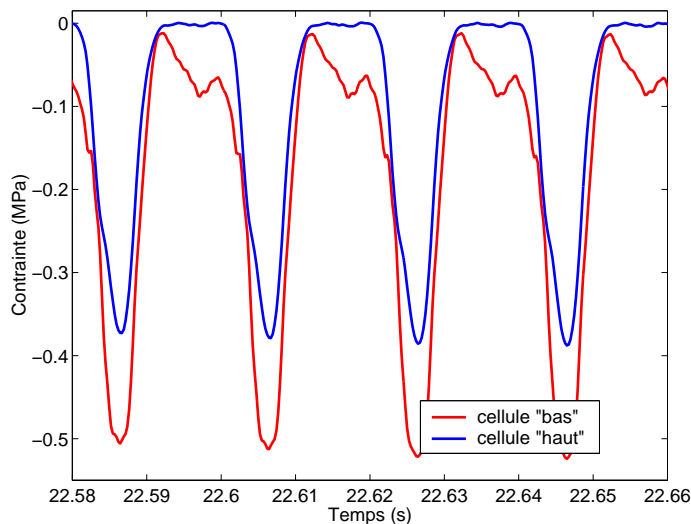


Figure 4.21 – Évolution temporelle des efforts sur chaque face de l'échantillon pendant quelques périodes du compactage sous vibrations

Une autre validation est proposée, selon la démarche suivante :

- la figure 4.22 montre un signal de mesure du déplacement imposé durant un essai de compactage sous vibrations. Deux enveloppes encadrent le signal, correspondant aux instants de charge maximale et de décharge maximale de l'échantillon. Soit  $t^c$  (resp.  $t^d$ ) le vecteur "temps" des points formant l'enveloppe correspondant à la charge (resp. à la décharge),
- on lui associe le vecteur contrainte correspondant  $\sigma^c = \sigma(t^c)$  (resp.  $\sigma^d = \sigma(t^d)$ ),
- on vérifie, sur les figures 4.23 et 4.24, que le signal  $\sigma^c$  est bien l'enveloppe du signal de contrainte mesuré, sur la cellule "haut" comme pour la cellule "bas". De plus, le signal  $\sigma^d = \sigma^d(t^d)$  reste constant, à une valeur correspondant aux efforts d'inertie des masses mobiles. Lorsque la décharge est incomplète, le signal  $\sigma^d = \sigma^d(t^d)$  est l'enveloppe mini. du signal de contrainte mesuré, et il dépend de la déformation élastique emprisonnée dans le matériau à la décharge (voir à ce sujet la section 4.2.2). Ceci confirme le fait que le déplacement et la contrainte sont en phase, durant toute la durée de l'essai. Ce résultat est généralisé pour tous les essais que nous avons réalisés, pour des

fréquences inférieures à 70 Hz.

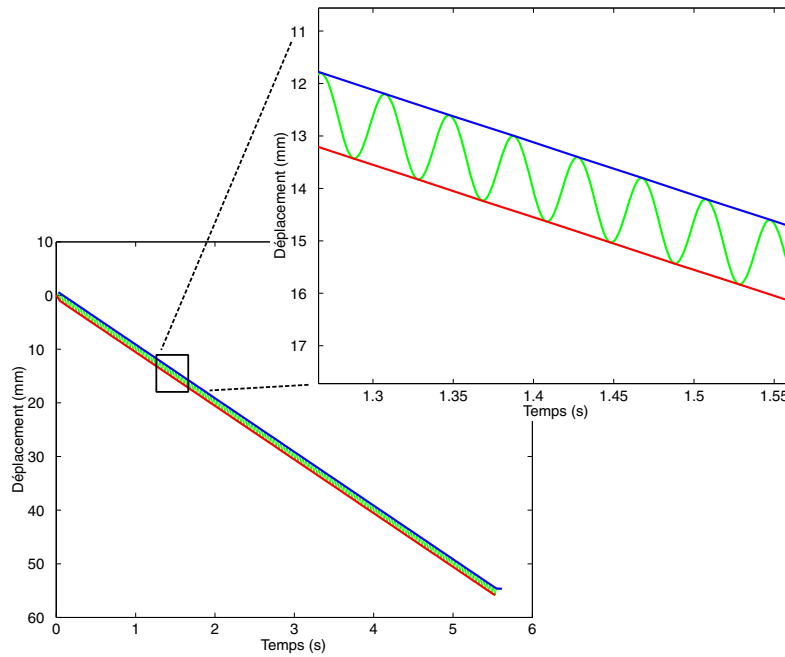


Figure 4.22 – Signal de déplacement mesuré (zoom) et superposition des enveloppes de charge et de décharge associées

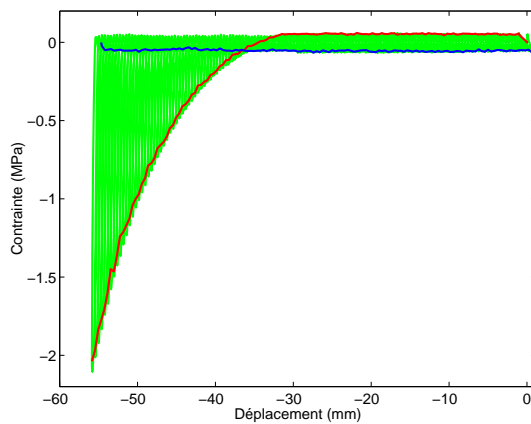


Figure 4.23 – Signal de contrainte mesuré par la cellule “bas” et superposition des enveloppes calculées

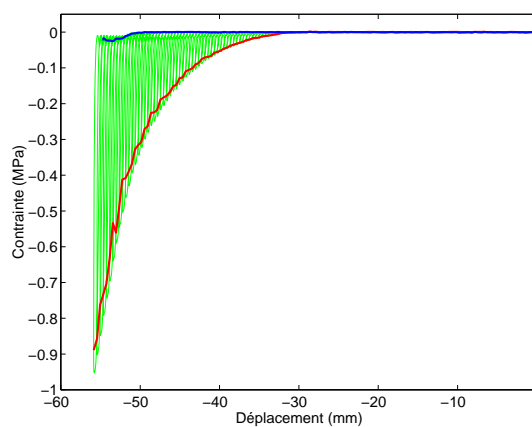


Figure 4.24 – Signal de contrainte mesuré par la cellule “haut” et superposition des enveloppes calculées

Ceci montre effectivement que la dynamique de propagation des contraintes dans l'échantillon est rapide devant la dynamique de la vibration. Soit  $\tau_d$  le temps caractéristique de propagation des ondes de contrainte dans l'échantillon, et  $T$  la période de vibration. On peut donc écrire :

$$\tau_d \ll T$$

L'essai de compactage sous vibrations est donc quasi-statique au sens où la sollicitation appliquée sur le bord est transmise instantanément à tout l'échantillon.



### 4.3.3 Analyse de la répétabilité des essais

Un échantillon pèse environ 960 g lors de l'utilisation du moule de hauteur 200 mm, et environ 460 g lors de l'utilisation du moule de hauteur 100 mm. La densité initiale est de l'ordre de  $1.4 \text{ g/cm}^3$ . À volume initial de l'échantillon imposé, on mesure en pratique une incertitude sur la masse de matériau introduite. Cette variabilité provient de plusieurs sources :

- la granulométrie du matériau : la phase granulaire a une granulométrie étendue et n'est pas tamisée pour chaque essai. La courbe granulométrique de nos échantillons peut donc être assez variable d'un essai sur l'autre. Par conséquent, le béton peut s'avérer être plus ou moins sec puisque les grains de plus petite taille ont une surface spécifique plus grande et donc une tendance à assécher le matériau,
- le malaxage : c'est une opération complexe (voir Charonnat [1993]),
- le remplissage du moule : il peut être variable, selon la personne, la technique, etc.

La répétabilité de remplissage du moule est satisfaisante pour des essais rapprochés dans le temps : de l'ordre de 1 % (10 g pour 1 kg). À l'échelle de temps de trois ans, la dérive est de l'ordre de 5 %.

L'influence de la variabilité de l'état initial de l'échantillon sur la réponse du matériau dépend de la sollicitation imposée. L'existence de la vibration tend à homogénéiser le matériau et améliorer la répétabilité des essais. Certains résultats d'essais spécifiques de répétabilité sont donnés en section suivante.

### 4.3.4 Résultats des essais de compactage sous vibration

Les essais de compactage sous vibration correspondent à la simplification et à l'instrumentalisation du procédé de mise en forme des blocs sur presse vibrante. Ils permettent d'analyser l'influence des paramètres de la vibration sur la réponse du matériau à l'écrasement.

Le tableau 4.1 recense les différents essais servant à l'analyse des résultats, ainsi que leurs caractéristiques.

f (Hz)	a (mm)	r (mm/s)	moule	plaque	M (g)
25	0.6	2	G	AL	980
25	0.6	2	G	AL	903
40	0.2	2	G	AL	987
40	0.7	2	G	AL	983
60	0.2	2	G	AL	980
30	0.1	0.2	P	AC	464
30	0.1	2	P	AC	461
30	0.1	50	P	AC	470
30	0.5	0.2	P	AC	460
30	0.5	2	P	AC	452
30	0.5	50	P	AC	471
30	0.9	0.2	P	AC	451
30	0.9	2	P	AC	458
30	0.9	50	P	AC	447
40	0.1	0.2	P	AC	449
40	0.1	2	P	AC	455
40	0.1	50	P	AC	447
40	0.5	0.2	P	AC	461
40	0.5	2	P	AC	457
40	0.5	50	P	AC	459

Tableau 4.1 – Les essais de compactage sous vibration

Les figures 4.25 à 4.31 montrent les résultats des essais de compactage sous vibration. Pour chaque essai, seul l'effort mesuré "bas" est tracé.

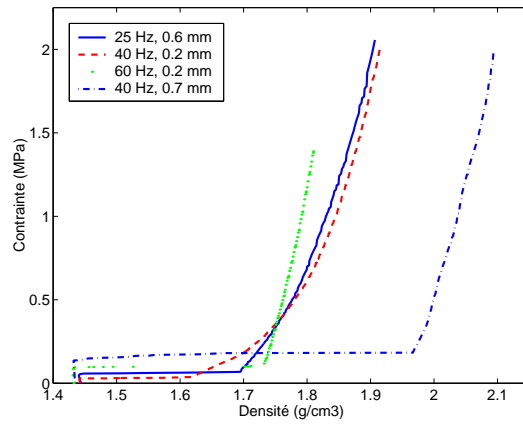
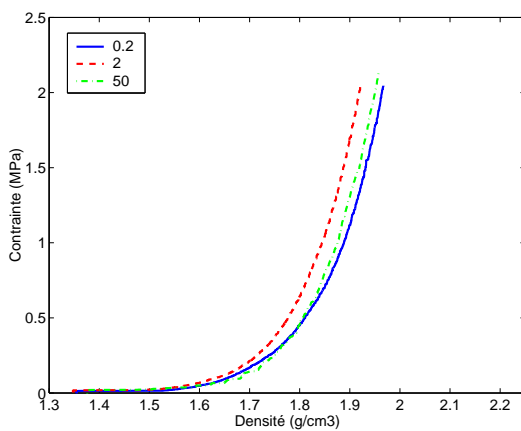
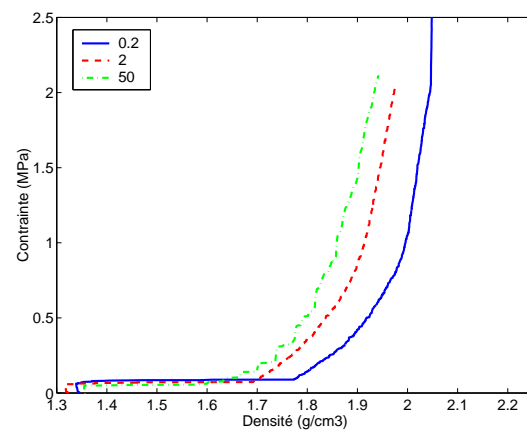
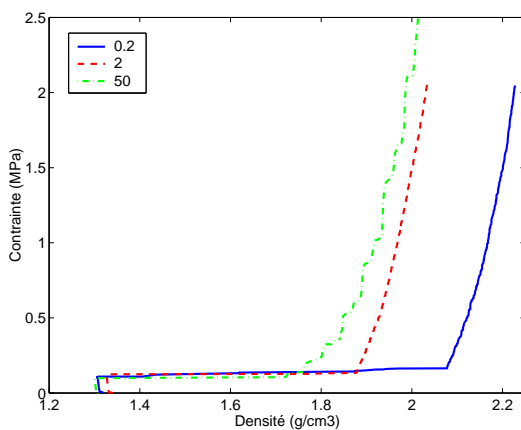
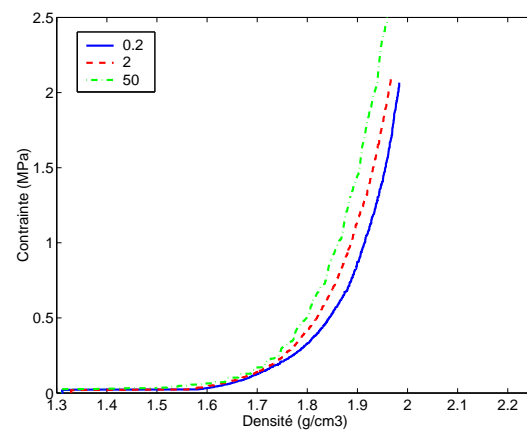


Figure 4.25 – Essais de compactage sous vibration pour des vibrations différentes

Figure 4.26 – Influence de la vitesse d'écrasement à même vibration 30 Hz,  $\pm 0.1$  mmFigure 4.27 – Influence de la vitesse d'écrasement à même vibration 30 Hz,  $\pm 0.5$  mmFigure 4.28 – Influence de la vitesse d'écrasement à même vibration 30 Hz,  $\pm 0.9$  mmFigure 4.29 – Influence de la vitesse d'écrasement à même vibration 40 Hz,  $\pm 0.1$  mm

### 4.3.5 Résultats des essais de compactage quasi-statique

Les essais de compactage quasi-statique permettent d'avoir une référence pour l'analyse des essais dynamiques. Ils correspondent au cas limite où la vibration a une accélération nulle ou négligeable. Les

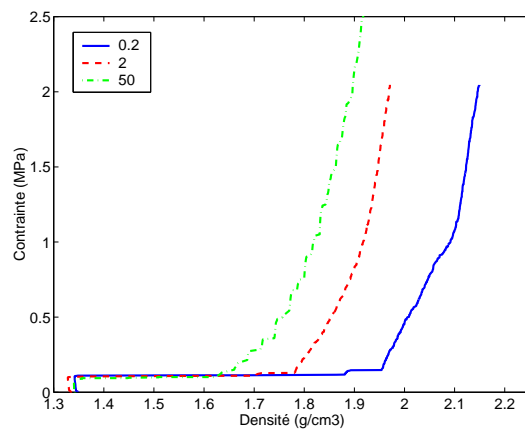


Figure 4.30 – Influence de la vitesse d'écrasement à même vibration 40 Hz,  $\pm 0.5$  mm

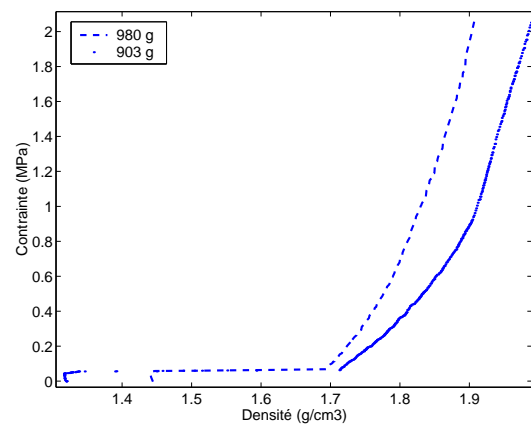


Figure 4.31 – Essais identiques, réalisés avec le même matériau, à 2 ans d'intervalle

essais sont présentés dans le tableau 4.2 et les résultats de la mesure de l'effort "bas" tracés sur la figure 4.33.

r (mm/s)	moule	plaque	M (g)
0.2	G	AL	950
0.2	G	AL	971
0.2	G	AL	973
0.2	G	AL	980
2	G	AL	977
2	G	AL	979
2	P	AC	473
2	P	AC	458
2	P	AC	463
2	P	AC	449
2	P	AC	448
2	P	AC	462
2	P	AC	459

Tableau 4.2 – Les essais de compactage quasi-statique

Les essais de répétabilité, pour les deux moules, sont donnés sur la figure 4.32. Ces mêmes courbes d'effort sont tracées en fonction de la densité apparente sur la figure 4.33.

La répétabilité est sensiblement meilleure lorsque les courbes sont tracées en fonction de la densité. La courbe d'écroutissage, sera plus précise si elle est exprimée en fonction de la densité apparente  $\rho$ , définie comme le rapport entre la masse et le volume de l'échantillon.

En revanche, il subsiste un effet de la hauteur du moule qui se manifeste par un décalage des courbes. La consolidation (voir la section 4.3.1) a donc lieu pour des densités plus grandes dans le cas de l'utilisation du grand moule. De plus, la portion de courbe non-linéaire, correspondant à la consolidation, est plus étendue dans le cas du grand moule.

Ces effets sont caractéristiques de l'effet de la taille de l'échantillon sur le mécanisme de compactage, à l'échelle microscopique. Ainsi, le grand moule réduit les occurrences de blocage entre grains, et facilite le compactage. En première approximation, on peut supposer que lorsqu'une zone est bloquée, un échantillon de plus grande taille offre un volume complémentaire de zones non bloquées plus important. Les possibilités de déformation sont alors plus grandes.

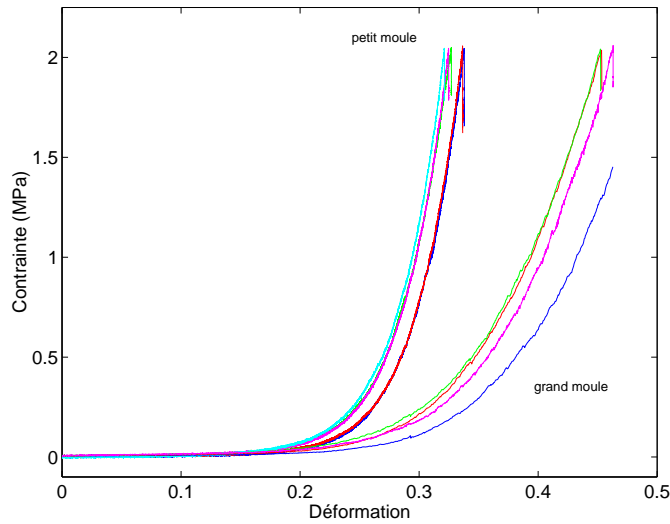


Figure 4.32 – Essais de répétabilité du compactage quasi-statique monotone

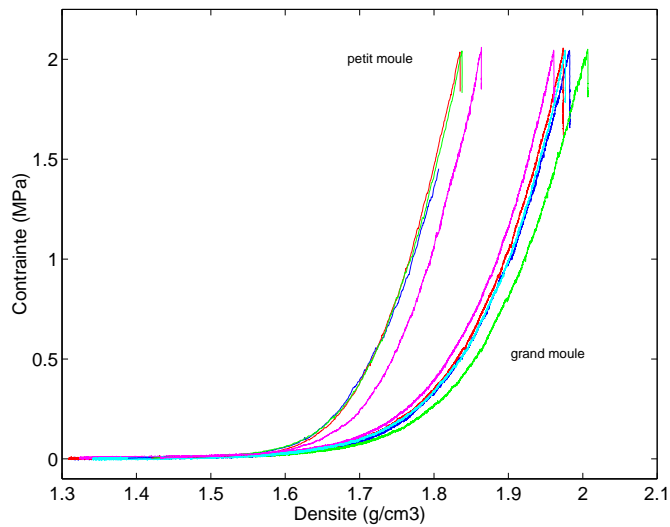


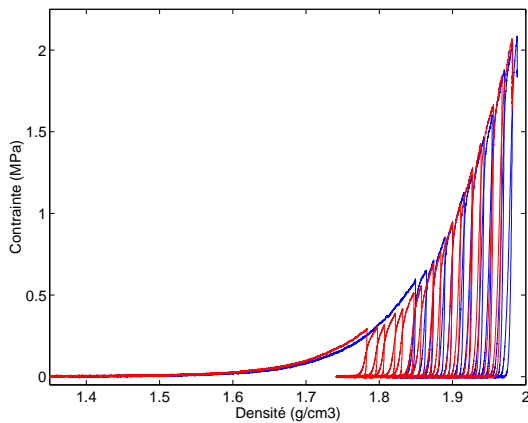
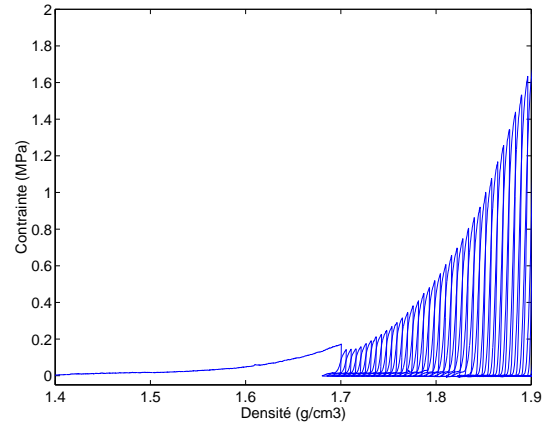
Figure 4.33 – Résultats des essais de compactage quasi-statique, réalisés dans deux moules de hauteur différente

#### 4.3.6 Résultats des essais de compactage quasi-statique cyclique

Les essais quasi-statiques cycliques sont des cas limites des essais de vibration pour lesquels la fréquence est très faible (voir le tableau 4.3). Ils permettent d'observer si la vibration a une influence due à l'accélération ou uniquement à l'occurrence de cycles de charge/décharge. Comme indiqué en section 4.1.4, les essais se déroulent en deux temps, avec une précharge monotone. Les deux premiers essais présentés sont identiques mais avec une amplitude du compactage monotone différente.

a (mm)	moule	plaque	M (g)
0.5	P	AC	472
0.5	P	AC	455
2	G	AL	957

Tableau 4.3 – Les essais de compactage quasi-statique cycliques

Figure 4.34 – Essai de compactage quasi-statique cyclique d'amplitude  $\pm 0.5$  mm, réalisé dans le petit mouleFigure 4.35 – Essai de compactage quasi-statique cyclique d'amplitude  $\pm 0.5$  mm, réalisé dans le grand moule

### 4.3.7 Résultats des essais de relaxations multiples

Les essais de relaxations multiples permettent d'analyser l'influence de la vibration sur la relaxation de la contrainte d'écrasement, pour des densités différentes. De plus, ils permettent d'analyser l'influence d'une phase de relaxation sur la réponse du matériau à l'écrasement durant les phases d'écrasement. La définition des essais est donnée en section 4.1.4.2. Les essais sont présentés dans le tableau 4.4.

f (Hz)	a (mm)	moule	M (g)	f (Hz)	a (mm)	r (mm/s)
0	0	G	949	0	0	2
30	0.1	P	454	0	0	2
30	0.5	P	435	0	0	2
30	0.9	P	457	0	0	2
40	0.1	P	438	0	0	2
40	0.5	P	442	0	0	2
40	0.9	P	450	0	0	2
50	0.1	P	466	0	0	2
50	0.5	P	459	0	0	2
30	0.9	P	464	30	0.9	2
30	0.5	P	466	30	0.9	2
30	0.9	P	451	30	0.1	2
30	0.5	P	464	30	0.5	2
2	0.5	P	456	2	0.5	2
2	0.2	P	452	2	0.5	2

Tableau 4.4 – Les essais de relaxations multiples

*Remarque : pour faciliter la lecture, les courbes présentées sur les figures dans la suite de cette section doivent être lues de la façon suivante : graphiquement, l'ordre de la légende et celui des courbes est le même.*

La figure 4.36 montre la sollicitation et la réponse lors d'un essai de relaxation standard. Ce résultat présente la référence pour les essais de relaxation sous vibration.

Les essais présentés sur les figures 4.37 à 4.45 montrent les courbes de relaxation pour des essais de relaxations multiples. Entre les phases de relaxation, le matériau est écroui par des phases d'écrasement sous chargement monotone.

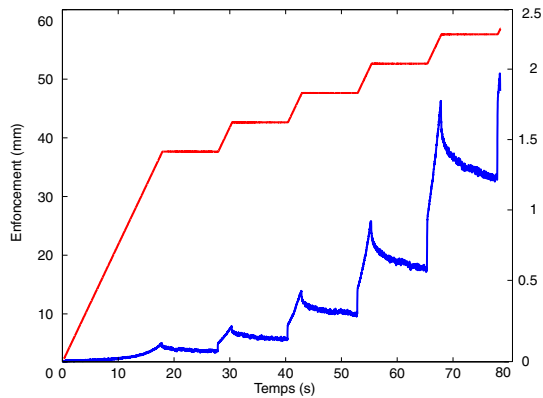


Figure 4.36 – Essai de relaxations multiples “vraies”, sans vibration

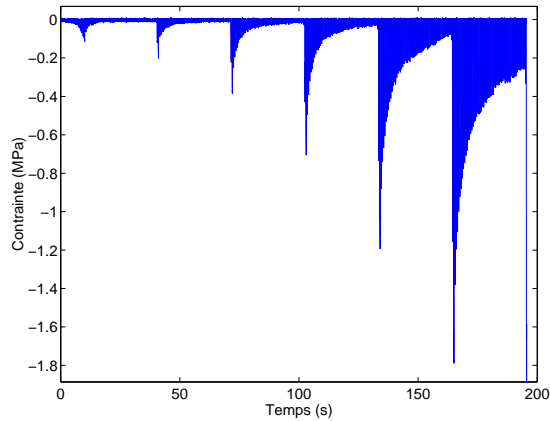


Figure 4.37 – Exemple de mesure durant un essai de relaxations multiples

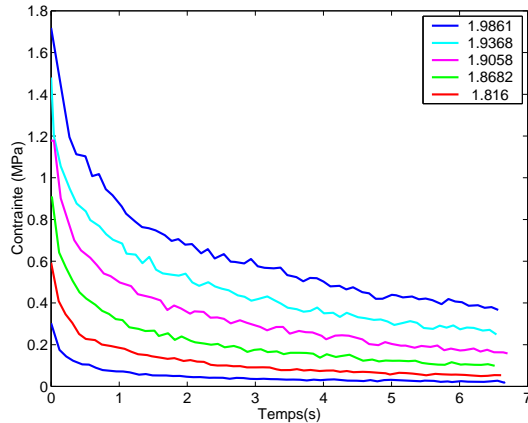


Figure 4.38 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.1$  mm

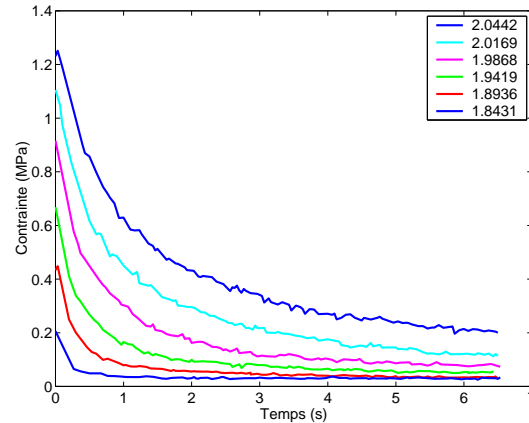


Figure 4.39 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm

Les essais présentés sur les figures 4.46 à 4.51 montrent les courbes de relaxation pour des essais de relaxations multiples pour lesquels le matériau est aussi vibré durant les phases d'écrouissage.

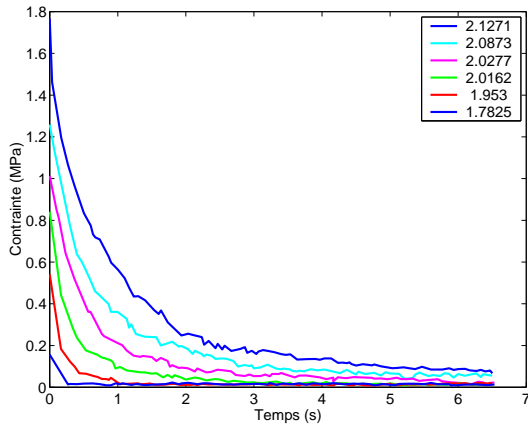


Figure 4.40 – Relaxation à 30 Hz, ± 0.9 mm

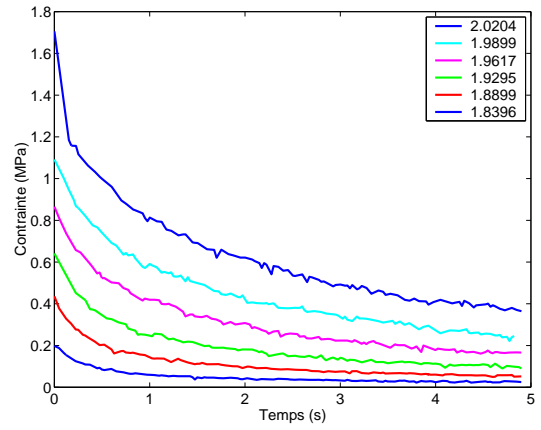


Figure 4.41 – Relaxation à 40 Hz, ± 0.1 mm

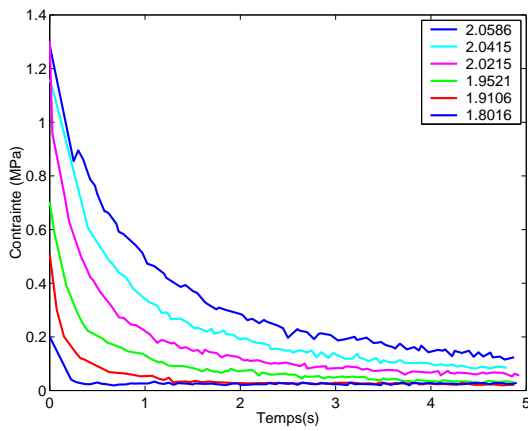


Figure 4.42 – Relaxation à 40 Hz, ± 0.5 mm

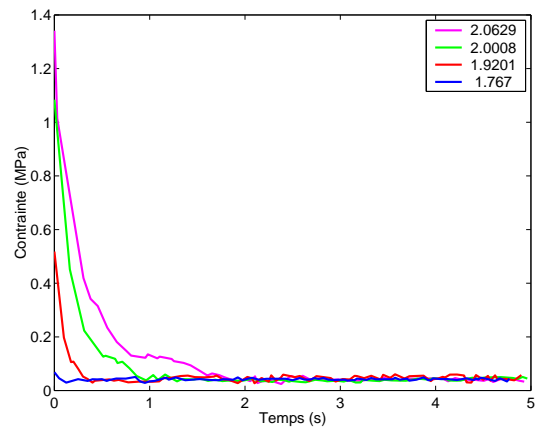


Figure 4.43 – Relaxation à 40 Hz, ± 0.9 mm

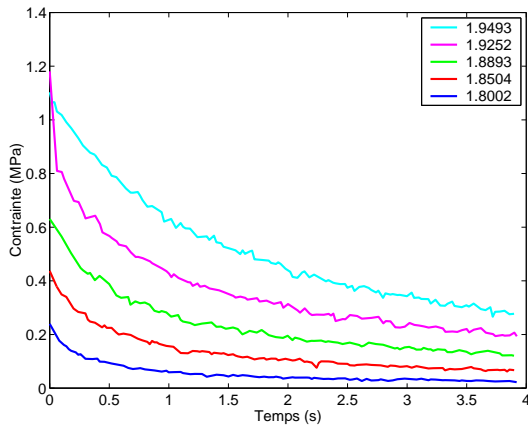


Figure 4.44 – Relaxation à 50 Hz, ± 0.1 mm

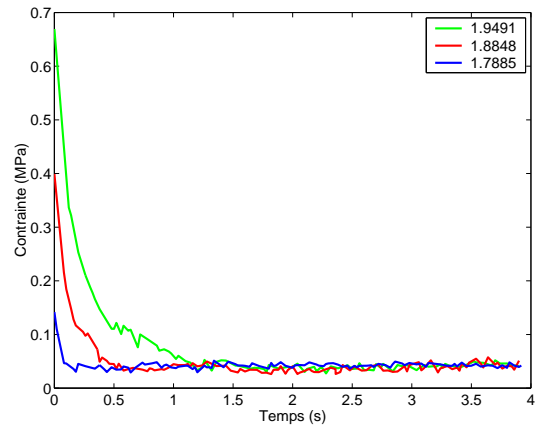


Figure 4.45 – Relaxation à 50 Hz, ± 0.5 mm

### 4.3.8 Résultats des essais de fluage

Les essais de fluage sont une autre méthode d'analyse de la viscosité induite par la vibration sur la réponse du béton frais à l'écrasement (voir la section 4.1.4). Ils sont présentés dans le tableau 4.5.

Les figures 4.52 à 4.54 montrent les résultats des essais de fluage.

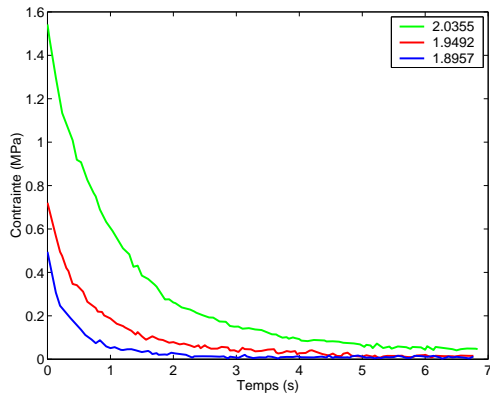


Figure 4.46 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.9$  mm.  
Écrouissage à 30 Hz,  $\pm 0.9$  mm

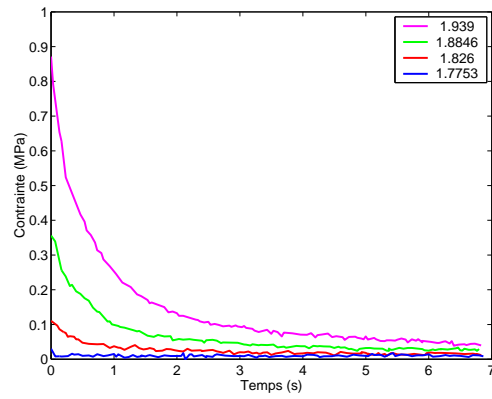


Figure 4.47 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm.  
Écrouissage à 30 Hz,  $\pm 0.9$  mm

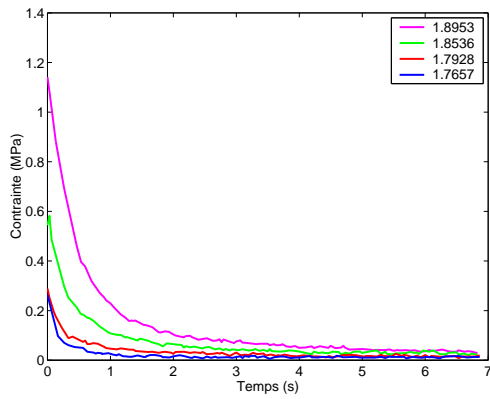


Figure 4.48 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm.  
Écrouissage à 30 Hz,  $\pm 0.1$  mm

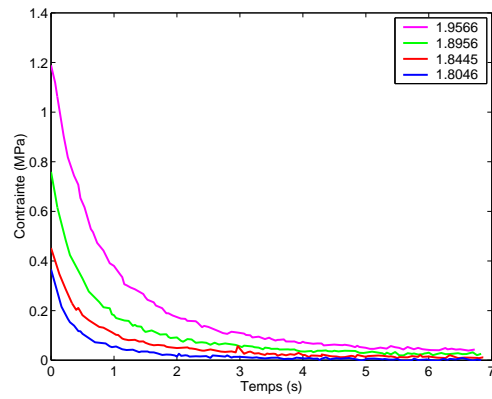


Figure 4.49 – Relaxation à 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm.  
Écrouissage à 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm

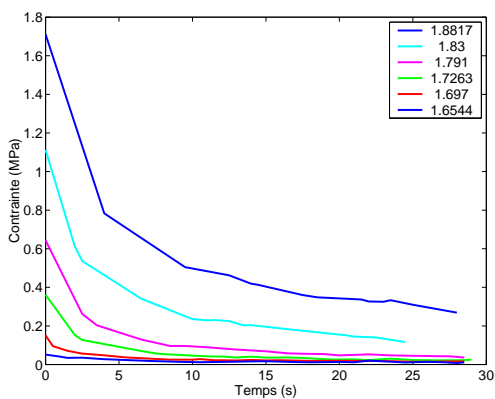


Figure 4.50 – Relaxation à 2 Hz,  $\pm 0.5$  mm.  
Écrouissage à 2 Hz,  $\pm 0.5$  mm

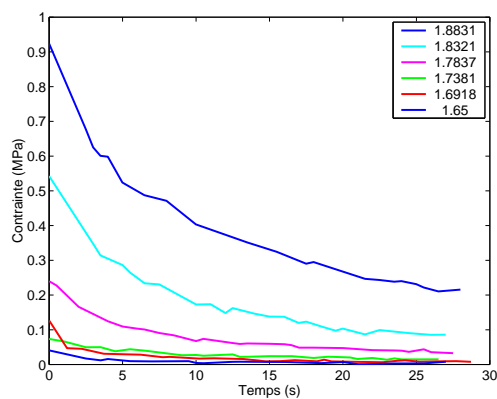
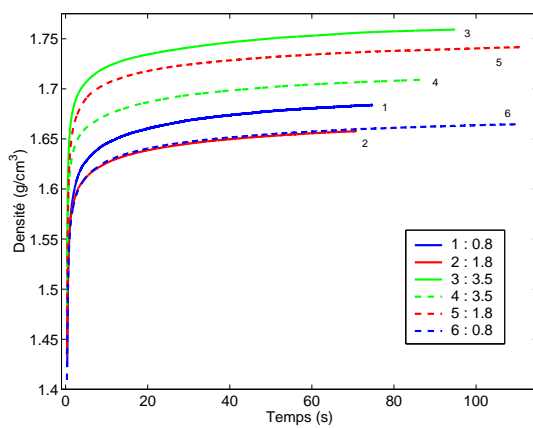
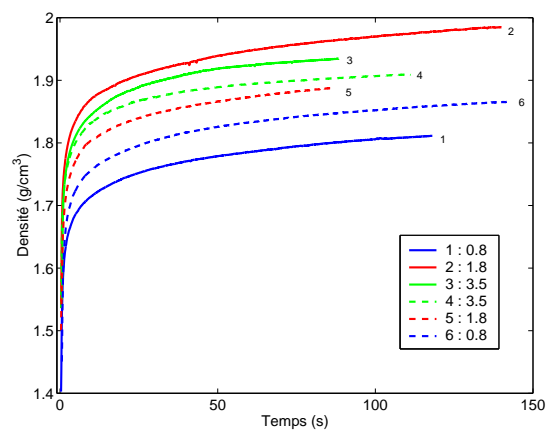


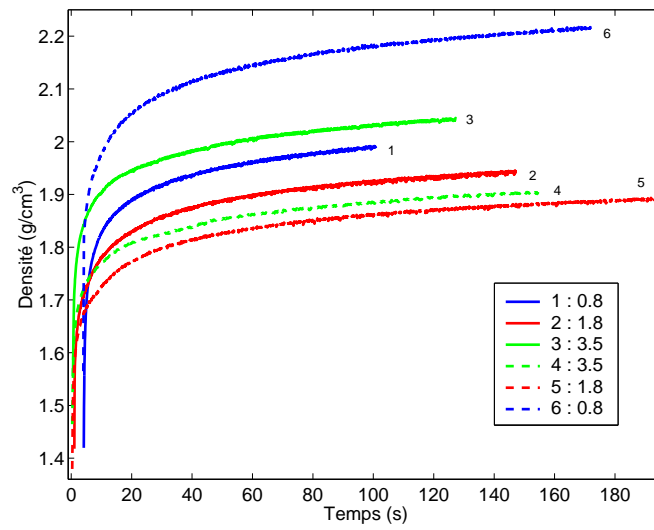
Figure 4.51 – Relaxation à 2 Hz,  $\pm 0.2$  mm.  
Écrouissage à 2 Hz,  $\pm 0.2$  mm



f (Hz)	a (mm)	moule	charge (kg)	M (g)
20	0.5	P	0.8	448
20	0.5	P	0.8	436
20	0.5	P	1.8	459
20	0.5	P	1.8	457
20	0.5	P	3.5	465
20	0.5	P	3.5	460
30	0.4	P	0.8	457
30	0.4	P	0.8	465
30	0.4	P	1.8	457
30	0.4	P	1.8	464
30	0.4	P	3.5	459
30	0.4	P	3.5	460
40	0.5	P	0.8	444
40	0.5	P	0.8	453
40	0.5	P	1.8	461
40	0.5	P	1.8	461
40	0.5	P	3.5	467
40	0.5	P	3.5	457

Tableau 4.5 – Les essais de fluage

Figure 4.52 – Fluage 20 Hz,  $\pm 0.5$  mmFigure 4.53 – Fluage 30 Hz,  $\pm 0.4$  mm

Figure 4.54 – Fluage 40 Hz,  $\pm 0.5$  mm



## Chapitre 5

# Analyse du comportement du béton frais sous vibration

### 5.1 Vibration et frottement aux parois

Initialement, le montage expérimental décrit en section 4.1.1, a été conçu afin d'avoir une mesure de l'effort de frottement global aux parois. L'analyse de l'influence du frottement lorsque le béton frais est vibré est faite dans cette section par comparaison avec des essais de compactage sans vibration.

