



**HAL**  
open science

# Suivi temporel de la dynamique des structures : apports du théorème fluctuation-dissipation et de la dynamique lente pour l'évaluation de l'intégrité des structures de génie civil

Marc-Antoine Brossault

## ► To cite this version:

Marc-Antoine Brossault. Suivi temporel de la dynamique des structures : apports du théorème fluctuation-dissipation et de la dynamique lente pour l'évaluation de l'intégrité des structures de génie civil. Modélisation et simulation. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAU031 . tel-01701948

**HAL Id: tel-01701948**

**<https://theses.hal.science/tel-01701948>**

Submitted on 6 Feb 2018

**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

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Marc-Antoine Brossault**

Thèse dirigée par **Philippe GUEGUEN**, Directeur de recherche, IFSTTAR  
et codirigée par **Philippe ROUX**, Directeur de recherche, CNRS

préparée au sein de l'**Institut des Sciences de la Terre**  
dans l'**École Doctorale Terre Univers Environnement**

# **Suivi temporel de la dynamique des structures : Apports du théorème Fluctuation-Dissipation et de la Dynamique Lente pour l'évaluation de l'intégrité des structures de génie civil.**

Thèse soutenue publiquement le **6 novembre 2017**,  
devant le jury composé de :

**M. Philippe GUEGUEN**

Directeur de recherche, IFSTTAR/ISerre, Université Grenoble Alpes, Directeur de thèse

**M. Paul Allen JOHNSON**

Chercheur, Laboratoire National de Los Alamos, USA, Examineur

**M. Cédric PAYAN**

Maître de conférences, LMA, Université Aix-Marseille, Rapporteur

**M. Philippe ROUX**

Directeur de recherche, CNRS/ISerre, Université Grenoble Alpes, Co-Directeur de thèse

**M. Jean-François SEMBLAT**

Ingénieur-Chercheur, IFSTTAR, Marne-La-Vallée, Rapporteur

**M. Jérôme WEISS**

Directeur de recherche, CNRS/ISerre, Université Grenoble Alpes, Président





# Remerciements

Les données des deux bâtiments français (Hôtel de Ville de Grenoble et Tour de la Préfecture de Nice) ont été fournies par le Réseau Accélérométrique Français (RAP-RESIF (1995) : RESIF-RAP doi :10.15778/RESIF.RA, <http://data.datacite.org/10.15778/RESIF.RA>). RESIF est un équipement national, inscrit sur la feuille de route française des Infrastructures de Recherche éditée par le ministère de la Recherche. RESIF est coordonné par le CONSORTIUM-RESIF qui regroupe dix-huit organismes et établissements de recherche français. RESIF bénéficie d'un soutien des Investissements d'avenir à travers du projet RESIF-CORE (Convention n°ANR-11-EQPX-0040) et du soutien du Ministère de l'environnement, de l'énergie et de la mer. Les données du Factor Building ont été téléchargées depuis [www.iris.edu](http://www.iris.edu). Les données du bâtiment IG-EPN sont produites par le Service Sismologique de l'Institut de Géophysique de l'Ecole Polytechnique Nationale de Quito (<http://www.igepn.edu.ec/>), échangées avec ISTerre dans le cadre du Laboratoire Mixte International SVAN (<http://www.ird.fr/la-recherche/laboratoires-mixtes-internationaux-lmi/lmi-svan-seismes-et-volcans-dans-les-andes-du-nord>)

Cette thèse a été préparée au Laboratoire ISTerre de Grenoble et a été financée par la région Auvergne-Rhône-Alpes.

Je souhaite remercier en premier lieu mes deux directeurs de thèse, Philippe Guéguen et Philippe Roux pour leur encadrement, leurs conseils ainsi que leur patience.

Je remercie également Laurent Baillet pour son aide et sa participation à mon comité de thèse. Je remercie aussi toutes les autres personnes du laboratoire avec qui j'ai pu avoir des échanges enrichissants ainsi que celles m'ayant aidé en particulier dans la réalisation des expériences.

Je remercie aussi l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse.

Enfin je remercie très chaleureusement mes parents, ma sœur et ma compagne pour leur soutien indéfectible au long de ces trois années.



# Résumé

Soumise à une sollicitation sismique importante, une structure de génie civil peut être endommagée. Cela se traduit par l'apparition de fissures et donc une réduction de ses propriétés élastiques de la structure. Cependant, dans le cas d'un événement sismique d'amplitude inférieure, la variation observée est seulement transitoire. Elle consiste en une perturbation brutale de la fréquence et de l'amortissement suivie d'un recouvrement lent vers leurs valeurs initiales. Ce phénomène non linéaire de relaxation est appelé Dynamique Lente. Il s'explique par la fermeture progressive des fissures initialement présentes dans la structure et qui ont été ouvertes par la sollicitation. Nous avons observé en laboratoire que l'analyse de la Dynamique Lente dans une poutre avant et après son endommagement permet de détecter cette augmentation de la densité de fissures. La sensibilité différentielle des modes à une dégradation locale indique, de plus, une piste pour le développement d'une méthode de localisation de l'endommagement. L'étude de la Dynamique Lente que nous avons menée dans deux structures de génie civil a montré que nous pouvions également y détecter l'apparition de l'endommagement. Le suivi de l'amortissement de manière continue a mis en évidence une relation linéaire entre l'amortissement et l'intensité des vibrations ambiantes à la fois dans les poutres et les structures de génie civil. Nous expliquons celle-ci via l'application du théorème Fluctuation-Dissipation à ces systèmes. Les résultats en laboratoire et la proximité de l'expression de la relation avec les équations utilisées dans le cas de la Dynamique Lente suggère une dépendance de ce phénomène vis à vis de la densité des hétérogénéités dans le matériau composant la structure. De plus amples recherches sont cependant nécessaires afin d'expliquer complètement nos observations et ainsi pouvoir les utiliser dans le cadre de la surveillance des structures uniquement à partir de données de très faible amplitude.



# Abstract

During strong seismic loadings, a structure may be damaged. This results in the appearing of cracks and then a reduction of the elastic properties of the structure. The degradation remains only transitory in the case of smaller seismic events. It consists in a sharp disruption of both the frequency and damping followed by their slow recovery to their initial values. This non linear phenomenon is called Slow Dynamics. It is explained by the gradual closing of the cracks which were initially present in the material and which were opened during the loading. We observed in the laboratory that the analysis of the Slow Dynamics in a beam before and after it is damaged allows to detect the increase of the crack density. The different sensitivities of the modes regarding a local damaging indicates a track to develop a method to locate the damages. The study of the Slow Dynamics in civil engineering structures demonstrated the possibility to detect the damaging also in this kind of system. The continuous monitoring of the damping highlighted a linear relationship between damping and the intensity of the ambiente vibration in the case of both the beams and real case structures. We explain this relation by applying the Fluctuation-Dissipation to these systems. Laboratory results and the proximity of the expression of the linear relationship with the equations used in the theory of the Slow Dynamics suggest a dependency of this phenomenon on the density of heterogeneities in the structure. Further research is however required in order to fully explain our observations and thus, to use them to monitor the state of health of structures.





# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>1 Dynamique des structures observée à partir de données expérimentales</b>	<b>15</b>
1.1 Oscillateur amorti à 1 degré de liberté . . . . .	16
1.2 Poutres continues . . . . .	18
1.2.1 Poutre en flexion pure . . . . .	18
1.2.2 Poutre de Timoshenko . . . . .	21
1.3 Suivi expérimental de la santé des structures - SHM . . . . .	23
1.4 Amortissement et Fluctuation-Dissipation . . . . .	28
1.5 Élasticité non-linéaire . . . . .	31
1.6 Conclusion et objectifs de la thèse . . . . .	36
<b>2 Dispositif expérimental et structures réelles étudiées</b>	<b>37</b>
2.1 Dispositif expérimental . . . . .	38
2.1.1 Poutres . . . . .	38
2.1.2 Instrumentation et acquisition de données . . . . .	38
2.1.3 Jet d'air . . . . .	40
2.2 Identification des modes de vibration des poutres . . . . .	41
2.3 Dispositif automatique de frappe . . . . .	45
2.4 Endommagement de la poutre en granite . . . . .	48
2.4.1 Protocole . . . . .	48
2.4.2 Mesures de l'endommagement . . . . .	50
2.5 Structures réelles . . . . .	54
2.5.1 Factor Building . . . . .	54
2.5.2 Hotel de ville de Grenoble . . . . .	54
2.5.3 Tour de la préfecture de Nice . . . . .	56
<b>3 Mesure des paramètres modaux d'une structure</b>	<b>59</b>
3.1 Historique des mesures de vibrations dans les structures de génie civil . . . . .	59
3.2 Vibrations ambiantes . . . . .	60
3.3 Random Decrement Technique . . . . .	62
3.3.1 Théorie et revue de la méthode . . . . .	63
3.3.2 Exemples d'application . . . . .	65
3.3.3 Étude paramétrique expérimentale de la RDT . . . . .	67