#### 5.1.1 Analyse du frottement global

Deux cellules d'effort sont placées de part et d'autre de l'échantillon (voir la section 4.1.1). La différence des efforts mesurés "haut"  $F_h$  et "bas"  $F_b$ , permet alors de calculer l'effort global de frottement  $F_f$  aux parois :  $F_f = F_b - F_h$ . La figure 5.1 montre un exemple de mesure des efforts "haut" et "bas" dans le cas d'un essai de compactage quasi-statique monotone. L'influence du frottement est donc importante puisqu'on constate une perte des efforts par frottement de l'ordre de 60 % de l'effort global de compactage. De plus, l'effort de frottement augmente durant le compactage, comme indiqué sur la figure 5.2.

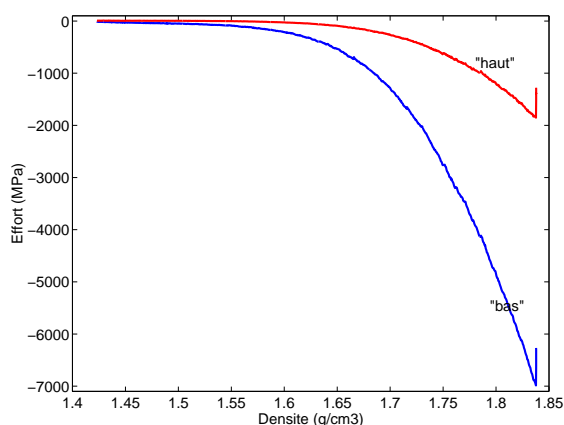


Figure 5.1 – Influence du frottement lors d'un essai de compactage monotone

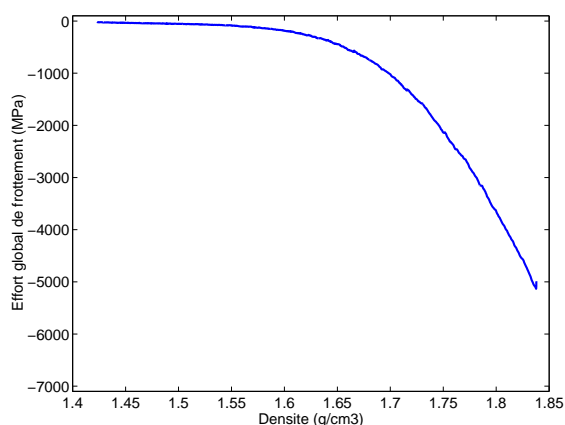


Figure 5.2 – Évolution de l'effort global de frottement durant un essai de compactage monotone

La figure 5.3 montre l'influence de l'accélération de la vibration sur la réponse des contraintes mesurées. On remarque que lorsque l'accélération de la vibration augmente, l'influence du frottement diminue considérablement. Les pertes par frottement ne représentent plus que moins de 20 % de la contrainte globale.

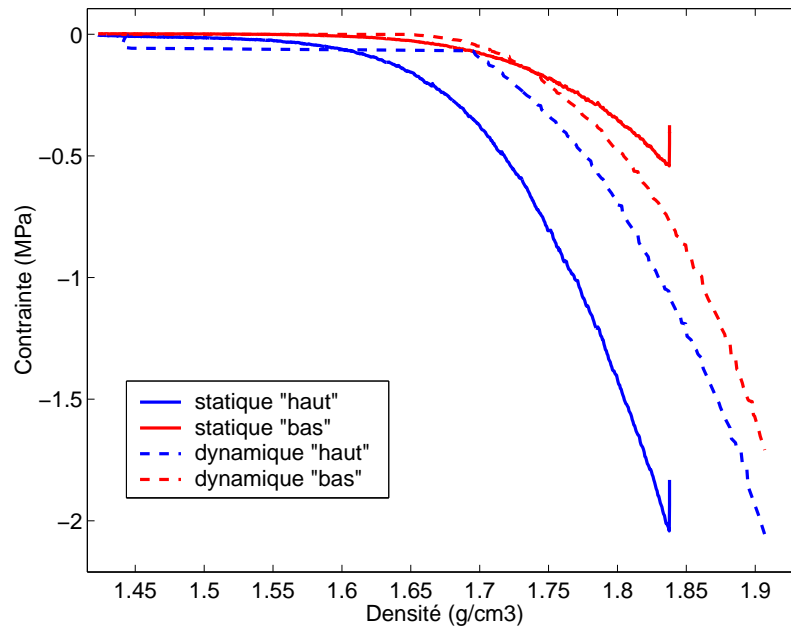


Figure 5.3 – L'accélération de la vibration tend à diminuer l'effort de frottement global

### 5.1.2 Analyse du frottement local

La mesure du frottement global sur la structure ne renseigne pas sur les propriétés locales du frottement. L'augmentation du frottement au cours du compactage ne peut donc pas être attribuée à une augmentation du coefficient de frottement ou de l'effort de compactage.

Afin d'analyser le frottement local, le modèle de frottement de Coulomb est supposé pertinent. Il est généralement utilisé dans le cas de contacts secs entre deux matériaux. Il repose sur une relation de proportionnalité entre la contrainte de cisaillement de frottement  $\tau$ , et la contrainte normale  $p$ , au contact (Coulomb [1821], Bowden and Tabor [1973]) :

$$\tau = f_c p$$

où  $f_c$  est le coefficient de frottement.

Afin de permettre un calcul analytique, le problème expérimental est ramené à un calcul unidimensionnel prenant en compte les contraintes de frottement aux parois. L'échantillon est décomposé en tranches supposées en équilibre sous les efforts axiaux et de frottement aux parois, comme indiqué sur la figure 5.4.

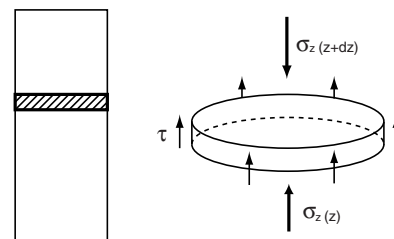


Figure 5.4 – Équilibre d'une tranche sous contrainte axiales et de frottement

La contrainte axiale  $\sigma_z$  et la contrainte radiale  $\sigma_r$  sont supposées proportionnelles,  $k$  étant le coefficient de pression radiale. Cette modélisation est classique dans la modélisation des milieux granulaires (problème du stockage de grains dans un silo Janssen [1895] ou du compactage des céramiques Bortzmeyer [1990]).

Supposons que  $k$  et  $f_c$  sont uniformes dans la hauteur de l'échantillon. L'équation d'équilibre, en négligeant le terme d'inertie, donne :

$$\frac{d\sigma_z}{dz} - \frac{2kf_c}{R}\sigma_z = 0$$

En intégrant la solution  $\sigma_z$  sur la section de l'échantillon, on obtient la relation entre les efforts mesurés "haut"  $F_h$  et "bas"  $F_b$  :

$$F_h = F_b \exp\left(\frac{-kf_c L_e}{R}\right)$$

où  $L_e$  et  $R$  sont respectivement la longueur et le rayon de l'échantillon.

Cette relation permet de calculer la grandeur  $kf_c$  à partir des mesures d'effort :

$$kf_c = -\frac{R}{L_e} \ln\left(\frac{F_h}{F_b}\right)$$

Les figures 5.5 et 5.6 montrent l'évolution du  $kf_c$  en fonction du compactage pour les deux moules de hauteur différente. Les résultats montrent que le paramètre  $kf_c$  ne peut être exploité qu'après la phase de consolidation en raison du rapport  $F_h/F_b$ , le terme  $F_b$  étant proche de zéro.

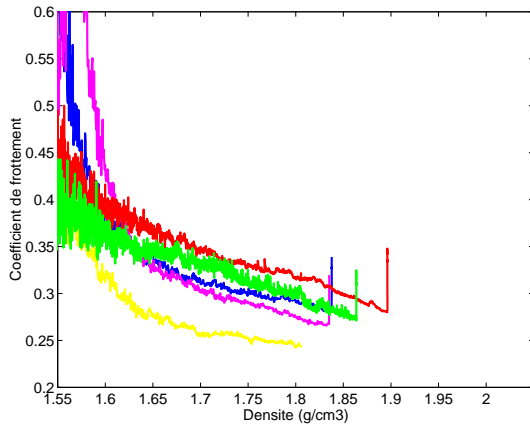


Figure 5.5 – Évolution du coefficient  $kf_c$  du modèle de frottement de Coulomb avec la densité. Grand moule

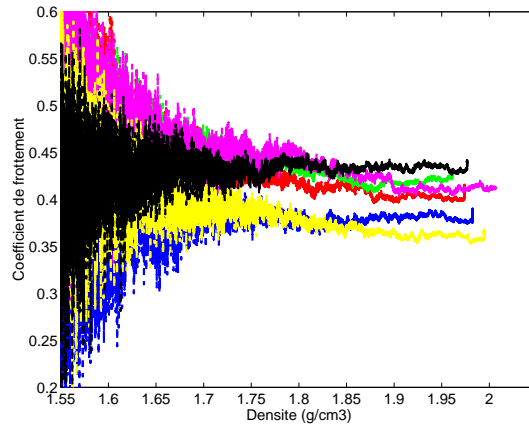


Figure 5.6 – Évolution du coefficient  $kf_c$  du modèle de frottement de Coulomb avec la densité. Petit moule

La figure 5.7 montre l'influence de l'accélération de la vibration sur le coefficient  $kf_c$  dans le cas du modèle de frottement de Coulomb, pour le petit moule. La plage grisée notée "statique" correspond à la plage de valeurs mesurées pour le compactage quasi-statique.

Les résultats montrent donc que lors du compactage quasi-statique dans le grand moule, le coefficient  $kf_c$  diminue. Lors du compactage quasi-statique dans le petit moule, le coefficient  $kf_c$  est plus grand, et sa diminution au cours du compactage est plus faible. De plus, la valeur du paramètre  $kf_c$  caractérisant l'influence du frottement, diminue lorsque l'accélération de la vibration augmente. Pour des accélérations très faibles, inférieures à 1 g, le frottement est similaire à ce qui est mesuré pour un essai d'écrasement quasi-statique. De plus, lors du compactage, le frottement tend à augmenter vers une valeur asymptotique proche de la valeur quasi-statique. Donc l'efficacité de la vibration, du point de vue de la diminution de l'influence du frottement aux parois, diminue au cours de la densification de l'échantillon.

### 5.1.3 Interprétation des résultats

La diminution du paramètre  $kf_c$  est intéressante. Le matériau, en étant plus densifié, ne peut pas avoir un coefficient de frottement qui diminue. En effet, le frottement de Coulomb est une modélisation de l'augmentation de la surface de contact réelle entre les deux corps, qui augmente lorsque la pression de contact augmente. Lors du compactage, la surface réelle de contact ne peut qu'augmenter. Par conséquent, le produit  $kf_c$  ne peut diminuer que si le coefficient de pression radiale  $k$  diminue.

Ce résultat est cohérent avec les résultats bibliographiques menés sur des collections de grains secs. Cette diminution supposée de  $k$  peut être expliquée par une réorganisation du réseau de contact entre grains sous l'effet de la contrainte appliquée. Ce phénomène d'*anisotropie induite* est présenté en annexe B.

Le fait que le paramètre  $kf_c$  dépende de la hauteur du moule est plus surprenant. Ceci est confirmé par tous les essais. La figure 5.8 montre les résultats de mesure du paramètre  $kf_c$  pour un certain nombre d'essais réalisés sur les deux moules. À densité du béton identique, le frottement  $f_c$  est une grandeur locale

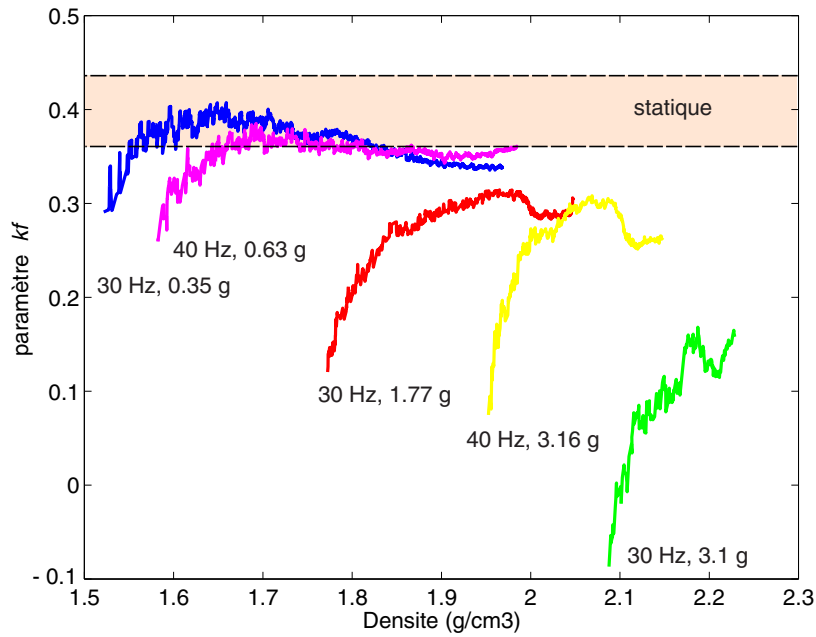


Figure 5.7 – Influence de l'accélération de la vibration sur le paramètre  $kf_c$

associée uniquement au couple de matériaux en contact et ne peut être différent. En revanche, ceci peut être attribué à la valeur du coefficient de pression radiale  $k$ , qui dépendrait de la hauteur de l'empilement de grains.

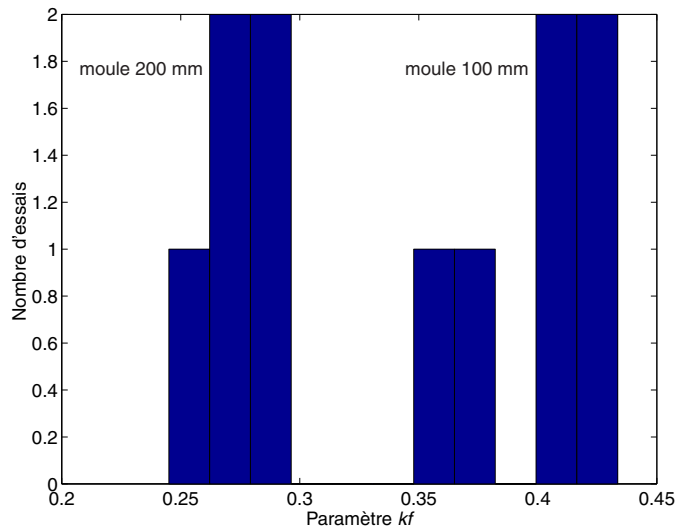


Figure 5.8 – Évolution du paramètre  $kf$  du modèle de frottement de Coulomb pour des essais de compactage statique. Influence de la hauteur du moule (valeur mini. pour le grand moule)

L'analyse de l'influence de la vibration sur le frottement aux parois est conforme avec l'idée d'un mécanisme de décollement des grains de la paroi sous l'effet de la vibration. Dans le cas quasi-statique, les grains sont toujours en contact avec les parois, et le nombre de contacts avec la paroi n'évolue pas radicalement car la paroi est un mur rigide pour le matériau. En revanche, sous vibration, le matériau est décollé de la paroi à chaque période de vibration. Ceci induit une diminution du frottement. Lorsque la densité augmente, les possibilités de décollement sont restreintes et l'efficacité de la vibration est réduite jusqu'à tendre vers le cas limite quasi-statique.

**Remarque 1 :** Pour des accélérations très grandes, la précision des résultats est assez mauvaise. Des valeurs négatives du coefficient de Tresca sont mêmes calculées et n'ont aucune valeur expérimentale. Ceci est dû au bruit de mesure, qui est du même ordre de grandeur que la mesure elle-même au début du compactage pour de fortes accélérations.

**Remarque 2 :** Dans le calcul du paramètre  $kf_c$ , celui-ci est supposé uniforme dans la hauteur de l'échantillon. Or les résultats montrent que le paramètre  $kf_c$  diminue avec la densité apparente de l'échantillon. Qualitativement, si l'on intègre dans la démarche le fait que le paramètre  $kf_c$  diminue avec la densité, alors :

- le frottement induit un gradient de contrainte et donc un gradient de densité,
- celui-ci provoque une diminution du paramètre  $kf_c$  dans les zones les plus densifiées, tendant à homogénéiser la structure et réduire les effets du frottement.

Les calculs précédents doivent donc être considérés comme des résultats qualitatifs devant être complétés par des analyses inverses plus poussées.

#### 5.1.4 Influence du frottement sur l'échantillon

Le principal effet du frottement aux parois sur l'échantillon est la création d'un gradient de densité dans la hauteur. Des résultats bibliographiques montrent précisément, dans le cas du compactage de poudres céramiques, l'importance de l'hétérogénéité (voir figure 5.9). Le matériau est sur-densifié dans les zones fortement cisailées, i.e. proches des parois et de la face mobile. De plus, la partie basse est sous-densifiée sous l'effet de la formation de voûtes empêchant le compactage des zones mortes situées dans les coins.

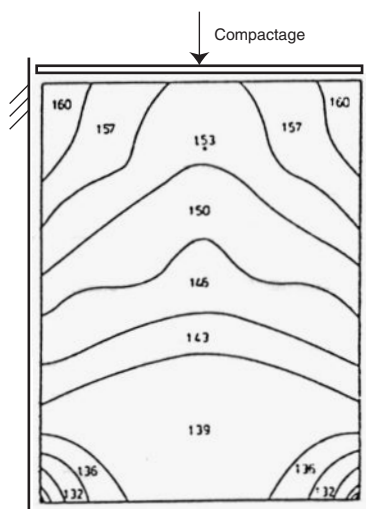


Figure 5.9 – Répartition de densité dans un moule cylindrique (Groenou [1981])

L'utilisation d'un moule en deux parties nous permet de récupérer les échantillons suite au compactage afin d'évaluer le gradient de densité dans la hauteur. La procédure de récupération de l'échantillon est la suivante :

- le moule contenant l'échantillon est sorti de la zone d'essai, avec le poinçon,
- l'ensemble est retourné et posé sur un marbre, dans un sachet opaque,
- le poinçon est enlevé et le moule ouvert,
- le sachet est refermé et l'échantillon est laissé plusieurs jours pour séchage (le sachet permet d'éviter la dessiccation prématurée du béton pouvant entraîner un retrait hétérogène et une fragilisation du matériau).

Une fois l'échantillon de matériau durci disponible, on procède à l'étape de découpe, puis à l'étape de mesure de la densité apparente. Celle-ci est définie à partir de la masse  $M_p$  et du volume  $V_p = \pi R^2 h_p$  du prélèvement. En pratique, on découpe donc des prélèvements cylindriques correspondant à des tronçons de l'échantillon d'épaisseur 20 mm. Ces tronçons sont pris suffisamment longs pour que la découpe soit possible. L'erreur sur le calcul du volume est de l'ordre de 5 %. La figure 5.10 montre un échantillon découpé en 6 tronçons,





Figure 5.10 – Découpe de l'échantillon en 6 tronçons cylindriques

Seuls les échantillons suffisamment compactés peuvent être récupérés de cette façon. Les échantillons obtenus sous compactage quasi-statique n'ont pu être analysés. En effet, ils s'effondrent soit au moment du démoulage soit au moment de la découpe.

La figure 5.11 présente nos résultats de mesure du gradient de densité dans la hauteur de l'échantillon.

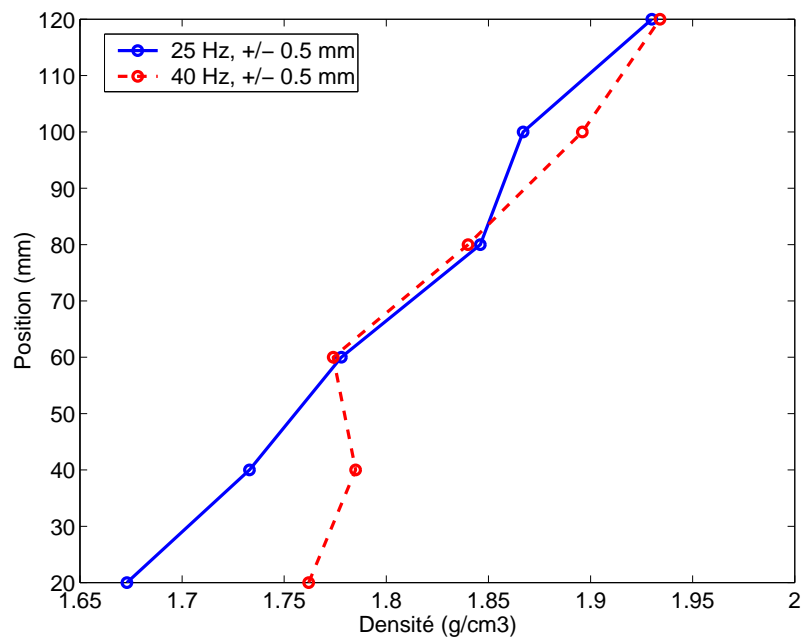


Figure 5.11 – Gradient de densité dans la hauteur d'échantillons compactés sous vibration

Les résultats montrent effectivement que l'échantillon est plus dense du côté d'application de la charge, et moins dense du côté fixe. L'influence de la vibration n'est pas clairement mise en évidence sur cette mesure.

## 5.2 Rôle de la vibration

*Cette section présente l'influence générale de la vibration sur le comportement du béton frais (sans prise en compte du frottement aux parois). Outre l'efficacité globale de la vibration sur l'opération de compactage, l'introduction d'une viscosité à l'échelle macroscopique est analysée.*

### 5.2.1 Efficacité de la vibration durant l'écrasement

La figure 5.12 montre les courbes contrainte-densité apparente pour trois essais réalisés pour une même vitesse de compression, et pour des accélérations de vibration différentes.

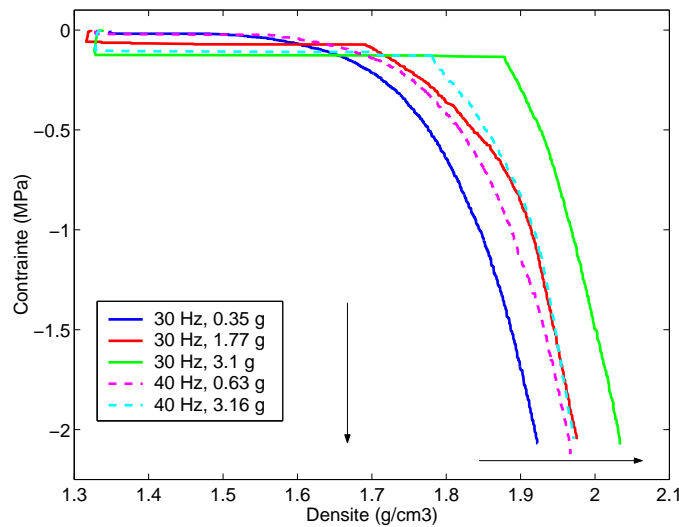


Figure 5.12 – Visualisation de l'efficacité des fortes accélérations de vibration sur l'opération. Les trois essais sont réalisés avec une même vitesse de compression

On remarque donc que l'augmentation de l'intensité de la vibration a les effets suivants sur la réponse du béton frais :

- augmentation de la densité de vibration seule, définie comme étant la densité au moment du contact, i.e. au moment du début de la phase de compactage (voir en annexe J),
- augmentation du taux d'accroissement de la contrainte durant la phase de compactage,
- augmentation de la densité finale atteinte.

De plus, pour les faibles vibrations, la réponse est très proche de la réponse mesurée durant les essais quasi-statiques.

On peut donc en déduire que la vibration n'est efficace que lorsque son accélération est suffisante. L'efficacité peut être répartie à trois niveaux :

- durant la phase de vibration seule,
- au niveau du frottement aux parois durant la phase de compactage sous vibration,
- et dans la masse du matériau durant cette même phase.

De plus, deux cas peuvent se produire, dépendant de la vitesse d'écrasement. Si la densité atteinte suite à la phase de vibration seule est proche de sa limite (voir l'annexe J), alors le taux d'accroissement de la contrainte sera grand puisque le matériau est déjà très dense. Sinon, la densification du matériau sous l'effet de la vibration induit une diminution de la contrainte d'écrasement par efficacité de la décharge.

L'efficacité de la vibration réside donc dans sa capacité à relaxer les contraintes de la charge par des mécanismes intervenant durant les décharges.

### 5.2.2 Influence de la vitesse de compactage

La figure 5.13 montre la courbe de compactage (mesuré par la cellule "bas") pour des vitesses variant de 0.5 à 100 mm/s. Dans cette gamme de vitesses, explorée sous chargement monotone, il n'y a donc pas d'effet notable de la vitesse de compactage. Les deux courbes présentées sur la figure 5.13 sont même particulièrement proches, comparées à la dispersion de l'essai (voir en section 4.3.3).

L'effet de la vitesse étant généralement lié à une viscosité caractéristique du matériau, des essais de relaxation ont été menés sur le béton frais. La figure 5.14 montre le déplacement imposé de l'essai de relaxations multiples effectué sur le béton frais. La réponse de la contrainte axiale mesurée sur la cellule "bas" est superposée (à un facteur près, la mesure de la cellule "haut" est identique).

On remarque donc que le béton flue, et que ce fluage n'est pas négligeable. Ainsi, le temps caractéristique de relaxation, correspondant à une diminution de la contrainte de 80 % de la diminution totale,

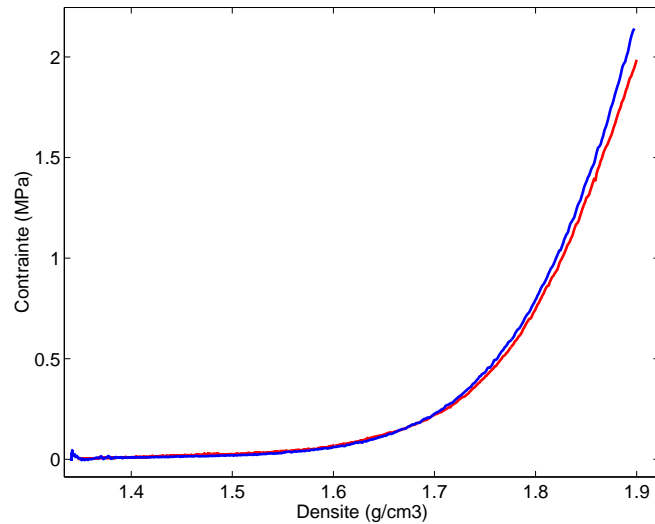


Figure 5.13 – Influence de la vitesse de compactage sur la réponse du béton frais à un compactage quasi-statique monotone. Présentation uniquement des résultats de deux essais réalisés à 0.5 et 100 mm/s

est d'environ 5 secondes. La contrainte visqueuse relaxée représente environ 30 % de la contrainte avant relaxation. La courbe de comportement, représentée sur la figure 5.15, montre clairement le caractère élasto-visco-plastique du matériau testé. Le fait que la courbe de l'essai relaxé soit située sous la courbe de compactage monotone n'est pas un résultat reproductible : l'écart entre les deux courbes est due à la dispersion des essais (voir la section 4.3.3). La relaxation du béton frais est donc limitée et sans effet sur la courbe d'écrasement.

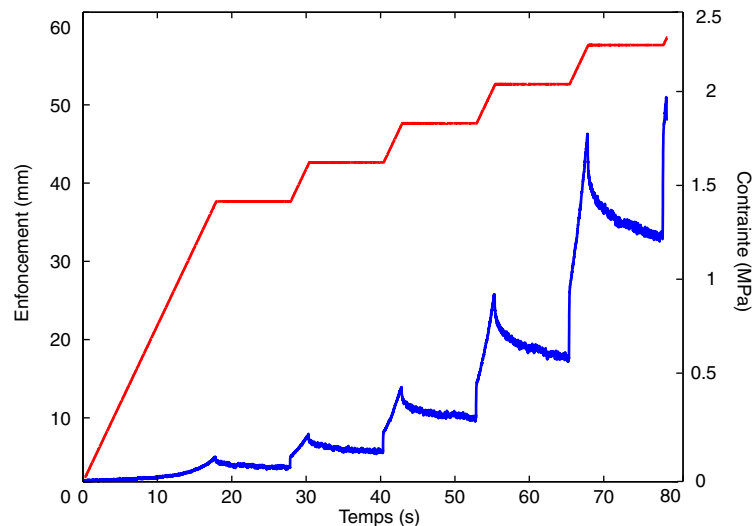


Figure 5.14 – Essai de relaxations multiples sur le béton frais

Sous vibration, la sensibilité à la vitesse de compactage est montrée sur la figure 5.16, représentative de l'ensemble des essais qui ont été faits. L'augmentation de la vitesse d'écrasement a pour effet de réduire l'efficacité au sens où la contrainte nécessaire pour atteindre une densité donnée augmente.

De plus, pour une vibration donnée, l'effet de la vitesse d'écrasement dépend de l'intensité de cette vibration. Afin d'illustrer le fait que cette perte d'efficacité dépend de la vibration imposée, on trace sur la figure 5.17 l'effet de la vitesse d'écrasement sur la densité finale atteinte à 7000 N. On remarque donc que la perte d'efficacité est d'autant plus grande que l'intensité de la vibration est grande. De plus, on remarque

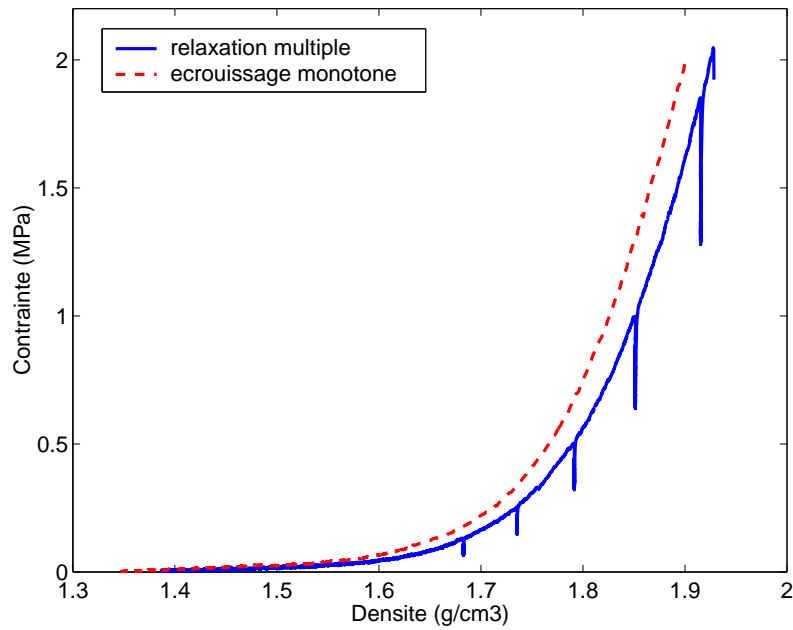


Figure 5.15 – Courbe contrainte/déformation de l’essai de relaxations multiples, comparé à un résultat d’essai d’écrasement monotone (indépendant de la vitesse)

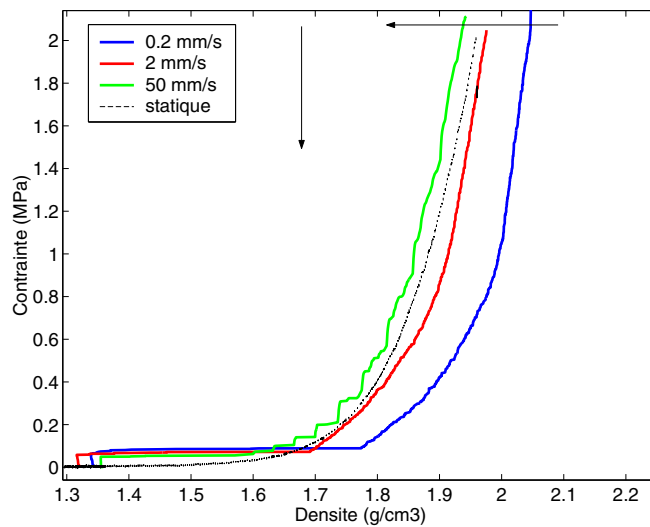


Figure 5.16 – Influence de la vitesse d’écrasement sur la réponse du béton frais soumis à un compactage sous vibration. Vibration : 30 Hz,  $\pm 0.5$  mm

que pour la vibration la plus faible, il n’y a pas d’effet de la vitesse d’écrasement.

Ces observations sont donc représentatives du caractère visqueux du matériau vibré : plus la vitesse de compactage est grande, plus le matériau est raide. Cette viscosité “macroscopique”, au sens où seule l’enveloppe du signal de contrainte est considérée, est due à la vibration. Le matériau non vibré ne fait pas apparaître un tel effet de viscosité. Cette influence de la vibration sur la réponse du matériau à l’écrasement est analysée en détails dans la section suivante.

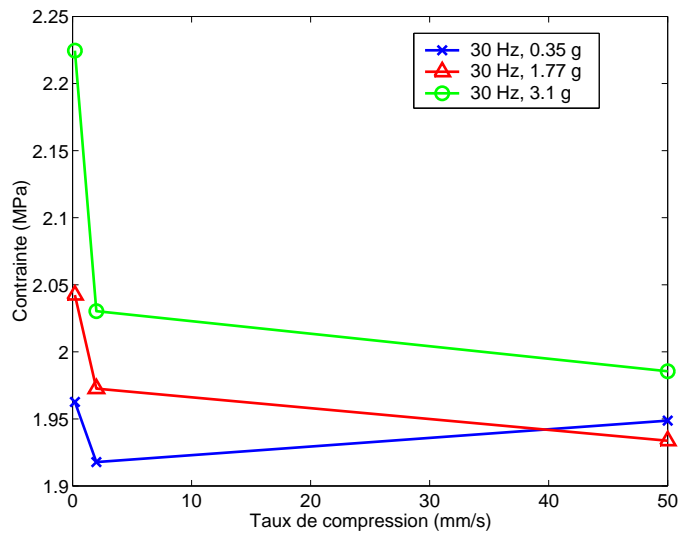


Figure 5.17 – Influence de la vitesse d'écrasement sur la densité finale atteinte à 7000 N. Vibration : 30 Hz

### 5.3 Vibration : efficacité de la décharge

*L'efficacité de la vibration est analysée au travers d'essais de relaxation et de la comparaison entre des essais quasi-statiques et vibrés. Un modèle est proposé pour illustrer les mécanismes simples à la base des phénomènes observés.*

#### 5.3.1 Effet des décharges

##### 5.3.1.1 Comparaison des essais de relaxation statique et dynamique

Les figures 5.18 et 5.19 montrent des exemples caractéristiques de l'influence de la densité sur les courbes de relaxation, respectivement sous une vibration de 40 Hz,  $\pm 0.5$  mm, et sous chargement cyclique de 2 Hz,  $\pm 0.5$  mm.

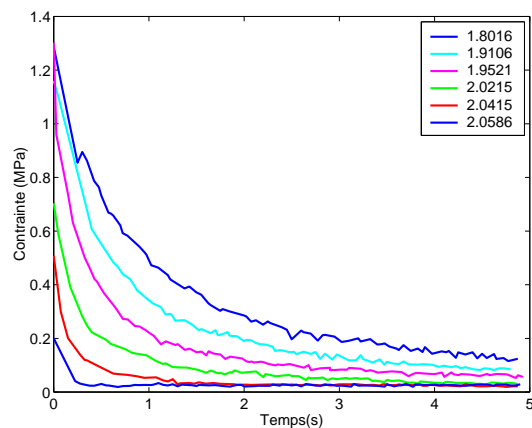


Figure 5.18 – Influence de la densité sur les courbes de relaxation. Vibration 40 Hz,  $\pm 0.5$ mm

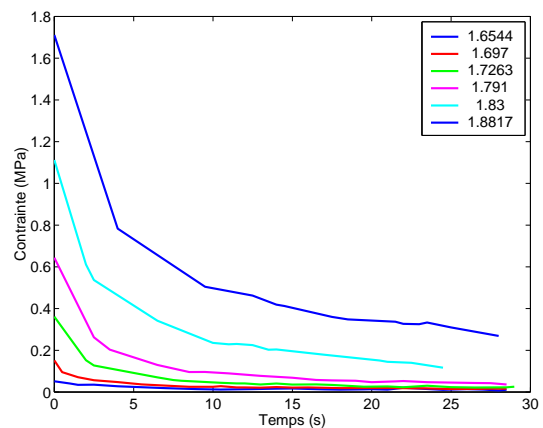


Figure 5.19 – Influence de la densité sur les courbes de relaxation. Vibration 2 Hz,  $\pm 0.5$ mm

Les figures 5.20 et 5.21 montrent les mêmes courbes, normées par rapport à la valeur initiale de contrainte avant chaque relaxation. Cette représentation est mieux adaptée pour montrer les différences

de vitesse de relaxation.

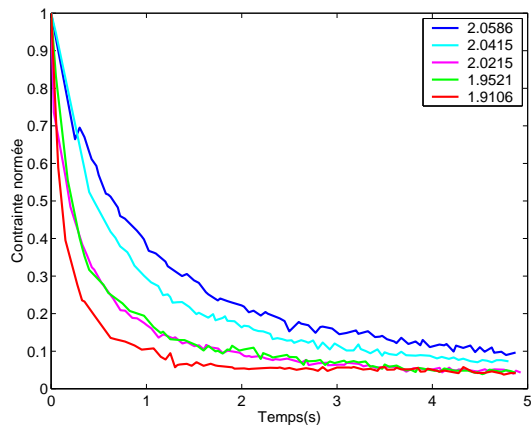


Figure 5.20 – Influence de la densité sur les courbes de relaxation normées. Vibration 40 Hz,  $\pm 0.5$  Hz

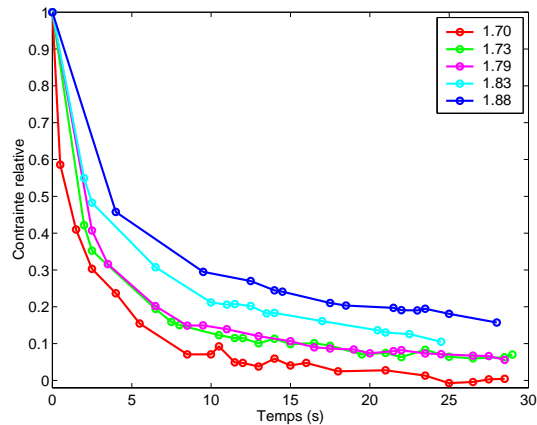


Figure 5.21 – Influence de la densité sur les courbes de relaxation normées. Charge cyclique 2 Hz,  $\pm 0.5$  mm

Que ce soit sous vibration et sous chargement cyclique, les observations sont les mêmes :

- la contrainte est toujours relaxée intégralement jusqu'à zéro,
- lorsque la densité augmente, la relaxation devient de plus en plus lente.

L'influence de l'accélération de la vibration sur les courbes de relaxation est montré sur la figure 5.22. Toutes ces courbes correspondent à des relaxations issues d'essais de relaxations multiples, pour des densités très proches afin que la comparaison soit pertinente.

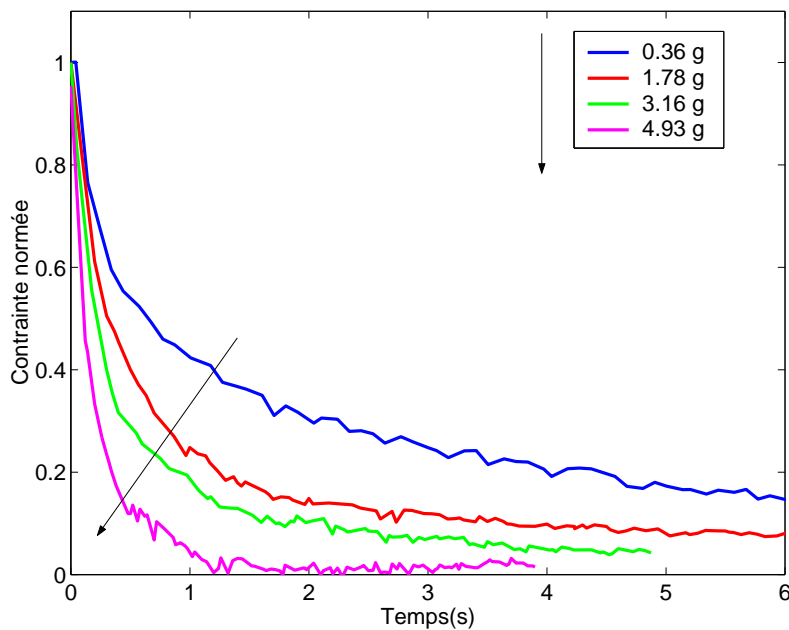


Figure 5.22 – Influence de l'accélération sur les courbes de relaxation

On remarque donc que lorsque l'accélération de la vibration augmente, le temps caractéristique de la relaxation diminue. Ce résultat est classique de l'influence de la vibration : celle-ci a tendance à fluidiser le matériau, i.e. à diminuer sa viscosité.

### 5.3.1.2 Conclusion sur l'influence des décharges

Afin de comparer les résultats d'essais de relaxation en statique et en dynamique, on trace les courbes de relaxation en fonction du nombre de périodes de vibration plutôt qu'en fonction du temps.

La figure 5.23 montre la superposition des courbes de relaxation, pour des densités équivalentes.

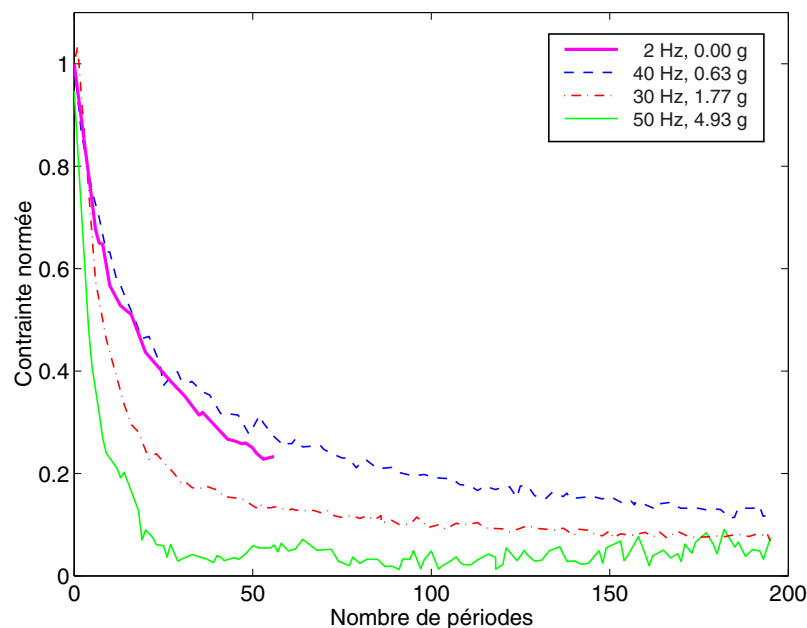


Figure 5.23 – Courbes de relaxation pour des essais quasi-statiques et dynamiques, tracées en fonction du nombre de périodes de vibration

Les résultats montrent donc :

- que les courbes de relaxation sont les mêmes pour des essais quasi-statiques et des essais dynamiques dont l'accélération de la vibration est inférieure à 1 g,
- que lorsque l'accélération de la vibration augmente, la relaxation est plus rapide,
- qu'il y a un 1 ordre de grandeur entre le nombre de périodes caractéristique de la relaxation en quasi-statique (environ 200) et en dynamique (environ 20).

L'influence de la vibration peut donc s'expliquer comme une accommodation du matériau au volume dont il dispose. Si le volume est trop petit, alors il existe une contrainte élastique. Dès que le volume est suffisamment grand, la contrainte s'annule. La relaxation consiste donc à accommoder le matériau de telle sorte que les contraintes élastiques se relaxent dans un processus de plastification (réduction des incompatibilités de position des grains du à l'encombrement stérique).

## 5.3.2 Modélisation de l'influence de la décharge

### 5.3.2.1 Influence de l'histoire du chargement

Nous souhaitons analyser la dépendance du comportement du matériau à l'histoire du chargement.

Un premier résultat est donné par les essais de relaxations multiples. En effet, durant ces essais, les phases d'écroutissage se font sans vibration. On peut donc comparer la courbe d'écroutissage quasi-statique suite à une relaxation, à la courbe d'écroutissage quasi-statique normale.

Suite à une étape de relaxation le matériau suit localement une courbe d'écroutissage à des niveaux de contrainte faibles, avant de regagner la courbe d'écroutissage globale. Une illustration de ce résultat est donnée sur la figure 5.24.

De plus, toujours dans l'objectif d'observer la dépendance du comportement à l'histoire du chargement, l'essai de relaxations multiples est modifié. Le matériau est continuellement vibré, pendant les phases d'écroutissage et de relaxation, avec des vibrations différentes. La vibration imposée pouvant être différente durant les phases d'écroutissage et de relaxation (voir la figure 5.25).

Les résultats montrent donc que lorsque le béton est vibré pendant les phases d'écroutissage, la relaxation est plus lente. Cette tendance présente une influence tout de même assez faible. Ce résultat est cohérent

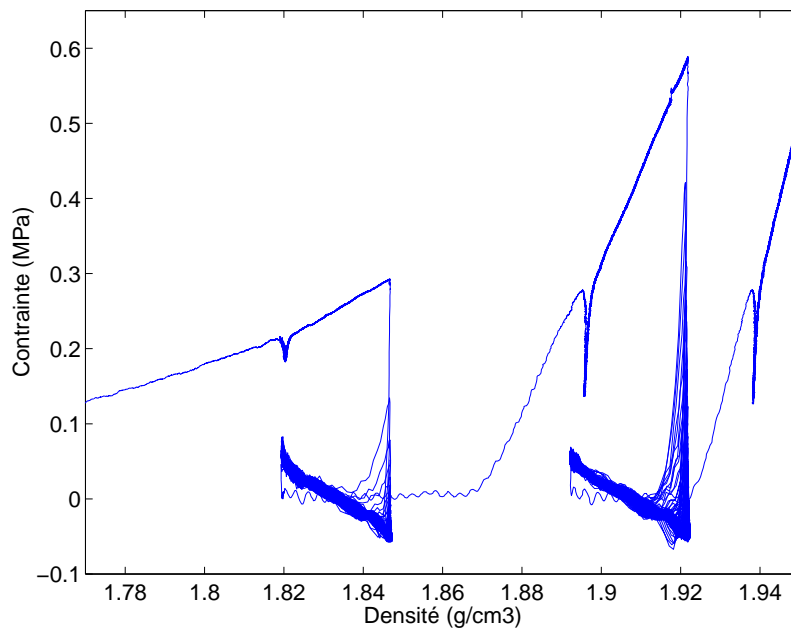


Figure 5.24 – Influence d'une phase de relaxation dynamique de la contrainte sur la courbe d'écroutissage

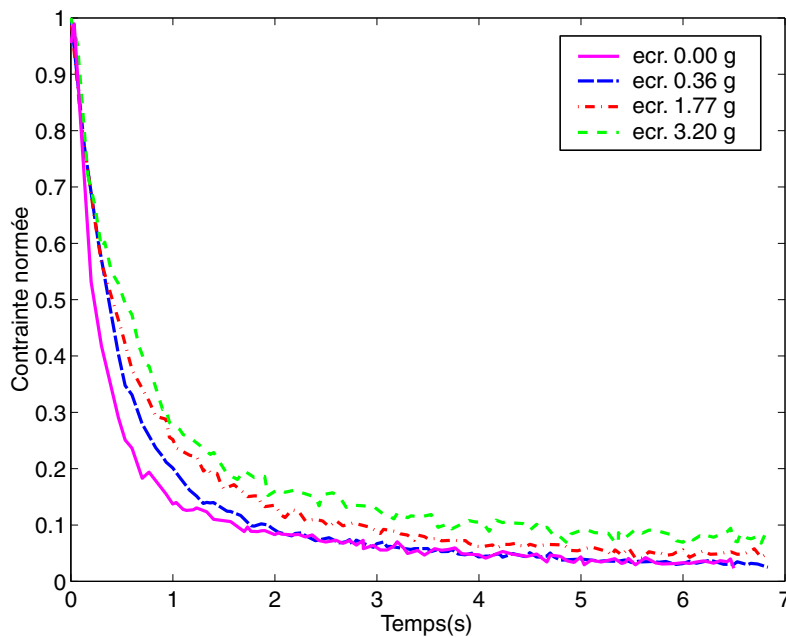


Figure 5.25 – Influence de l'accélération de la phase d'écroutissage sur la phase de relaxation

avec le concept d'anisotropie induite décrit en annexe B. Si l'écrasement induit bien une anisotropie du milieu, alors on peut supposer que la vibration a pour effet de réduire cette anisotropie induite. L'anisotropie étant due à un arrangement de grains dans une configuration qui n'est pas la plus stable, l'empilement est alors plus apte aux réarrangements : la relaxation est plus rapide.

De plus, des essais réalisés sur des empilements de grains modèles ont montré un tel effet de mémoire (Josserand et al. [2000]). Ainsi, trois systèmes de grain sont compactés jusqu'à une densité identique mais sous des accélérations différentes. Puis chaque empilement est soumis à une vibration identique. Les résultats montrent que les réponses sont différentes.



### 5.3.2.2 Modélisation qualitative

La figure 5.26 montre la comparaison entre :

- le signal de contrainte mesuré sur la cellule “bas” pendant un essai de compactage sous chargement cyclique quasi-statique,
- la courbe supposée être l’extrapolation de la réponse monotone sur ce même échantillon (voir la démarche en section 4.1.4.1).

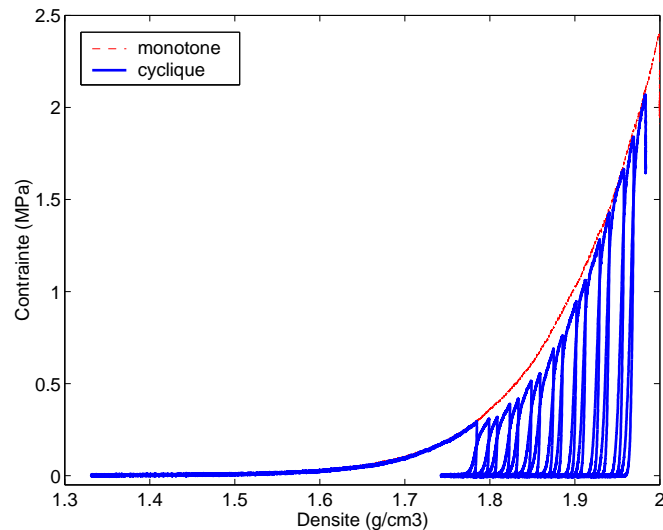


Figure 5.26 – Comparaison entre un essai sous chargement cyclique et l’essai monotone associé. Amplitude des décharges : 0.5 mm

La présence de cycles de charge-décharge ne modifie donc pratiquement pas la courbe globale d’écrouissage.

Cependant, l’observation plus fine des résultats de mesure, présentés sur la figure 5.27, montre un comportement hystérétique associé à chaque cycle de décharge-charge (la charge ne suit pas le chemin laissé durant la décharge). Sous vibration, la réponse mesurée fait apparaître les mêmes cycles, mais la précision est beaucoup moins bonne en raison du bruit provoqué par la mesure des efforts d’inertie.

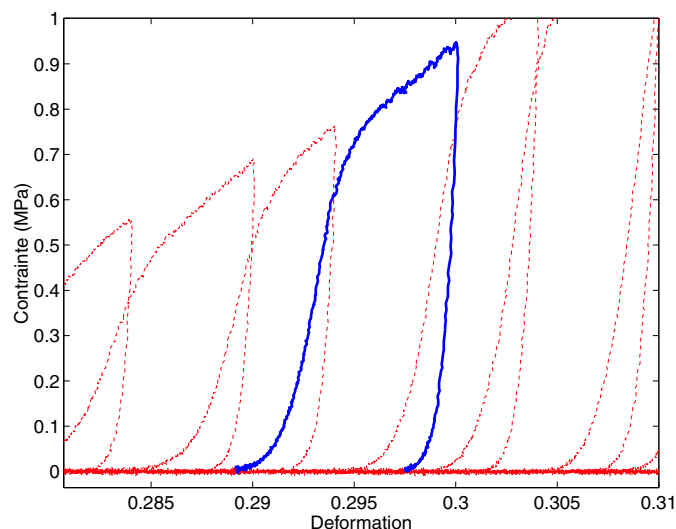


Figure 5.27 – Influence de la décharge sur la réponse du béton frais

Même si, d’un point de vue macroscopique, le comportement peut être décrit par un modèle élasto-plastique, chaque cycle est décrit de la façon suivante :

- une décharge, qui est effectivement associée en partie à de la plasticité puisque l'on constate une dilatation suite à la décharge,
- une charge, dont la raideur est plus faible que la raideur du matériau à la décharge, et qui est associée à un comportement plastique. Le cycle de décharge-charge aboutit globalement à une diminution de la contrainte, suite à un cycle fermé en déformation totale,
- si le cycle est étendu par une charge monotone, le matériau recouvre son comportement plastique écrouissable initial.

Les observations précédentes permettent de modéliser qualitativement la réponse du béton frais à un chargement cyclique de la façon suivante :

- la courbe d'écrouissage globale, obtenue par un essai de compactage monotone, est une limite supérieure infranchissable quelle que soit l'histoire du chargement quasi-statique du matériau,
- la décharge est élastique si elle n'est pas complète,
- suite à une décharge complète, la charge suivante suit localement une courbe d'écrouissage efficace, jusqu'à atteindre la courbe d'écrouissage globale.

Dans le cadre de cette modélisation, un cycle est décomposé, pour simplifier, en une décharge linéaire de pente  $E$ , une charge linéaire de pente  $R$  (avec  $R < E$ ), et une recouvrance (déformation plastique de dilatation à contrainte nulle), notée  $\lambda$ . La figure 5.28 illustre cette linéarisation d'un cycle de décharge/charge extrait de la figure 5.27). Les courbes étant non-linéaires, les modules sont mesurés par des tangentes. La recouvrance peut alors avoir une valeur qui est assez éloignée de sa valeur vraie.

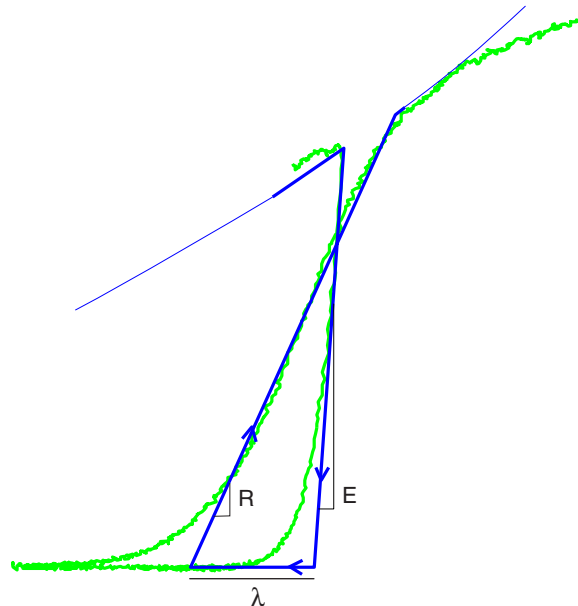


Figure 5.28 – Modélisation de l'influence de la décharge par un modèle bilinéaire

Le modèle doit permettre de reproduire un essai de relaxation tel que celui représenté sur la figure 5.29. Le résultat de l'essai est présenté sur une courbe contrainte/déformation afin de pouvoir observer la forme des cycles.

Le mécanisme de relaxation de la contrainte pour un cycle est représenté sur la figure 5.30.

Le calcul de la relaxation de contrainte pour un cycle de décharge/charge  $\Delta N$  donne :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta N} = -\sigma \left(1 - \frac{R}{E}\right) + R\lambda \quad (5.1)$$

La résolution de l'équation différentielle donne l'évolution suivante de la contrainte :

$$\sigma(N) = \frac{-R\lambda}{\alpha} (e^{-\alpha N} - 1) + \sigma_0 e^{-\alpha N} \quad , \quad \alpha = 1 - R/E \quad (5.2)$$

On a donc une décroissance exponentielle de la contrainte avec le nombre de cycles et une convergence vers la valeur stabilisée  $\sigma_s$  :

$$\sigma_s = \frac{R\lambda}{1 - \frac{R}{E}} \quad (5.3)$$

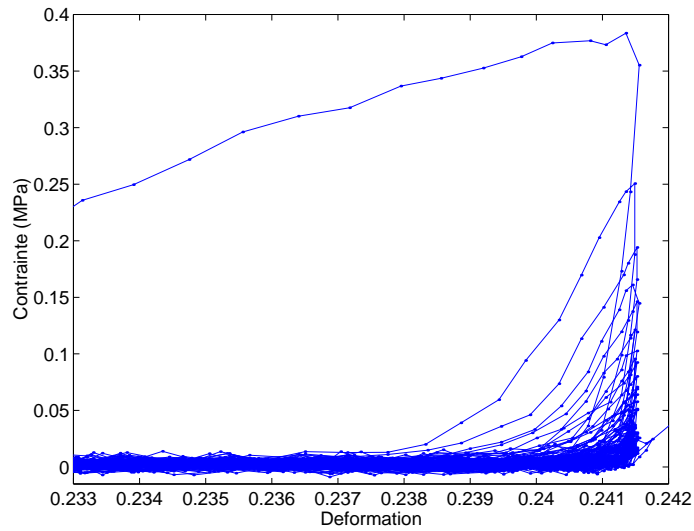


Figure 5.29 – Contrainte mesurée en fonction de la déformation pendant une phase de relaxation

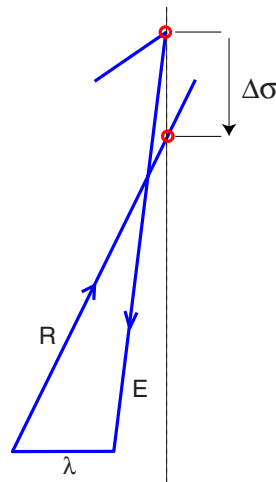


Figure 5.30 – Incrément de relaxation dans le cas du modèle bilinéaire à 3 paramètres constants

Cette modélisation n'est pas satisfaisante, notamment puisque l'expérience montre que la contrainte relaxe toujours vers 0.

Par exemple pour l'essai représenté sur la figure 5.29, le calcul numérique donne, avec  $R=76$  MPa,  $E=500$  MPa,  $\lambda=0.0028$ , une valeur stabilisée de la contrainte relaxée en un seul cycle ( $N=1$ ) ! Ceci est cohérent avec la valeur mesurée. La relaxation réelle jusqu'à zéro est donc due à une variation des paramètres avec le nombre de périodes de relaxation.

La figure 5.31 montre la variation des paramètres  $R$  et  $\lambda$  avec le nombre de périodes de relaxation pour l'essai de relaxation numéro 3, amplitude 0.5 mm. Le module peut être supposé constant égal à 500 MPa. La densité moyenne est de  $1.76$  g/cm<sup>3</sup>.

On remarque donc que le module d'élasticité ne varie pas pendant un essai de relaxation. Il dépend uniquement de la densité (voir la section K.1).

En revanche, le module plastique  $R$  et la recouvrance  $\lambda$  varient avec le nombre de cycles décharge/charge de relaxation. Les deux paramètres varient qualitativement de la même façon : selon une décroissance exponentielle tendant vers 0 pour les grands nombres de cycles (environ 50).

Le calcul de relaxation de la contrainte à partir de ce modèle à 4 paramètres (3 pour  $R$  et  $\lambda$  réunis, et  $E$ ) permet de reproduire la relaxation de la contrainte (il a été construit pour cela).

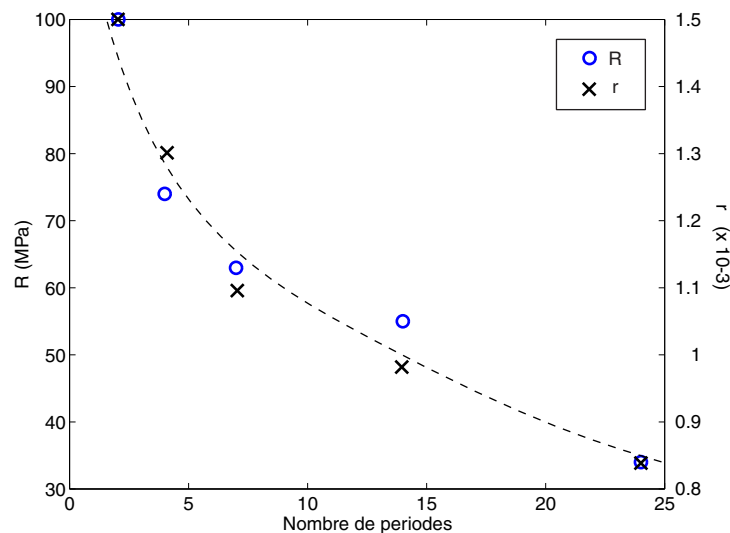


Figure 5.31 – Variation des paramètres  $R$  et  $\lambda$  avec le nombre de périodes (ou de cycles) de relaxation

### 5.3.2.3 Cas du compactage sous vibration

Les résultats de la section 4.3.7 ont montré que la relaxation de la contrainte est très rapide au début de la relaxation, selon une courbe “exponentielle”. Ainsi, en un unique cycle de décharge, la relaxation de la contrainte peut atteindre 20 à 40% de la contrainte initiale. Pourtant, durant l’essai de compactage sous vibration, la courbe est généralement toujours croissante, signe que l’écrasement “macro” pendant une période de vibration a été plus important que la relaxation. Or cet écrasement est généralement très faible tandis que la relaxation peut être très grande. Pour expliquer ceci, la figure 5.32 montre une illustration du mécanisme de décharge/charge dans le cas du compactage sous vibration.

Comparé à l’essai de relaxation, la rampe  $r$  modifie l’amplitude de la décharge d’une valeur  $0.5r/f$ . L’amplitude “effective” de la décharge peut donc être très faible. Pour  $r = 2$  mm/s,  $f = 40$  Hz et  $a = 0.5$  mm, elle est pratiquement égale à l’amplitude de référence. Pour  $r = 50$  mm/s,  $f = 40$  Hz et  $a = 0.5$  mm, elle ne vaut que 40 % de la valeur de référence, qui aurait été effectivement l’amplitude de la décharge dans le cas d’un essai de relaxation. Si l’amplitude “effective” de la décharge est suffisante pour relaxer complètement la déformation élastique, alors *a priori* l’influence de  $r$  peut être négligée, et le phénomène de recouvrance caractérisé par  $\lambda$  a bien lieu (c’est très généralement le cas).

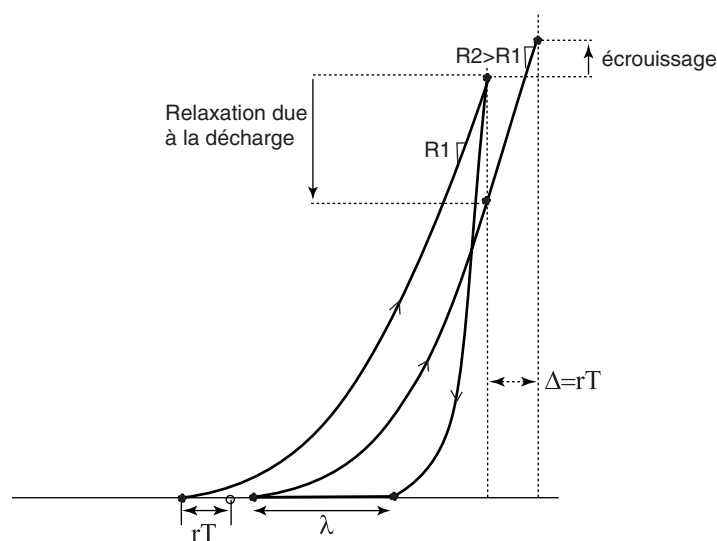


Figure 5.32 – Illustration du mécanisme d’écrasement lors du compactage sous vibration

La vitesse d'écrasement détermine l'amplitude de la charge qui est de  $r/f$ . Il est intéressant de remarquer que pour que lors d'un essai de compactage sous vibration la contrainte ne fasse qu'augmenter, il faut qu'il y ait une augmentation de la pente  $R$  suite à une décharge. En effet, si la recouvrance  $\lambda$  diminue, l'écroutissage diminue. Le cas le plus favorable est donc pour une recouvrance telle que la courbe de charge, d'un cycle sur l'autre soit simplement décalée d'une valeur  $rT$ , sans changement de forme. Dans ce cas, l'écroutissage serait strictement égal à zéro. Seule une augmentation de la courbe d'écroutissage de pente  $R$  peut donc justifier l'écroutissage du matériau. Ce résultat est conforme à ce qui avait été proposé en section 5.3.2.

### 5.3.3 Bilan et limites de la modélisation

#### 5.3.3.1 Origine microscopique des phénomènes

La décroissance de la recouvrance  $\lambda$  peut s'expliquer par la diminution de l'énergie élastique emmagasinée lorsque la contrainte diminue. En effet, sous l'effet de l'encombrement stérique, des blocages locaux entre grains emmagasinent de l'énergie élastique qu'ils relâchent durant la décharge, créant une dilatation et des réarrangements locaux de grains à l'origine de la relaxation.

La décroissance du module plastique  $R$  s'explique plutôt par la non-linéarité de la courbe de charge. En effet, si la décharge induit des réarrangements de grains, la densification associée doit faire augmenter le module. Considérons maintenant que la mise en charge d'un empilement complexe de grains est non-linéaire et que la non-linéarité n'évolue pas à l'échelle d'un essai de relaxation (car elle dépend environ du nombre de contacts, qui n'a pas radicalement changé). Alors la chute du module est due au décalage des courbes de charge par la variation de  $\lambda$ , comme indiqué sur la figure 5.33.

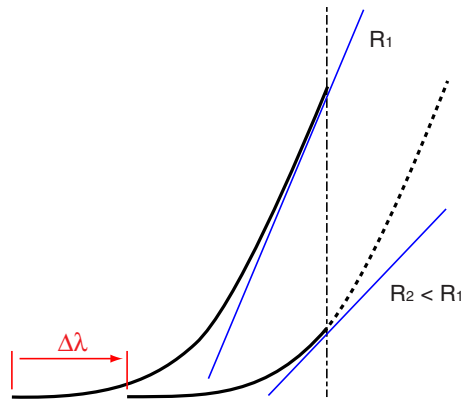


Figure 5.33 – La diminution du module  $R$  est due à la non-linéarité du processus de charge

Selon les résultats qualitatifs donnés par cette modélisation, l'efficacité de la décharge se situe dans sa capacité à relaxer les contraintes. Cette efficacité est locale puisqu'elle est limitée à la phase transitoire avant d'atteindre la courbe d'écroutissage globale. Cette phase transitoire dépend de la contrainte, et donc de l'énergie élastique. Elle est d'autant plus petite que la contrainte diminue, ou que la densité augmente.

#### 5.3.3.2 Rebond élastique

Un phénomène similaire, appelé le rebond élastique à la décharge, a été mis en évidence par les céramistes (voir Bortzmeyer [1990]). Dans ce cas, le rebond peut être une cause de fissuration de la pièce compactée lors de son éjection du moule. L'auteur précise que ce phénomène peut être mis à profit pour augmenter la densité des pièces. Il cite Matsuo et al. [1987] qui détermine que la relation entre la densité et le nombre de cycle est semi-logarithmique. La figure 5.34 montre cette densification durant un essai cyclique à amplitude de contrainte imposée.

#### 5.3.3.3 Vers l'optimisation de la sollicitation

Dans le cas du compactage cyclique, l'optimisation de l'opération peut être vue de la façon suivante, en termes de contrôle de la sollicitation :

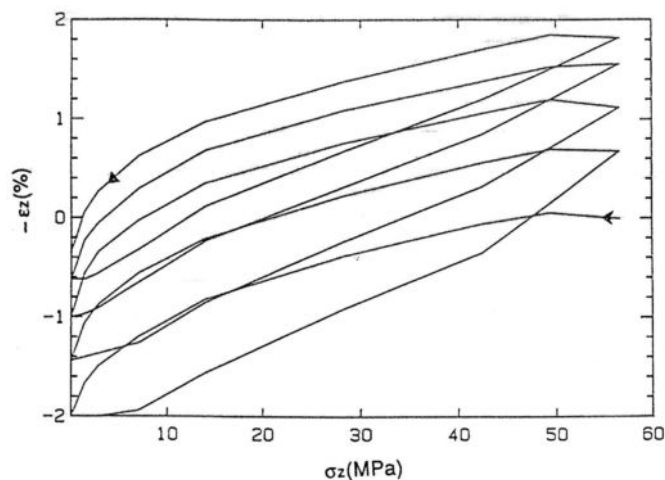


Figure 5.34 – Essai de cyclage en compactage uniaxial (Bortzmeyer [1990])

- la sollicitation doit être adaptée pour ne jamais atteindre la courbe d'écroûissage globale, qui représente la sollicitation la moins efficace,
- il faut diminuer l'amplitude des cycles lorsque la densité augmente,
- puisque dans le cas quasi-statique les cycles sont consécutifs et indépendants, il faut minimiser la période des cycles afin de minimiser la durée totale du compactage.

La définition précédente d'une sollicitation optimale tend naturellement vers une sollicitation de vibration. La vibration apporte, par définition, une efficacité en termes de nombre de coups, via la fréquence. La contribution de chaque cycle de décharge est donc négligeable mais par un effet de cumul, l'efficacité est indéniable à l'échelle macroscopique.

Le compactage sous vibration apporte une certaine efficacité, liée aux points énoncés ci-dessus. Les résultats des essais de compactage sous vibration ont montré l'efficacité de la vibration due aux phases de décharge, aussi bien sur le frottement aux parois (section 5.1), que dans la masse du matériau vibré (section 4.3.7). Cependant, les ordres de grandeur de la relaxation de la contrainte ne sont finalement pas très différents (voir section 5.3.1.1). Dans la continuité de l'effet du "rebond élastique", dont il est question en section 5.3.3.2, l'efficacité de la décharge réside en deux effets :

- la création d'espace, nécessaire aux réarrangements de grains (c'est aussi l'idée de la dilatance, voir en annexe C,
- une source d'énergie pour les réarrangements. Cette énergie est donc essentiellement une énergie élastique stockée dans les grains. Ceci explique les ordres de grandeur similaires de la cinétique de relaxation en statique et en dynamique. La vibration peut aussi induire une contribution inertielle mais qui semble vraisemblablement négligeable lorsque le matériau est suffisamment compacté.