TABLE DES MATIÈRES

---

3.3.3.1	Bande passante du filtre . . . . .	68
3.3.3.2	Longueur des signaux . . . . .	70
3.3.3.3	Précision . . . . .	71
3.4	Normalized Random Decrement Technique . . . . .	73
3.4.1	Description de la méthode . . . . .	73
3.4.2	Étude expérimentale de la NRDT . . . . .	73
3.5	Conclusions . . . . .	76
<b>4</b>	<b>The Fluctuation-Dissipation theorem used as a proxy for damping variations in real engineering structures.</b>	<b>79</b>
4.1	Abstract . . . . .	79
4.2	Introduction . . . . .	79
4.3	Experimental setup and data . . . . .	81
4.4	Processing . . . . .	84
4.5	Results . . . . .	85
4.6	Application to real-scale buildings . . . . .	88
4.7	Discussion . . . . .	90
4.8	Conclusion . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Dynamique lente dans les structures de génie civil</b>	<b>95</b>
5.1	Étude sur des poutres continues en laboratoire . . . . .	96
5.1.1	Rappels sur les expériences . . . . .	96
5.1.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	96
5.1.1.2	Traitement des données . . . . .	97
5.1.2	Étude comparative de la non-linéarité dans trois poutres continues	98
5.1.2.1	Résultats . . . . .	98
5.1.2.2	Discussion . . . . .	103
5.1.2.3	Conclusions . . . . .	105
5.1.3	Effet de l'endommagement sur la non-linéarité dans une poutre en granite . . . . .	106
5.1.3.1	Interférométrie . . . . .	106
5.1.3.2	Élasticité non-linéaire . . . . .	107
5.1.3.3	Effet de l'endommagement sur l'amortissement . . . . .	112
5.1.3.4	Discussion . . . . .	114
5.1.3.5	Conclusions . . . . .	116
5.1.4	Conclusions . . . . .	117
5.2	Non-linéarité dans les structures de génie civil . . . . .	118
5.2.1	Structures étudiées . . . . .	118
5.2.2	Traitement des données . . . . .	119
5.2.3	Résultats . . . . .	122
5.2.4	Discussion et conclusions . . . . .	127
5.3	Conclusions . . . . .	129
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>131</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>134</b>
<b>6 Annexes</b>	<b>143</b>



# Introduction générale

La surveillance des structures (ou Structural Health Monitoring abrégé SHM) s'est développée particulièrement depuis les années 1970 avec le développement de l'instrumentation continue des structures de génie civil et des méthodes de traitement du signal adaptées aux vibrations ambiantes ainsi enregistrées. Le résultat du traitement de ces données est le suivi de l'évolution temporelle de la fréquence et de l'amortissement des structures instrumentées. Ces paramètres modaux contrôlent au premier ordre la réponse dynamique d'une structure. Leur altération permanente traduit alors de l'apparition de dommages. Cependant, des variations transitoires de ces mêmes paramètres, et en particulier de la fréquence, sont observées à la fois dans les structures de génie civil mais aussi à plus large échelle dans la croûte terrestre après un séisme et à plus faible échelle dans des échantillons centimétriques composés de divers matériaux. Ce comportement non linéaire est expliqué, dans les études présentant les résultats de laboratoire, par la présence dans les matériaux de fissures ouvertes lors du chargement dynamique et se refermant progressivement une fois celui-ci terminé. Cette deuxième phase est alors désignée, dans la littérature, par le terme de Dynamique Lente et est caractérisée par deux lois théoriques dont les paramètres dominant dépendent, pour la première, de la densité de fissures dans le matériaux et pour la seconde, de leur distribution de tailles. L'objectif de cette thèse est alors de déterminer s'il est possible d'interpréter les observations de Dynamique Lente dans les structures selon les lois précédemment évoquées afin de détecter leur endommagement mais aussi éventuellement, de le localiser.

L'amortissement est rapporté comme étant sensible à l'apparition de fissures mais l'observation de son éventuelle altération au cours du temps, dans le but de détecter un endommagement, nécessite de réduire la forte incertitude liée à sa mesure dans les structures de génie civil. Celle-ci est due, en partie, à la négligence de sa dépendance vis-à-vis de l'amplitude des vibrations ambiantes. Nous expliquons, dans ces travaux de thèse, cette dépendance via l'application du théorème Fluctuation-Dissipation aux structures. Le développement mathématique qui en résulte permet d'établir une relation linéaire entre l'amortissement et l'intensité des vibrations ambiantes. Nous nous proposons d'étudier cette relation dans deux buts : (1) réduire l'incertitude de la mesure de l'amortissement et (2) vérifier si la relation obtenue avec le théorème Fluctuation-Dissipation est porteuse d'information sur l'endommagement d'une structure. En effet, l'expression reliant amortissement et intensité des vibrations ainsi établie démontre une proximité avec les lois de recouvrement de la Dynamique Lente.

Les structures de génie civil dont nous voulons étudier le comportement, sont des systèmes complexes. Afin de comprendre les phénomènes en jeu, nous mènerons, dans un premier temps, une étude expérimental sur des analogues plus simples : des poutres continues à échelle métrique. Outre la simplicité des poutres, le laboratoire permet de minimiser les variations des conditions environnementales subies par les structures de génie civil et d'être libre de solliciter et d'endommager comme bon nous semble les poutres.

Le chapitre 1 est consacré à des rappels de dynamique des poutres que nous considérons comme étant des analogues simplifiés fidèles des structures de génie civil. Ce chapitre présente également les théories décrivant les deux phénomènes que nous souhaitons étudier : la Dynamique Lente et la relation entre intensité des vibrations ambiantes et amortissement expliquée par le théorème de Fluctuation-Dissipation.

Le chapitre 2 décrit à la fois les structures de génie civil étudiées dans ces travaux de thèse et le dispositif expérimental utilisé en laboratoire. Ce dernier comprend les poutres, leur instrumentation ainsi que l'automate développé et construit dans le cadre de cette thèse. Enfin, le protocole utilisé pour créer de l'endommagement artificiel dans une des poutres ainsi que les premiers résultats permettant de vérifier sa création sont présentés.

L'explication de la mesure des paramètres modaux à partir des données enregistrées dans les poutres et les structures de génie civil constitue le chapitre 3. Nous y présentons ainsi la la Random Decrement Technique (RDT) dont l'application aux vibrations ambiantes permet de mesurer la fréquence et l'amortissement. Une étude paramétrique menée sur les données expérimentales permettra, de plus, de déterminer les valeurs des différents paramètres conditionnant les résultats à la fois dans leur valeur et leur précision. Par ailleurs, les données se composent ponctuellement de sollicitations dynamiques. Nous proposons donc une modification de la RDT afin de l'adapter aux variations d'amplitude et proposons ainsi la Normalized Random Decrement Technique. La validité et les avantages de la NRDT sont vérifiés via une étude expérimentale comparative avec la RDT.

Le chapitre 4 présente l'analyse de la relation entre l'amortissement et l'intensité des vibrations ambiantes menée sur trois poutres continues de trois matériaux différents ainsi que sur trois structures de génie civil. Nous y proposons alors l'interprétation de cette relation à la lumière du théorème de Fluctuation-Dissipation.

Le chapitre 5 présente le phénomène de Dynamique Lente étudié dans un premier temps au laboratoire puis, dans un deuxième temps, sur les structures de génie civil. Outre la comparaison des résultats sur les trois poutres composées de divers matériaux, les expériences portent sur l'étude de l'effet de l'endommagement sur la non-linéarité. L'objectif est alors de déterminer si l'endommagement peut être caractérisé en intensité et localisé dans le système testé via l'analyse de la Dynamique Lente.

# Chapitre 1

## Dynamique des structures observée à partir de données expérimentales

La compréhension du comportement des structures, de par leur complexité, nécessite de considérer des modèles simplifiés. Ces derniers permettent alors d'appréhender les éléments principaux contrôlant la dynamique de tels systèmes. Le système mécanique le plus simple que l'on puisse considérer comme ayant un comportement approchant celui des immeubles est l'oscillateur amorti. Ce système simpliste présentant une masse ponctuelle est cependant très éloigné de la complexité des structures qui nous intéressent. Boutin *et al.* (2005) et Chesnais *et al.* (2008), parmi d'autres, ont alors démontré qu'il était possible de modéliser numériquement et très fidèlement des structures par des modèles de poutres continues. Boutin *et al.* (2005) ajoutent que cette approximation est non seulement valide pour des hautes tours dont la forme se rapproche d'autant plus de celle de poutres continues, mais également pour des bâtiments de taille modérée (environ 15 étages). L'idée dans cette thèse n'est pas de déterminer, à l'instar des études citées précédemment, les paramètres des poutres continues correspondant aux structures à l'étude ici mais d'utiliser cette analogie pour étudier expérimentalement, en laboratoire, des poutres de différents matériaux. Ces poutres sont alors considérées comme des analogues standards, à échelle réduite, des structures de génie civil dans leur ensemble. Nous étudierons ainsi certaines caractéristiques des paramètres modaux des poutres, en laboratoire et assimilées à des structures de génie civil, en fonction de certaines conditions expérimentales ou environnementales.

Ce chapitre rappellera quelques notions essentielles de la dynamique des structures, en passant de l'oscillateur amorti aux modèles de poutres continues d'Euler-Bernoulli et de Timoshenko, utiles à l'interprétation des observations expérimentales. Puis, nous analyserons l'influence de l'environnement sur le comportement des structures. Nous détaillerons alors deux d'entre-elles pouvant être source d'informations sur l'état de santé de la structure : la non-linéarité de l'amortissement à très faible sollicitation (vibrations ambiantes) et la réponse non linéaire de la structure lors de sollicitations dynamiques.



## 1.1 Oscillateur amorti à 1 degré de liberté

Le système se compose d'une masse ponctuelle  $m$  au sommet d'une tige verticale de masse nulle constituée d'un ressort de rigidité  $k$  et d'un amortisseur visqueux de constante  $c$ . Un déplacement  $s(t)$  est imposé à la base de l'oscillateur. Ceci résulte en un déplacement relatif à sa base  $u(t)$ , en translation, de la masse ponctuelle  $m$ . Les forces s'appliquant alors sur la masse sont la force de rappel élastique du ressort de rigidité  $k$  égale à  $ku(t)$ , la force de l'amortisseur de constante  $c$  et valant donc  $c\dot{u}(t)$  et la force d'inertie  $m(\ddot{u}(t) + \ddot{s}(t))$ . L'équation différentielle s'écrit alors :

$$m\ddot{u}(t) + c\dot{u}(t) + ku(t) = -ms''(t) \quad (1.1)$$

En divisant l'équation 1.1 par  $m$ , on obtient, avec les notations classiques :

$$\ddot{u}(t) + 2\xi\omega_0\dot{u}(t) + \omega_0^2u(t) = -s''(t) \quad (1.2)$$

avec la pulsation propre  $\omega_0$  et la fréquence propre associée  $f_0$  et le pourcentage d'amortissement critique :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad \xi = \frac{c}{2m\omega_0} \quad (1.3)$$

Dans le cas d'oscillations libre, le déplacement imposé  $s(t)$  est nul et l'équation 1.2 devient :

$$\ddot{u}(t) + 2\xi\omega_0\dot{u}(t) + \omega_0^2u(t) = 0 \quad (1.4)$$

En cherchant la solution à l'équation 1.4 sous forme d'une exponentielle complexe de la forme  $u(t) = e^{\alpha t}$ , on obtient l'équation caractéristique :

$$\alpha^2 + 2\xi\omega_0\alpha + \omega_0^2 = 0 \quad (1.5)$$

dont le discriminant vaut :

$$\Delta = 4\omega_0^2(\xi^2 - 1) \quad (1.6)$$

Trois cas, pseudo-périodique si  $\xi < 1$  ( $\Delta < 0$ ), critique pour  $\xi = 1$  ( $\Delta = 0$ ) et apériodique pour  $\xi > 1$  ( $\Delta > 0$ ) se distinguent. Le pourcentage d'amortissement critique  $\xi$  étant inférieur à 1 dans l'ensemble des structures de génie civil, nous discuterons dans la suite de ce seul cas. Les deux solutions  $\alpha_{1,2}$  de l'équation 1.5 sont alors :

$$\alpha_{1,2} = -\xi\omega_0 \pm i\omega_0\sqrt{1 - \xi^2} \quad (1.7)$$

La solution générale de l'équation homogène 1.4 est de la forme :

$$u(t) = [A \cos(\omega_1 t) + B \sin(\omega_1 t)] e^{-\xi\omega_0 t} \quad (1.8)$$

que l'on peut écrire sous la forme :

$$u(t) = C \cos(\omega_D t - \phi) e^{-\xi \omega_0 t} \quad (1.9)$$

avec :

$$\omega_D = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2} \quad (1.10)$$

Les constantes  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , et  $\phi$  s'expriment en fonction des conditions initiales  $u_0 = u(0)$  et  $\dot{u}_0 = \dot{u}(0)$  :

$$A = u_0, \quad B = \frac{\dot{u}_0 + u_0 \xi \omega_0}{\omega_D}, \quad C = \sqrt{u_0^2 + \left( \frac{\dot{u}_0 + u_0 \xi \omega_0}{\omega_D} \right)^2}, \quad \phi = \arctan \left( \frac{B}{A} \right) \quad (1.11)$$

Le système oscille donc, après une perturbation à  $t = 0$ , avec une pulsation  $\omega_D$  et une amplitude décroissante selon l'enveloppe  $C e^{-\xi \omega_0 t}$  comme le montre la figure 1.1.

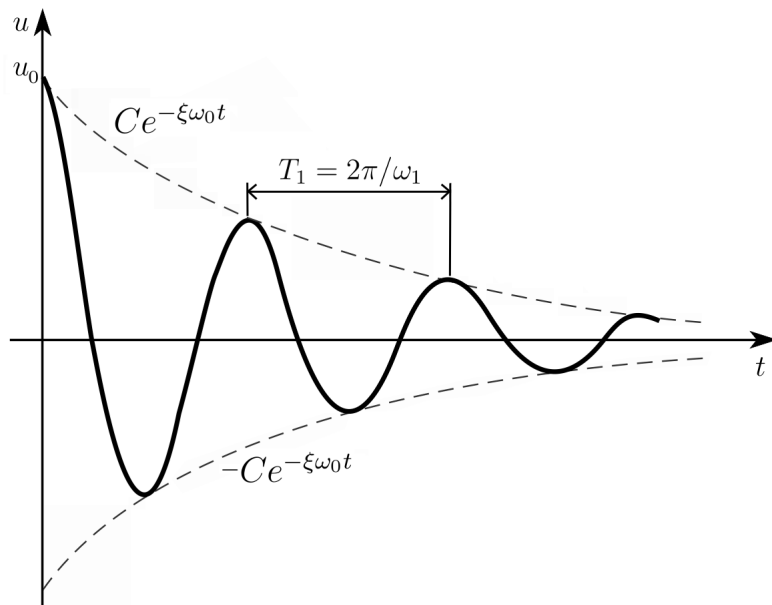


FIGURE 1.1 – Réponse libre d'un oscillateur amorti, caractérisé par une pulsation propre  $\omega_0$  et un pourcentage d'amortissement critique  $\xi$ , due à un déplacement initial  $u_0$ . Sa pseudo-pulsation  $\omega_D$  est alors définie par  $\omega_D = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}$ .

## 1.2 Poutres continues

Le modèle très simple d'oscillateur amorti à un degré de liberté permet d'introduire les notions de base de la dynamique des structures mais ne représente pas fidèlement le comportement plus complexe de structures dont la masse est distribuée. Les structures telles que les immeubles sont communément modélisées par des poutres continues (Boutin *et al.* (2005), Chesnais *et al.* (2008)). Dans le cas de structures élancées, le comportement de celles-ci peut être approché par celui d'une poutre en flexion d'après le modèle d'Euler-Bernoulli. Pour des structures plus complexes, le modèle de poutre continue dite de Timoshenko prenant en compte le cisaillement en plus de la flexion, est plus approprié.

### 1.2.1 Poutre en flexion pure

Lorsque les poutres sont caractérisées par une section, une distribution de masse et de rigidité uniformes, deux approximations peuvent être considérées :

- les déformations de la section dues au cisaillement sont négligées,
- l'effet d'inertie de rotation est négligé.

Considérant ces approximations, Clough et Penzien (1993) propose la forme de l'équation de Bernoulli suivante :

$$EI \frac{\partial^4 u(x, t)}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.12)$$

avec le déplacement  $u(x, t)$  en fonction du temps  $t$  et de la position  $x$  dans la poutre, la masse linéique  $m$ , le module d'Young  $E$  et le moment d'inertie  $I$ . Les variables  $m$ ,  $E$  et  $I$  sont constantes. Une forme de solution de l'équation 1.12 peut être obtenue en utilisant la séparation de variables suivantes :

$$u(x, t) = \phi(x)Y(t) \quad (1.13)$$

En divisant l'équation 1.12 par  $EI$  et en remplaçant  $u(x, t)$  par son expression 1.13, on obtient :

$$\frac{d^4 \phi(x)}{dx^4} Y(t) + \frac{m}{EI} \phi(x) \frac{d^2 Y(t)}{dt^2} = 0 \quad (1.14)$$

En divisant par  $\phi(x)Y(t)$ , on peut séparer les variables :

$$\frac{1}{\phi(x)} \frac{d^4 \phi(x)}{dx^4} + \frac{m}{EI} \frac{1}{Y(t)} \frac{d^2 Y(t)}{dt^2} = 0 \quad (1.15)$$

Le premier terme dépendant seulement de  $x$  et le deuxième, exclusivement de  $t$ , l'équation est satisfaite si chaque terme est égale à une constante  $\alpha^4$  telle que :

$$\frac{1}{\phi(x)} \frac{d^4 \phi(x)}{dx^4} = - \frac{m}{EI} \frac{1}{Y(t)} \frac{d^2 Y(t)}{dt^2} = \alpha^4 \quad (1.16)$$

Deux équations différentielles sont alors obtenues :

$$\frac{d^4\phi(x)}{dx^4} - \alpha^4\phi(x) = 0 \quad (1.17)$$

$$\frac{d^2Y(t)}{dt^2} + \omega^2Y(t) = 0 \quad (1.18)$$

avec :

$$\alpha^4 = \frac{\omega^2 m}{EI} \quad (1.19)$$

L'équation 1.18 est celle d'un oscillateur à un degré de liberté non amorti et équivaut donc à l'équation 1.4 avec  $\xi = 0$ . La solution est alors :

$$Y(t) = Y(0) \cos(\omega t) + \frac{\dot{Y}(0)}{\omega} \sin(\omega t) \quad (1.20)$$

L'équation 1.17 possède, elle, une solution de la forme :

$$\phi(x) = C_1 \sin \alpha x + C_2 \cos \alpha x + C_3 \sinh \alpha x + C_4 \cosh \alpha x \quad (1.21)$$

Les constantes  $C_i$  sont déterminées par les conditions aux limites de la poutre. Celles que nous allons considérer ici correspondent à une poutre encastree à la base et libre au sommet, c'est à dire une structure sans couplage avec le sol. Cela se traduit par un déplacement et une rotation nuls à la base et un moment fléchissant  $M(x)$  et un effort tranchant  $T(x)$  nuls au sommet. Avec  $L$  la longueur de la poutre, les conditions aux limites s'écrivent :

$$\phi(0) = 0 \Rightarrow C_1 \cos(0) + C_2 \sin(0) + C_3 \cosh(0) + C_4 \sinh(0) = 0 \quad (1.22)$$

$$\frac{d\phi(0)}{dx} = 0 \Rightarrow \alpha (-C_1 \sin(0) + C_2 \cos(0) + C_3 \sinh(0) + C_4 \cosh(0)) = 0 \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} M(L) &= EI \frac{d^2\phi(0)}{dx^2} = 0 \\ \Rightarrow \alpha^2 (-C_1 \cos \alpha L - C_2 \sin \alpha L + C_3 \cosh \alpha L + C_4 \sinh \alpha L) &= 0 \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\begin{aligned} T(L) &= EI \frac{d^3\phi(0)}{dx^3} = 0 \\ \Rightarrow \alpha^3 (C_1 \sin \alpha L - C_2 \cos \alpha L + C_3 \sinh \alpha L + C_4 \cosh \alpha L) &= 0 \end{aligned} \quad (1.25)$$