L'apport d'efficacité lié à la *dynamique* de la vibration, c'est-à-dire à une source d'énergie qui serait inertielle, n'a pas été analysée en détails. Si le matériau n'est pas confiné (c'est la phase de vibration seule présentée en annexe J), la vibration crée une agitation de l'empilement de grains par inertie. Le milieu est alors dans un régime collisionnel, piloté par l'accélération de la vibration et la dynamique est importante. Si le matériau est confiné, l'influence de la dynamique est peu importante (selon les résultats des essais de relaxation), et il est difficile de conclure.



# Conclusion

L'étude du compactage du béton frais sous vibration a fait l'objet de projets expérimentaux ainsi que de travaux de modélisation en vue de la compréhension des phénomènes physiques. Elle a aussi permis de décrire l'influence de la vibration sur l'écrasement, en terme d'efficacité apportée à l'opération.

## **Un essai expérimental a été mis en œuvre.**

Un montage d'essais est conçu, et une stratégie expérimentale est mise en place. L'originalité de ce travail consiste en :

- la conception d'un montage expérimental pour la réalisation d'essais confinés sur un matériau granulaire, permettant la mesure des efforts de frottement aux parois,
- la mise en œuvre d'essais de compactage combiné à une vibration. Cette sollicitation à deux échelles a permis de construire un cadre d'étude particulier pour l'analyse des résultats expérimentaux,
- la réalisation d'essais originaux de fluage et de relaxation, au sens de la vibration.

## **Les résultats expérimentaux ont abouti à une meilleure compréhension des mécanismes.**

Toute l'analyse a été construite autour de la séparation de la sollicitation en un chargement de compactage, assisté par une vibration. L'échelle du compactage est donc l'échelle de l'étude. La vibration est "filtrée" pour l'analyse. Ceci est rendu possible en raison de l'indépendance des cycles de décharge définissant la vibration. Il n'existe donc pas de "régime de vibration" privilégié (comme une résonance par exemple) aux fréquences de l'étude.

L'influence de la vibration sur l'opération de compactage est analysée selon deux stratégies :

- la comparaison avec des essais de compactage sans vibration,
- la réalisation d'essais de caractérisation de la "viscosité" du béton frais, celle-ci étant liée à la vibration imposée. Ce sont les résultats d'analyse des essais de relaxation.

Les résultats montrent :

- sur le frottement aux parois. Que la vibration réduit le frottement aux parois, et par conséquent assure une meilleure homogénéité du produit. De plus, une modélisation locale basée sur le modèle de Coulomb montre que le facteur de pression radiale tend à diminuer lors du compactage. Ce résultat est discuté,
- sur l'efficacité de la vibration. L'analyse des essais de relaxation montre que l'efficacité de la vibration s'illustre dans deux situations industrielles. Lors de la phase de pré vibration, le matériau n'est pas confiné et la vibration induit un régime inertiel. La vibration a alors pour effet d'agiter les grains. La densification est alors logarithmiquement lente, et elle est pilotée par l'accélération de la vibration.

Lors du compactage sous vibration, l'efficacité de la vibration réside essentiellement dans le processus de dilatation à la décharge (couplé à la fréquence, dont l'action est de réduire la durée de l'opération). Celui-ci est décrit à l'aide de modèles simples illustrant le mécanisme. L'apport de la dynamique de la vibration dans l'efficacité de l'opération est jugé réduit, une étude plus poussée devant être réalisée à ce sujet.

## **L'analyse a été agrémentée de références aux mécanismes à l'échelle microscopique**

Les annexes fournissent des compléments bibliographiques sur la physique des matériaux granulaires nécessaires à la compréhension des analyses. Elles illustrent l'influence de l'échelle microscopique sur les mécanismes qui sont à l'origine du comportement macroscopique du matériau. Ainsi la nature granulaire du milieu justifie sa capacité à être, d'une part fortement compressible, et d'autre part fortement sujet à des



blocages s'opposant à sa déformation. L'efficacité de la vibration est décrite comme étant sa capacité à faire sortir le matériau d'une situation de blocage provoquée par la sollicitation d'écrasement.

## **Partie 4 : Conclusion générale et perspectives**



# Chapitre 6

## Conclusion générale

### 6.1 Retour au procédé de fabrication

Le procédé actuel de fabrication de parpaings sur presse vibrante est basé sur l'efficacité apportée par la vibration. Elle permet non seulement la mise en forme du produit, mais elle assure aussi la minimisation du temps de cycle de l'opération.

Les travaux scientifiques menés dans le cadre de cette thèse avaient pour objectif d'améliorer le choix de la vibration, en fonction des paramètres du matériau. Les travaux ont été essentiellement expérimentaux, dans le but de caractériser le béton frais soumis :

- à des impacts, puisque la sollicitation instantanée exercée par la presse vibrante est essentiellement basée sur des chocs,
- à un compactage assisté par une vibration, puisque la presse vibrante est commandée et utilisée comme un générateur de vibrations mécaniques, à l'échelle de l'opération.

Les résultats de mesure sur presse vibrante ont montré que la sollicitation sur le moule, au plus près du matériau, est très différente de la commande. De plus, les conditions aux limites de l'échantillon sont très complexes et ne sauraient donner lieu à une étude (même inverse) du comportement du béton. Par conséquent des essais de caractérisation en laboratoire ont été construits. L'application des résultats de laboratoire au cas industriel est donc discutée.

Les essais aux barres de Hopkinson ont permis de mettre en évidence la dynamique des ondes se propageant dans le matériau. Notamment, on a pu conclure à l'indépendance des cycles de vibration sur presse vibrante. De plus, ils ont permis de mesurer une propriété du matériau : la dépendance de la densité de consolidation avec la vitesse d'impact. L'application de cet essai à la caractérisation de béton très secs est une piste à explorer.

Les essais de vibration ont permis d'analyser l'apport d'efficacité dû à la vibration. Les résultats ne sont pas directement applicables au problème de la presse vibrante puisque les conditions aux limites sont très différentes. Notamment en ce qui concerne l'application de la vibration (sur presse vibrante la vibration est appliquée sur le moule), et sur la taille de l'échantillon (un bloc industriel a des parois minces). Cependant les tendances observées peuvent être considérées, et la notion de *contrôle* de la sollicitation au cours de l'opération de mise en forme est jugée fondamentale. En effet, au début de l'opération, la compactibilité du béton est grande, l'amplitude doit être maximisée et la fréquence adaptée à une puissance acceptable. Lorsque le béton devient très compacté, l'amplitude doit être diminuée, pour réduire l'effet des blocages. La fréquence peut alors être augmentée pour accélérer le processus. L'adaptation de la commande à l'évolution de la densité moyenne du béton est donc une possibilité d'amélioration du procédé, sans changement de la partie mécanique des presses.

### 6.2 Bilan de l'étude

L'étude du procédé de fabrication des parpaings sur presse vibrante, en vue de son amélioration, est le problème industriel et scientifique qui a donné lieu à cette thèse. Elle a été soutenue par deux industriels : Adler, filiale du groupe Ceric, et Eurobéton, chargé de la recherche et du développement pour le groupe Ciments Luxembourgeois.

L'étude a été centrée sur le matériau, lui-même au centre du procédé. Le fil conducteur de ce travail a été de chercher à comprendre les mécanismes qui gouvernent le comportement du matériau. Pour cela, deux essais ont été conçus et mis en œuvre. Chacun répondant à un besoin spécifique d'analyse.

L'essai aux barres de Hopkinson a permis de se concentrer sur la dynamique de l'écrasement. Durant les essais le matériau a été compacté par les impacts successifs d'une masse tombante. Les résultats ont montré l'influence de la vitesse sur la réponse du matériau. Ainsi ce procédé de compactage a permis d'atteindre des densités plus élevées que par un écrasement monotone simple, et pour des contraintes plus faibles. De plus, cet essai a permis de mettre en évidence l'efficacité de la vitesse d'impact sur la densité de consolidation. Malgré les bons résultats obtenus avec cet essai, celui-ci n'offre cependant pas beaucoup de perspectives d'applications. En effet le compactage d'un matériau granulaire n'est efficace qu'au travers de la répétition des impacts, et par conséquent une sollicitation de vibration est plus adaptée.

L'essai d'écrasement sous vibration a permis de reproduire, dans une configuration d'essai favorable à l'étude du comportement du matériau, le principe du procédé industriel. Les résultats ont montré l'influence de la vibration sur la réponse du matériau, ainsi que sur l'effet du frottement aux parois. De plus, des essais complémentaires, de relaxation notamment, ont été menés afin de caractériser la rhéologie du béton. La "relaxation" a alors été introduite selon un principe de simplification du problème : l'échelle pertinente de l'étude est l'échelle de temps de l'écrasement. La réponse du matériau, détaillée à l'échelle d'une période de vibration, n'étant pas nécessaire. Ainsi le comportement du matériau, initialement élasto-plastique, est devenu, à l'échelle de l'écrasement, élasto-visco-plastique. La viscosité a été indirectement analysée qualitativement et quantitativement au travers des essais de relaxation. Le résultat fondamental de ce travail expérimental a été la mise en évidence de l'efficacité des décharges de la vibration. Ainsi il a été conclu que l'apport de la vibration réside essentiellement dans son action d'interruption de la sollicitation d'écrasement par des phases de décharge, permettant de libérer les blocages.

Le dispositif de vibration, ainsi que la démarche d'analyse, basée sur la simplification du problème, est propice à de futurs travaux de modélisation. La modélisation du béton frais vibré est un projet de recherche passionnant. Ce travail a été entrepris à la fin de cette thèse. Il en est resté à sa phase d'exploration. Il fait l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 7

## Perspectives autour de la modélisation

### 7.1 Définition du problème initial

*La recherche d'un modèle de comportement du béton frais a pour finalité de simuler l'opération de compactage d'un volume de béton frais, en vue de l'optimisation de la sollicitation. Cette section présente une modélisation du problème de compactage sous vibration du béton frais.*

Le problème est défini comme étant un problème de compactage uniaxial.

**Frottement** Dans un premier temps, on néglige les effets du frottement aux parois, même si les résultats ont montré l'importance de ce facteur (voir la section 5.1).

**Inertie** Le terme d'accélération peut généralement être négligé durant une phase de compactage sous vibration. Dans le cas d'un compactage sous vibration seule, le mécanisme d'efficacité est directement lié à l'inertie des grains, et dans ce cas le terme d'inertie ne peut pas être négligé. Dans l'écriture du problème, le terme d'inertie est donc conservé pour justifier la phase de densification sous vibration seule.

**Pesanteur** La pesanteur n'est pas négligée puisqu'elle intervient durant la phase de vibration seule.

**Sollicitation** La sollicitation est une compression, de vitesse  $r$ , couplée à une vibration  $(f, a)$ .

Plus précisément, les résultats de la section 5 ont montré que la vibration apporte une efficacité due à deux origines :

- tout chargement cyclique, et la vibration en particulier, apporte une efficacité due aux phases de *décharge*. Par conséquent, dans l'écriture du problème complet, il est plus pertinent de considérer que la sollicitation de vibration est imposée comme des décharges cycliques. Les paramètres fondamentaux sont alors l'amplitude des décharges, et la fréquence, La figure 7.1 montre que, quelle que soit la sollicitation cyclique imposée de compactage sous vibration, la sollicitation peut toujours être considérée comme une succession de décharges, à un décalage d'origine près.
- la dynamique de la vibration apporte aussi une part d'efficacité. Celle-ci peut être attribuée à un effet de décharge dynamique de l'élasticité stockée dans les grains.

On écrira donc la sollicitation en déplacement imposé de la forme :

$$u = rt - a \sin(\omega t) \quad (7.1)$$

**Loi de comportement** Le comportement est basé sur la compressibilité, l'élasticité, la plasticité du béton frais étudié. La viscosité du matériau peut être négligée pour la modélisation du problème complet, comme indiqué en section 5.2.2.

On écrira donc la loi de comportement d'une façon très générale, de la forme  $\mathcal{K}^{epc}$  (élasto-plastique compressible) :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \mathcal{K}^{epc}(\underline{\underline{\epsilon}}) \quad (7.2)$$

La formulation proposée du problème du compactage sous vibrations d'un volume de béton frais est donnée dans le tableau 7.1.

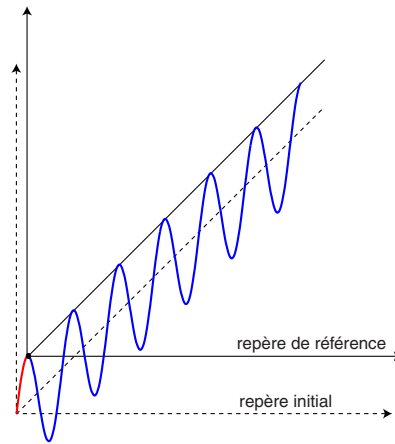


Figure 7.1 – L’influence de la vibration peut toujours être modélisée comme une succession périodique de décharges, à un décalage d’origine près

Tableau 7.1 – Définition du problème initial

Déterminer la solution $\sigma_z$ du problème suivant :	
Conditions d’équilibre :	$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} - \rho g = \rho \gamma$
Équations de compatibilité :	$\varepsilon_z = \frac{\partial u}{\partial z}$
Conditions aux limites :	
sur $\partial\Omega_b$	$u = rt - a \sin(\omega t)$
sur $\partial\Omega_h$	$u = 0$
Conditions initiales :	
à $t = 0$	$u = 0$
	$\sigma_z = 0$
Relation de comportement	$\underline{\underline{\sigma}} = \mathcal{K}^{epc}(\underline{\underline{\varepsilon}})$

## 7.2 Définition du problème simplifié

*Plutôt que d’étudier en détails le comportement du béton frais soumis à un écrasement combiné à une vibration, l’étude est restreinte à l’influence de la vibration sur la réponse du matériau à l’écrasement. Cette démarche est en parfait accord avec les attentes de la modélisation puisqu’elle est centrée sur l’efficacité globale de la sollicitation.*

À la base de l’idée de la recherche d’un modèle simplifié se trouve la décomposition de la sollicitation en deux échelles de temps séparées :

- l’échelle macroscopique de l’écrasement,
- échelle microscopique de la vibration.

L’idée consiste à découpler la vibration des conditions aux limites imposées en déplacement. Par analogie avec l’étude classique des matériaux solides visqueux, elle est assimilée à une température (voir la section 4.1.4).

### 7.2.1 Notion d’homogénéisation en temps

La recherche d’un calcul à l’échelle “macroscopique” (l’étude de l’écrasement) prenant en compte le comportement à l’échelle “microscopique” (la vibration) correspond exactement à la démarche d’homogénéisation en temps, décrite par Guennouni [1988]. Dans cette démarche d’homogénéisation, le calcul de la réponse d’un matériau soumis à une sollicitation multiéchelle est réalisé “en moyenne”. De cette façon, le résultat est calculé à l’échelle macroscopique, et l’influence de l’échelle microscopique est naturellement introduite dans la relation de comportement. La méthode est présentée en détails en annexe L.

La simplification du problème initial (défini en section 7.1) est illustrée sur la figure la figure 7.2. Elle consiste à :

- substituer à la condition limite imposée en déplacement, uniquement la composante d'écrasement,
- séparer la composante de vibration de la sollicitation. Celle-ci est alors intégrée dans la loi de comportement du matériau, via un terme de température dépendant de la vibration. On définit ainsi une nouvelle relation de comportement, caractérisant un nouveau matériau : le béton frais vibré.

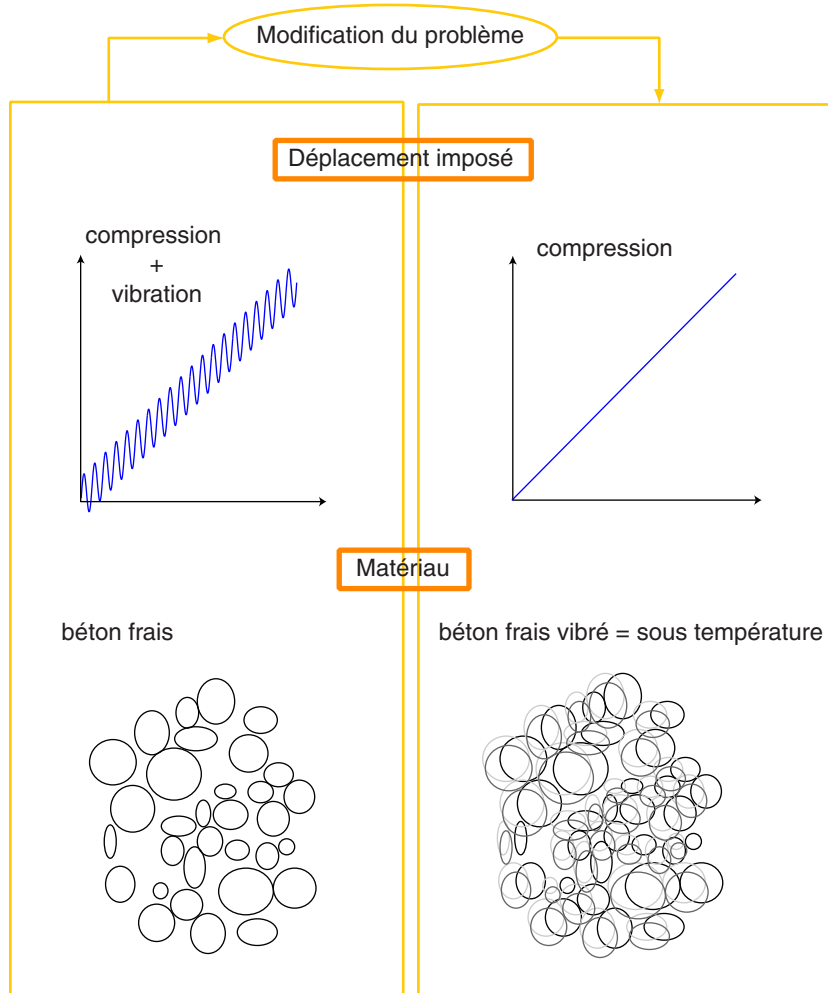


Figure 7.2 – Schématisation du principe de passage du problème initial au problème simplifié

Certains problèmes rendent l'application directe de la méthode difficile.

**Séparation des échelles** Pour pouvoir effectuer la décomposition, il faut respecter une exigence de séparation des échelles. Pour cela, on impose que la période de la vibration soit petite devant la durée de l'essai. Ceci impose donc que pour que la démarche d'homogénéisation soit pertinente, il ne faut pas que la vitesse d'écrasement soit trop importante. Par exemple, nous avons réalisé des essais avec les caractéristiques suivantes :  $f = 30$  Hz,  $r = 50$  mm/s. Dans ce cas, pour une densification totale de 25 mm, le rapport entre les deux échelles de temps n'est que de 15. Mais dans le cas général, le rapport est plutôt de l'ordre de 1000.

**Problème du terme d'inertie** Dans la méthode, le terme d'inertie est négligé. En le conservant, le terme à l'ordre  $T^{-2}$  donne (voir l'annexe L) :

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial \tau^2} = 0 \quad (7.3)$$



Ceci impose naturellement que, sous les effets de l'inertie, la vitesse ne dépend pas de l'échelle "micro".

À l'ordre  $T^{-1}$ , la relation L.6 de l'annexe L est complétée par des termes  $e$ ,  $\frac{\partial u_0}{\partial t \partial \tau}$  et  $\frac{\partial u_1}{\partial \tau^2}$ . Le problème ne peut alors plus être résolu de la façon précédente.

**Choix d'une loi de comportement** La méthode décrite ci-dessus est efficace pour une loi de comportement élasto-visco-plastique, par le terme d'ordre  $T^{-1}$ . La modélisation proposée en section 7.1 fait intervenir une loi élasto-plastique. Dans ce cas les développements asymptotiques ne font plus intervenir l'ordre  $T^{-1}$  et la résolution est encore différente.

De plus, la relation de comportement du matériau étudié n'est pas connue.

L'application directe de la méthode d'homogénéisation en temps est donc difficile. Il est intéressant de remarquer que le concept de la méthode est naturellement lié au problème du compactage du béton frais sous vibration, et que la recherche d'une loi de comportement "macro" faisant intervenir l'influence de l'échelle "micro" est alors pertinente, comme l'indique l'équation L.8.

### 7.2.2 Écriture du problème simplifié

On définit le problème toujours comme étant un problème de compactage uniaxial en cellule œdométrique.

**Frottement et pesanteur** On néglige les effets du frottement aux parois (voir la section 7.1) et on conserve le terme de pesanteur.

**Sollicitation** La sollicitation est une compression de vitesse  $r$  correspondant à la valeur moyenne de la sollicitation du problème initial.

**Inertie** Le terme d'accélération est négligé puisque la sollicitation est quasi-statique.

**Loi de comportement** La relation de comportement du matériau  $\mathcal{K}^{evpc}$  dépend de la loi constitutive du matériau de base  $\mathcal{K}^{epc}$ , mais aussi de l'échelle "micro" via le terme de température. Ce terme dépend de la vibration  $(a, f)$  et/ou du terme d'inertie.

La formulation du problème du compactage d'un volume de béton frais vibré est donnée dans le tableau 7.2.

Tableau 7.2 – Définition du problème simplifié

Déterminer la solution $\sigma_z$ du problème suivant :	
Conditions d'équilibre :	$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} - \rho g = 0$
Équations de compatibilité :	$\varepsilon_z = \frac{\partial u}{\partial z}$
Conditions aux limites :	
sur $\partial\Omega_b$	$u = rt$
sur $\partial\Omega_h$	$u = 0$
Conditions initiales :	
à $t = 0$	$u = 0$
	$\sigma_z = 0$
Relation de comportement	$\underline{\underline{\sigma}} = \mathcal{K}^{evpc}(\underline{\underline{\varepsilon}})$

## 7.3 Perspectives de modélisation

### 7.3.1 Résultats d'identification

Une première tentative de démarche d'identification/validation du modèle simplifié a été menée dans le cadre d'un travail de DEA (Tsitsiris [2004]). L'écriture du modèle  $\mathcal{K}^{evpc}$  est simplifiée au modèle élasto-visco-plastique présenté sur la figure 7.3. L'élasticité est caractérisée par un module d'Young  $E$ , et le comportement visqueux par une viscosité  $\mu_v$ , et éventuellement un indice de viscosité dans le cas d'un modèle en loi puissance.

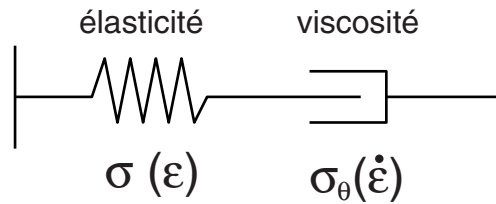


Figure 7.3 – Modèle élémentaire de comportement élasto-visco-plastique

L'identification du comportement visqueux est réalisée sur des essais de relaxations multiples à vibration imposée (voir la section 4.3.7). Un problème essentiel pour cette identification est le choix de la valeur du module élastique  $E$ . Les résultats présentés en annexe K montrent que la mesure du module d'Young est assez arbitraire. Ceci a une influence directe sur la mesure de la valeur de la viscosité. Le choix s'est porté sur le module  $E_0$  car sa mesure est moins dispersée, et se prête mieux à une mesure logicielle.

La validation est réalisée sur des essais n'ayant pas servi à l'identification. Ce sont des essais de compactage sous vibration, à différentes vitesses d'écrasement  $r$  et une même vibration, . La figure 7.4 montre le résultat de la simulation pour une faible vitesse d'écrasement. Le résultat semble concluant. La figure 7.5 montre les résultats de la simulation pour plusieurs vitesses d'écrasement, comparés aux résultats expérimentaux. Les résultats ne sont donc finalement pas concluants.

L'application de la méthode à d'autres essais n'a pas été plus concluante. L'échec de la modélisation précédente peut s'expliquer par la différence des phénomènes entre les essais d'identification (relaxation) et de validation (compactage sous vibration).

On est confronté notamment au fait que l'efficacité de la vibration puisse varier avec la vitesse d'écrasement, indépendamment de l'effet de viscosité. En effet, les décharges induisent une relaxation temporelle du matériau : c'est la viscosité. Si la vitesse d'écrasement augmente, alors le nombre de périodes de vibration par incrément d'écrasement diminue. L'efficacité diminue donc, et la contrainte augmente. L'effet de viscosité est clair.

Les essais de relaxation, ramenés au nombre de périodes (voir la section 5.3), ont montré que la viscosité dépend peu de l'accélération de la vibration.

Il reste à évaluer l'influence de la vitesse d'écrasement  $r$  sur la viscosité. Cette remarque poserait alors un problème fondamental pour l'identification : elle ne pourrait plus se faire sur un seul essai de relaxation puisqu'il faudrait aussi identifier l'influence de  $r$ .

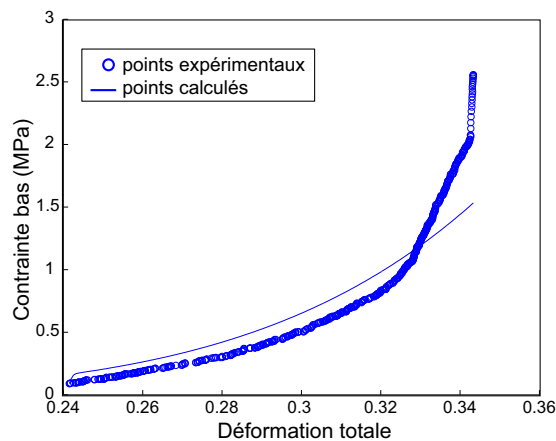


Figure 7.4 – Comparaison entre la simulation et un résultat expérimental de compactage sous vibrations à faible vitesse d'écrasement

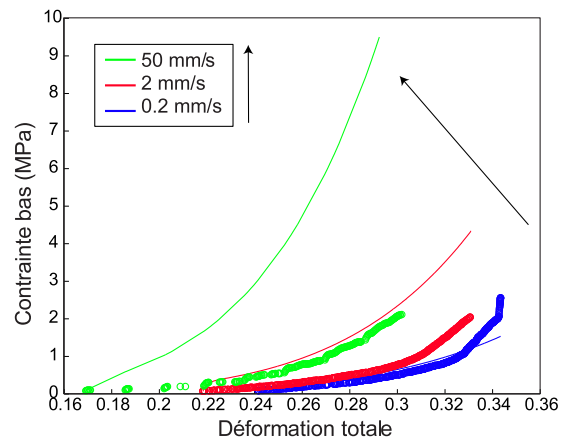


Figure 7.5 – Comparaison entre la simulation et les résultats expérimentaux de compactage sous vibrations en augmentant la vitesse d'écrasement

### 7.3.2 Vers un modèle pertinent

*Cette section regroupe des réflexions sur les modèles.*

Le modèle doit permettre de reproduire les observations de l'identification qualitative faite durant les essais de vibration décrits au chapitre 4.

**Modèle visqueux** Le lien fondamental entre les résultats expérimentaux et la modélisation simplifiée, est que la vibration à l'échelle "micro" induit une viscosité du matériau observé à l'échelle "macro". On peut pour cela par exemple comparer les résultats des essais de relaxation "vraie" quasi-statique avec les résultats des essais de relaxation sous vibration, présentés en section 4.3.7.

Ceci justifie le choix de considérer une loi de comportement  $\mathcal{K}^{evpc}$  qui soit élasto-visco-plastique compressible. Ce modèle devra donc reproduire les résultats des essais de relaxation (voir section 4.3.7), ainsi que les essais de fluage (voir section 4.3.8).

**Domaine d'existence du modèle** Le modèle recherché doit permettre la modélisation et la simulation du compactage du béton frais sous vibration. La démarche de modélisation repose essentiellement sur l'influence de la vibration sur la rhéologie du matériau étudié. Cependant, la modélisation du comportement du matériau non vibré est supposée être un cas limite du modèle de comportement sous vibration. Le modèle recherché doit donc permettre de reproduire des résultats d'essais dynamiques et quasi-statiques. Cela peut se faire de deux façons :

- soit par la définition d'un modèle permettant de passer continûment d'un régime statique à un régime dynamique en fonction des paramètres de vibration. Cette solution du passage continu entre un modèle visqueux et un modèle non visqueux est difficile en raison des différences entre un modèle visqueux et non-visqueux,
- soit par la définition de deux modèles complémentaires séparés par un critère sur une grandeur  $\Gamma^y$  liée aux paramètres de vibration. La grandeur  $\Gamma^y$  décrit le seuil d'efficacité de la vibration  $\theta$ .

$$\text{Comportement quasi-statique si } \theta < \Gamma^y \quad (7.4)$$

$$\text{Comportement dynamique si } \theta \geq \Gamma^y \quad (7.5)$$

**Déformations irréversibles** Les déformations anélastiques, ou irréversibles, peuvent être caractérisées de deux façons :

- les déformations visqueuses : elles dépendent de la contrainte  $\sigma$  et du temps  $t$ . Elles sont associées au comportement du béton vibré,
- les déformations plastiques : elles ne dépendent que de la contrainte  $\sigma$ . Elles sont associées au comportement du béton non vibré puisque les essais de relaxation ont montré que la contrainte relaxe toujours vers une contrainte nulle. Par conséquent il n'existe pas de contrainte plastique ne pouvant pas être relaxée sous vibration.

Toutes deux doivent participer à l'écroûissage du matériau puisque celui-ci est lié à la densification du béton, sans mémoire du mode de déformation. Par conséquent, la déformation plastique, notée  $\varepsilon_p$ , est associée à une déformation visqueuse si  $\theta > \Gamma^y$ , et à une déformation plastique si  $\theta < \Gamma^y$ .

**Influence de la vitesse d'écrasement** La viscosité introduit une influence de la vitesse d'écrasement classique sur la réponse du matériau : plus il augmente, plus la contrainte augmente (voir la section 5.2.2). De plus, si la vitesse d'écrasement est très grande, la réponse se superpose à la courbe d'écroûissage quasi-statique.

Ceci impose donc, pour l'expression de la contrainte visqueuse, un formalisme un peu différent du modèle d'amortisseur : il ne faut pas considérer qu'une contrainte visqueuse, pouvant être relaxée, s'ajoute à la contrainte d'écroûissage (comme indiqué sur la figure 7.6). Il faut au contraire que la vibration provoque une diminution de la contrainte.

Les figures suivantes représentent l'influence de l'accélération de la vibration et de la vitesse d'écrasement sur deux paramètres représentatifs de l'efficacité de l'opération :

- la densité finale  $\rho_f$  (voir la figure 7.7),
- un paramètre d'efficacité  $\rho_f/E_c$  où  $E_c$  est l'énergie du compactage calculée comme l'aire sous la courbe contrainte/déformation de l'opération. Ce paramètre représente donc l'efficacité définie comme étant la minimisation de l'énergie nécessaire au compactage, couplée à la maximisation de la densité finale atteinte.

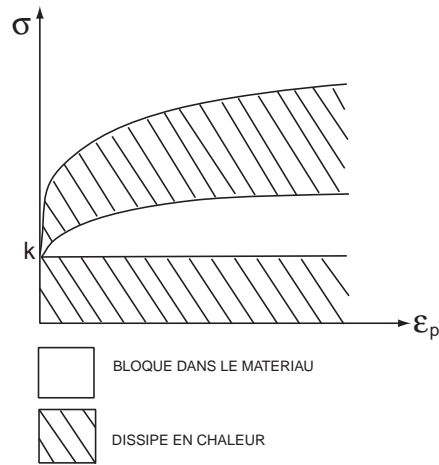


Figure 7.6 – Modèle d'érouissage-viscosité additif (d'après Lemaitre and Chaboche [1985])

Étant donnés les ordres de grandeur, ce paramètre est plus sensible à l'énergie qu'à la densité finale, c'est pourquoi les deux figures sont présentées.

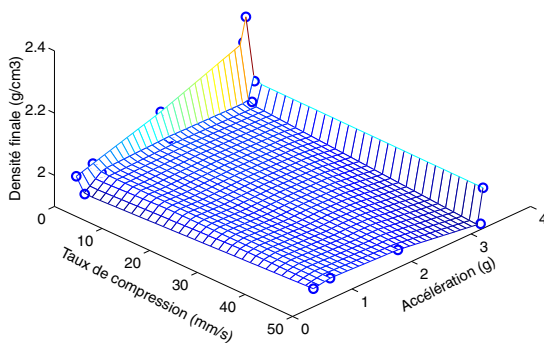


Figure 7.7 – Couplage accélération/vitesse d'écrasement sur la densité finale

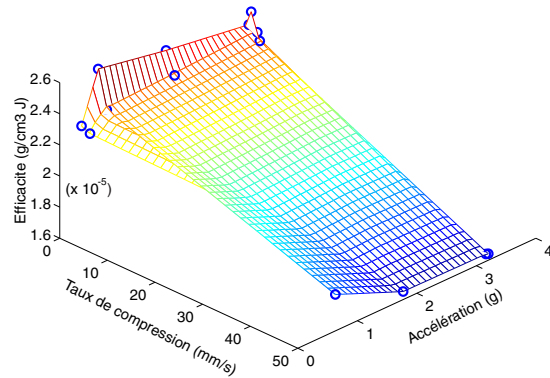


Figure 7.8 – Couplage accélération/vitesse d'écrasement sur le paramètre d'efficacité

L'observation des résultats montre que l'efficacité de la vibration durant l'opération de compactage sous vibration réside dans un compromis entre la vitesse d'écrasement  $r$  et l'accélération de la vibration  $\Gamma$ . Le compactage est le plus efficace pour des faibles vitesses d'écrasement et pour de fortes accélérations. Des courbes d'iso-efficacité sont qualitativement tracées sur la figure 7.9.

**Viscosité** La viscosité caractérise l'influence de la vibration. Elle peut être mesurée par la vitesse de relaxation de la contrainte.

Le modèle élémentaire d'un matériau viscoélastique est donné sur la figure 7.3.

Le paramètre  $\theta$  caractérise l'influence de la vibration (il est donc relié à la température) : si  $\theta$  est grand, le matériau est plus fluide. Qualitativement,  $\theta$  augmente avec l'accélération, et diminue avec la vitesse d'écrasement (voir figure 7.9), et la viscosité diminue lorsque  $\theta$  augmente. De plus, les résultats ont montré que la viscosité varie avec la densité : plus le matériau est compacté, plus la vitesse de relaxation diminue, synonyme de l'augmentation de la viscosité.

Par conséquent, un calcul d'analyse dimensionnelle montre que si l'on considère comme paramètres pertinents : la viscosité  $\mu_v$ , l'accélération  $\Gamma$ , la vitesse d'écrasement  $r$  et la densité  $\rho$ , alors il n'existe qu'un paramètre adimensionnel, noté  $\Pi_v$  :

$$\Pi_v = \frac{\Gamma \mu_v}{\rho r^3} \quad (7.6)$$

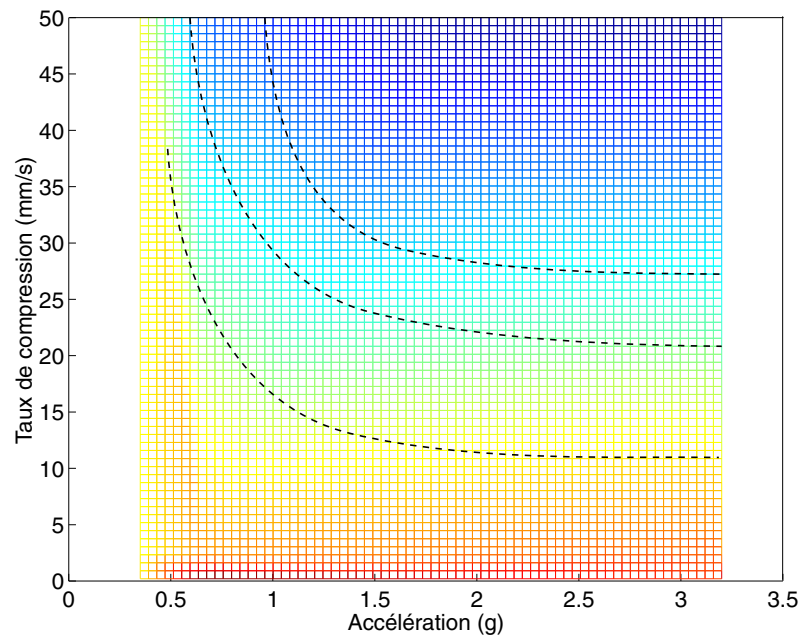


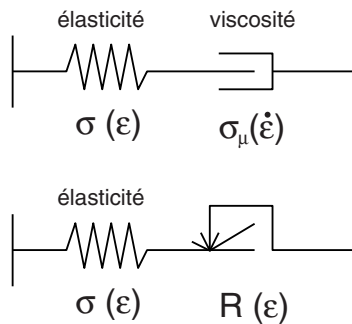
Figure 7.9 – Représentation qualitative des courbes d’iso-efficacité pour l’opération de compactage sous vibrations

La viscosité peut donc être mesurée de la façon suivante :

$$\mu_v = \Pi_v \frac{\rho r^3}{\Gamma} \tag{7.7}$$

La relation 7.7 est cohérente avec les tendances énoncées précédemment si  $\Pi$  est une constante positive.

Le modèle suivant est donc proposé :



Modèle viscoélastique :  
Si  $\Gamma \geq \Gamma^y$  alors  $\sigma = \mu_v \dot{\epsilon}_p$   
avec  $\mu_v = 1/\theta = \Pi_v \rho r^3 / \Gamma$

Modèle visco-plastique :  
Si  $\Gamma < \Gamma^y$  alors  $\sigma = R(\rho)$

Figure 7.10 – Modèle rhéologique du béton frais vibré

On retrouve la notion de seuil d’efficacité, représenté par  $\Gamma^y$ , et  $R$  est la fonction d’écrouissage quasi-statique. L’écrouissage intervient dans la rhéologie du modèle visqueux via la densité  $\rho$ .