Les équations 1.22 et 1.23 impliquent respectivement que  $C_4 = -C_2$  et que  $C_3 = -C_1$ . Les équations 1.24 et 1.25 deviennent alors :

$$C_1 (\sin \alpha L + \sinh \alpha L) + C_2 (\cos \alpha L + \cosh \alpha L) = 0 \quad (1.26)$$

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

$$C_1 (\cos \alpha L + \cosh \alpha L) + C_2 (-\sin \alpha L + \sinh \alpha L) = 0 \quad (1.27)$$

Clough et Penzien (1993) ont démontré qu'une solution aux équations 1.26 et 1.27 n'impliquant pas que les constantes  $C_1$  et  $C_2$  soient nulles existe si :

$$1 + \cos \alpha L \cosh \alpha L = 0 \quad (1.28)$$

La résolution de l'équation 1.28 donne une série de valeurs  $\alpha_n L$  représentant les modes de vibration de la poutre :

$$\begin{aligned} \alpha_1 L &= 1.8751 \\ \alpha_2 L &= 4.6941 \\ \alpha_3 L &= 7.8548 \\ \alpha_n L &= \frac{\pi}{2}(2n - 1), n > 3 \end{aligned} \quad (1.29)$$

Les fréquences propres  $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi}$  peuvent être calculées à partir de l'équation 1.19 en utilisant la série 1.29 :

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{(\alpha_n L)^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{mL^4}} \quad (1.30)$$

Les rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  s'expriment donc :

$$\frac{f_n}{f_1} = \left( \frac{\alpha_n L}{\alpha_1 L} \right)^2 = \left( \frac{\frac{\pi}{2}(2n - 1)}{1.8751} \right)^2 \approx 0.7 \times (2n - 1)^2 \quad (1.31)$$

Numériquement, des rapports  $\frac{f_2}{f_1} = 6.3$ ,  $\frac{f_3}{f_1} = 17.5$ ,  $\frac{f_4}{f_1} = 34.3$ ,  $\frac{f_5}{f_1} = 56.8$  caractérisent une déformation en flexion pure d'une poutre continue. Les déformées modales  $\phi_n(x)$  sont également caractéristiques du mode de déformation. Dans ce cas des poutres dite d'Euler-Bernoulli avec les conditions aux limites considérées précédemment, elles s'écrivent :

$$\phi_n(x) = C_1 \left( \cosh \alpha_n x - \cos \alpha_n x - \frac{\cos \alpha_n L + \cosh \alpha_n L}{\sin \alpha_n L + \sinh \alpha_n L} (\sinh \alpha_n x - \sin \alpha_n x) \right) \quad (1.32)$$

### 1.2.2 Poutre de Timoshenko

Le modèle de poutre continue dite de Timoshenko rend compte d'un comportement, à la fois en flexion et en cisaillement (Cowper (1966)). Il est ainsi similaire au modèle précédent, à l'exception des deux approximations qui ne sont donc plus considérées. Hans (2002) propose ainsi une équation similaire à l'équation 1.12 qui, après séparation des variables, s'écrit pour les déformées modales de la manière suivante :

$$EI \frac{\partial^4 \phi(x)}{\partial x^4} + \frac{EI}{K} m \omega^2 \frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} - m \omega^2 \phi(x) = 0 \quad (1.33)$$

avec les notations utilisées précédemment et  $K$ , la rigidité en cisaillement. La solution générale de cette équation est de la forme :

$$\phi(x) = A_1 \cos\left(\delta \frac{\pi x}{2L}\right) + A_2 \sin\left(\delta \frac{\pi x}{2L}\right) + A_3 \cosh\left(\gamma \frac{\pi x}{2L}\right) + A_4 \sinh\left(\gamma \frac{\pi x}{2L}\right) \quad (1.34)$$

où les constantes  $A_i$  dépendent des conditions aux limites et avec :

$$\delta^2 \gamma^2 = \frac{16m\omega^2 L^4}{\pi^4 EI} \quad (1.35)$$

$$\delta^2 - \gamma^2 = \frac{4m\omega^2 L^2}{\pi^2 K} \quad (1.36)$$

On définit alors le paramètre adimensionnel  $C$ , propre à la poutre considérée, reliant  $\gamma$  à  $\delta$  et quantifiant les effets respectifs de la flexion et du cisaillement :

$$C = \frac{EI\pi^2}{4KL^2} \quad (1.37)$$

Le paramètre  $\gamma$  s'écrit alors :

$$\gamma = \frac{\delta}{\sqrt{1 + C\delta^2}} \quad (1.38)$$

Si les constantes  $A_i$  sont non nulles, de manière analogue au cas de la flexion, on détermine qu'il est nécessaire que le paramètre  $\delta$  soit solution de l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & 2 \left( 1 + \cos\left(\delta \frac{\pi}{2}\right) \cosh\left(\frac{\delta}{\sqrt{1 + C\delta^2}} \frac{\pi}{2}\right) \right) \frac{\delta^4}{1 + C\delta^2} \\ & - \sin\left(\delta \frac{\pi}{2}\right) \sinh\left(\frac{\delta}{\sqrt{1 + C\delta^2}} \frac{\pi}{2}\right) C \frac{\delta^6}{(1 + C\delta^2)^{3/2}} \\ & + \cos\left(\delta \frac{\pi}{2}\right) \cosh\left(\frac{\delta}{\sqrt{1 + C\delta^2}} \frac{\pi}{2}\right) C^2 \frac{\delta^8}{(1 + C\delta^2)^2} = 0 \end{aligned} \quad (1.39)$$

Michel (2007) indique qu'il existe, comme la série  $(\alpha_n L)$  pour la flexion, une série de valeurs  $\delta_n$  qui vérifient l'équation 1.39 pour toute valeur du paramètre  $C$ . Ces séries  $\delta_n$

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

---

permettent alors de calculer les fréquences propres  $f_n$  de la poutre ainsi que ses déformées modales  $\phi_n(x)$  (Michel (2007)) :

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{K}{m}} \frac{\delta_n^2 \sqrt{C}}{\sqrt{1 + \delta_n^2 C}} \quad (1.40)$$

$$\begin{aligned} \phi_n(x) = & \frac{\delta_n^4}{1 + C\delta_n^2} \left( \frac{\delta_n}{\sqrt{1 + C\delta_n^2}} \sinh \left( \frac{\delta_n^4}{\sqrt{1 + C\delta_n^2}} \frac{\pi}{2} \right) + \delta_n \sin \left( \delta_n \frac{\pi}{2} \right) \right) \\ & \left( \cosh \left( \frac{\delta_n}{\sqrt{1 + C\delta_n^2}} \frac{\pi x}{2L} \right) - \cos \left( \delta_n \frac{\pi x}{2L} \right) \right) \\ & - \left( \delta_n^2 \cosh \left( \frac{\delta_n}{\sqrt{1 + C\delta_n^2}} \frac{\pi}{2} \right) + \frac{\delta_n^2}{1 + C\delta_n^2} \cos \left( \delta_n \frac{\pi}{2} \right) \right) \\ & \left( \frac{\delta_n^3}{(1 + C\delta_n^2)^{3/2}} \sinh \left( \frac{\delta_n}{\sqrt{1 + C\delta_n^2}} \frac{\pi x}{2L} \right) - \delta_n^3 \sin \left( \delta_n \frac{\pi x}{2L} \right) \right) \end{aligned} \quad (1.41)$$

Comme pour la flexion, on peut alors calculer à partir de l'équation 1.40, les rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  :

$$\frac{f_n}{f_1} = \frac{\delta_n^2 \sqrt{1 + \delta_1^2 C}}{\delta_1^2 \sqrt{1 + \delta_n^2 C}} \quad (1.42)$$

Deux cas extrêmes, flexion pure et cisaillement pur correspondent respectivement aux cas où  $C$  tend vers 0 et l'infini. Dans le premier cas, l'équation 1.39 prend la forme de l'équation 1.28 avec  $\alpha L = \delta \frac{\pi}{2}$ . L'équation 1.42 devient alors :

$$\frac{f_n}{f_1} = \frac{\delta_n^2}{\delta_1^2} = \frac{(\alpha_n L)^2}{(\alpha_1 L)^2} \quad (1.43)$$

La série  $\delta_n$  alors solution de l'équation 1.39 permet donc bien d'obtenir des rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  identiques à ceux définis par l'équation 1.31.

Dans le deuxième cas, celui d'un cisaillement pur, l'équation 1.39 se réduit à  $\cos \left( \delta \frac{\pi}{2} \right) = 0$  et la série  $\delta_n = 2n - 1$  est alors la solution évidente. D'après l'équation 1.42, les rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  deviennent alors :

$$\frac{f_n}{f_1} = \frac{\delta_n^2 \sqrt{1 + \delta_1^2 C}}{\delta_1^2 \sqrt{1 + \delta_n^2 C}} = (2n - 1) \frac{\sqrt{1 + C}}{\sqrt{\frac{1}{(2n - 1)^2} + C}} \longrightarrow 2n - 1 \quad (1.44)$$

Michel (2007) fournit les courbes décrivant les relations entre les rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  et le paramètre adimensionnel  $C$  entre les cas extrêmes décrits précédemment. Les convergences vers les valeurs dans les cas de flexion et de cisaillement pur y sont indiquées.

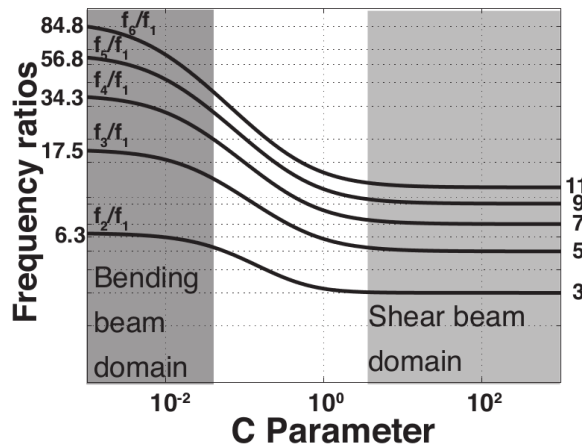


FIGURE 1.2 – Rapports des fréquences propres  $\frac{f_n}{f_1}$ ,  $n > 1$ , en fonction du paramètre adimensionnel  $C$  d'une poutre de Timoshenko. Les valeurs indiquées en marge à gauche et à droite correspondent respectivement aux valeurs dans le cas de flexion seule et de cisaillement pur. (de Michel (2007))

### 1.3 Suivi expérimental de la santé des structures - SHM

La surveillance des structures se définit comme étant la mise en place d'une stratégie de détection de l'endommagement dans celles-ci (Farrar et Worden (2007)). L'endommagement est alors défini comme un changement dans la géométrie du système ou le matériau le constituant. Une dégradation majeure faisant intervenir un bouleversement de la géométrie de la structure ne nécessitant pas de méthode évoluée pour être détectée, l'endommagement se limitera dans la majorité des cas à l'apparition de fissures dans le matériau. Dans le cadre de la surveillance des structures, la détection des dommages consiste à observer si la structure connaît un changement entre un état initial (souvent considéré comme intact) et un état altéré. Afin de détecter ce changement dès son apparition, l'état de la structure est suivi de manière continue. Pour ce faire, trois indicateurs de l'état de santé sont couramment utilisés dans les structures de génie civil : les fréquences propres (Doebbling *et al.* (1996), Salawu (1997)), les amortissements modaux (Modena *et al.* (1999)) et les déformées modales (Doebbling *et al.* (1996)).

Roux *et al.* (2014) indiquent par ailleurs, que les déformées modales sont plus difficilement mesurables expérimentalement de façon précise et nécessitent l'utilisation d'un grand nombre de capteurs distribués sur l'ensemble du système. Les auteurs ajoutent que les fréquences propres et par conséquent les amortissements sont beaucoup plus sensibles à l'apparition de dommages. Nous nous concentrerons donc principalement sur les deux premiers paramètres modaux .

Cependant, avant d'interpréter les variations de la fréquence et de l'amortissement



## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

---

comme étant l'apparition de dommages irréversibles dans la structure, il est nécessaire d'écartier l'ensemble des autres facteurs connus pour les influencer. En effet, ces deux paramètres modaux sont rapportés comme variant avec les paramètres environnementaux tels que la température et l'humidité ainsi qu'avec l'amplitude de la sollicitation lors de forts événements météo ou de séismes. Les variations sont généralement, temporaires et ne traduisent la création d'aucune fissure.

L'influence des conditions environnementales a été observée et interprétée par différents auteurs sans, cependant conduire à l'établissement de lois de comportement spécifiques à l'effet de la température et de l'humidité sur la fréquence ou l'amortissement d'une structure. En effet la dépendance relative de chaque paramètre modal est différente d'une structure à une autre. Mikael *et al.* (2013) observe ainsi comme le montre la figure 1.3 que la température augmentant, la fréquence fondamentale de la structure étudiée diminue alors que celle d'une autre structure augmente. Clinton *et al.* (2006) et Herak et Herak (2010) sont en accord et indiquent une corrélation positive entre fréquence et température. Ils rapportent également que l'humidité de l'air et les précipitations impactent à la fois la fréquence et l'amortissement au travers de deux mécanismes possibles : l'altération de l'interaction sol-structure due à la saturation de celui-ci ainsi que l'humidification du béton. Les auteurs indiquent pour les deux paramètres modaux une corrélation positive de ceux-ci avec les précipitations et l'humidité de l'air.

Les fortes sollicitations dynamiques, que représentent les séismes sont également source de variations transitoires des fréquences et amortissement modaux. Clinton *et al.* (2006) ont ainsi montré des chutes de fréquences de 10% à 20% sur l'ensemble des modes étudiés de la Millikan Library du campus de Caltech au cours de plusieurs tremblements de terre récents suivies d'un retour aux valeurs initiales en quelques minutes. Ce comportement n'indique aucun endommagement contrairement aux chutes de fréquences permanentes constatées après les séismes ayant frappé le bâtiment au cours de ses trois premières décennies d'existence. Kohler *et al.* (2005) et Guéguen *et al.* (2016) ont également constaté des chutes de fréquence fondamentale du Factor Building de Los Angeles, de l'ordre de 10%, suivies d'un recouvrement de celle-ci dans les minutes qui suivent (voir la figure 1.4). Ce phénomène de relaxation observé sur les structures a aussi été étudié sur des échantillons de laboratoire et à l'échelle de la croûte terrestre. Cela fait l'objet de la section 1.5 qui détaille les observations aux différentes échelles et les interprétations proposées par les auteurs.

Les séismes ne représentent pas les seules sollicitations affectant les propriétés élastiques des structures. En effet, Clinton *et al.* (2006) indiquent une chute des fréquences propres jusqu'à 3% au cours d'événements de vents violents. Tamura et Suganuma (1996) ont étudiés, eux, la relation entre l'amplitude de l'accélération à laquelle sont soumises différentes tours et leur fréquence et amortissement respectifs. La figure 1.6 montre l'exemple pour deux d'entre elles. On peut alors y observer une variation jusqu'à 3% pour la fréquence et 70% pour l'amortissement. Herak et Herak (2010) ont, de leur côté, étudié une structure à Zagreb, sous vibration ambiante uniquement. Ils ont alors montré une dépendance des paramètres modaux vis à vis de l'amplitude des vibrations. En effet, la fréquence et l'amortissement, après un plateau aux plus faibles amplitudes, diminue

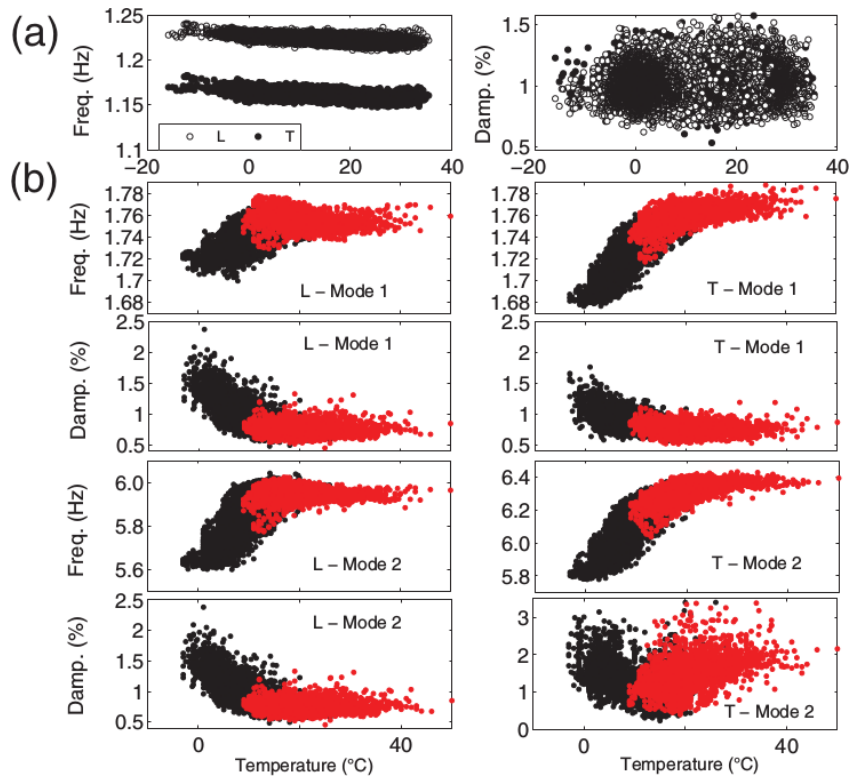


FIGURE 1.3 – Fréquence et amortissement en fonction de la température selon la direction longitudinale (à gauche) et transversale (à droite) pour (a), l’Hôtel de ville de Grenoble et (b), la tour Ophite de Lourdes. Les points noirs correspondent aux mesures effectuées entre novembre et avril et ceux en rouges, à la période entre mai et octobre. (de Mikael *et al.* (2013))

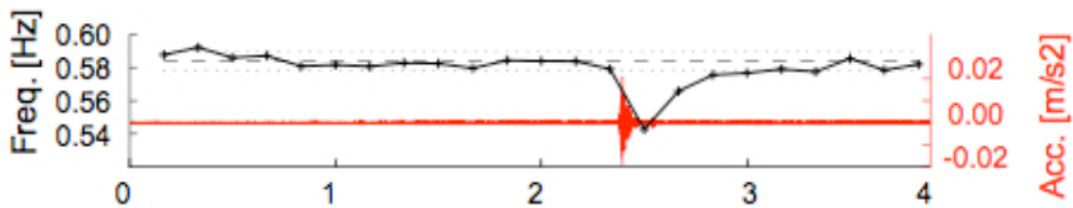


FIGURE 1.4 – Suivi temporel de la fréquence fondamentale (en noir) du Factor Building avant, pendant et après le séisme de Parkfield. L’accélération est indiquée en rouge. (de Guéguen *et al.* (2016))

et augmente respectivement avec la sollicitation. Ce comportement est cohérent avec les observations et l’interprétation proposées par Jeary (1986). Il observe ainsi un amortissement constant jusqu’à une valeur seuil d’amplitude de vibration, puis une augmentation de l’amortissement et une diminution de la fréquence et enfin, un nouveau plateau au dessus d’une deuxième valeur seuil (voir la figure 1.5) Le plateau aux faibles amplitudes

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

correspond au comportement de la structure au cours duquel seules les hétérogénéités majeures sont mobilisées et source d'amortissement notamment. La deuxième phase implique une mobilisation différentielle des fissures dans le matériau constituant la structure avec la sollicitation qui augmente. Le dernier plateau indique, lui, que l'ensemble des fissures sont ouvertes et contribuent à la dissipation de l'énergie.