# Annexes



# Annexe A

## Structure de l'empilement granulaire

*Les spécificités de la microstructure d'un matériau granulaire sont présentées ici, dans le souci de comprendre les mécanismes, à l'échelle microscopique, étant à l'origine du comportement à l'échelle de l'échantillon*

### A.1 Définition d'un matériau granulaire

Un matériau granulaire est, par définition, un matériau dont les caractéristiques mécaniques sont principalement liées à un empilement de grains. Ainsi, le milieu granulaire le plus simple est l'empilement de sphères identiques (le milieu est dit monodisperse) dans l'air. En première approximation, c'est ainsi que peut être décrit le sable du désert, si cher à Bagnold [1941]. Puis la complexité peut être intensifiée : polydispersité, changement de la nature des constituants des grains, de leur forme, addition d'éléments non granulaires (comme un fluide interstitiel par exemple), etc. Si l'empilement de grains ne conditionne pas principalement le comportement du matériau, celui-ci n'est généralement pas appelé un matériau granulaire. Ainsi on distingue les suspensions concentrées (fluide contenant une proportion importante de grains), les pâtes, les sols ou encore les composites du type des bétons solides.

Un matériau granulaire a donc un comportement macroscopique lié à l'empilement de grains, et par conséquent d'une part au comportement des grains, et d'autre part de leurs interactions. Fondamentalement ces interactions sont de type "contact". Ce sont des interactions unilatérales, dont le comportement complexe dépend de nombreux facteurs, à des échelles très différentes : de la rugosité jusqu'à la forme des grains, en contacts directs ou multiconstituants. L'importance des interactions entre grains dans le comportement macroscopique des matériaux granulaires a amené le développement de codes de calcul numérique spécifiques, basés sur la dynamique moléculaire ou la dynamique des contacts (Cambou and Jean [2001]).

### A.2 Chaînes de force

La première conséquence d'une microstructure granulaire est l'existence de ce que l'on appelle des "chaînes de force". Celles-ci représentent les chemins principaux de transmission des contraintes dans l'empilement. Elles ont été d'abord observées par une technique de photoélasticité développée par Dantu [1957]. Deux exemples de visualisation de ces chaînes de force sont donnés, en figure A.1 (expérimental), et A.2 (numérique).

La complexité d'un empilement de grains en contacts soumis à une contrainte se manifeste donc par une hétérogénéité forte des zones chargées et des zones écrantées (Cambou and Jean [2001]). Un matériau granulaire peut donc être défini comme un milieu biphasique (Radjai et al. [1999]). La phase forte est constituée des contacts qui portent une force supérieure à la moyenne. C'est le squelette du milieu, qui lui donne ses propriétés mécaniques. La phase faible est le complémentaire de la phase forte dans l'empilement. Elle participe à la stabilité de la phase forte en agissant comme un appui latéral.

### A.3 Séparation des échelles

À l'échelle d'une structure mécanique (le centimètre), un empilement de grains très fins (micrométriques) est appelé une "poudre". La recherche de lois de comportement pouvant amener à une modélisation



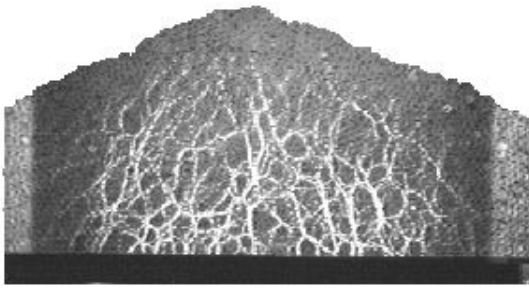


Figure A.1 – Visualisation des chaînes de force dans un empilement de rouleaux cylindriques (Vanel et al. [1999])

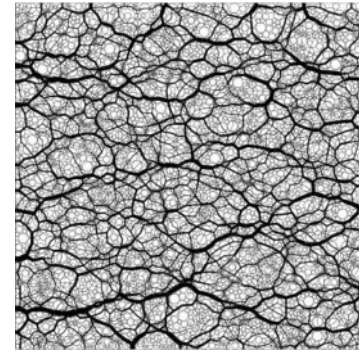


Figure A.2 – Visualisation numérique des chaînes de force (Radjai)

et des simulations du milieu supposé continu est pertinente. Lorsque la taille des grains augmente, la matière granulaire est appelée un “sable”, puis des “grains”, puis des “granulats”, etc. La notion de séparation des échelles devient alors particulièrement problématique. L'échelle de la structure est connue. L'échelle de la microstructure de l'empilement peut être définie, au premier ordre comme la taille des grains, au second ordre, par la taille des hétérogénéités : les ramifications entre les chaînes de force.

Des travaux numériques, menés par Radjai et al. [1996], Radjai et al. [1998] et Radjai et al. [1999], ont montré que dans un milieu granulaire monodisperse sec, la longueur caractéristique séparant les chaînes de force est de l'ordre de 10 tailles de grains. Considérons que ce soit un ordre de grandeur caractéristique de tous les milieux granulaires. Dans un béton formulé pour la fabrication de bloc, le diamètre maximal des grains est de 6 mm. Ce béton est compacté dans une cellule cylindrique de diamètre 66 mm. Il y a donc un rapport 10 entre les deux échelles caractéristiques. D'où la difficulté de l'étude dans ces conditions : problèmes de répétabilité des essais, de signification des grandeurs mesurées, etc. La recherche d'une modélisation pertinente du milieu supposé continu est donc discutable. Cependant, les résultats des essais ont montré que cette stratégie de modélisation est acceptable puisque les grandeurs mesurées sont macroscopiques et que les résultats expérimentaux présentent une répétabilité correcte.

En revanche, à l'échelle d'une paroi de parpaing, mesurant 2.5 fois la taille des plus gros grains, ce ne serait plus le cas.

## A.4 Orientation des contacts

Le problème de la description d'un empilement se pose à deux niveaux :

- la description des grains : distribution de tailles, de forme, etc.,
- la description de l'assemblage des grains, c'est-à-dire la position et l'orientation des normale de contact.

Afin de décrire la structure d'un empilement granulaire, et notamment son réseau de chaînes de force, une nouvelle grandeur a été introduite par Kanatani [1984] (décrit dans Cambou and Jean [2001]) : le tenseur de fabric .

Soit la distribution  $P(\underline{n})$  des normales de contact  $\underline{n}$  telle que :

$$P(\underline{n}) \geq 0 \quad \text{et} \quad \int_{\Omega} P(\underline{n}) d\Omega = 1 \quad (\text{A.1})$$

où  $\Omega$  représente l'angle solide de l'ensemble des orientations possibles dans un espace tridimensionnel. Le tenseur symétrique du deuxième ordre permettant de déterminer une expression approchée de cette distribution est appelé “tenseur de texture”, ou “tenseur de fabric”  $\underline{H}$  (Satake [1978]) :

$$H_{ij} = \int_{\Omega} P(\underline{n}) n_i n_j d\Omega \quad (\text{A.2})$$

En ne conservant que les termes d'ordre inférieur à 2, il vient :

$$P(\underline{n}) = \frac{1}{\Omega} (1 + H_{ij} n_i n_j) \quad (\text{A.3})$$

Une représentation de la texture d'un milieu granulaire 2D peut donc être un diagramme polaire de la distribution d'orientation des normales :  $r = P(\theta)$ . Un exemple est donné sur la figure A.3, montrant la répartition d'orientation des contacts dans un milieu granulaire supposé biphasique (au sens de l'existence d'un réseau fort et d'un réseau faible) soumis à une compression. La figure montre que le réseau fort présente une orientation préférentielle des contacts dans le sens du compactage tandis que le réseau faible a tendance à jouer le rôle de contreforts.

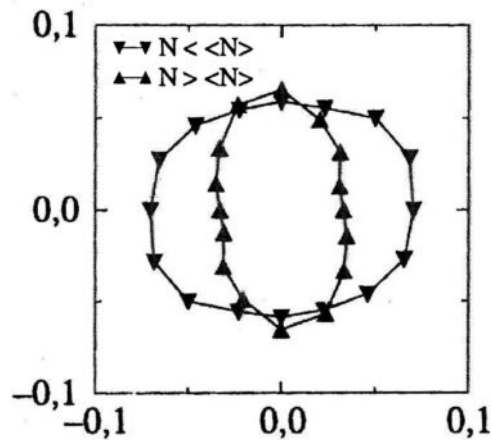


Figure A.3 – Exemple de diagramme polaire de la répartition des normales dans un milieu granulaire soumis à une compression (Radjai et al. [1998]) ( $\blacktriangle$  réseau fort,  $\blacktriangledown$  réseau faible)

## A.5 Influence des conditions aux limites

Un milieu granulaire est sujet à une influence particulière des parois, dû à l'existence de chaînes de force. En effet celles-ci créent des chemins de percolation de grains entre les parois. L'effet le plus connu est l'effet Janssen [1895], du nom de l'ingénieur de Brême qui a travaillé sur les problèmes de stockage des grains dans les silos. Il remarque qu'un matériau granulaire a tendance à rediriger les contraintes verticales vers les parois latérales. Ce problème industriel et théorique a fait l'objet de nombreuses études analytiques (Duran [1997]) et numériques (Ragneau et al. [1997]). L'effet Janssen consiste à supposer que lorsque l'on soumet un matériau granulaire à une pression axiale, celui-ci exerce une pression radiale qui est proportionnelle, d'un facteur noté  $k$ . Ce facteur peut dépendre notamment de la géométrie de grains. Lors du stockage dans un silo, l'effet Janssen a tendance à arc-bouter les grains sur les parois du silo, et sous l'effet du frottement, à réduire le poids du volume de grains. Ainsi, une contrainte axiale est redirigée vers les parois, réduisant d'autant la contrainte transmise dans l'axe.

On parle aussi de "facteur de pression radiale" dans l'industrie des poudres céramiques. Citons les travaux de Bortzmeyer [1990] sur l'influence de la présence de liant ou de la forme des grains sur le facteur de pression radiale.



## Annexe B

# Matériaux granulaires soumis à un compactage quasi-statique

*Cette section présente des éléments bibliographiques de la physique des matériaux granulaires permettant d'expliquer les observations expérimentales du compactage monotone du béton frais.*

### B.1 Densité de consolidation / transition vitreuse

La transition vitreuse correspond, dans la physique des polymères, à un changement de rhéologie thermo-activé. Elle se manifeste notamment par un changement brusque du volume spécifique, séparant les domaines d'état vitreux et caoutchoutique.

En mécanique des matériaux granulaires, il existe une pseudo-transition fluide/solide (Metcalf et al. [2002]) qui sépare deux états d'un empilement granulaire (voir aussi la figure B.1) :

- un état "fluide" (ou dilué), pour lequel les grains ont une grande mobilité. Ils peuvent glisser ou rouler les uns par rapport aux autres et le matériau peut s'écouler ou être déformé sous de faibles contraintes,
- un état "solide" (ou dense), pour lequel les grains ont une mobilité réduite du fait de l'encombrement stérique. La déformation de l'empilement est alors soumise à la déformation du squelette formé par les chaînes de force.

La transition fluide/solide est aussi nommée consolidation, ou transition vitreuse.

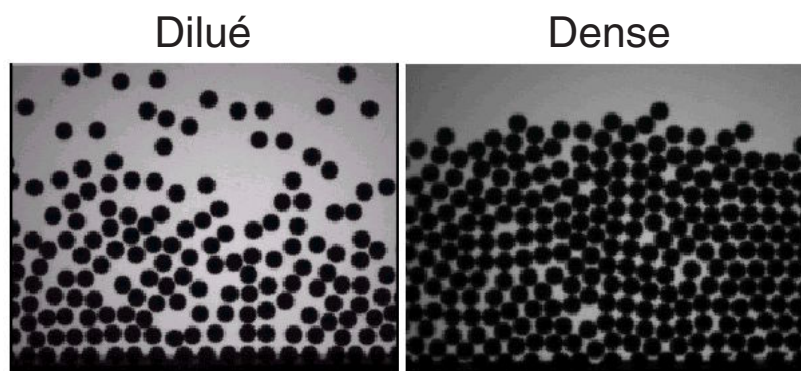


Figure B.1 – Les deux états de la matière granulaire : dilué et dense, séparés par la transition vitreuse (Azanza and Chevoir)

Ainsi, un milieu granulaire sec est naturellement dans un état dense, et ne pourra être que faiblement compacté. A contrario, un milieu granulaire humide peut créer des ponts intergranulaires, ce qui augmente sa porosité et lui confère un état dilué. Il pourra alors être fortement densifié. C'est le cas du béton frais, suite à l'introduction du matériau dans le moule.

La transition vitreuse est naturellement liée à l'encombrement des granulats. Cependant, la réponse d'un matériau ayant la même composition peut être très différente selon la structure de l'empilement. La transition vitreuse sera d'autant plus répétable, d'un essai à l'autre, que la taille caractéristique des grains sera petite devant celle de la structure globale.

Au-delà de la transition vitreuse, la mobilité des grains est réduite du fait de l'encombrement des autres grains. La déformation du réseau va entraîner l'écroutissement du matériau, puis finalement la situation de blocage. La contrainte nécessaire à l'augmentation de la densification est alors conditionnée par la capacité des grains à se compacter, ou des contacts à se déformer ou se rompre.

## B.2 Écroutissement et mobilité des grains

L'effet d'écroutissement non linéaire dû à la densification d'un milieu granulaire peut être expliqué par un enrichissement des chemins de contacts entre grains.

L'effet de la distribution de tailles de grains sur la réponse élastique d'un empilement granulaire peut être décrit par modèle d'enrichissement des contacts (Duffy and Mindlin [1957], Stauffer et al. [1987]). Le principe peut être appliqué de la même façon à la plasticité pour expliquer l'écroutissement la diminution de la mobilité des grains suite à un réarrangement ou à une déformation de la structure de l'empilement provoque une augmentation de la contrainte. L'écroutissement n'est alors pas lié au comportement des grains, mais bien aux interactions.

Soit une loi d'interaction entre les grains réduite à sa plus simple expression : condition de non-interpénétration des grains (sans frottements). Alors la réponse globale de l'empilement à un écrasement sera non linéaire élastique. Elle peut être calculée numériquement et illustrée par une analogie électrique (Roux et al. [1987], Gilabert et al. [1987]). Soit un réseau de diodes Zener dont la caractéristique générale est donnée sur la figure B.2 mais dont les seuils sont distribués aléatoirement. La caractéristique globale du réseau fait apparaître trois phases : une première phase préliminaire avant que la première diode soit active, une phase finale pour laquelle toutes les diodes sont actives, et une phase intermédiaire dont la non-linéarité est déterminée par l'enrichissement du réseau de diodes actives. Par analogie, un empilement de grains est composé des contacts potentiels et de contacts actifs, ceux-ci étant à l'origine de l'augmentation de la contrainte.

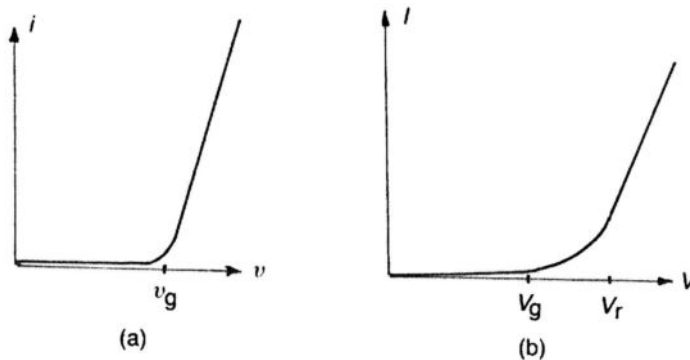


Figure B.2 – (a) Caractéristique locale d'une diode, (b) Caractéristique globale du réseau de diodes ayant une distribution de seuils aléatoire. On distingue une zone non-linéaire intermédiaire correspondant à l'enrichissement progressif des chemins actifs (Gilabert et al. [1987])

Soit maintenant une loi d'interaction permettant la densification irréversible du matériau. C'est le cas pour le béton frais, pour lequel les lois d'interaction entre les grains sont plus compliquées mais aussi moins bloquantes : la pâte peut se cisailier, les grains ont initialement une grande mobilité, puis les contacts peuvent s'éroder, se casser, etc. Tous ces mécanismes, se produisant à l'échelle du contact, sont une source de déblocage. On peut donc modéliser chaque contact comme une barrière énergétique. Si l'énergie est inférieure à un seuil le contact est bloquant. Lorsque l'énergie est suffisante, le contact se rompt, induisant une réorganisation locale, créant ainsi de nouveaux contacts, mais de telle sorte que le nombre total ait finalement augmenté. Dans ce cas, le concept d'enrichissement du nombre de contact est toujours vrai et la démarche précédente toujours valide. La barrière énergétique nécessaire à un réarrangement est certainement dépendante de toute la structure de l'empilement. Par conséquent, plus l'encombrement des grains est

important, plus il sera difficile pour un contact de se débloquer ou plus les conséquences d'un déblocage seront faibles. Le matériau subit donc un écrouissage.

En conclusion à l'analyse qualitative précédente, la compressibilité du béton frais provient essentiellement de la capacité des grains à pouvoir sortir d'une situation de blocage. Cette capacité diminue avec la diminution du volume de l'échantillon.

### B.3 Dilatance

Le principe de dilatance de Reynolds [1885] est le suivant (citation originale d'après Duran [1997]) : "un matériau granulaire fortement compacté placé dans une enveloppe flexible, voit invariablement son volume augmenter lorsque cette enveloppe est déformée." Ceci est illustré sur la figure B.3.



Figure B.3 – Expérience de la dilatance de Reynolds (d'après Duran [1997])

Ce phénomène est dû une fois de plus aux interactions de contact entre les grains. Si le matériau est fortement compacté (proche de sa compacité maximale), la déformation de l'ensemble ne peut se faire que par une décompaction.

### B.4 Anisotropie induite

L'anisotropie induite est le mécanisme d'évolution du tenseur de fabric (voir annexe A) avec la déformation plastique (Oda et al. [1985], Cambou and Jean [2001]). Le tenseur de fabric est une mesure de la répartition des normales de contact entre les grains. Lors du compactage quasi-statique, Oda a montré que le repère principal du tenseur de fabric évolue continûment vers une limite qui est le repère principal du tenseur de contraintes.

Durant la déformation plastique, la géométrie de la structure des contacts évolue sans cesse. Cela induit une redistribution des chaînes de force. Selon Oda [1972], Horne [1965] est le premier à avoir introduit le concept d'"anisotropie croissante". D'après les résultats bibliographiques (en particulier Oda et al. [1985]), la distribution des normales de contact change, de façon à orienter la distribution des normales dans le sens de la contrainte principale maximale. L'auteur met également en évidence l'importance du facteur de forme des grains : les particules plus allongées ont tendance à accentuer l'anisotropie du milieu, comme indiqué sur la figure B.4. Ainsi, le grand axe d'une forme ellipsoïdale a tendance à s'orienter perpendiculairement à la direction des contraintes principales.

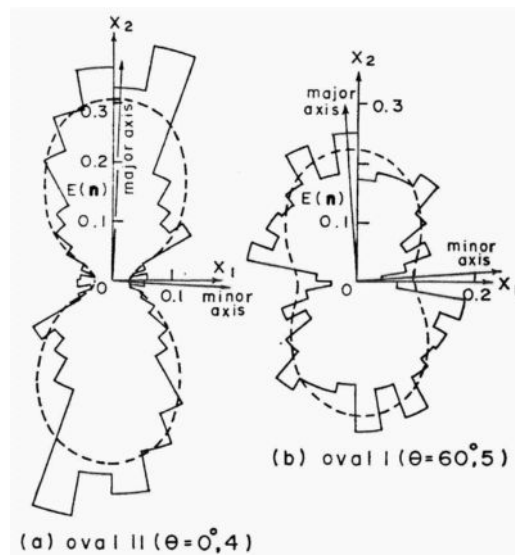


Figure B.4 – Anisotropie induite : les traits pointillés correspondent à l'état initial et l'histogramme polaire à l'état sous compression. Les grains Oval II ont un facteur de forme plus important (Oda et al. [1985]).

Oda et al. [1985] proposent une relation linéaire entre la contrainte relative  $\sigma_1/\sigma_3$  et la variation de volume relative  $dv/d\varepsilon_1$  :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = k^* \frac{dv}{d\varepsilon_1}$$

où  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$  sont respectivement la contrainte axiale et la pression externe imposées sur l'échantillon dans une cellule triaxiale,  $dv$  la variation de volume et  $d\varepsilon_1$  la déformation axiale mesurée. Le facteur de proportionnalité  $k^*$  est l'inverse du coefficient de pression radiale  $k$  que défini précédemment (voir en annexe A).

Ceci démontre que lorsque la contrainte axiale augmente, le réseau de normales de contact entre les grains ayant une direction axiale se densifie, diminuant ainsi la dilatation de l'échantillon. La transposition de ce résultat à un essai confiné est que lorsque la contrainte axiale augmente, le réseau de normales de contact entre les grains ayant une direction axiale se densifie, diminuant ainsi la contrainte relative exercée sur les parois. Ceci confirme donc la diminution de  $k$  avec la déformation.

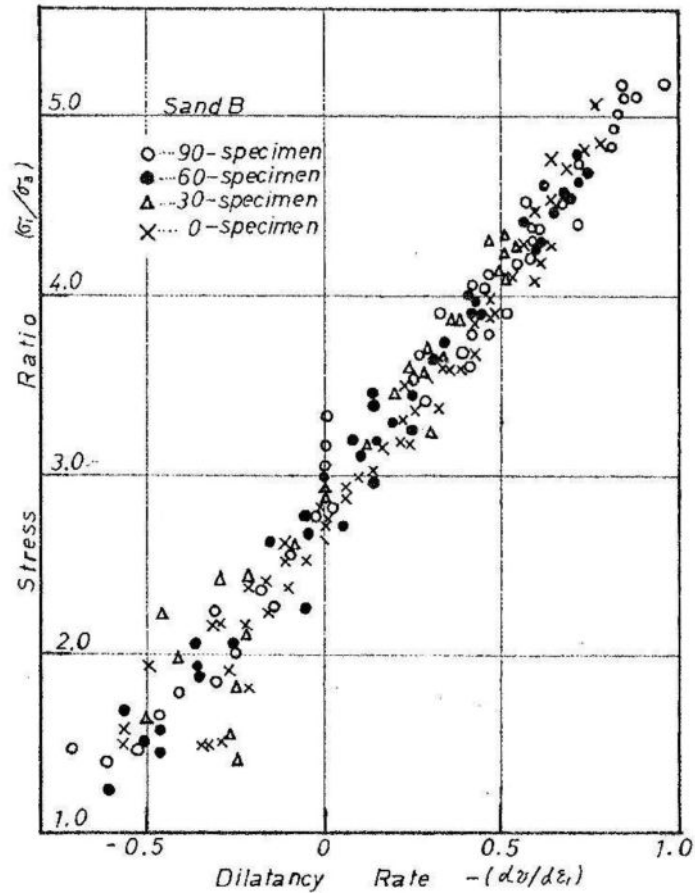


Figure B.5 – Relation proportionnelle entre la déformation volumique et la contrainte axiale, durant un essai triaxial sur un sable (Oda et al. [1985])





## Annexe C

# Matériaux granulaires et vibration

Ce chapitre présente les résultats fondamentaux de compactage des milieux granulaires modèles sous vibration. Ces résultats servent de référence à un grand nombre de travaux de recherche sur les matériaux granulaires.

### C.1 Résultats expérimentaux sur milieux granulaires modèles vibrés

De nombreuses expériences ont été réalisées sur des matériaux modèles afin de caractériser l'influence d'une vibration sur la densification d'un milieu granulaire.

Les expériences réalisées sur des matériaux modèles sont généralement sur des empilement cylindriques de sphères monodisperses, soumis à des vibrations qui sont une succession de taps indépendants (voir le travail bibliographique de Philippe [2002]). Les résultats montrent que le paramètre contrôlant l'efficacité de la vibration est l'accélération adimensionnée :  $\Gamma = a\omega^2/g$  (Rajchenbach [2000]) où  $\omega$  est la pulsation de la vibration.

De plus, les résultats de Evans and Millman [1964] ont montré que la gamme de fréquence optimale si situe entre 10 et 100 Hz. Philippe [2002] justifie ceci en calculant le temps caractéristique de chute libre d'un grain sur une distance caractéristique d'un diamètre de grain :  $t \simeq \sqrt{g/d}$ , ce qui donne une fréquence de 100 Hz.

Les expériences menées par l'équipe de Chicago (Nowak et al. [1998], Nowak et al. [1997]) sur la compaction d'un milieu granulaire monodisperse sont célèbres. Les résultats montrent qu'il existe deux branches dans la courbe fraction volumique/nombre de taps : une branche irréversible, et une branche réversible, comme indiqué sur la figure C.1. Ces résultats montrent notamment que pour de fortes accélérations, le matériau tend à se décompacter.

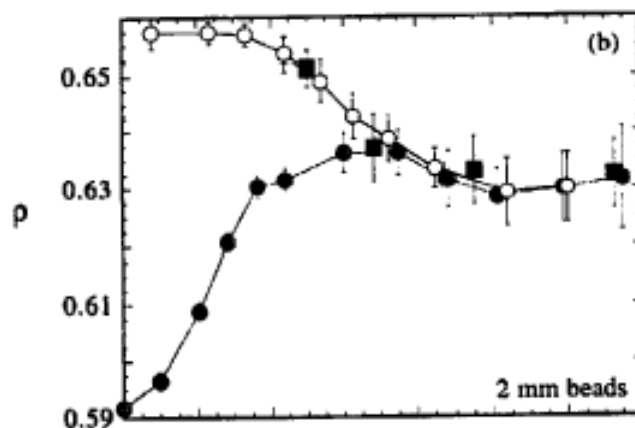


Figure C.1 – Densification d'un empilement de sphères monodisperses sous vibration Nowak et al. [1997]

La courbe de compaction du matériau est alors fittée par les auteurs à l'aide de la formule suivante (Nowak et al. [1998]) :

$$\rho(t) = \rho_\infty - \frac{\Delta\rho_\infty}{1 + B\ln(1 + t/\tau)}$$

où les paramètres  $\rho_\infty$  (densité asymptotique aux temps longs de vibration, voir aussi figure C.2),  $\Delta\rho_\infty$  (gain de densité aux temps longs),  $B$  et  $\tau$  dépendent de l'accélération de la vibration  $\Gamma$ .

À l'échelle de temps du compactage, Berg and Mehta [2002] analysent les différentes phases de la densification d'un matériau granulaire vibré (voir aussi la figure C.2) :

- une densification très rapide pour les quelques premières périodes de vibration. Les particules s'orientent individuellement dans le sens des contraintes principales, ce qui a pour effet de maximiser la densité,
- puis une densification lente. Cette étape, la plus importante, consiste en un réarrangement progressif des particules qui n'ont pas atteint une configuration la plus stable
- puis enfin le régime asymptotique.

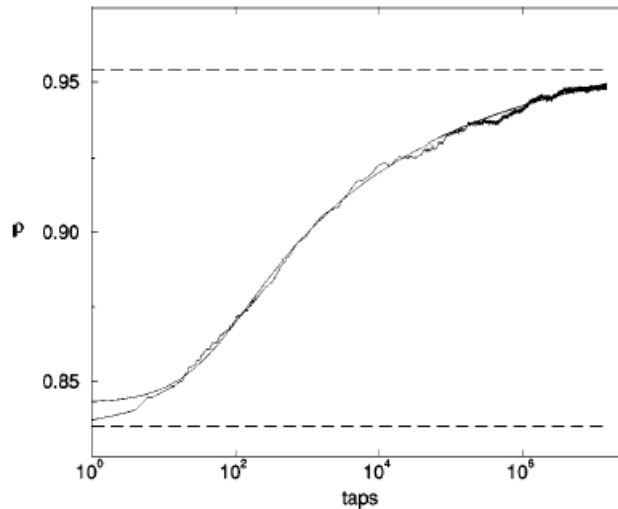


Figure C.2 – Courbe de compaction classique d'un milieu granulaire Berg and Mehta [2002]

Ainsi, les auteurs concluent de leurs expériences que pour maximiser la densité finale, il faut d'abord augmenter l'accélération afin d'atteindre la branche réversible en chaque point de l'empilement, puis la réduire lentement selon un processus similaire à un recuit.

La vibration d'empilements de sphères non cohésives ayant une surface libre montre un gradient de densité (ou de fraction volumique) dû à une décompaction en surface sous les effets de l'inertie de grains Rajchenbach [2000]. En première approximation, l'épaisseur de cette surface peut être calculée avec la formule suivante (De Gennes [1973]) :

$$e_f = \frac{d}{1 - \varepsilon} \tag{C.1}$$

où  $d$  est le diamètre des grains et  $\varepsilon$  le coefficient de restitution d'un choc entre deux particules.

Note : la plupart des comportements étudiés par les physiciens sont basés sur des matériaux non cohésifs. Par conséquent leur comportement est très dépendant du coefficient de restitution  $\varepsilon$ , et du frottement entre les particules.

Les études sur les paramètres influents de la vibration sur le compactage donnent des tendances :

**Accélération** : elle contrôle la compacité finale. Certains travaux montrent que pour les grandes valeurs de l'accélération, on observe une perte d'efficacité (Macrae et al. [1957]).

**Fréquence** : l'influence de la fréquence n'est pas bien mise en évidence (Philippe [2002]).

## C.2 Influence de la vibration

Pour un empilement de sphères monodisperses, la fraction volumique atteinte sous vibrations est de l'ordre de 62 % après quelques minutes sous une vibration modérée (Nowak et al. [1997]). La limite théo-

rique d'un empilement cristallin est de 74 %, tandis que pour un empilement dense aléatoire, la limite est de 64 % Finney [1970].

Selon Philippe [2002], un empilement de grains restera indéfiniment bloqué tant qu'il ne subit pas de perturbation extérieure suffisante pour le restructurer. L'introduction d'une vibration, par analogie avec l'agitation thermique, doit permettre au milieu vibré d'explorer son espace des configurations, en vue d'une réorganisation dans une configuration plus dense, mais aussi plus stable. Selon l'importance de l'effet d'agitation de la vibration sur le milieu granulaire, celui-ci pourra donc passer d'une phase "solide" à une phase "liquide", comme on l'a décrit en section 3.3.3. On parle alors de "fluidisation" du matériau granulaire sous l'action d'une vibration.



## Annexe D

# Éléments de modélisation des matériaux granulaires vibrés

*Cette section présente les grandes classes de modèles des milieux granulaires vibrés. En particulier, la notion de température granulaire est introduite. La classification des modèles existants en trois catégories : modèles phénoménologiques, microscopiques et thermodynamiques, est due à Barrat (dans Philippe [2002]).*

### D.1 Modèles phénoménologiques : volume libre

La densification des matériaux granulaires sous sollicitations modérées est principalement due à un processus de réarrangements de grains. Les modèles présentés ici sont basés sur l'idée que ces réarrangements de grains sont liés au volume libre disponible (Nowak et al. [1998], Boutreux and Gennes [1997]).

La densification résulte donc d'un déplacement collectif de grains et les modèles font intervenir une probabilité qu'un grain puisse se réarranger dans un volume suffisant pouvant l'accueillir.

Boutreux and Gennes [1997] proposent le formalisme suivant. Soit  $\Psi$  la fraction volumique de grains. Si l'on suppose une distribution poissonnienne du volume libre, alors on peut calculer la vitesse de densification suivante :

$$\frac{d\Psi}{dn} = k \exp\left(\frac{-\Psi_m^2}{\Psi_m - \Psi}\right) \quad (\text{D.1})$$

où  $n$  est le nombre de périodes de vibration,  $\Psi_m$  est la fraction maximale et  $k$  un paramètre. Alors on retrouve la loi logarithmique classique sous la forme :

$$\Psi_m - \Psi = \frac{\Psi_m^2}{\ln n + \ln n_0} \quad (\text{D.2})$$

où  $n_0$  est le nombre (approximatif) de périodes de vibration pour atteindre la densité  $\Psi_m$ .

Les modèles basés sur l'adsorption-désorption de grains sur une paroi (ou modèles de parking) donnent des résultats très similaires (Ben-Naim et al. [1998]). Ils reposent sur l'idée que l'augmentation de la densité par l'introduction de nouvelles particules n'est possible que par un processus de réarrangements. Ainsi, les auteurs calculent le nombre de particules devant bouger pour qu'une particule supplémentaire puisse rentrer (voir figure D.1).

où  $\rho$  est la densité moyenne d'une particule,  $V$  le volume de chaque particule et  $V_0$  le volume des pores par particule. On a donc  $\rho = V/(V + V_0)$ .

Alors une particule peut prendre place dans l'empilement si  $N$  particules se réarrangent de façon à créer volume libre suffisant, soit  $NV_0 = V$ . D'où la notion de mouvement collectif des particules. Le nombre  $N$  est donc donné par l'équation suivante :

$$N = \frac{V}{V_0} = \frac{\rho}{1 - \rho} \quad (\text{D.3})$$

Si l'on suppose un mouvement aléatoire des particules, alors  $\dot{\rho} \simeq T^{-1} \exp N$ , où  $T$  le temps des réarrangements. Alors :

$$\dot{\rho} \simeq (1 - \rho) \exp(-\rho/(1 - \rho)) \quad (\text{D.4})$$

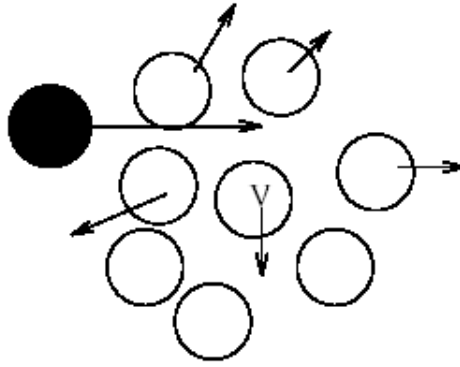


Figure D.1 – Notion de mouvement collectif pour les réarrangements (Ben-Naim et al. [1998])

La solution asymptotique de cette équation est alors conforme à la dynamique logarithmique de compaction sous vibrations observée expérimentalement :

$$\rho(t) \simeq \rho_\infty - \frac{1}{\ln t} \quad (\text{D.5})$$

Les figures D.2 et D.3 montrent comment un modèle de type “parking” permet de reproduire la courbe de compaction d’un matériau granulaire (Nowak et al. [1998]).

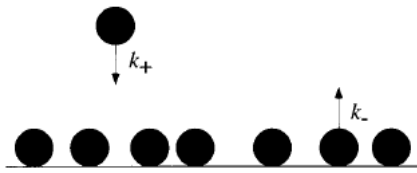


Figure D.2 – Modèle de type “parking” : ad-sorption/désorption des particules sur une surface (Nowak et al. [1998])

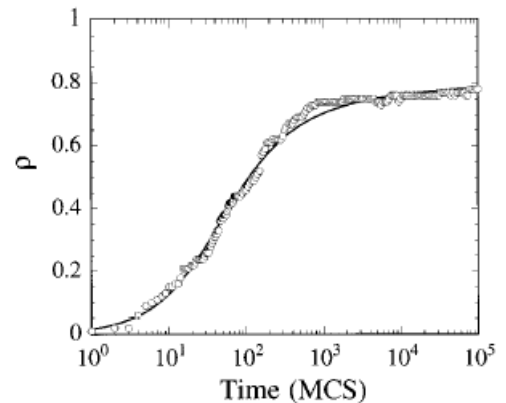


Figure D.3 – Évolution de la fraction volumique de particules donnée par le modèle de parking et la relation analytique D.5 (Nowak et al. [1998])

Citons aussi les travaux de Head [2000] qui couple au formalisme de volume libre la notion de barrière énergétique à franchir, comparée à l’énergie de vibration.

## D.2 Modèles microscopiques : Tétris

D’autres modèles microscopiques, quoique éloignés de la réalité physique, permettent aussi de reproduire les observations expérimentales et proposent un scénario du compactage pertinent. Ils sont basés sur des méthodes de redéposition non-séquentielle de type Monte-Carlo (Mehta and Barker [1991], Mehta and Barker [1992], Mehta and Barker [1993]), ainsi que sur l’encombrement stérique des grains.

Les modèles sur réseau sont du type “Tétris” (Nicodemi et al. [1997], Caglioti et al. [1997]). Par exemple, dans le cas de la figure D.4, la vibration est imposée via un processus probabiliste de Monte-Carlo pilotant le mouvement vertical des gains vers le haut ou vers le bas. Lorsque les mouvements de grains sont compatibles, il y a alors des réarrangements et une densification macroscopique du réseau.

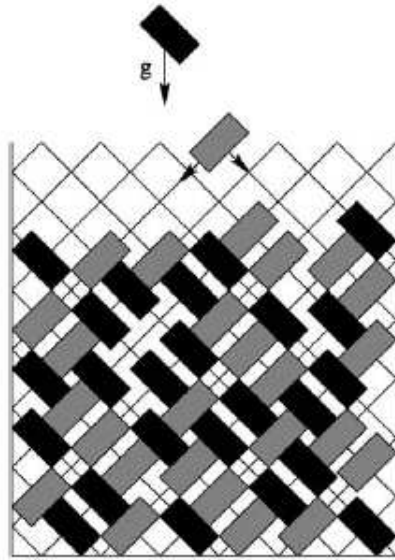


Figure D.4 – Modèle microscopique de type Tétris

Ce type de modèles permet de reproduire la dynamique logarithmique de compaction, mais aussi des phénomènes comme la ségrégation (Herrmann [1999]) des grains de tailles différentes, ou encore une compréhension des phénomènes. Berg and Mehta [2002] énonce que chaque période de vibration (si elles sont indépendantes) se déroule en deux phases, à la base de sa stratégie de modélisation :

- une première phase pendant laquelle les particules peuvent se réorganiser sous l’effet de l’accélération : c’est la phase de “dilatation” d’ensemble du milieu,
- une deuxième phase pendant laquelle les particules s’organisent dans une configuration stable : c’est la phase de “trempe”.

Ce type de scénario nécessite une source de réarrangements, i.e. la création d’espace. Ceci est donc possible lorsqu’il existe une surface libre. Dans notre cas de compactage sous vibration du béton, le matériau est confiné. La création d’espace pour permettre les réarrangements ne peut se faire que durant les phases de décharge.

### D.3 Modèles thermodynamiques : notion de température granulaire

L’extension des outils de la thermodynamique à la modélisation des matériaux granulaires a fait l’objet de nombreux travaux, dans des directions différentes, dont deux sont présentées dans cette section (lire aussi le travail bibliographique de Smith [2001]).

On doit vraisemblablement à Ogawa [1978] l’idée de “température granulaire”, définie comme étant l’énergie cinétique moyenne des fluctuations de vitesse :

$$T_g = \langle \underline{u}^2 \rangle \quad (\text{D.6})$$

De nombreux travaux ont été menés depuis la naissance du concept de température granulaire. Tous ces travaux devant mener à l’établissement le plus fort possible de l’analogie entre les température granulaire et la température thermique. Citons les importants travaux de Savage and Jeffrey [1981], Campbell [1989], Jenkins and Savage [1983], Campbell [1990], Campbell [1997]. Tous ces travaux ont permis notamment de déterminer l’analogie des lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l’énergie, au travers d’une adaptation de la théorie cinétique des gaz à la modélisation des milieux granulaires en écoulement rapide.

La démarche de la théorie cinétique est la suivante (Jenkins and Savage [1983]). Pour toute grandeur  $\Psi(\underline{v})$  associée à une particule ayant une vitesse  $\underline{v}$ , on définit la grandeur moyenne  $\langle \Psi(\underline{v}) \rangle$  de la manière suivante :

$$\langle \Psi \rangle = \frac{1}{n} \int \Psi(\underline{v}) f^{(1)}(\underline{v}, \underline{x}, t) d\underline{v} \quad (\text{D.7})$$



où  $f^{(1)}$  est le nombre probable de particules par unité de volume en  $\underline{x}$ , à l'instant  $t$ , et  $n$  la densité probable (intégrale de  $f^{(1)}$ ).

La formule de transport associée est similaire à la formule de dérivation particulière en mécanique des fluides :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n\psi \rangle = n \left\langle \frac{d\psi}{dt} \right\rangle - \text{div} \langle n\psi \underline{v} \rangle + C(\psi) \quad (\text{D.8})$$

où  $C$  représente un taux de variation de la grandeur  $\psi$  dû aux collisions.

On peut alors montrer qu'un milieu granulaire sec, dont la rhéologie est essentiellement pilotée par des collisions binaires, obéit aux lois de conservation suivantes (Jenkins and Savage [1983]) :

### Conservation de la masse

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div} \underline{v} = 0 \quad (\text{D.9})$$

### Conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{d\underline{v}}{dt} = -\text{div} \underline{\underline{\sigma}} - \text{div} \langle \rho \underline{v}' \otimes \underline{v}' \rangle + n \underline{b} \quad (\text{D.10})$$

où  $\underline{\underline{\sigma}}$  est le tenseur moyen des contraintes collisionnelles et  $\underline{b}$  les forces volumiques. Le tenseur  $\langle \rho \underline{v}' \otimes \underline{v}' \rangle$  s'ajoute donc au tenseur des contraintes  $\underline{\underline{\sigma}}$  (c'est le tenseur des contraintes de Reynolds, classique en turbulence).

### Conservation de l'énergie

$$\frac{3}{2} \rho \frac{dT_g}{dt} = -\text{div} \underline{q} - \text{Tr}[\underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{v})] - \text{Tr}[\langle \rho \underline{u}' \otimes \underline{u}' \rangle \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{v})] - \text{div} \langle \frac{1}{2} \rho \underline{u}'^2 \underline{u}' \rangle - \gamma \quad (\text{D.11})$$

où  $\gamma$  est la dissipation par amortissement, et  $\underline{q}$  est le flux de "chaleur" par conduction, auquel on peut associer une équation de diffusion :

$$\underline{q} = -\kappa \underline{\underline{\text{grad}}} T_g \quad (\text{D.12})$$

Toutes les grandeurs mécaniques construites dans ce formalisme dépendent de fonctions de probabilités telles que  $f^{(1)}$ . Par conséquent, les résultats dépendent du choix des fonctions  $f$ , qui sont complètement arbitraires et conditionnent réussite de la modélisation.

La température est un grandeur scalaire introduite pour modéliser l'action de la vibration sur la rhéologie du béton frais. Une autre approche thermodynamique, introduite par Edwards and Oakeshott [1989] (et aussi Mehta and Edwards [1989] et Edwards and Grinev [1998]), repose sur l'analogie entre l'énergie d'un système thermodynamique, et le volume  $V$  d'un matériau granulaire. Comme décrit dans Nowak et al. [1998], l'entropie  $S$  est alors définie classiquement comme étant le logarithme du nombre de configurations  $\Omega$  :  $S = \lambda \ln \Omega$ , où  $\lambda$  est l'équivalent de la constante de Boltzmann. Et l'on peut alors définir une quantité analogue à une température, que l'auteur appelle la "compactivité"  $X$  définie par l'équation suivante :

$$X = \frac{\partial V}{\partial S} \quad (\text{D.13})$$

Contrairement à la température granulaire définie précédemment, la compactivité est une variable interne associée à l'empilement, et non aux fluctuations de vitesse des grains. Si  $X = 0$ , le matériau est dans son état compact maximal, tandis que si  $X = \infty$ , il est infiniment lâche.

Sans chercher à travailler à l'amélioration de la définition du formalisme thermodynamique précédent, on retient l'idée d'une modélisation d'un milieu granulaire par l'utilisation de grandeurs "moyennes" susceptibles de décrire :

- soit l'arrangement des grains dans l'empilement, et donc son aptitude à être compacté (compactivité d'Edwards),
- soit l'agitation des grains due à la vibration, et l'influence de cette température granulaire sur la loi de comportement du matériau. C'est cette dernière idée qui est à la base de la démarche expérimentale et de modélisation du chapitre 7.

## Annexe E

# L'essai Proctor

*L'essai Proctor est un essai classique de caractérisation de la compactibilité des géomatériaux.*

L'essai Proctor tient son nom de l'ingénieur américain qui l'inventa en 1933 (Proctor [1933]). Cet essai consiste à compacter un échantillon de sol contenu dans un moule cylindrique, sous l'action répétée d'une masse tombante (voir figure E.1). Seule la densité apparente finale de l'échantillon, définie comme la masse volumique moyenne à l'échelle de l'échantillon, est mesurée.

Le résultat classique de l'essai est une courbe donnant l'évolution de la densité apparente du matériau sec en fonction de la teneur en eau, comme le montre la figure E.2.

Il existe un optimum de la teneur en eau, résultant de la compétition de deux effets (Holtz and Kovacs [1988]) :

- en dessous de l'optimum, l'augmentation de la teneur en eau améliore l'efficacité du compactage en lubrifiant le contact entre les particules,
- au-dessus de l'optimum, l'augmentation de la teneur en eau crée une surpression qui tend à écarter les particules les unes des autres et provoque un amortissement de la sollicitation.

De plus, la courbe de compaction dépend de l'énergie de compactage comme indiqué aussi sur la figure E.2.

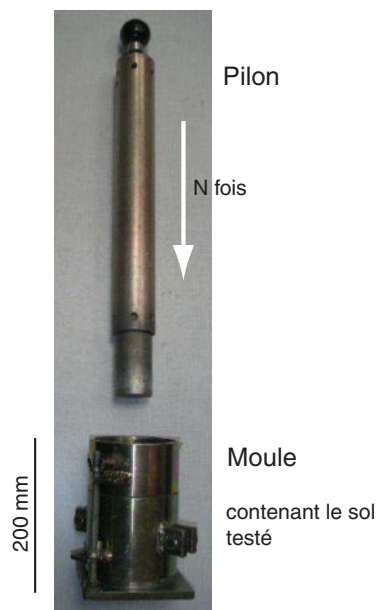


Figure E.1 – Outillage et principe de l'essai Proctor

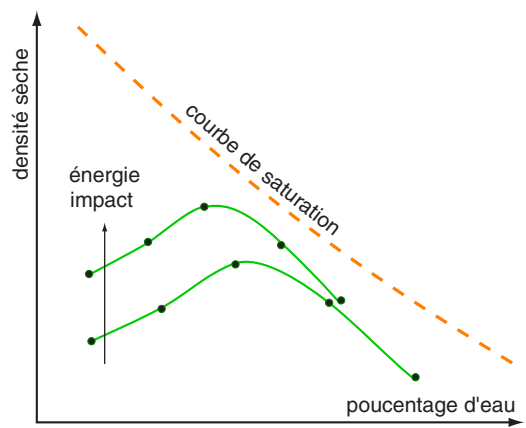


Figure E.2 – Résultat classique de compacité d'un sol issu d'un essai Proctor

## Annexe F

# Résultats de l'essai SHPB classique sur du béton frais

*Un essai aux barres de Hopkinson classique (SHPB) a été mis en œuvre afin de tester le béton frais. Il permet de justifier en partie le recours à un dispositif vertical.*

### F.1 Dispositif expérimental

La configuration de l'essai est donc une configuration classique SHPB (dont on peut voir l'agencement du moule contenant l'échantillon sur la figure F.1).



Figure F.1 – Mise en position du moule contenant l'échantillon, lors d'un essai SHPB sur le béton frais

Le lanceur est projeté sur la barre incidente à une vitesse de 10 m/s.

### Mesures

Les mesures sont :

- la déformation sur les barres, mesurée à l'aide de jauges de déformation. Chaque barre est équipée de 4 jauges montées en pont complet, équiréparties sur une section de mesure de la barre.
- la vitesse d'impact, mesurée à l'aide d'un capteur optique (voir la figure F.2).

De plus, en cours d'essai, la hauteur de l'échantillon suite à chaque impact est mesurée à l'aide d'un réglet.

### Procédure

La procédure est la suivante :

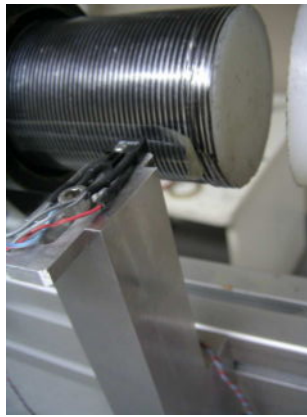


Figure F.2 – Capteur optique de mesure de la vitesse d'impact par détection du passage de bandes alternées noires et blanches

- le matériau est introduit dans le moule en position verticale, hors de la zone d'essai,
- le moule est positionné entre les deux barres. Lors de de l'inclinaison du moule en position horizontale, le matériau se compacte inévitablement,
- la barre d'entrée est ensuite enfoncée dans le moule jusqu'à sentir une légère force de résistance.

L'échantillon est donc précompacté avant de réaliser l'essai dynamique. La densité initiale de l'échantillon est de  $1.800 \text{ g/cm}^3$ . Ce précompactage est inévitable étant donné que le béton frais, pour une densité de  $1.4 \text{ g/cm}^3$ , n'a pratiquement aucune cohésion, et se compacte lors du renversement du moule. Une autre solution, consistant à remplir le moule directement en position horizontale est aussi difficilement envisageable dans un moule cylindrique.

## F.2 Résultats

Les essais réalisés dans cette configuration SHPB n'ont pas donné de résultats concluants, en raison de la difficulté du traitement des mesures par le logiciel David (propriété du laboratoire LMS), appliqué à cet essai.

Le premier impact réalisé n'est pas exploitable puisque le temps d'écrasement du béton est plus long que le temps de mesure.

Le deuxième impact donne le résultat présenté sur la figure F.3. Ce sont les signaux de contrainte aux interfaces barres/échantillon, obtenus après l'opération de transport des ondes (voir section N.3).

Le résultat montre :

- que les deux signaux de contrainte ne sont pas superposés : il y a donc une dissipation forte dans le béton frais,
- une perturbation du signal d'entrée dans les instants suivant l'impact, difficile à expliquer.

A partir de ces signaux mesurés, on peut tracer deux courbes contrainte/déformation, illustrant le comportement moyen du béton testé. Ces courbes sont tracées sur la figure F.4.

Les courbes semblent traduire un comportement élastique, plastique, avec un plateau. La tendance à une phase de consolidation, qui se traduirait par une augmentation rapide de la contrainte suite au plateau n'est pas très claire, même si on peut la deviner sur le signal d'entrée.

## F.3 Conclusion sur l'essai SHPB

L'expérience des essais de compactage sous impacts sur un dispositif aux barres de Hopkinson SHPB a montré que ce type d'essai n'était pas adapté à notre étude. En effet il ne permet pas d'étudier des matériaux initialement très peu compacté et de grande hauteur. La pertinence des mesures peut donc être remise en question. C'est pourquoi un essai vertical a été conçu ; Il est présenté en section suivante 2.1.2.

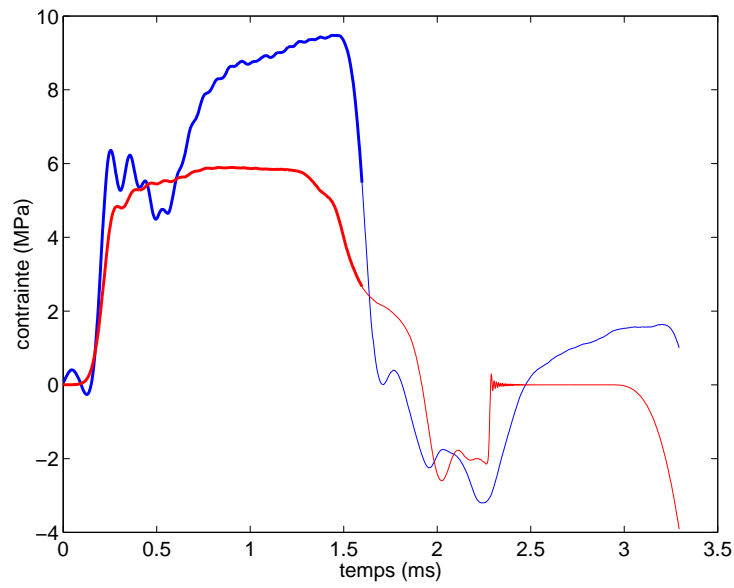


Figure F.3 – Signaux de contrainte aux interfaces mesurés durant un essai SHPB

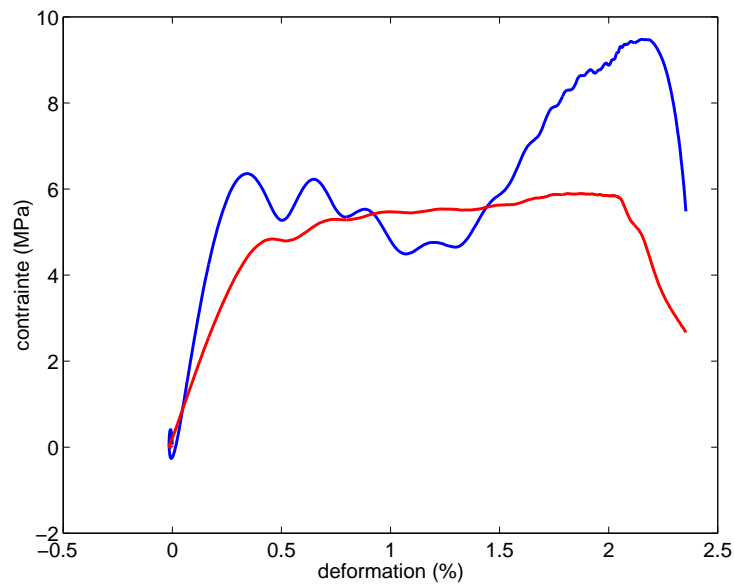


Figure F.4 – Courbes illustrant le comportement moyen du béton frais, calculées à partir d'un essai SHPB, vitesse d'impact 10 m/s



## Annexe G

# Correction de la vitesse initiale

La démarche de correction proposée dans cette annexe permet d'améliorer sensiblement la précision de la mesure.

Pour des vitesses d'impact grandes ( $\geq 10$  m/s), la phase transitoire est très courte. Cependant dans notre cas, le temps de "montée" est très long (devant la durée totale de l'essai, voir la section précédente 2.2). Cela introduit une erreur sur le calcul du signal de déplacement aux interfaces. En effet, durant toute la phase transitoire, il n'y a pas égalité des vitesses de part et d'autre de l'interface de contact. On mesure donc une pénétration fictive des deux corps en contact (voir figure G.1).

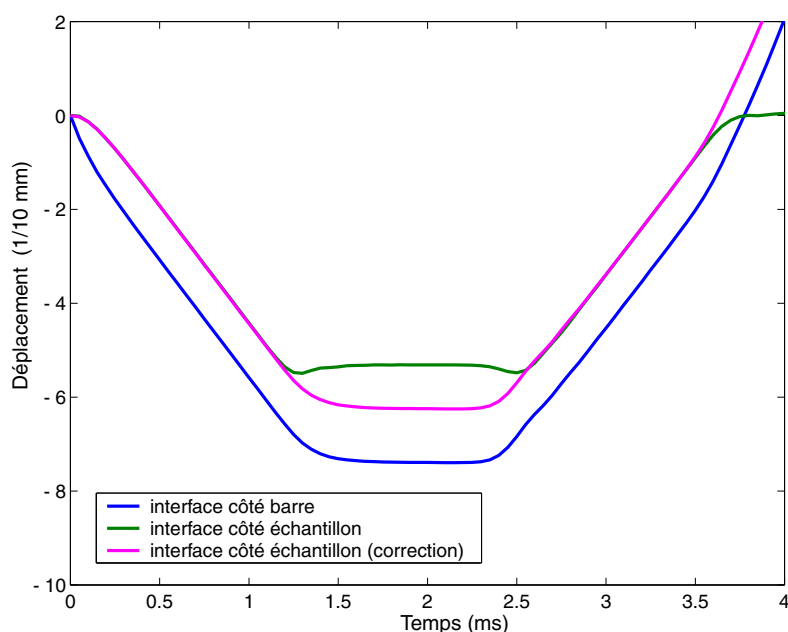


Figure G.1 – Mesure fictive de la pénétration des deux corps en contact

Pour calculer la hauteur de l'échantillon, il ne faut alors pas considérer les signaux de déplacement de la face des barres en contact avec le béton (issus du transport des signaux mesurés sur les barres), mais les signaux de déplacement de la face de l'échantillon en contact avec les barres. Sinon la hauteur de l'échantillon calculée fait apparaître une erreur systématique : la valeur est toujours surestimée comparée à la valeur mesurée manuellement durant l'essai.

La correction consiste dans un premier temps à supposer un contact imparfait. Supposons que le contact entre la barre et l'échantillon n'est pas parfait, comme indiqué sur la figure G.2. Alors on introduit une longueur caractéristique associée au contact : son épaisseur  $h_0$ , définie comme étant l'amplitude maximale de l'imperfection du contact (qui peut être due à un défaut géométrique si les deux barres ne sont pas parfaitement coaxiales, ou à un défaut de rugosité). Alors, le temps de montée peut être défini comme le



temps nécessaire à l'écrasement du contact, qui correspond à une variation de son épaisseur de  $h_0$  à  $h$  (par souci de conservation de la masse, l'épaisseur du contact ne devrait normalement pas s'annuler). Si l'on suppose tout de même, en première approximation, que  $h = 0$ , alors on (sur)estime l'épaisseur du contact à  $h_0 = V_0 t_m$ . Dans notre cas on trouve une épaisseur  $h_0$  d'environ 1.5 mm. Cette valeur est cohérente avec l'ordre de grandeur des défauts énoncés ci-dessus.

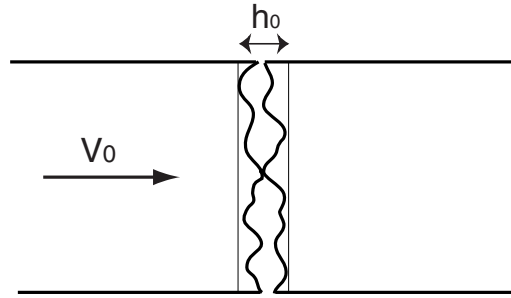


Figure G.2 – Représentation schématique d'un contact imparfait

La correction consiste alors à supposer qu'il n'y a pas continuité des vitesses à l'interface mais qu'il y a bien continuité des contraintes. En effet, si l'on suppose que le contact est imparfait, alors la zone de contact est définie par son taux de portance  $t_p$  tel que  $t_p = \frac{S_c}{S}$  où  $S_c$  est la section de contact effectif et  $S$  est la section des barres (de contact théorique). On peut alors définir la vitesse moyenne de l'interface côté barre  $V_i^b$  et côté échantillon  $V_i^e$  en supposant que les surfaces en contact satisfont la continuité de la vitesse  $V$ , et que les surfaces qui ne sont pas en contact sont animées de leur vitesse initiale :

$$v_i^b = t_p V + (1 - t_p) V_0 \quad (G.1)$$

$$v_i^e = t_p V \quad (G.2)$$

$$(G.3)$$

La figure G.3 montre la non continuité des vitesses moyennes durant la phase transitoire.

En revanche, de la même façon les zones en contact direct sont en équilibre et les zones qui ne sont pas en contact sont libres de contrainte. Par conséquent la continuité des contraintes est vérifiée en moyenne puisque l'on a :

$$\sigma_i^b = \sigma_i^e = t_p \sigma \quad (G.4)$$

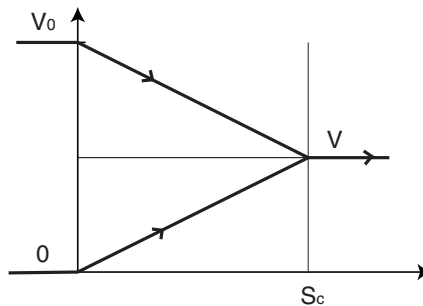


Figure G.3 – Discontinuité des vitesses moyennes due à l'épaisseur du contact

La correction, consistant à calculer le signal de déplacement de l'interface côté échantillon à partir du signal de déplacement côté barre, est la suivante :

- les incréments de contrainte de part-et-d'autre sont égaux,
- l'évolution de la contrainte donne l'évolution du taux de portance  $t_p$ ,
- la vitesse stabilisée  $\bar{V}$  est identifiée à partir du signal mesuré,
- le signal est recalculé à partir de la relation  $V = \bar{V} t_p$ .

Notons que cette correction ne viole pas l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur la surface de discontinuité.

La figure G.4 montre le résultat de la correction sur le signal de la vitesse, et la figure G.5 l'influence de la correction sur le calcul simple du déplacement dans le cas d'un impact entre deux matériaux élastiques (résultat de simulation sur LS-DYNA).

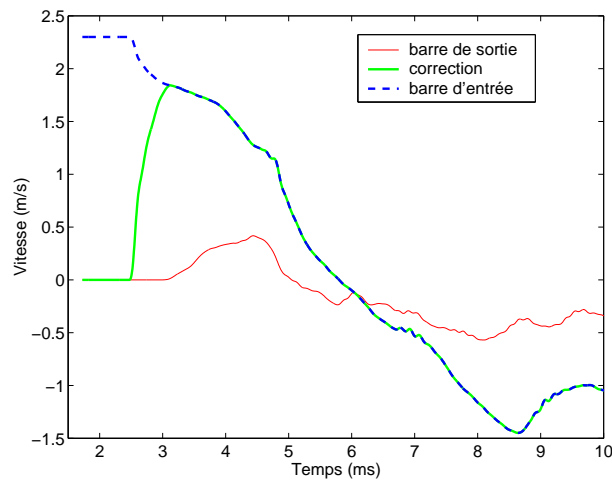


Figure G.4 – Correction du signal de vitesse calculé à une interface barre/échantillon

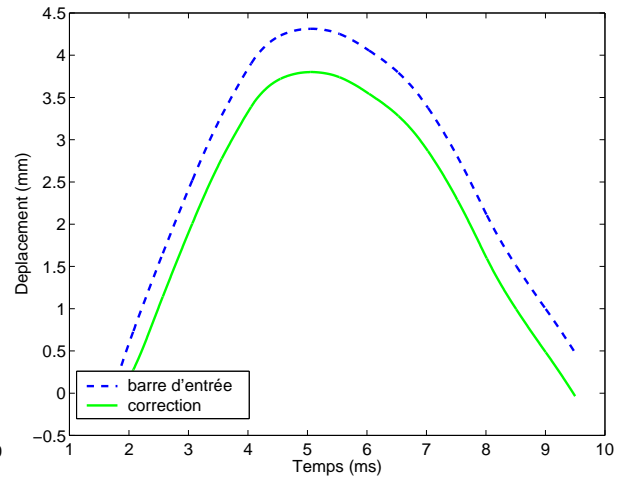


Figure G.5 – Influence de la correction de vitesse sur le signal de déplacement calculé



## Annexe H

# Résultats complémentaires de l'essai de compactage sous impacts

Ce chapitre présente des observations et des résultats obtenus avec l'essai aux barres de Hopkinson modifié. Ils n'entrent pas directement dans l'analyse du comportement du béton frais mais apportent quelques précisions.

### H.1 Effet du frottement aux parois

Des essais quasi-statiques et dynamiques ont aussi été réalisés dans un moule en une seule partie, en aluminium. La principale différence entre le moule aluminium et le moule acier provient du coefficient de frottement apparent entre l'échantillon et le moule. En effet la dureté du moule aluminium est bien plus faible et les grains ont tendance à s'indenter dans les parois. Le coefficient de frottement apparent est alors vraisemblablement plus important.

La figure H.1 montre la comparaison entre des résultats d'essais quasi-statiques et dynamiques réalisés en moule aluminium. Les contraintes sont donc plus faibles au début de l'essai, puis augmentent plus rapidement et finissent par être plus importantes en fin d'essai, que pour le cas d'utilisation d'un moule acier (plus dur). Ce résultat mérite cependant être confirmé par des essais plus précis.

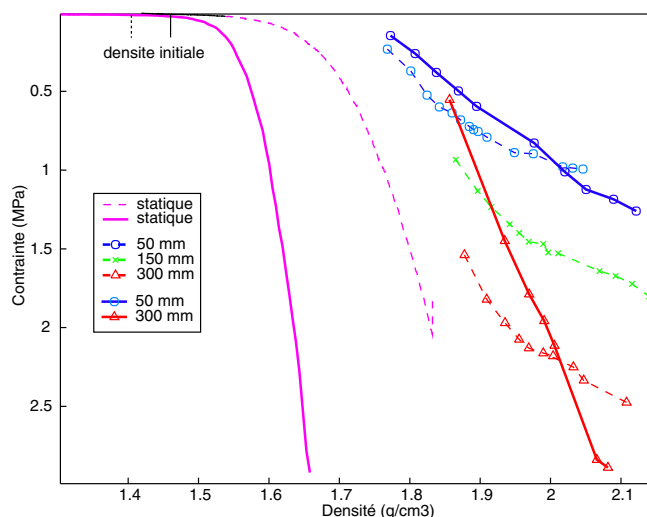


Figure H.1 – Comparaison de l'efficacité entre les essais quasi-statiques et les essais dynamiques. Moule aluminium (-), moule acier (-)

## H.2 Rebonds

L'impact de la barre d'entrée est toujours suivi de rebonds. La figure H.2 montre la forme du signal mesuré pour l'impact numéro 10, d'un essai réalisé avec une vitesse d'impact de 2.4 m/s.

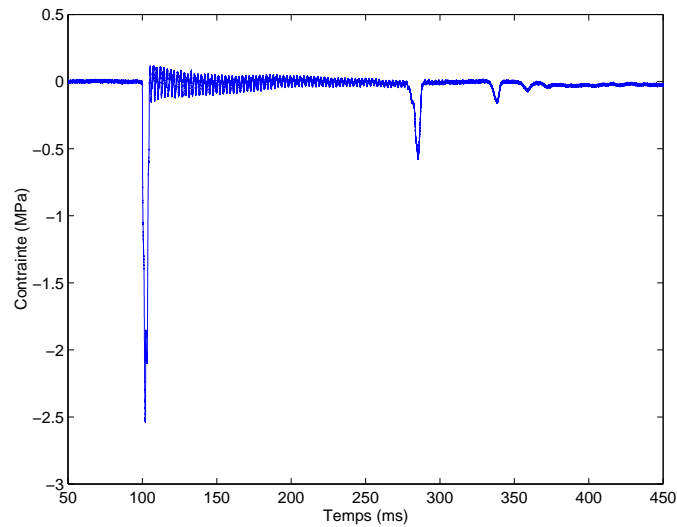


Figure H.2 – Impact n°10. Hauteur de chute 50 mm. Signal complet de la barre d'entrée

Les signaux mesurés relatifs aux rebonds ne sont pas exploitables puisque la vitesse des impacts additionnels n'est pas connue et que cela demanderait la reconstruction des ondes pendant toute la phase de chute libre (ce qui est impossible étant donné le grand nombre de réflexions aux bords libres).

Par contre, l'existence de ces impacts secondaires doit influencer légèrement sur la valeur mesurée de la compaction à chaque impact.

# Annexe I

## Analyse expérimentale des essais de fluage sous vibration

*Ce chapitre présente les résultats des essais de fluage, au sens du matériau soumis à une vibration. Ces résultats ne sont pas complets et méritent d'être réalisés dans de bonnes conditions pour confirmer les observations analysées ici.*

### I.1 L'essai de fluage

L'essai de fluage permet de mesurer la vitesse de densification du béton vibré sous l'action de la vibration et d'une contrainte moyenne exercée par une masse pesante.

Le montage complet est décrit sur la figure I.1. Le moule en acier utilisé est en une seule partie, et a une hauteur initiale de 100 mm. Il est suspendu à la plaque de la même façon que pour les autres essais par souci de cohérence d'application de la sollicitation. Le dispositif de mesure que nous avons utilisé pour ces essais de fluage apparaît sur la photo de la figure I.2.

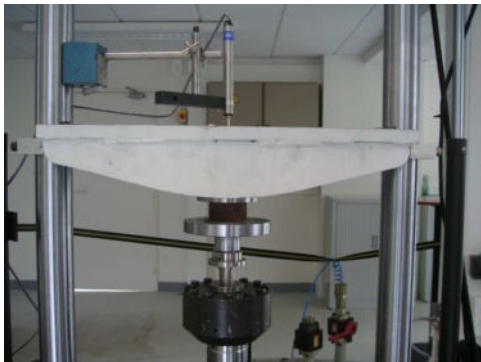


Figure I.1 – Photo du montage de fluage complet



Figure I.2 – Photo de la mesure de l'enfoncement de la masse durant un essai de fluage

L'enfoncement de la masse est mesuré à l'aide d'un capteur de déplacement linéaire.

### I.2 Résultats des essais de fluage

La figure I.3 montre l'évolution de la mesure du déplacement de la masse en fonction du temps, pour une vibration faible  $f = 25$  Hz,  $a = 0.5$  mm. On peut exploiter l'évolution de deux grandeurs :

- la moyenne : elle représente la densification macroscopique de l'échantillon. C'est la grandeur associée à l'essai de fluage tel qu'il a été défini en section 4.1.4,

- la fluctuation : elle représente le mouvement relatif de la masse par rapport au déplacement imposé par le poinçon inférieur. Si la précision de la mesure le permet, on peut en déduire si la densification a lieu pendant les phases de charge ou pendant les phases de décharge. C'est le travail qui a été fait durant des essais de fluage quasi-statique.

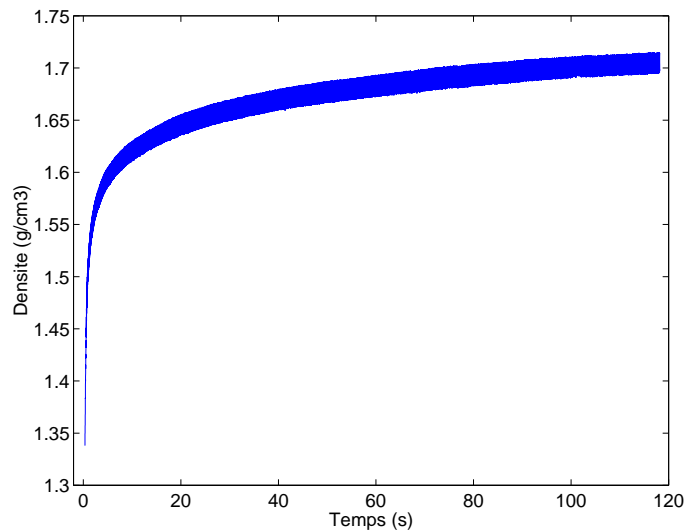


Figure I.3 – Résultat de mesure brute d'un essai de fluage

Les évolutions de la densification et des fluctuations sont données sur les figures I.4 et I.5.

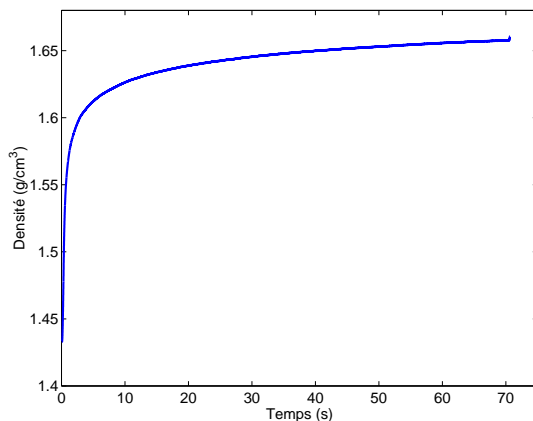


Figure I.4 – Évolution temporelle de la densification pendant un essai de fluage

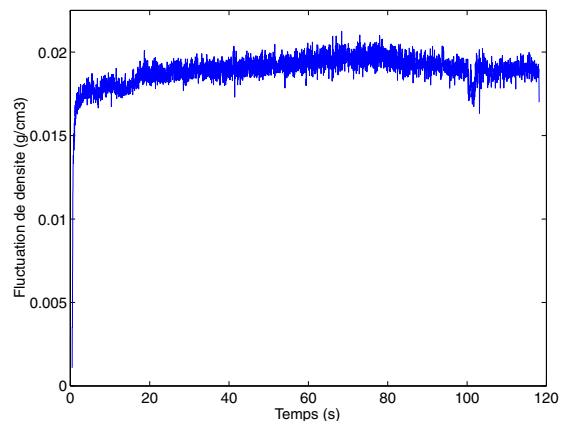


Figure I.5 – Évolution temporelle des fluctuations de densité pendant un essai de fluage

Le résultat de la courbe de fluage est conforme aux résultats classiques de courbes de compactage sous vibration : la densification est un processus logarithmiquement lent (voir à ce sujet l'annexe C), qui tend vers une valeur asymptotique qui dépend de l'accélération de la vibration, ainsi que de la contrainte moyenne exercée par la masse.

Nota Bene : les résultats de la campagne d'essais de fluage ne sont pas directement exploitables en raison d'un mauvais choix expérimental de notre part. En effet, l'origine des courbes a été prise à  $t = 0$ , avec une densité correspondant à la densité initiale. Cette densité dépend de la masse appliquée : c'est la densité atteinte sous l'action seule de la masse. Le problème est que la dispersion sur la densité initiale est en fait très grande (la masse peut se bloquer contre un granulat et s'arc-bouter, par exemple). Il aurait donc été préférable de prendre comme origine l'état *final* de l'essai, puisque la vibration homogénéise naturellement les situations de blocage et que cet état peut être caractérisé beaucoup plus précisément.

Cependant, afin d'illustrer l'influence de l'intensité de la vibration et de la masse sur le fluage, les courbes de la figure I.6 présentent les vitesses de fluage (calculées comme les pentes des courbes de fluage). L'intensité de la vibration a donc tendance à

- diminuer avec la densification. Ceci est dû à l'écrouissage du matériau, de la même façon que durant un processus de fluage primaire des métaux (Lemaitre and Chaboche [1985]),
- augmenter avec la vibration imposée. Ceci est conforme aux observations réalisées sur les milieux granulaires modèles et confirme l'efficacité de la vibration pour le compactage,
- diminuer avec la contrainte moyenne. Ce résultat n'est pas très précis étant donné notre moyen de mesure et de post-traitement des mesures. Cependant la tendance est observée.