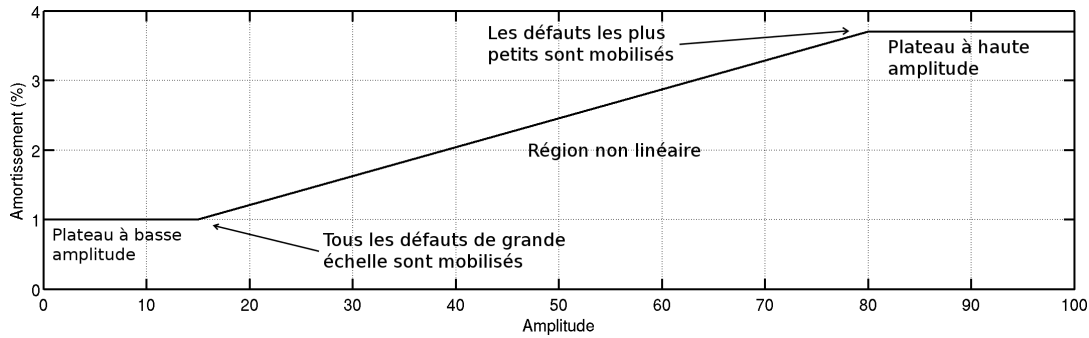


FIGURE 1.5 – Généralisation du comportement de l'amortissement dans les structures par rapport à l'amplitude de la sollicitation à laquelle elles sont soumises (adaptée de Jeary (1997)).

Cette interprétation de Jeary (1986) concerne cependant principalement des structures soumises à des sollicitations plus fortes que les vibrations ambiantes, telles que des événements de vents violents. La section ci-dessous décrit une théorie visant à donner une autre explication possible quant à la très forte dépendance de l'amortissement, en particulier, par rapport à l'accélération enregistrée dans une structure.

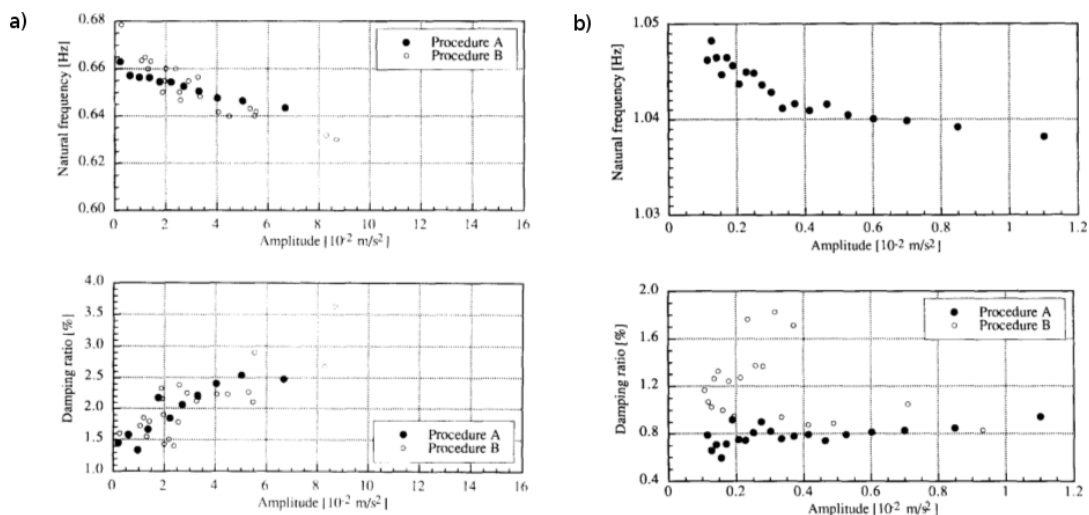


FIGURE 1.6 – Variation de fréquence et d'amortissement en fonction de l'accélération mesurée au sommet de deux tours (a et b). (d'après Tamura et Suganuma (1996))



## 1.4 Amortissement et Fluctuation-Dissipation

La théorie de Jeary (1986) d'un comportement en trois étapes de la fréquence et de l'amortissement a été développée pour des structures soumises à des accélérations fortes, comme celles présentées dans l'étude de Tamura et Sukanuma (1996) atteignant  $10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$ . Le dépassement de la limite élastique qui est tenue pour responsable de ce comportement non-linéaire par Jeary est alors, en effet, une explication cohérente avec ces niveaux d'accélération. Cependant, s'agissant des variations dans le domaine des vibrations ambiantes, et donc des déformations élastiques, nous proposons ci-dessous une explication différente pouvant expliquer la forte dépendance de l'amortissement mesuré dans les structures vis à vis de l'amplitude de l'accélération enregistrée.

Campillo et Roux (2014) se sont intéressés à l'expression du théorème de corrélation de bruit dans un milieu hétérogène suivant le développement mathématique décrit ci-dessous.

Dans un milieu hétérogène, l'équation d'Helmholtz définissant la fonction de Green  $G_{1x}(\omega)$  entre deux points définis par leur coordonnées  $\vec{x}$  et  $\vec{r}_1$  et à la pulsation  $\omega$  s'écrit :

$$\Delta G_{1x} + V(\vec{x})G_{1x} + (k + i\kappa)^2 G_{1x} = \delta(\vec{x} - \vec{r}_1) \quad (1.45)$$

avec  $V(\vec{x})$  décrivant la contribution des hétérogénéités au champ d'onde,  $k$  le nombre d'onde et  $\kappa$  l'atténuation du milieu. Avec  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  désignant deux points, le vecteur de Poynting au travers d'une surface  $S$  loin de toute hétérogénéité, s'écrit :

$$I = \oint_S \left( G_{1x} \vec{\nabla}(G_{2x}^*) - \vec{\nabla}(G_{1x}) G_{2x}^* \right) d\vec{S} \quad (1.46)$$

Le théorème de divergence permet alors de transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume :

$$\begin{aligned} I &= \int_V \vec{\nabla} \left( G_{1x} \vec{\nabla}(G_{2x}^*) - \vec{\nabla}(G_{1x}) G_{2x}^* \right) dV \\ &= \int_V (G_{1x} \Delta G_{2x}^* - \Delta G_{1x} G_{2x}^*) dV \end{aligned} \quad (1.47)$$

Or, l'équation d'Helmholtz 1.45 donne :

$$\Delta G_{1x} = \delta(\vec{x} - \vec{r}_1) - V(\vec{x})G_{1x} - (k + i\kappa)^2 G_{1x} \quad (1.48)$$

$$\Delta G_{2x}^* = \delta(\vec{x} - \vec{r}_2) - V(\vec{x})G_{2x}^* - (k + i\kappa)^2 G_{2x}^* \quad (1.49)$$

En utilisant les équations 1.48 et 1.49 dans l'équation 1.47, on obtient :

$$I = G_{12} - G_{21}^* - \frac{4i\omega\kappa}{c} \int_V G_{1x} G_{2x}^* dV \quad (1.50)$$

avec  $c$  la vitesse des ondes dans le milieu. D'après le théorème de réciprocité,  $G_{12} = G_{21}$ . En remplaçant  $I$  dans l'équation 1.50 par son expression donnée par l'équation 1.46, on obtient :

$$G_{12} - G_{21}^* = \frac{4i\omega\kappa}{c} \int_V G_{1x} G_{2x}^* dV + \oint_S \left( G_{1x} \vec{\nabla}(G_{2x}^*) - \vec{\nabla}(G_{1x}) G_{2x}^* \right) d\vec{S} \quad (1.51)$$

Si la surface  $S$  s'étend vers l'infini, le deuxième terme de l'équation 1.51 tend vers 0 (d'après Campillo et Roux (2014)) et on peut écrire, d'après l'équation 1.51, l'identité de Ward :

$$\Im(G_{12}(\omega)) = \frac{2\omega\kappa}{c} \int_V G_{1x} G_{2x}^* dV \quad (1.52)$$

Le théorème de corrélation de bruit s'écrit :

$$C_{12}(\omega) = \sigma_V^2 \int_V G_{1x} G_{2x}^* dV \quad (1.53)$$

avec  $\sigma_V^2$  l'énergie des sources de bruit ambiant. On peut alors écrire, à partir des équations 1.52 et 1.53 :

$$C(\omega) \frac{2\omega\kappa}{c} = \sigma_V^2 \Im(G(\omega)) \quad (1.54)$$

Kubo (1966) propose la relation de fluctuation-dissipation qui s'écrit, avec les notations que nous utilisons :

$$\Im(G(\omega)) = \frac{\omega}{2E_\beta(\omega)} C(\omega) \quad (1.55)$$

avec :

$$E_\beta(\omega) = \frac{1}{2} \hbar \omega \coth \left( \frac{\hbar \omega}{k_B T} \right) \quad (1.56)$$

où  $\hbar$  est la constante de Planck,  $k_B$ , la constante de Boltzmann et  $T$ , la température. L'expression 1.55 est la forme dite classique du théorème de fluctuation-dissipation qui prend en compte les fluctuations quantiques. Cependant, si l'on néglige ces dernières ( $\hbar \rightarrow 0$ ), l'équation 1.56 devient :

$$E_\beta(\omega) = \frac{k_B T}{\omega} \quad (1.57)$$

L'équation 1.55 s'écrit alors, à la limite de la physique classique :

$$\Im(G(\omega)) = \frac{\omega}{2k_B T} C(\omega) \quad (1.58)$$

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

---

Le dénomination du théorème se justifie par le fait que la partie imaginaire de la fonction de réponse  $G(\omega)$  mesure la dissipation dans le système alors que la fonction de corrélation quantifie, elle, l'amplitude des fluctuations.

En associant les équations 1.54 et 1.58, on exprime finalement l'atténuation  $\kappa$  :

$$\kappa = \frac{c}{4k_B T} \sigma_V^2 \quad (1.59)$$

L'équation 1.59 exprime une atténuation supplémentaire  $\kappa$  à l'amortissement intrinsèque d'un système au repos. Celle-ci dépend linéairement de l'énergie à laquelle est soumis ce système avec une pente s'exprimant en fonction, d'une part, des propriétés de la structure (vitesse des ondes  $c$ ) et d'autre part, des conditions du milieu en équilibre avec le système étudié (température  $T$ ).