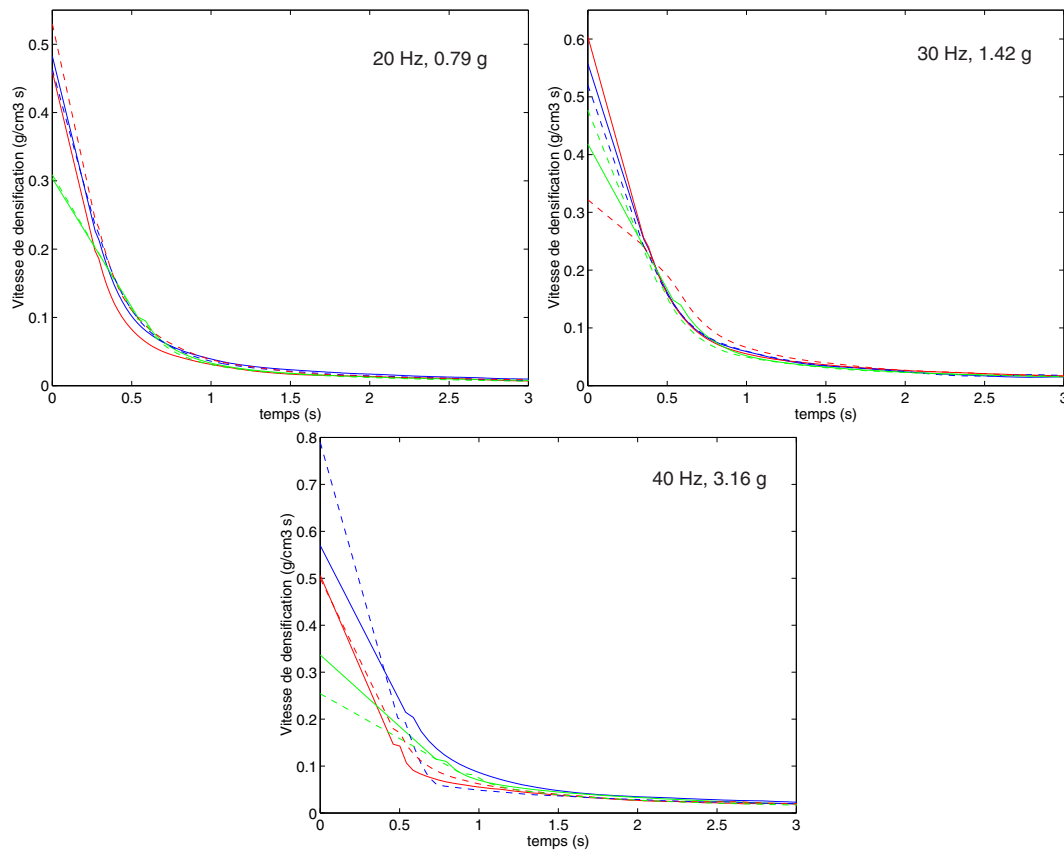


Figure I.6 – Influence de la vibration et de la charge sur la vitesse de fluage

### I.3 Essais de fluage cyclique

L'essai de fluage cyclique correspond à un essai de fluage à très basse fréquence, de l'ordre de quelques Hz.

La figure I.8 montre, en correspondance, le déplacement imposé par le poinçon inférieur (sinusoïde 1 Hz, d'amplitude 0.2 mm), et l'enfoncement du corps rigide appliquant la charge.

Sous ce chargement, le compactage se fait donc de différentes façons :

- lorsque le béton est faiblement compacté, il se compacte durant les phases de décharge, sous l'effet de l'inertie de la masse, ainsi que durant les phases de charge, principalement sous l'effet du frottement aux parois,
- en se compactant, seul le mécanisme de compactage durant les phases de charge subsiste,
- enfin, lorsque le béton est fortement compacté, la masse se déplace pratiquement en suivant le déplacement imposé par le poinçon "bas",
- une analyse plus fine montre que suite à une décharge l'échantillon a tendance à se décompacter (d'une valeur de 0.2 mm, voir la figure I.9). Puis suite à la charge, l'échantillon se compacte de la même valeur. Cela correspond donc à une déformation élastique sous les effets du frottement aux parois.



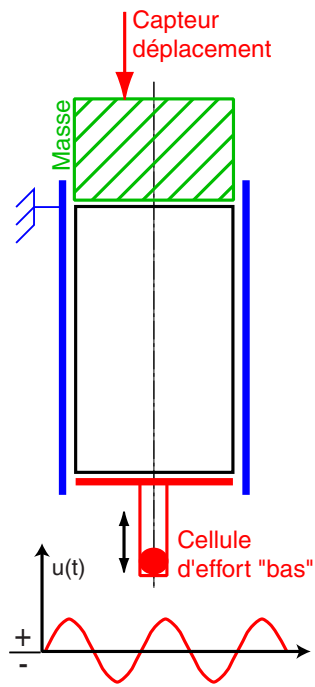


Figure I.7 – Principe de l'essai de "fluage" quasi-statique

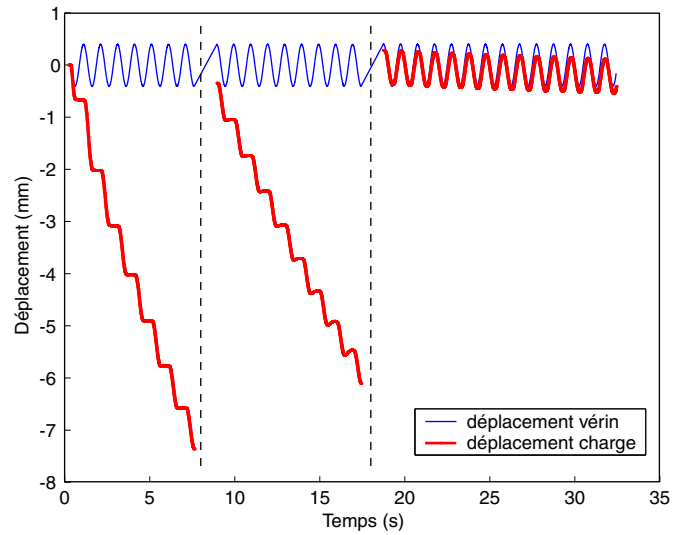


Figure I.8 – Résultat brut d'un essai d'écrasement du béton frais sous une charge constante et déplacement imposé cyclique

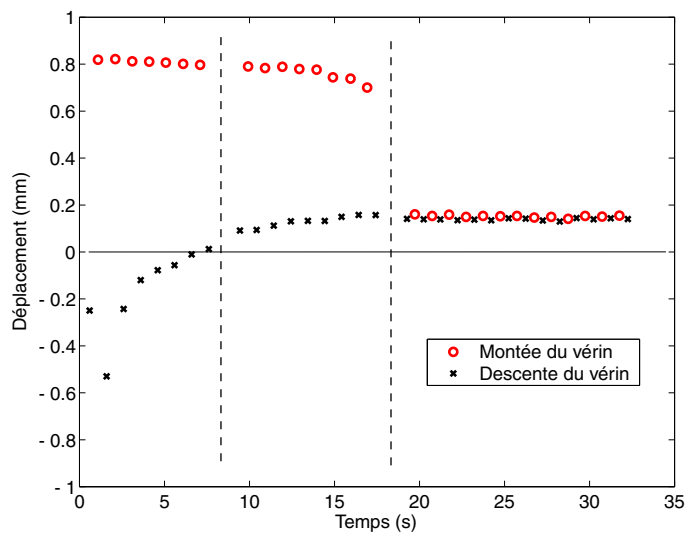


Figure I.9 – Essai de "fluage". Amplitude du chargement :  $\pm 0.4$  mm Déplacement relatif de la masse par rapport au vérin. Les valeurs négatives traduisent une densification à la descente du vérin et une décompaction à la montée du vérin.

Ces résultats montrent l'importance du frottement aux parois dans le processus de compactage à basse fréquence.

## Annexe J

# Résultats du compactage sous vibration seule

Les résultats présentés dans cette annexe n'apportent pas de regard nouveau sur l'analyse du comportement du béton frais. En revanche, ils sont directement liés à la phase de prévibration du procédé (voir la section 1.3).

### J.1 Origine de la vibration seule

La phase de vibration seule est due, durant un essai de compactage sous vibration, à une période sans contact entre l'échantillon et le poinçon supérieur. Le béton frais n'est alors soumis qu'à la vibration imposée par le vérin.

Comme le montre la figure J.1, à l'instant initial l'échantillon occupe l'espace entre les deux poinçons. Puis la mise en vibration du poinçon inférieur entraîne une densification de l'échantillon. La vitesse moyenne de compression étant plus faible que la vitesse de compaction du béton vibré, il y a ouverture du contact avec le poinçon supérieur.

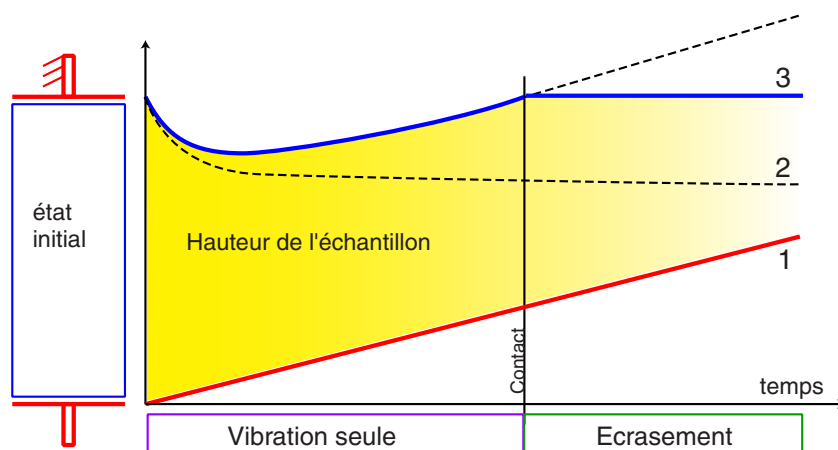


Figure J.1 – Origine de la phase de vibration seule. 1 : Déplacement imposé de la face inférieure de l'échantillon. 2 : Courbe de densification de l'échantillon soumis à la vibration. 3 : Courbe de densification prenant en compte les deux effets 1 et 2

### J.2 Compactage sous vibration seule

La compaction de l'échantillon sous l'effet de la vibration seule donne lieu à une évolution de la densité apparente en fonction du temps, donnée qualitativement sur la figure J.2. C'est une évolution lente

(à l'échelle du procédé) et saturante à une valeur notée  $\rho_\infty$ . Par conséquent, selon la valeur de la vitesse d'écrasement  $r$ , deux cas peuvent se présenter :

- soit au moment du contact avec le poinçon supérieur, l'échantillon a une densité apparente correspondant à la valeur limite  $\rho_\infty$  associée à la vibration seule,
- soit le matériau est toujours en train de se densifier lorsque l'opération de compactage débute.

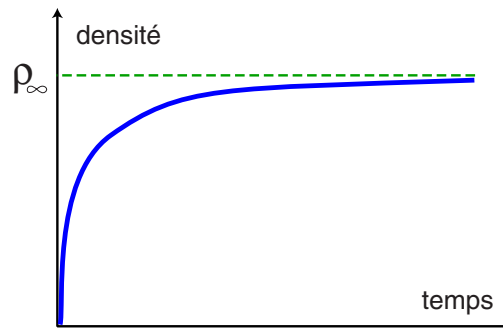


Figure J.2 – Évolution qualitative de la densité apparente sous l'effet de la vibration seule

La mesure de la hauteur de l'échantillon au moment du contact, pour plusieurs essais réalisés à des vitesses d'écrasement différentes, permet d'en déduire la courbe de compaction associée à une vibration seule donnée. La figure J.3 montre des exemples de reconstruction des courbes de compaction à partir des essais de compactage sous vibration. Un point correspond à un essai. Une courbe correspond à plusieurs essais à même vibration et des vitesses d'écrasement différentes.

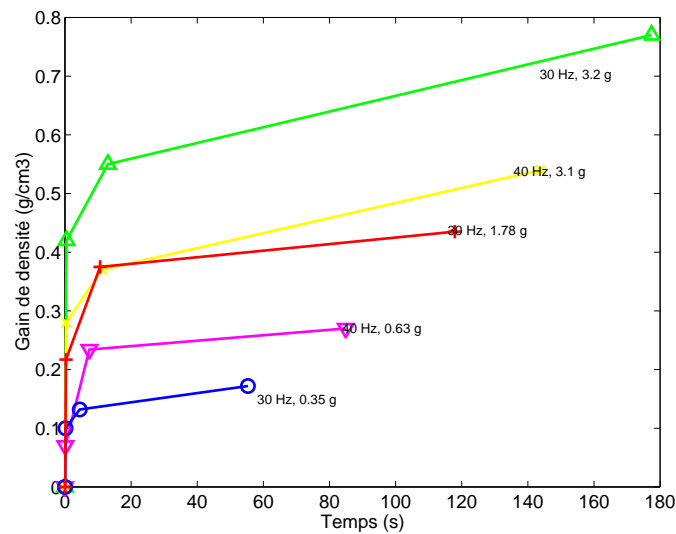


Figure J.3 – Reconstruction de la courbe de compaction sous vibration seule à partir des résultats des essais de compactage sous vibration (courbe décalée de la valeur de la densité initiale). Comparaison d'essais réalisés à des accélérations différentes

On remarque que l'allure générale de la courbe est conforme à une courbe de compaction classique. De plus, on remarque l'effet de l'accélération sur les courbes : l'accélération a tendance à augmenter la valeur de la densité asymptotique, ainsi que la vitesse de compactage. Ce résultat sera confirmé par les résultats des essais de fluage présentés en section I.

La modélisation de la réponse du matériau durant la phase de vibration seule est discutée en annexe C. Elle peut se mettre sous la forme de la loi logarithmique suivante Nowak et al. [1998] :

$$\rho(t) = \rho_\infty - \frac{\rho_\infty - \rho_0}{1 + \frac{1}{D} \ln(1 + t/\tau_r)} \quad (J.1)$$

où  $\rho_\infty$  est la densité asymptotique,  $\rho_0$  la densité initiale et  $D$  et  $\tau_r$  deux paramètres supplémentaires. Cette loi, déterminée à partir d'expériences réalisées sur des matériaux modèles, stipule de plus que tous les paramètres dépendent de l'accélération.

Dans notre cas, la figure J.4 représente la densité apparente de l'échantillon suite à une phase de vibration seule "assez longue", en fonction de l'accélération de la vibration. Chaque point correspond donc à un essai.

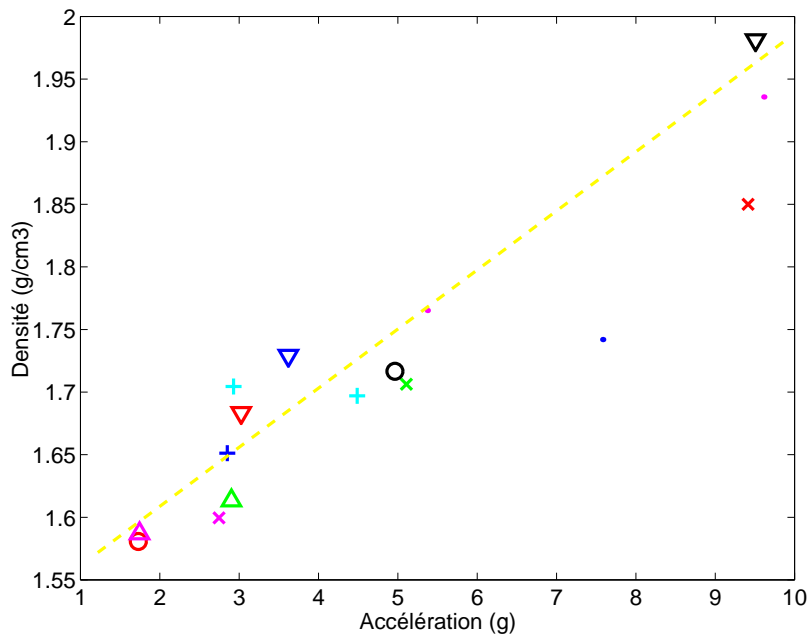


Figure J.4 – Densité apparente de l'échantillon en fonction de l'accélération

On remarque donc que dans la gamme d'accélération testées, la densité apparente de l'échantillon sous vibration seule dépend linéairement de l'accélération de la vibration. La qualité de la régression pourrait même être encore améliorée en tenant compte de la durée de vibration, puisque pour certains essais, la densité asymptotique n'a pas été atteinte à cause d'une vitesse d'écrasement trop grande.

Ce résultat confirme les résultats bibliographiques donnés en section C : la densité asymptotique atteinte sous vibration seule dépend de l'accélération de la vibration.

Nous avons donc bien confirmé que dans notre cas d'étude, la courbe de compactage du béton frais soumis à une vibration seule est classique, avec une dépendance de la valeur asymptotique pour les temps longs dépendant linéairement de l'accélération.

Cependant le cas de la vibration seule n'est pas au centre de notre étude puisque c'est un processus de compactage qui est très lent pour atteindre des densités suffisantes. Par conséquent, nous nous sommes intéressé principalement au comportement du matériau soumis à un compactage sous vibration effectif.



## Annexe K

# Analyse du module d'élasticité du béton frais

*L'étude du module d'élasticité du béton frais est faite à partir d'essais de compression uniaxiale cyclique. Elle sert notamment à l'identification des modèles de comportement proposés.*

### K.1 Analyse de l'élasticité

La figure K.1 montre la réponse du matériau pendant quelques cycles, ramenée dans le plan  $(\sigma, \epsilon)$  où  $\sigma$  est la contrainte nominale  $\sigma = F/(\pi R^2)$  en MPa, et  $\epsilon$  est la déformation axiale  $\epsilon = u/h_0$ .

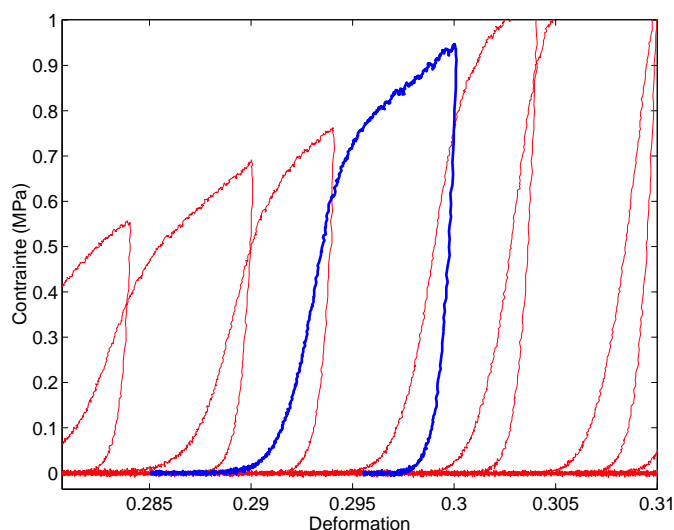


Figure K.1 – Réponse pour quelques cycles de compactage quasi-statique cyclique. Amplitude des cycles 0.5 mm

Le résultat montre que la décharge est non-linéaire, ce qui ne facilite pas la mesure du module d'Young. En supposant, dans un premier temps, que la décharge est élastique linéaire, on peut définir un critère permettant d'en déduire une mesure à partir des résultats expérimentaux. Ainsi, le module est défini comme la pente de la droite joignant :

- le point de début de la décharge (maximum local de contrainte),
- et un point situé sur la courbe de décharge. Deux résultats, correspondant à deux critères, sont comparés. Le premier critère consiste à utiliser le point situé sur la courbe de décharge à 50 % de la contrainte de début de la décharge (le module associé est appelé  $E_{50}$ ). Le deuxième critère consiste à utiliser le point situé sur la courbe de décharge à 5 % de la contrainte de début de la décharge,

correspondant à une contrainte pratiquement nulle (le module associé est appelé  $E_0$ ). La figure K.2 illustre la méthode de détermination des modules.

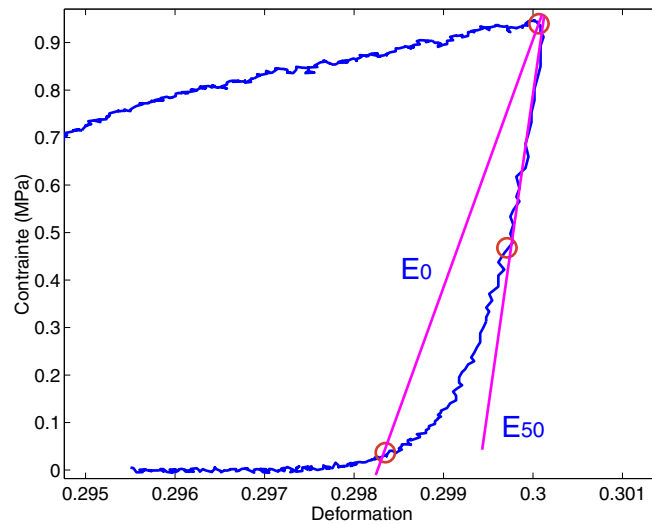


Figure K.2 – Critères de détermination du module d'Young pour une décharge non-linéaire

La figure K.3 montre l'évolution des modules d'Young  $E_{50}$  et  $E_0$  en fonction de la densité, pour le même essai. Il est donc clair que la mesure du module  $E_{50}$  est beaucoup plus dispersée, faisant même apparaître des valeurs de module négatives (non représentées sur la figure). Dans le cas général, cette dispersion est d'autant plus grande que l'indice  $i$  du module  $E_i$  augmente. Le module  $E_0$  est donc le plus significatif. En revanche, sa valeur est beaucoup plus petite que la valeur "théorique" du module élastique à la décharge.

La tendance de l'évolution du module avec la densité est tout de même bien mise en évidence, quelle que soit la mesure du module : le module augmente avec la densité. Pour une augmentation de densité de  $0.2 \text{ g/cm}^3$ , l'augmentation du module est de l'ordre de 100 %. La valeur moyenne du module  $E_0$  est de l'ordre de 500 MPa, tandis que la valeur moyenne pour le module  $E_{50}$  est de l'ordre de 2 GPa.

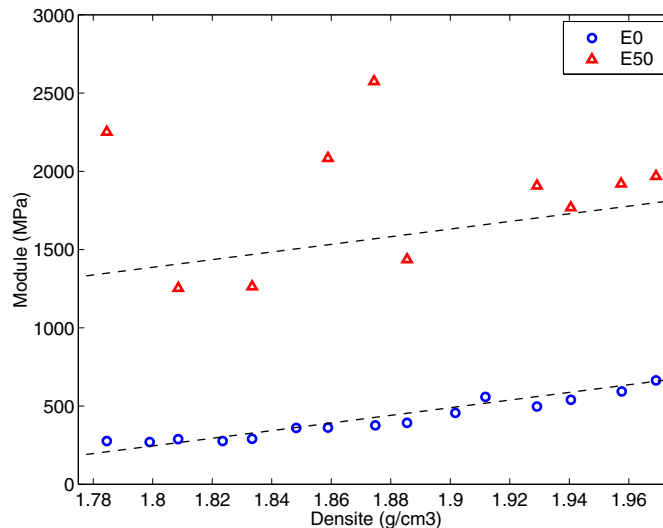


Figure K.3 – Évolution du module d'Young en fonction de la densité et en fonction de la méthode de mesure

L'hypothèse initiale de décharge purement élastique ne peut pas être remise en question par la simple observation des décharges. En effet, la non-linéarité de la décharge pourrait être un effet d'écroutissage cinématique qui s'accompagnerait donc d'une plastification à la décharge. La figure K.4 montre le zoom

d'une courbe de compaction autour d'une décharge qui n'a pas été complète, dans le sens où la contrainte n'a pas été relaxée jusqu'à zéro (extrait d'un essai de relaxations multiples). La décharge est donc, du point de vue de la mesure de contrainte macroscopique, parfaitement élastique.

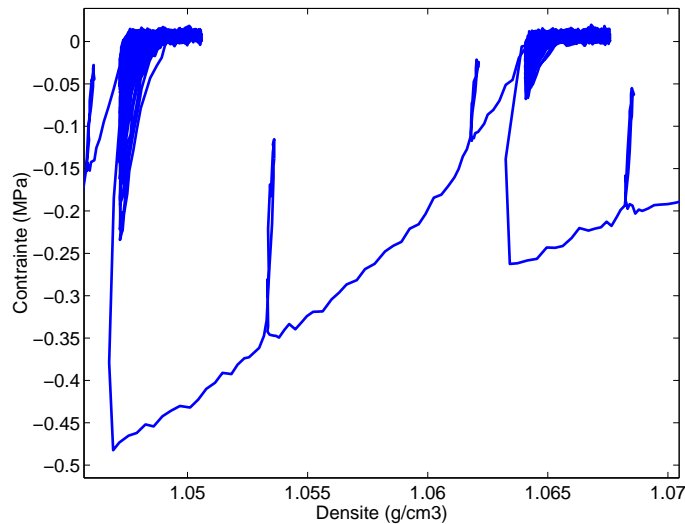


Figure K.4 – Réponse élastique du matériau lors d'une décharge incomplète

## K.2 Effet de l'élasticité sur la courbe mesurée

La figure K.5 montre un cas particulier de mesure du signal de la contrainte "bas", ainsi que les enveloppes calculées. Pour cet essai, réalisé pour une amplitude de vibration de  $\pm 0.2$  mm, l'effort ne s'annule pas durant la décharge. Ceci traduit le fait que l'amplitude de la vibration est suffisamment faible pour que la décharge ne soit que partielle : le matériau est toujours comprimé. La contrainte mesurée au maximum de la décharge d'un cycle correspond alors à la contrainte élastique du matériau.

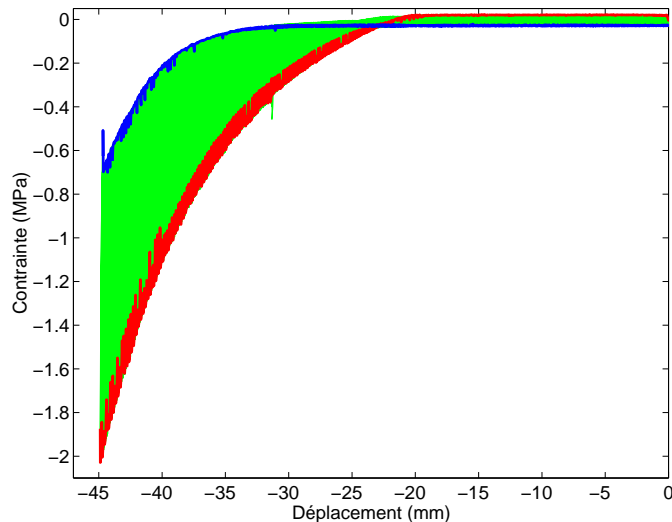


Figure K.5 – Influence de l'élasticité sur la forme du signal mesuré

Dans ce cas particulier, la vibration est peu efficace puisque le matériau, toujours soumis à une compression durant la décharge, ne permet pas les réarrangements de grains. On retrouve donc la notion d'amplitude mobilité introduite par Legrand and Gourves [1975].





## Annexe L

# Technique d'homogénéisation en temps

Ce chapitre décrit la technique d'homogénéisation en temps développée par Guennoui [1988]. D'autres méthodes sont décrites dans Nouy [2003]).

On suppose qu'il y a bien séparation des variables de temps  $t$  et  $\tau$ . Les deux temps sont reliés par le changement d'échelle suivant :

$$\tau = \frac{t}{T} \quad (\text{L.1})$$

où  $T$  est la période d'un cycle. Alors toutes les grandeurs du problème dépendent des deux temps :

$$h(x, t, \tau) = h^T(x, t) \quad (\text{L.2})$$

La formule de dérivation est alors donnée par :

$$\dot{h}^T = \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{T} \frac{\partial h}{\partial \tau} \quad (\text{L.3})$$

On suppose que les chargements extérieurs peuvent se mettre sous la forme :

$$f^T(x, t) = \lambda(t, \tau) f^*(x) \quad (\text{L.4})$$

La méthode repose alors sur le développement asymptotique des variables, dont un exemple est donné pour le déplacement  $\underline{u}$  :

$$\underline{u}^T = \sum_{i=0}^{\infty} T^i \underline{u}_i(x, t, \tau) \quad (\text{L.5})$$

La résolution du problème consiste alors à reporter les développements asymptotiques dans les équations mécaniques du problème, et en identifiant les problèmes aux ordres  $T^i$ .

Ainsi, à l'ordre de  $T^{-1}$  :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \varepsilon_0^p(x, t, \tau) = 0 \quad (\text{L.6})$$

Cette équation traduit le fait les déformations plastiques n'évoluent pas à l'échelle microscopique en temps.

La moyenne de l'ordre  $T^0$  correspond à la résolution du problème à l'échelle macroscopique :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \Sigma &= 0 && \text{dans } \Omega \\ \Sigma \cdot \underline{n} &= \langle g \rangle && \text{sur } \Gamma_\sigma \\ U &= 0 && \text{sur } \Gamma_u \end{aligned} \quad (\text{L.7})$$

$$\begin{aligned} \varepsilon(U) &= A \Sigma + \varepsilon_0^p \\ \frac{d}{dt} \varepsilon_0^p &= \langle B(c, \Sigma + \chi) \rangle \end{aligned} \quad (\text{L.8})$$

où  $A$  et  $B$  sont les tenseurs caractérisant la loi de comportement du matériau,  $\langle \cdot \rangle$  l'opérateur moyenne, et les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \Sigma(t) &= \langle \sigma_0 \rangle && \text{la contrainte moyenne} \\
 U(t) &= \langle u_0 \rangle && \text{le déplacement moyen} \\
 \chi(t, \tau) &= \sigma_0(t, \tau) - \Sigma(t) && \text{la fluctuation de contrainte} \\
 W^*(t, \tau) &= u_0(t, \tau) - U(t, \tau) && \text{la fluctuation de déplacement}
 \end{aligned}
 \tag{L.9}$$

On peut alors définir un problème à l'échelle microscopique sur les fluctuations  $\chi$  et  $W^*$  qui correspond à un problème purement élastique :

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div} \chi &= 0 && \text{dans } \Omega \\
 \chi \cdot \underline{n} &= g - \langle g \rangle && \text{sur } \Gamma_\sigma \\
 W^* &= 0 && \text{sur } \Gamma_u
 \end{aligned}
 \tag{L.10}$$

$$\varepsilon(W^*) = A\chi
 \tag{L.11}$$

On définit donc ainsi un nouveau problème, consistant à résoudre le problème à l'échelle "macro" (équation L.8), prenant en compte l'influence des fluctuations à l'échelle "micro" au travers de la loi de comportement  $\langle B(x, \Sigma + \chi) \rangle$ . Le problème "macro" est donc un problème moyenné, et la sollicitation  $g$  est remplacée par sa composante moyenne  $\langle g \rangle$ . La solution des fluctuations étant calculée à partir d'un problème purement élastique calculé une fois pour toute au début du calcul.

Remarque : le problème à l'échelle des fluctuations à l'échelle "micro" est élastique du fait de l'équation L.6 qui dit que les fluctuations de la déformation plastique sont nulles. Par contre, la plastification à l'échelle "macro" dépend des fluctuations de contrainte "micro"  $\chi$ .

## Annexe M

# L'essai aux barres de Hopkinson

*La technique SHPB (Split Hopkinson Pressure Bar) est un moyen d'essai expérimental destiné à mesurer le comportement de matériaux, généralement solides, soumis à de grandes vitesses de déformation uniaxiale.*

### M.1 Principe

Le dispositif classique de barres de Hopkinson (schématisé sur la figure M.1) est constitué d'un petit échantillon de matériau de faible longueur, disposé entre deux longues barres cylindriques.

Un barreau cylindrique, appelé "impacteur", est lancé à grande vitesse sur la barre d'entrée. La propagation de l'onde de compression (dite onde "incidente") dans la barre d'entrée provoque sa mise en mouvement et l'écrasement de l'échantillon testé contre la barre de sortie (généralant une onde "transmise"). Les deux barres sont équipées de jauges de déformation permettant d'accéder à la mesure de l'histoire du chargement de l'échantillon.



Figure M.1 – Représentation schématique d'un dispositif SHPB

### M.2 Historique

Les premiers travaux sont dus à Hopkinson [1914], qui fit des mesures d'ondes de pression dans une longue barre. L'utilisation du dispositif en tant qu'instrument de mesure a été développée suite aux travaux d'analyse et d'amélioration de Davies [1948]. La configuration actuelle de l'essai, à deux barres, ainsi que son utilisation dédiée à des expérimentations sur des matériaux solides, sont dues à Kolsky [1949] (et Kolsky [1963]). Naturellement adapté pour des essais de compression, le système a néanmoins été appliqué à des cas de sollicitation en traction (Harding et al. [1960], Staab and Gilat [1991], Sahraoui et al. [1987]), torsion (Duffy et al. [1971], Gilat and Cheng [2000]).

### M.3 Description de l'essai

#### Architecture

Le dispositif peut différer selon son application mais d'une façon générale il est constitué des mêmes éléments fonctionnels. La figure M.2 montre la photographie d'un dispositif de barres de Hopkinson utilisé au LMT : barres en nylon de diamètre 62 mm, longueur totale des barres : 6 m, vitesse maximale d'impact : 50 m/s.



Figure M.2 – Photographie de deux systèmes de barres de Hopkinson (LMT Cachan)

### Les barres

Les barres sont cylindriques. Elles sont guidées en translation par des paliers en téflon afin de minimiser le frottement. La barre de sortie est posée contre un amortisseur pour amortir son mouvement suite à l'impact. Le matériau constitutif des barres doit être adapté au matériau testé. En effet les impédances des barres et de l'échantillon ne doivent pas être trop éloignées pour assurer la précision de la mesure (Zhao [1998]).

Le dispositif SHPB est constitué de 2 barres, permettant d'effectuer des mesures (indépendantes) de part et d'autre de l'échantillon. Un dispositif avec une seule barre peut aussi être utilisé. Dans ce cas l'impacteur est projeté directement sur l'échantillon, celui-ci étant initialement positionné contre la barre de sortie, ou fixé à l'impacteur. On parle alors d'un dispositif DIHB (Direct Impact Hopkinson Bar) (Zhao [1998]).

### Le lanceur

Le lanceur est projeté par un canon à air comprimé pour atteindre des vitesses comprises entre 5 et 100 m/s. Il fixe la durée  $T_c$ , ainsi que les niveaux de contrainte  $\sigma_c$  et de vitesse  $V_c$  du chargement, comme indiqué sur la figure M.3. Ainsi,  $T_c$  dépend de la longueur du lanceur, et est égal à un aller-retour d'onde dans celui-ci. Les niveaux de contrainte et de vitesse dépendent des impédances des barres  $Z_b$  et du lanceur  $Z_l$  (voir section N.1).

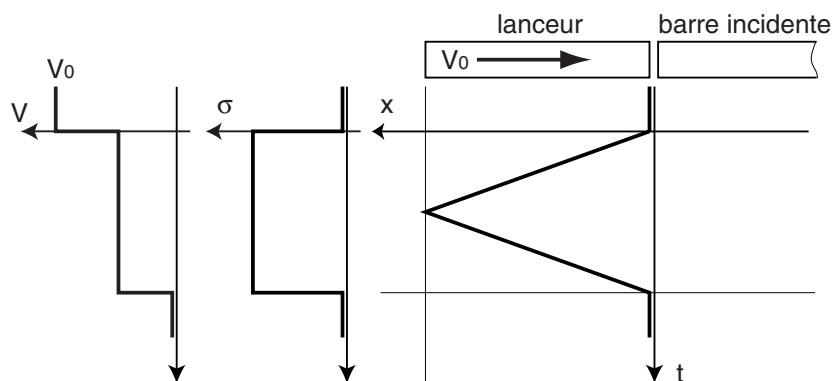


Figure M.3 – Influence du lanceur sur l'onde incidente

### Les mesures

Les ondes de déformations sont mesurées sur les barres par des jauges de déformation. Les jauges sont reliées à une carte d'acquisition rapide permettant de réaliser un échantillonnage suffisant du signal. Le temps caractéristique de la sollicitation imposée étant de l'ordre de  $500 \mu\text{s}$ , un échantillonnage à 200 kHz est

suffisant. Les jauges sont généralement montées en pont complet ou en demi-pont, pour compenser le bruit de mesure dû à la flexion des barres.

Un capteur de vitesse optique mesure la vitesse d'impact.



# Annexe N

## Analyse de la mesure des essais aux barres de Hopkinson

*La technique de mesure, permettant de déterminer la courbe de comportement dynamique du matériau à partir des mesures locales de déformation données par les jauges, est présentée ici.*

L'objectif de l'instrument de mesure est de déterminer les signaux de contrainte  $\sigma_{int}$  et de vitesse  $V_{int}$  aux interfaces barres/échantillon. Pour cela, on dispose des mesures correspondant aux N signaux de jauges, ainsi que les caractéristiques élastiques des barres. A partir de ces informations, on souhaite donc déterminer une caractérisation du comportement du matériau testé, généralement donnée par une courbe contrainte/déformation (Davies and Hunter [1963]).

### N.1 Propagation d'une onde élastique unidimensionnelle

*La théorie complète de la propagation des ondes élastiques dans les solides peut être consultée dans Graff [1975].*

On suppose, pour le cas élémentaire, que les ondes sont unidimensionnelles d'axe  $x$ , et se propagent dans un matériau élastique de densité  $\rho$ , et de module  $E$ . Les ondes sont donc en contrainte uniaxiale. L'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{N.1}$$

L'équation d'ondes, solution de l'équation N.1, correspond à deux ondes superposées, se propageant dans les deux sens, à une vitesse  $c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ , qui est la célérité du son dans le matériau des barres :

$$u(x,t) = f(x - c_0 t) + g(x + c_0 t) \tag{N.2}$$

où  $f$  et  $g$  représentent la forme des ondes, se propageant respectivement dans le sens positif et négatif (voir la figure N.1).

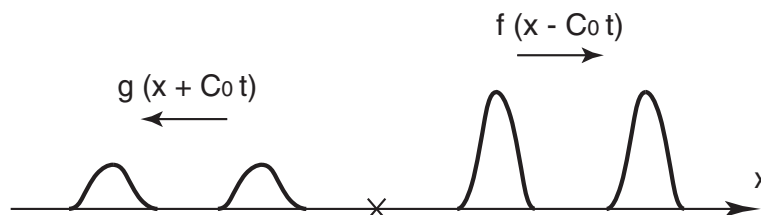


Figure N.1 – Solution de l'équation d'onde en contraintes uniaxiales (d'après Meyers [1994])



Dans le cas d'une onde *pure* (on prend ici  $f$ , se propageant dans le sens positif), l'état  $(\sigma, v)$  est donné par les relations :

$$\sigma(x, t) = E \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} = E \frac{\partial f(x - c_0 t)}{\partial x} = E \varepsilon(x, t) \quad (\text{N.3})$$

$$v(x, t) = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = c_0 \frac{\partial f(x - c_0 t)}{\partial t} = -c_0 \varepsilon(x, t) \quad (\text{N.4})$$

On peut donc en déduire une relation de liaison entre la vitesse particulière et la contrainte normale :

$$\sigma = \pm Z v \quad (\text{N.5})$$

où  $Z$  est l'impédance du matériau :  $Z = \frac{E}{c_0} = \rho c_0$  et le signe  $\pm$  dépendant du sens de propagation (" $-$ " pour  $f$  se propageant dans le sens positif).

Dans le cas des sollicitations très rapides, telles que les impacts générés par les barres de Hopkinson, la phase transitoire de la propagation de la quantité de mouvement peut être modélisée par une discontinuité de contrainte et de vitesse (voir figure N.2).

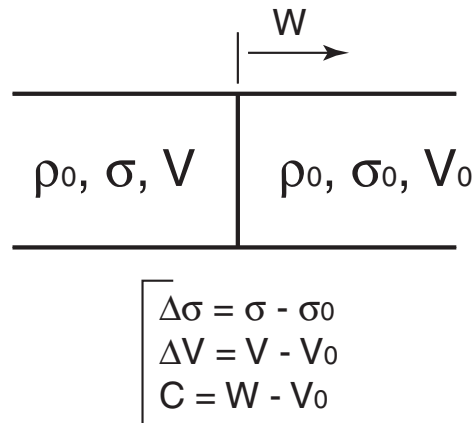


Figure N.2 – Propagation élastique uniaxiale d'une surface de discontinuité

Pour une onde pure unidimensionnelle, on peut alors calculer la relation fondamentale de *saut* suivante, qui est l'extension de la relation N.5 à une discontinuité :

$$\Delta \sigma = \pm \rho C \Delta V \quad (\text{N.6})$$

D'un point de vue pratique, cette relation de saut permet de déterminer graphiquement l'état  $(\sigma, V)$  résultant du passage (ou de la création) d'une onde, à partir de l'état initial  $(\sigma_i, V_i)$  du (ou des) matériau(s) en présence de part et d'autre de la surface de la discontinuité. On utilise pour cela une "figure de pôle" ou "polaire de choc". Un exemple appliqué à l'impact entre l'impacteur, d'état initial  $(0, V_0)$  et d'impédance  $Z_i$ , et la barre d'entrée, d'état initial  $(0, 0)$  et d'impédance  $Z_b$ , est donné en figure N.3.

En pratique, à partir de la mesure donnée par une jauge collée sur une barre de Hopkinson, l'état  $(\sigma, v)$  suite au passage d'une onde pure est donné par les relations :

$$\sigma(x, t) = E \varepsilon(x, t) \quad (\text{N.7})$$

$$v(x, t) = \pm c_0 \varepsilon(x, t) \quad (\text{N.8})$$

le signe dépendant du sens de propagation de l'onde.

## N.2 Précision des mesures

La problématique de la mesure est représentée sur la figure N.4.

Les mesures sont enregistrées au bout de la chaîne d'acquisition comprenant : les jauges, le pont de Wheatstone, la carte d'acquisition rapide et le logiciel d'acquisition (Labview). Les principales difficultés concernent : le *nombre* de jauges, la *justesse* de la mesure, le *calage temporel* des signaux et finalement la *fiabilité* des mesures.

L'influence de ces différents paramètres sur la qualité du signal d'analyse a été étudiée et critiquée dans l'article de Bussac et al. [2002].

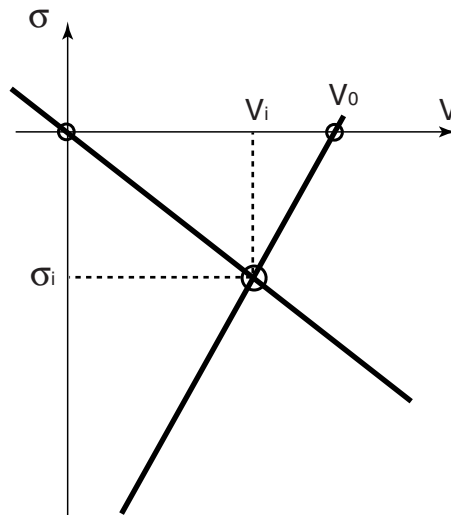


Figure N.3 – Figure de pôle correspondant à l'impact du lanceur sur la barre incidente

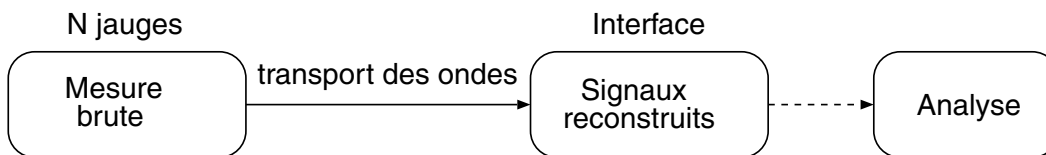


Figure N.4 – Schématisation de l'enjeu de l'analyse de la mesure pour une barre

**Nombre** Le nombre de points de mesure peut varier de 1 à 3 ou plus selon la méthode de transport des ondes utilisée (voir la section suivante N.3). Une seule jauge permet de mesurer le passage d'une onde unique se propageant toujours dans la même direction. Si plusieurs ondes se superposent (suite à une réflexion par exemple), il est nécessaire de disposer de deux points de mesure afin de détecter le sens de propagation des ondes. L'emploi d'une seule jauge n'est alors possible que si une seconde section de la barre donne une information : par exemple un bord libre ( $\sigma = 0$ ) ou un mur rigide ( $V = 0$ ). Sinon, de façon traditionnelle, deux jauges sont utilisées, par barre. Certaines méthodes préconisent l'utilisation de trois jauges ou plus (Bussac et al. [2002]).

**Justesse** La mesure  $\varepsilon(t)$  est déduite du signal électrique  $U(t)$  délivré par la jauge par une relation linéaire  $\varepsilon(t) = \eta U(t)$ . Le coefficient  $\eta$  englobe toutes les caractéristiques de la chaîne de mesure. Une étape de calibration est donc généralement nécessaire afin de s'assurer, d'une part que la valeur mesurée est pertinente, d'autre part que les valeurs mesurées indépendamment sur les deux barres (d'entrée et de sortie) sont bien identiques. Pour cela on réalise un essai à vide : les barres d'entrée et de sortie sont impactées en contact direct, sans échantillon. La contrainte mesurée à l'interface doit être identique sur les deux barres, et conforme à la contrainte théorique.

**Calage temporel** Le calage temporel des différentes ondes est généralement fait de façon visuelle. Cette incertitude peut avoir une grande influence sur le résultat de l'opération de transport des ondes du point de mesure vers l'interface. Dans le cas d'un processus itératif (voir la section O.1), l'erreur de calage est numériquement propagée par le calcul, et augmente avec la distance parcourue.

**Fiabilité** La fiabilité des mesures est, pour le système aux barres de Hopkinson, principalement liée à la condition d'*adaptation d'impédance*. En effet, l'utilisation de barres métalliques est bien adaptée aux essais de caractérisation de matériaux métalliques. Dans le cas d'essais réalisés sur des matériaux tendres (par exemple sur des mousses (Reid et al. [1993], Abdennadher [2004], Zhao [2004]) ou des sols (Semblat et al. [1999], Semblat [1995], Klepaczko et al. [1991]), l'utilisation de barres métalliques aboutirait à des signaux mesurés de très faible amplitude, noyés dans le bruit de mesure.

### N.3 Transport

La construction du signal aux interfaces barres/échantillon à partir des signaux mesurés aux points de collage des jauges, se fait par une opération numérique de *transport*, modélisant la propagation des ondes. Cette opération est basée sur :

- les propriétés dynamiques du matériau des barres. On considère que des ondes planes se propagent de façon unidimensionnelle dans les barres (jouant le rôle de guide d'ondes). Cette approximation peut être améliorée. Le calcul de la propagation d'une onde tridimensionnelle dans un barreau linéaire élastique infini permet de corriger la dispersion géométrique (Chree [1889], Pochhammer [1876]). L'effet de l'inertie radiale peut aussi être corrigé (voir les travaux de Kolsky [1963]),
- un processus de suivi des ondes lorsque plusieurs ondes viennent à se superposer. En effet la mesure délivrée par une jauge ne donne aucune information sur le *sens* de propagation de l'onde mesurée.

Les méthodes de calcul sont décrites en section O.

### N.4 Analyse du comportement du matériau

Les signaux aux interfaces sont utilisés afin de déterminer les caractéristiques du matériau sous sollicitations dynamiques.

L'essai aux barres de Hopkinson se déroule en deux phases :

- Une phase transitoire, pendant laquelle se produisent des réflexions successives des ondes dans l'échantillon. La durée de la phase transitoire dépend donc des propriétés du matériau testé. Elle est d'autant plus petite que les impédances entre les matériaux des barres et de l'échantillon sont proches (voir figure N.5). Il n'y a donc pas homogénéité des contraintes dans l'échantillon, le gradient diminuant progressivement jusqu'à s'annuler. L'exploitation de la mesure ne peut donc pas se faire de façon globale dans l'échantillon. Certaines méthodes permettent de faire un traitement adapté (Felice et al. [1991]). L'étude de la loi de comportement du matériau testé ne peut alors se faire qu'à l'aide d'une analyse inverse (Rota [1997]).
- Une phase établie pendant laquelle l'essai se déroule comme un essai quasi-statique à grande vitesse de déformation. C'est le cadre d'utilisation classique. L'essai est généralement dimensionné afin de respecter cette hypothèse d'homogénéité des contraintes en imposant que l'échantillon ait une épaisseur qui soit petite devant la longueur des barres. En pratique, on vérifie que les signaux d'effort calculés aux deux interfaces de l'échantillon sont pratiquement égaux.

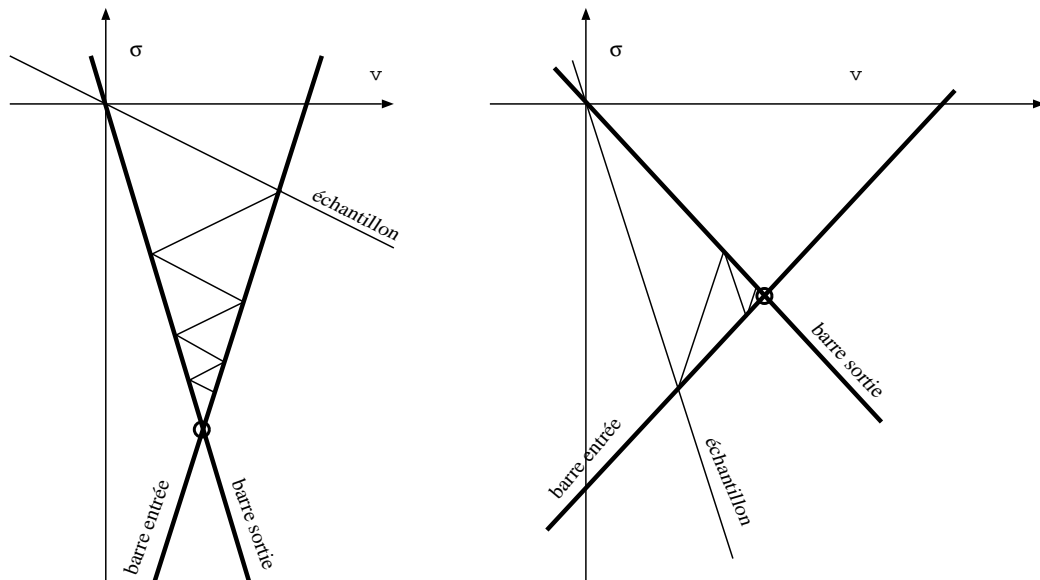


Figure N.5 – Convergence de la contrainte par réflexions successives aux interfaces échantillon/barres

Dans le cas où l'hypothèse d'homogénéité des contraintes est respectée ( $\sigma_e = \sigma_s$ ) on peut déterminer la contrainte moyenne  $\sigma_m(t)$  appliquée à l'échantillon, ainsi que sa vitesse de déformation moyenne  $\dot{\epsilon}(t)$  :

$$\sigma_m(t) = \sigma_{\text{entrée}} = \sigma_{\text{sortie}} \quad (\text{N.9})$$

$$\dot{\epsilon}_m(t) = \frac{V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}}}{h} \quad (\text{N.10})$$

où  $h$  est la hauteur de l'échantillon.



# Annexe O

## Méthodes de transport des ondes

Le transport des ondes permet de calculer la contrainte et la vitesse à l'interface, à partir de ces mêmes grandeurs mesurées aux points de collage des jauges. Dans cette partie n'est traité que le cas le plus complexe pour lequel le signal mesuré est une superposition de plusieurs ondes, ce qui est un cas courant lors d'essais dynamiques sur des matériaux "mous" et pour atteindre de longs temps de mesure (Zhao [2004]). Le cas "standard" n'est qu'une simplification au cas d'une onde pure.

La méthode repose sur la décomposition binaire du signal mesuré en une onde ascendante  $\epsilon^{asc}(t)$  et une onde descendante  $\epsilon^{desc}(t)$ .

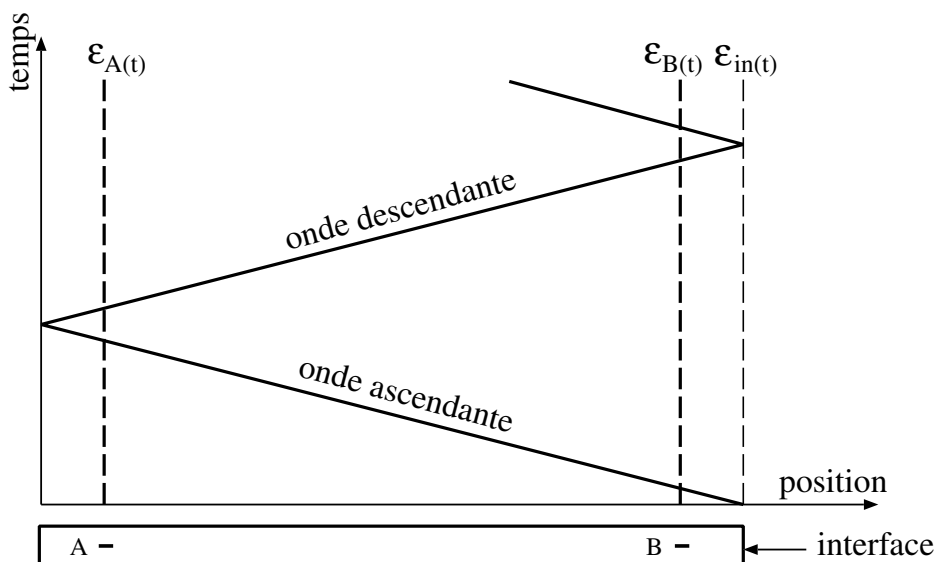


Figure O.1 – Représentation schématique de la barre d'entrée pour la séparation des ondes

La déformation et la vitesse peuvent alors être déterminées en chaque point à partir de cette décomposition :

$$\epsilon(t) = \epsilon_{asc}(t) + \epsilon_{desc}(t) \quad (O.1)$$

$$v(t) = C_0[\epsilon_{asc}(t) - \epsilon_{desc}(t)] \quad (O.2)$$

Ainsi, les expressions des signaux d'interface, utilisés pour l'analyse de la loi de comportement du matériau testé sont données par les relations suivantes :

$$\text{Force} : F_{int}(t) = S_b E (\epsilon_{asc}^{inp}(t) + \epsilon_{desc}^{inp}(t)) \quad (O.3)$$

$$\text{Vitesse} : v_{int}(t) = v_0 \pm C_0 (\epsilon_{asc}^{inp}(t) - \epsilon_{desc}^{inp}(t)) \quad (O.4)$$

Deux méthodes de calcul ont été introduites, selon le choix de la décomposition du domaine d'étude :

- une méthode itérative, basée sur la méthode des lignes caractéristiques, et qui consiste à diviser le signal temporel en une succession de micro-domaines (voir la section O.1),
- une méthode cohérente, consistant à faire la décomposition du signal dans le domaine fréquentiel, dans lequel est réalisée, quelle que soit la méthode, l'opération de transport (voir la section O.2).

## O.1 Décomposition dans le domaine temporel

La méthode est proposée par Zhao [1998], et complète les travaux de Lundberg and Henchoz [1977].

L'idée fondamentale est de faire une reconstruction itérative des ondes dans les barres à partir :

- de l'état initial des barres,
- d'une fonction de transport des ondes, notée  $f_{shift}$ , telle que la propagation de l'onde d'un point  $A$  vers un point  $B$  donne :

$$\varepsilon_{ascB}(t) = f_{shift}(\varepsilon_{ascA}(t - \tau)) \quad (O.5)$$

$\tau$  étant le temps de parcours entre les deux points.

Le calcul complet de la propagation des ondes dans la barre, permet d'aboutir à la relation itérative O.6 suivante :

$$\varepsilon^{inp}(t) = \varepsilon^{inp}(t - \Delta t) + \chi(\varepsilon^A, \varepsilon^B) \quad (O.6)$$

où  $\Delta t$  est le temps de propagation de l'onde entre les deux jauges  $A$  et  $B$ , et  $\chi$  une fonction connue des mesures de jauges  $\varepsilon^A$  et  $\varepsilon^B$ .

La prise en compte d'une correction de la dispersion ou de l'amortissement est possible à partir d'une fonction  $f_{shift}$  modifiée, calculée dans le domaine fréquentiel puisque la dispersion dépend de la longueur d'onde de l'onde considérée (voir la section suivante O.2) :

$$f_{shift}(\cdot) = FFT^{-1}[e^{i\xi(\omega)\tau} FFT[\cdot]]$$

où  $\tau$  est la distance entre les deux points du transport et  $\xi$  est la fonction de dispersion.

## O.2 Décomposition dans le domaine fréquentiel

L'hypothèse de base est que les ondes se propageant dans une barre cylindrique sont harmoniques. Par conséquent, toute grandeur mécanique associée  $\phi$  peut être décomposée de la manière suivante (Achenbach [1978]) pour la déformation :

$$\varepsilon(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\varepsilon}(\omega) e^{i[\omega t - \xi(\omega)x]} d\omega \quad (O.7)$$

où  $\tilde{\varepsilon}(\omega)$  est la transformée de Fourier de la déformation, et  $\xi(\omega)$  la fonction de dispersion.

Le transport entre un point  $A$  et un point  $B$ , distant de  $\tau$ , s'exprime alors par la relation :

$$\tilde{\varepsilon}_B(\omega) = \tilde{\varepsilon}_A(\omega) e^{i\xi(\omega)\tau} \quad (O.8)$$

Cette nouvelle méthode consiste donc à faire aussi la décomposition des ondes dans le domaine fréquentiel afin de rester cohérent avec le calcul du transport. Ainsi on écrit les relations suivantes, analogues aux relations O.2 :

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \tilde{\varepsilon}_{asc}(\omega) + \tilde{\varepsilon}_{desc}(\omega) \quad (O.9)$$

En utilisant l'équation de transport O.8, les expressions de la contrainte et de la vitesse à l'interface peuvent être déterminées (Bussac et al. [2002]). Ces mêmes auteurs ont proposé une résolution précise du problème dans le domaine fréquentiel. Cependant la méthode a aussi ses limites : la précision de la décomposition en séries de Fourier exige un échantillonnage à haute fréquence (pour déterminer les hautes fréquences du signal), ainsi qu'un temps de mesure long (pour déterminer les basses fréquences) (Zhao [2004]).

# Bibliographie

- S. Abdennadher. *Étude de l'écrasement de structures alvéolaires sous sollicitation dynamique rapide : application aux matériaux cellulaires*. PhD thesis, ENS de Cachan, 2004.
- J. D. Achenbach. *Wave propagation in elastic solids*. North-Holland Publishing Company, 1978.
- R. A. Bagnold. *The physics of blown sand and desert dunes*. Methuen, London, 1941.
- P. F. G. Banfill. *Rheology of fresh cement and concrete*. E & FN Spon, London, 1991.
- M. Barrioulet and C. Legrand. L'effet de masse des granulats dans l'écoulement du béton frais vibré. *Materials and Structures*, 20 :196–201, 1987.
- Z. P. Bazant, F. C. Bishop, and T. P. Chang. Confined compression tests of cement paste and concrete up to 300 Ksi. *ACI Journal*, 33 :553–560, 1986.
- E. Ben-Naim, J. B. Knight, E. R. Nowak, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel. Slow relaxation in granular compaction. *Physica D*, 123 :380, 1998.
- J. Berg and A. Mehta. Glassy dynamics in granular compaction : Sand on random graphs. *Phys. Rev. E*, 65 :1–9, 2002.
- G. Bernier. Caractérisation des matériaux en fonction des réglages machine pour divers sites de production, 2001. Rapport interne LMT Cachan.
- D. Bortzmeyer. *Compaction des poudres céramiques*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1990.
- T. Bouteux and P. G. D. Gennes. Compaction of granular mixtures : a free volume model. *Physica A*, 244 : 59–67, 1997.
- P. Bowden and D. Tabor. *Friction : an introduction*. Doubleday, New York, 1973.
- J. Bresson. La vibration dans la fabrication des produits en béton, 1976. Monographie n° 8, CERIB.
- J. Bresson. Fabrication des produits en béton. choix des vibrations, 1996a. Fiche 117, CERIB.
- J. Bresson. Fabrication des produits en béton. Vibration : effets sur les bétons, 1996b. Fiche 39, CERIB.
- E. Buckingham. On physically similar systems ; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, 4 :345–376, 1981.
- M. N. Bussac, P. Collet, G. Gary, and R. Othman. An optimized method for separating and rebuilding one-dimensional dispersive waves from multi-point measurements. Application to elastic or viscoelastic bars. *J. Mech. Phys. Solids*, 50(2) :321–350, 2002.
- E. Caglioti, V. Loreto, H. J. Herrmann, and M. Nicodemi. A "Tetris-like" model for the compaction of dry granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 79(8) :1575–1578, 1997.
- B. Cambou and M. Jean. *Micromécanique des matériaux granulaires*. Hermès Science, Paris, 2001.
- C. S. Campbell. The stress tensor for simple shear flows of a granular material. *J. Fluid Mech.*, 203 : 449–473, 1989.



- C. S. Campbell. Rapid granular flows. *Ann. rev. Fluid Mech.*, 22 :57–92, 1990.
- C. S. Campbell. Self-diffusion in granular shear flows. *J. Fluid Mech.*, 348 :85–101, 1997.
- G. Chanvillard. *Le matériau béton : connaissances générales*. ENTPE ALÈAS, 1999.
- Y. Charonnat. Malaxage des matériaux. Homogénéisation, ségrégation, qualité de l’enrobage, 1993. Theme CH10 LCPC.
- C. Chree. The equations of an isotropic elastic solid in polar and cylindrical coords, their solutions and applications. *Cambridge Philos. Soc. Trans.*, 14 :250–369, 1889.
- C. A. Coulomb. *Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties, et à la roideur des cordages*. Paris Bachelier, 1821.
- W. D. Curtis, J. D. Logan, and W. A. Parker. Dimensional analysis and the pi theorem. *Lin. Alg. Appl.*, 47 : 117–126, 1982.
- A. R. Cusens. The influence of amplitude and frequency in the compaction of concrete by table vibration. *Magazine of Concrete Research*, pages 79–86, 1958.
- P. Dantu. Contribution à l’étude mécanique et géométrique des milieux pulvérulents. *Proceedings of the 4th international conference on soils mechanics and foundation engineering*, 1 :144–148, 1957.
- E. D. H. Davies and S. C. Hunter. The dynamic compression testing of solids by the method of the split Hopkinson pressure bar. *J. Mech. Phys. Solids*, 11 :155–179, 1963.
- R. M. Davies. A critical study of the Hopkinson pressure bar. *Philos. Trans. A*, 240 :375–457, 1948.
- P. G. De Gennes. Reflections on the mechanics of granular matter. *Physica A*, 261 :267–293, 1973.
- F. De Larrard, C. F. Ferraris, and T. Sedran. Fresh concrete : a Herschel-Bulkley material. *Magazine of Concrete Research*, 31 :494–498, 1998.
- F. Decroix. *Comportement rhéologique des mortiers et bétons frais vibrés : construction d’un modèle et optimisation des compositions*. PhD thesis, Insa de Rennes, 1999.
- J. Duffy, J. D. Campbell, and R. H. Hawley. On the use of a torsional split Hopkinson bar to study rate effects in 1100-0 aluminium. *J. Appl. Mech.*, 38 :83–91, 1971.
- J. Duffy and R. D. Mindlin. Stress strain relations of a granular medium. *J. Appl. Mech. Trans. ASME*, pages 585–593, 1957.
- J. Duran. *Sables, poudres et grains*. Eyrolles Sciences Paris, 1997.
- S. F. Edwards and D. V. Grinev. Statistical mechanics of vibration-induced compaction of powders. *Physical Review E*, 58 :4758–4762, 1998.
- S. F. Edwards and R. B. S. Oakeshott. Theory of powders. *Physica A*, 157 :1080, 1989.
- P. E. Evans and R. S. Millman. The vibratory packing of powders. *Powder metallurgy*, 7 :50–63, 1964.
- C. W. Felice, E. S. Gaffney, and J. A. Brown. Extended split-Hopkinson pressure bar analysis for attenuating materials. *Journal of Engineering Mechanics*, 117(5) :1119–1135, 1991.
- C. F. Ferraris. Measurement of the rheological properties of high performance concrete : state of the art report. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 104 :461–478, 1999.
- J. Finney. Random packings and the structure of simple liquids. *Proc. Roy. Soc. London*, 319 :479–493, 1970.
- A. Gilibert, E. Guyon, and S. Roux. *J. Phys.*, 48 :1609–, 1987.
- A. Gilat and C. S. Cheng. Torsional split Hopkinson bar tests at strain rates above  $10^4 \text{ s}^{-1}$ . *Exp. Mech.*, 40 : 54–59, 2000.

- K. F. Graff. *Wave motion in elastic solids*. Ohio State University Press, 1975.
- A. B. V. Groenou. *Powd. Tech.*, 28 :221–228, 1981.
- T. Guennouni. Sur une méthode de calcul de structures soumises à des chargements cycliques : l'homogénéisation en temps. *Modélisation mathématique et analyse numérique*, 22(3) :417–455, 1988.
- E. Guyon and J. P. Troadec. *Du sac de billes au tas de sable*. Odile Jacob., 1994.
- J. Harding, E. D. Wood, and J. D. Campbell. Tensile testing of materials at impact rate of strain. *J. Mech. Eng. Sc.*, 2 :88–96, 1960.
- D. A. Head. Phenomenological glass model for vibratory granular compaction. *Phys. Rev. E*, 62(2) : 2439–2449, 2000.
- H. J. Herrmann. Statistical models for granular materials. *Physica A*, 263 :51–62, 1999.
- D. W. Hobbs. Influence of aggregate volume concentration upon the workability of concrete and some predictions from the viscosity-elasticity analogy. *Magazine of Concrete Research*, 28(97), 1976.
- R. D. Holtz and W. D. Kovacs. *Introduction à la géotechnique*. Editions de l'Ecole polytechnique de Montréal, 1988.
- B. Hopkinson. A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. *Philosoph. Trans. Royal Soc. of London*, 213 :437–456, 1914.
- M. R. Horne. The behaviour of an assembly of rotund, rigid, cohesionless particles, part I and II. *Proc. Roy. Soc.*, 310 :21–34, 1965.
- C. Hu. *Rhéologie des bétons fluides*. PhD thesis, ENPC, 1995.
- C. Hu and F. De Larrard. The rheology of fresh high-performance concrete. *Cement and Concrete Research*, 26(2) :283–294, 1996.
- C. Hu, F. De Larrard, T. Sedran, C. Boulay, F. Bosc, and F. Deflorenne. Validation of BTRHEOM, the new rheometer for soft-to-fluid concrete. *Mater. Struc.*, 29 :194, 1996.
- M. Ivan. Optimisation de formulation pour des bétons compactés sous vibration, 2002. Rapport de DEA.
- H. A. Janssen. *Z. Vereins Deutsch Ing.*, 39(35) :1045–1049, 1895.
- J. T. Jenkins and S. B. Savage. A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 130 :187–202, 1983.
- C. Josserand, A. Tkachenko, D. M. Mueth, and H. M. Jaeger. Memory effects in granular material. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3632–3635, 2000.
- K. I. Kanatani. Distribution of directional data and fabric tensors. *Int. J. Engng. Sci.*, 22(2) :149–164, 1984.
- J. R. Klepaczko, G. Gary, and P. Barberis. Behavior of rock salt in uniaxial compression at medium and high strain rates. *Arch. Mech.*, 43(4) :499–517, 1991.
- H. Kolsky. An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading. *Proc. Phys. Soc.*, 62 :676–700, 1949.
- H. Kolsky. *Stress wave in solids*. New-York Dover Publications Inc., 1963.
- Kuchenreuther. Les vibrateurs externes dans les usines à béton manufacturé, 1970. *Bétonstein Zeitung* n° 4.
- C. Lanos, M. Laquerbe, and C. Casandjian. Rheological behaviours of mortars and concretes : experimental approach. *Rilem*, pages 343–353, 1996.
- C. Legrand and R. Gourves. étude de l'influence de l'accélération de vibration sur les propriétés rhéologiques des mélanges de sable ou de ciment et d'eau. Essai de définition d'une zone de vibration optimale. *CRAS Paris t. 280*, 1975.

- J. Lemaitre and J. L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, Paris, 1985.
- S. L. Lopatnikov, B. A. Gama, M. J. Haque, C. Krauthauser, and J. W. Gillespie. High-velocity plate impact of metal foams. *Int. J. Imp. Eng.*, 30 :421–445, 2004.
- B. Lundberg and A. Henchoz. Analysis of elastic waves from two-point strain measurement. *Exp. Mech.*, 17 :213–2178, 1977.
- J. C. Macrae, P. C. Finlayson, and W. A. Gray. Vibration packing of dry granular solids. *Nature*, 179 : 1365–1366, 1957.
- Y. Matsuo, T. Nishimura, K. Jinbo, K. Yasuda, and S. Kimura. *Yogyo Kyokai Shi*, 95 :1226–1231, 1987.
- A. Mehta and G. C. Barker. Vibrated powders : a microscopic approach. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :394–397, 1991.
- A. Mehta and G. C. Barker. Vibrated powders : structures, coorelations and dynamics. *Phys. Rev. A*, 45 : 3435–3446, 1992.
- A. Mehta and G. C. Barker. Transient phenomena, self-diffusion, and orientational effects in vibrated powders. *Phys. Rev. E*, 47 :184–188, 1993.
- A. Mehta and S. F. Edwards. Statistical mechanics of powder mixtures. *Physica A*, 157 :1091, 1989.
- G. Metcalfe, S. G. K. Tennakoon, L. Kondic, D. G. Schaeffer, and R. P. Behringer. Granular friction, Coulomb failure, and the fluid-solid transition for horizontally shaken granular materials. *Phys. Rev. E*, 65 :1–15, 2002.
- M. A. Meyers. *Dynamic behavior of materials*. New York Wiley, 1994.
- J. Murata and H. Kikukawa. Viscosity equation for fresh concrete. *ACI Materials journal*, 89(3), 1992.
- A. M. Neville. *Properties of concrete*. Longman Scientific Technical, 3 edition, 1993.
- M. Nicodemi, A. Coniglio, and H. J. Herrmann. The compaction in granular media and frustrated ising models. *Journal of physics A*, 30 :379–385, 1997.
- A. Nouy. *Une stratégie de calcul multiéchelle avec homogénéisation en temps et en espace pour le calcul de structures fortement hétérogènes*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2003.
- E. R. Nowak, J. Knight, E. Ben-Naim, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel. Density fluctuations in vibrated granular materials. *Phys. Rev. E*, 57(2) :1971–1982, 1998.
- E. R. Nowak, J. Knight, M. L. Povinelli, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel. Reversibility and irreversibility in the packing of vibrated granular material. *Powder Technology*, 94 :79–83, 1997.
- M. Oda. The mechanism of fabric changes during compressional deformation of sand. *Soils and Foundations*, 12(2) :1–18, 1972.
- M. Oda, S. Nemat-Nasser, and J. Konishi. Stress-induced anisotropy in granular masses. *Soils and foundations*, 25(3) :85–97, 1985.
- S. Ogawa. Multi-temperature theory of granular materials. In S. Cowin and M. Satake, editors, *US-Japanese Seminar on continuum mechanics and statistical approaches to the mechanics of granular materials*, pages 208–217, 1978. Gukujutsu Bunken Fukyukai.
- S. Patoffatto, H. Zhao, and A. Poitou. Experimental analysis of fresh concrete under dynamic loading. *J. Phys. IV France*, 110 :447–451, 2003.
- S. Patoffatto, H. Zhao, and A. Poitou. Efficiency of dynamic compaction of fresh concrete under successive impacts. In *5th International Symposium on Impact Engineering*, 2004a. Cambridge.
- S. Patoffatto, H. Zhao, A. Poitou, and H. Tsitsiris. A new experiment to study dynamic compaction of fresh concrete. In *7th International conference ESAFORM conference on Material forming*, 2004b. Trondheim.

- P. Philippe. *Etude théorique et expérimentale de la densification des milieux granulaires*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2002.
- L. Pochhammer. Über die fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner schwingungen in einem unbergrenzten isotropen kreiszylinder. *J. Reine Angew. Math.*, 81 :324–336, 1876.
- R. R. Proctor. Fundamental principles of soil compaction. *Engineering News Record*, 111(9) :245–248, 1933.
- F. Radjai, M. Jean, J. J. Moreau, and S. Roux. Force distributions in dense two-dimensional granular systems. *Phys. Rev. Lett.*, 77(2) :274–277, 1996.
- F. Radjai, S. Roux, and J. J. Moreau. Contact forces in a granular packing. *Chaos*, 9(3) :544–550, 1999.
- F. Radjai, D. Wolf, M. Jean, and J. J. Moreau. Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Phys. Rev. Lett.*, 80(1) :61–64, 1998.
- E. Ragneau, J. Ooi, and J. M. Rotter. *Finite element models for specific applications. In silos, fundamentals of theory, behaviour and design*. E&FN Spon London, 1997.
- J. Rajchenbach. Granular flows. *Advances in physics*, 49(2) :229–256, 2000.
- L. Rayleigh. *Theory of sound*. New-York Dover Publications Inc., 1945.
- S. R. Reid, T. Y. Reddy, and C. Peng. *Structural crashworthiness and failure*. Elsevier, 1993.
- O. Reynolds. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. *Philos. Mag. Ser.*, 5(20) : 469–, 1885.
- L. Rota. *Application de méthodes inverses au dépouillement de l'essai aux barres de Hopkinson*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1997.
- S. Roux, A. Hansen, H. Hermann, and E. Guyon. *C.R.A.S. 305 II*, pages 943–, 1987.
- S. Sahraoui, J. L. Lataillade, J. Pouyet, and N. Skhiri. Fracture of modified epoxy resin at high loading rates. *Polym. Testing*, 7 :269–278, 1987.
- M. Satake. Constitution of mechanics of granular materials through graph representation. *Theoretical and Applied Mechanics*, 26 :257–266, 1978.
- S. B. Savage and D. J. Jeffrey. The stress tensor in a granular flow at high shear rates. *J. Fluid Mech.*, 110 : 255–272, 1981.
- J. F. Semblat. *Sols sous sollicitations dynamiques et transitoires : réponse dynamique aux barres de Hopkinson, propagation d'ondes en milieu centrifugé*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1995.
- J. F. Semblat, M. P. Luong, and G. Gary. 3D-Hopkinson bar : new experiments for dynamic testing on soils. *Arch. Mech.*, 43(4) :499–517, 1999.
- D. W. Smith. Granular temperature. *Int. J. of Geomechanics*, 1(1) :41–63, 2001.
- G. H. Staab and A. Gilat. A direct-tension split Hopkinson bar for high strain-rate testing. *Exp. Mech.*, 31 : 232–235, 1991.
- D. Stauffer, H. J. Hermann, and S. Roux. *J. Physique (France)*, 48 :437, 1987.
- G. H. Tattersall. Effect of vibration on rheological properties of fresh concrete. *Magazine of concrete research*, pages 322–337, 1991.
- H. Tsitsiris. Etude du comportement dynamique d'un béton frais sous vibrations, 2004. Rapport de DEA.
- L. Vanel, D. Howell, D. Clark, R. P. Berhinger, and E. Clément. Memories in sand : Experimental test of construction history and stress distribution under a sand-pile. *Phys. Rev. E*, 60(5), 1999.
- T. L. Youd. Compaction of sands by repeated shear straining. *Journal of the soil, mechanics and foundations division*, 98 :709–725, 1972.

- H. Zhao. A study on testing techniques for concrete-like materials under compressive impact loadings. *Cement and Concrete Composites*, 20 :293–299, 1998.
- H. Zhao. *Cellular materials under impact loading*. Institute of fundamental technological research, 2004.
- H. Zhao and G. Gary. A new method for the separation of waves. application to the SHPB technique for an unlimited duration of measurement. *J. Mech. Phys. Solids*, 45(7) :1185–1202, 1997.