## 1.5 Élasticité non-linéaire

Une onde élastique est une perturbation locale et réversible du milieu matériel dans lequel elle se propage. Sa dynamique temporelle et sa propagation dépendent alors des propriétés mécaniques du milieu. Dans le cas d'ondes de faible amplitude ou de milieu homogène, le comportement du matériau au passage de l'onde est dit linéaire et ne dépend donc, ni de l'intensité ni de la forme de celle-ci. En revanche, pour des matériaux plus complexes tels que les roches, incluant des hétérogénéités, des comportements non-linéaires apparaissent. Ils se traduisent alors par une dépendance des propriétés du matériau notamment vis à vis de l'amplitude de l'onde le traversant. Deux types de non-linéarité se distinguent dans la littérature. Celle dite « classique » est couramment expliquée dans la théorie par la prise en compte de termes d'ordres supérieurs dans la loi de Hooke. Cette théorie ne permet cependant pas d'expliquer une partie des phénomènes non-linéaires observés. Ils sont alors regroupés sous la dénomination de non-linéarité « non-classique ». Les observations font alors état d'effets de mémoire et d'hystérésis constatés en premier lieu lors d'expériences portant sur des échantillons de roche (Johnson *et al.* (1996), Guyer *et al.* (1995), Guyer et Johnson (1999)). Cette non-linéarité caractérise la dépendance de la réponse d'un matériau non pas à la sollicitation à laquelle il est soumis mais à son histoire. En effet, suite à une sollicitation dynamique, les propriétés élastiques de celui-ci se dégradent rapidement puis entament, après l'arrêt du chargement, un lent recouvrement vers leurs valeurs initiales. Johnson et Sutin (2005) désignent ces deux phases respectivement comme la Dynamique Non-linéaire Rapide Anormale (Anomalous Nonlinear Fast Dynamics (ANFD)) et la Dynamique Lente (Slow Dynamics (SD)). De nombreuses observations de Dynamique Lente ont été réalisées sur des échantillons en laboratoire (TenCate *et al.* (2000), Johnson et Sutin (2005)), sur des structures de génie civile (Clinton *et al.* (2006), Guéguen *et al.* (2016)) et même à l'échelle de la croûte terrestre (Peng et Ben-Zion (2006), Brenguier *et al.* (2008), Wu *et al.* (2009)) après des séismes.

TenCate *et al.* (2000) ainsi que Johnson et Sutin (2005) indiquent que ce comportement non-linéaire est dû à la micro-structure des matériaux. Ainsi, ils décomposent ces derniers en un assemblage de grains liés entre eux par des contacts et des joints (voir la figure 1.7 (a)). Ceux-ci, lors du conditionnement du matériau peuvent alors être rompus par glissement frictionnel pour se reformer progressivement après l'arrêt du chargement. La dynamique temporelle logarithmique du recouvrement des propriétés élastiques observée par TenCate *et al.* (2000) (voir la figure 1.7 (b)) est alors expliquée par les auteurs via le développement mathématique repris et commenté ci-dessous.

Considérons un matériau caractérisé par un module d'Young  $E_0$  au repos. Il est alors soumis à un conditionnement se terminant à un instant  $t$  que l'on choisit égal à 0. La perturbation du module élastique résultant du chargement est alors notée  $\delta E(t)$  telle que

$$E(t) = E_0 + \delta E(t) \quad (1.60)$$

décrit l'évolution temporelle du module au cours de la phase de Dynamique Lente suivant l'arrêt de la sollicitation. La quantité du module élastique non encore recouverte,  $\delta E(t)$ ,



# DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

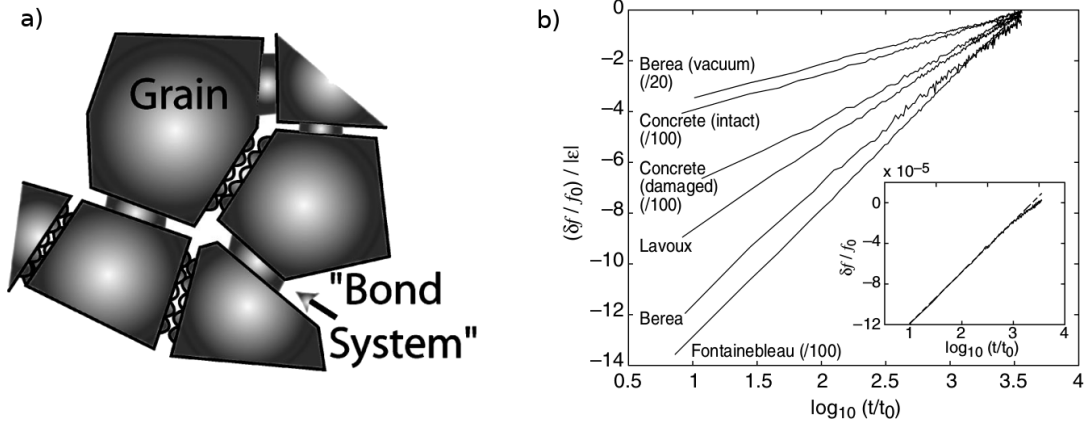


FIGURE 1.7 – (a) Modèle de microstructure proposé par Johnson et Sutin (2005) sous forme d’une matrice de grains solides associés entre eux par des contacts. (b) Dynamique temporelle du recouvrement de la fréquence normalisée par la valeur asymptotique  $f_0$  et la déformation  $|\epsilon|$  appliquée pour le conditionnement de l’échantillon observée par TenCate *et al.* (2000) sur divers matériaux.

est proportionnelle à la quantité de contact encore rompus à l’instant  $t$  considéré. Le temps caractéristique de formation d’un contact suit une loi cinétique dite d’Arrhenius traduisant le processus de saut par dessus des barrières d’énergie potentielle  $U$  (Bocquet *et al.* (1998)) :

$$\tau(U) = \tau_0 e^{U/(k_B T)} \quad (1.61)$$

avec une vitesse  $r$  correspondante :

$$r(U) = \omega_0 e^{-U/(k_B T)} \quad (1.62)$$

avec  $\tau$  le temps caractéristique de formation d’un contact,  $\tau_0$  un temps caractéristique microscopique et  $\omega_0 = \frac{1}{\tau_0}$  sa pulsation correspondante,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Si on note  $\rho_0(U)$  la densité initiale de surface sans contact (immédiatement après le conditionnement du matériau), celle à l’instant  $t$  s’exprime alors sous forme de décroissance exponentielle :

$$\rho_t(U) = \rho_0(U) e^{-r(U)t} \quad (1.63)$$

Les figures 1.8 (a) et (b) fournissent une visualisation d’un exemple pour  $r(t)$  et  $\rho_t(U)$ . La quantité  $\delta E(t)$  étant proportionnelle au nombre de contacts encore brisés s’exprime donc :

$$\delta E(t) = -A \int_{U_1}^{U_2} dU \rho_t(U) \quad (1.64)$$

avec  $A$  une constante d’échelle et  $U_1$  et  $U_2$  les limites inférieure et supérieure de la distribution d’énergie des barrières dans le matériau. La différence de module élastique

entre les temps  $t_1$  et  $t_2$  peut alors s'écrire :

$$E(t_2) - E(t_1) = A \int_{U_1}^{U_2} \rho_0(U) (e^{-r(U)t_1} - e^{-r(U)t_2}) dU \quad (1.65)$$

Tant que la distribution  $\rho_0(U)$  évolue plus lentement qu'une exponentielle et que les temps étudiés  $t_1$  et  $t_2$  sont dans les limites définies par l'équation 1.61 pour les limites énergétique  $U_1$  et  $U_2$ , la différence de module élastique entre les temps  $t_1$  et  $t_2$  peut être approximée par :

$$\begin{aligned} E(t_2) - E(t_1) &\approx A\rho_0(U_{car})k_B T \int_0^{\inf} \frac{dr}{r} (e^{-t_1 r} - e^{-t_2 r}) \\ &\approx A\rho_0(U_{car})k_B T \ln \left( \frac{t_2}{t_1} \right) \end{aligned} \quad (1.66)$$

Ce développement mathématique reposant sur des lois établies de la physique permet bien d'expliquer la dynamique logarithmique en temps du recouvrement des propriétés élastiques d'un matériau après une perturbation (voir la figure 1.8). Les lois utilisés dans le développement ci-dessus sont des lois générales de la physique et même de la chimie. Elles ne permettent donc pas de rendre compte d'un phénomène spécifique mais donne accès aux ordres de grandeur des énergies et dynamique en jeu au cours de la dynamique lente. On remarquera de plus que cette cinétique n'est valable que dans un intervalle de temps délimité. En effet, cette loi ne permet pas d'explorer les temps infiniment courts et longs de par la divergence de celle-ci à ces deux limites. TenCate *et al.* (2000) indique par exemple une énergie caractéristique  $U_{car}$  environ égale à 1 eV avec des limites temporelles correspondantes de l'ordre de 10 et  $10^3$  secondes.

Snieder *et al.* (2016), en reprenant les éléments de base du développement précédent de TenCate *et al.* (2000), ont établi une cinétique respectant la variation logarithmique du temps pour les temps intermédiaires mais convergeant aux temps courts et longs avec le raisonnement développé ci-dessous. Considérons l'équation 1.67 décrivant l'évolution temporelle du module d'Young d'un système perturbé à l'instant  $t = 0$  :

$$E(t) = E_0 + SR(t) \quad (1.67)$$

avec  $S$  une constante d'échelle et  $R(t)$  la fonction décrivant le processus de relaxation. En supposant comme dans le raisonnement précédent, une superposition de processus de relaxation caractérisés par des barrières énergétiques d'activation  $U$  et des temps caractéristiques  $\tau$  correspondant, la fonction  $R(t)$  s'écrit alors :

$$R(t) = \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} P(\tau) e^{-t/\tau} d\tau \quad (1.68)$$

avec  $P(\tau)$  la densité d'état des temps de relaxation et les limites  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  étant calculées avec la loi d'Arrhenius :

$$\tau_{min} = \tau_0 e^{U_{min}/(k_B T)} \quad \tau_{max} = \tau_0 e^{U_{max}/(k_B T)} \quad (1.69)$$

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

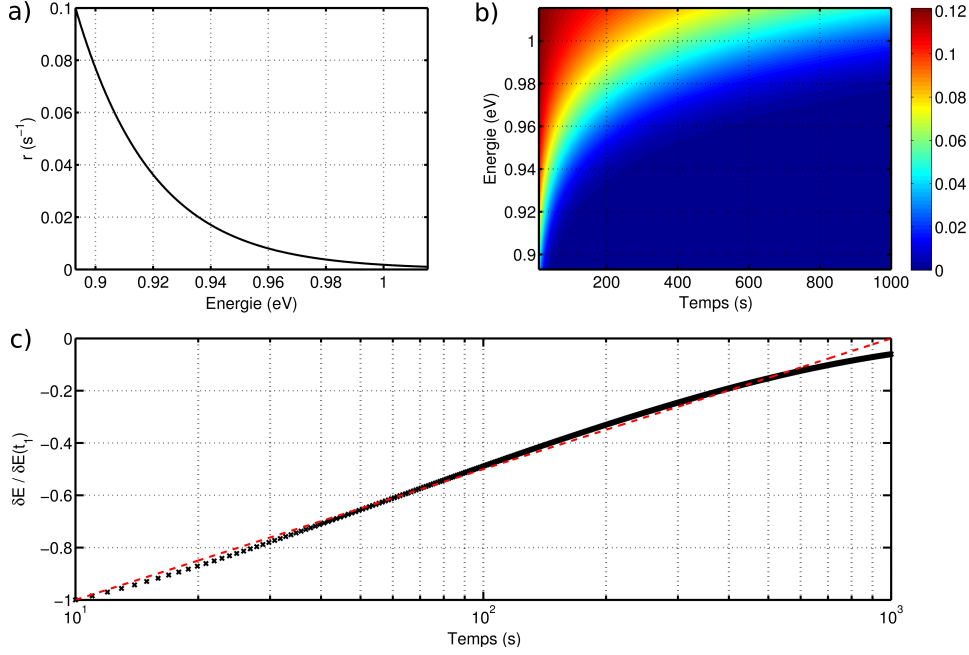


FIGURE 1.8 – a) Loi cinétique d’Arrhenius de rétablissement des contacts. b) Densité de surface de contact non encore rétablie (échelle de couleur) en fonction du temps et de l’énergie d’activation. La densité initiale  $\rho_0$  est définie comme étant uniforme. c) Recouvrement normalisé  $\delta E(t)/\delta E(t_1)$  calculé via l’intégration de la densité de surface  $\rho_t(U)$  (équation 1.64) définie discrètement dans l’espace temps-énergie (visible en sous figure b)). La ligne en tirets rouge représente une fonction en  $\ln(t)$ .

avec  $U_{min}$  et  $U_{max}$  les limites inférieure et supérieure de la distribution des énergies d’activation dans le matériau. Si  $N(U)$  désigne la densité d’état des énergies d’activation telle que de le nombre de mécanismes d’activation avec une énergie entre  $U$  et  $U + dU$  est égal à  $N(U)dU$ , la densité d’état  $P(\tau)$  s’écrit :

$$P(\tau) = N(U) \frac{dU}{d\tau} \quad (1.70)$$

Or d’après la loi d’Arrhenius 1.61,

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{dU} &= \frac{\tau_0}{k_B T} e^{U/k_B T} \\ &= \frac{\tau}{k_B T} \end{aligned} \quad (1.71)$$

Et donc  $P(\tau)$  s’écrit finalement :

$$P(\tau) = \frac{k_B T}{\tau} N(U) \quad (1.72)$$

Si la distribution d’énergies d’activation  $N(U)$  est uniforme et donc constante, et si la température  $T$  est également constante, la densité d’état  $P(\tau)$  est alors proportionnelle à

$1/\tau$ . En intégrant dans la constante  $S$  de l'équation 1.67 l'ensemble des valeurs constantes de l'équation 1.72, on peut écrire la fonction  $R(t)$  :

$$R(t) = \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} d\tau \quad (1.73)$$

Cette expression du recouvrement est valable quel que soit l'instant  $t$  positif ou nul. En effet, la fonction  $R(t)$  converge pour  $t$  tendant vers 0 vers la valeur :

$$R(0) = \ln \left( \frac{\tau_{max}}{\tau_{min}} \right) \quad (1.74)$$

et vers 0 pour  $t$  tendant vers l'infini (voir la figure 1.9) La cinétique de  $R(t)$  pour  $\tau_{min} < t < \tau_{max}$  est cependant approximable par une fonction en  $\ln(t)$ . En effet, sa dérivée peut s'écrire :

$$\frac{dR(t)}{dt} = \frac{1}{t} (e^{-t/\tau_{min}} - e^{-t/\tau_{max}}) \quad (1.75)$$

En considérant  $\tau_{min} \ll t \ll \tau_{max}$ ,

$$e^{-t/\tau_{min}} \approx 0 \quad e^{-t/\tau_{max}} \approx 1 \quad (1.76)$$

d'où,

$$\frac{dR(t)}{dt} \approx \frac{-1}{t} \quad (1.77)$$

En intégrant l'équation 1.77, avec  $B$ , une constante d'intégration,

$$R(t) \approx B - \ln(t) \quad (1.78)$$

Les recouvrements observés expérimentalement peuvent donc être caractérisés par différents paramètres d'après les deux développements théoriques ci-dessus. Ainsi, la pente et l'amplitude de l'altération, à un temps initial, du module élastique ou d'une mesure équivalente (fréquences modales par exemple) sont les deux variables d'importance selon la première théorie. La deuxième fait, elle, intervenir des temps caractéristiques  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  en lien avec les énergies mises en jeu dans le processus de rétablissement des contacts de tailles différentes. Ces deux variables donnant des informations plus précises sur les hétérogénéités dans le matériau (distribution de taille des fissures notamment) peuvent être déterminées à partir des données en utilisant une régression non-linéaire entre les résultats expérimentaux et l'équation 1.73. Cette méthode et l'application de cette théorie développée par Snieder *et al.* (2016) peuvent cependant être remises en question par une résolution insuffisante aux temps courts pour déterminer  $\tau_{min}$  et une durée d'enregistrement trop courte ne permettant alors pas d'observer la courbure finale et donc de mesurer  $\tau_{max}$ .

## DYNAMIQUE DES STRUCTURES OBSERVÉE À PARTIR DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES

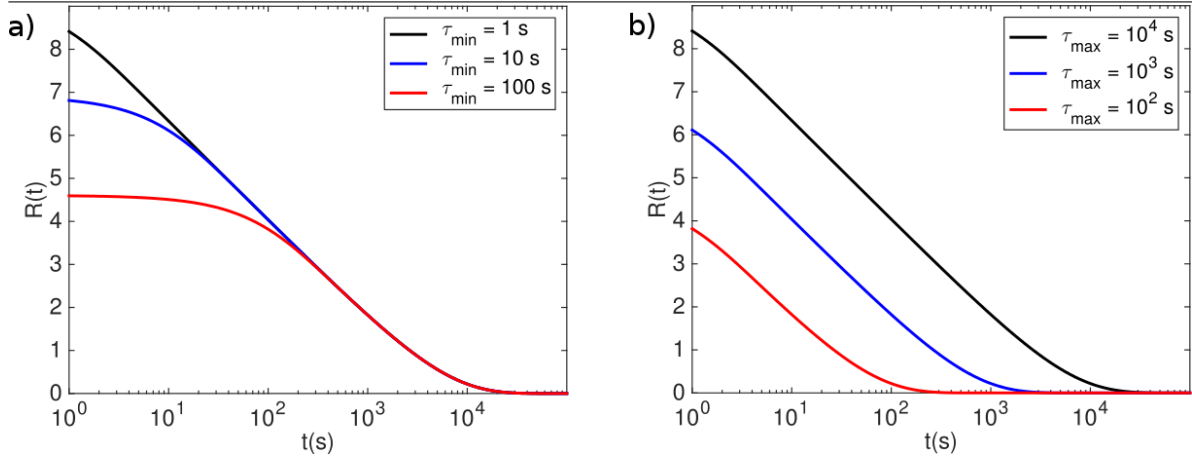


FIGURE 1.9 – Fonction de relaxation  $R(t)$  pour a)  $\tau_{max} = 10^4$  s et  $\tau_{min} = 1$  s (noir),  $\tau_{min} = 10$  s (bleu) et  $\tau_{min} = 100$  s (rouge) et b)  $\tau_{min} = 1$  s et  $\tau_{max} = 10^4$  s (noir),  $\tau_{max} = 10^3$  s (bleu) et  $\tau_{max} = 10^2$  s (rouge)

## 1.6 Conclusion et objectifs de la thèse

Nous avons montré dans ce chapitre que différents systèmes mécaniques plus simples que les structures constituaient des analogues respectant un comportement similaire. De par le compromis entre leur fidélité de comportement par rapport aux structures et la relative simplicité de leurs lois dynamiques, les poutres continues sont le modèle expérimental retenu pour notre étude en laboratoire. Cette partie de notre travail, dans un environnement soumis à moins de variations de température ou d'humidité notamment facilitera l'étude des deux phénomènes détaillés ci-dessus : la Fluctuation-Dissipation et la Dynamique Lente. Les résultats de laboratoire seront, évidemment, mis en parallèle à ceux obtenus sur les structures réelles qui seraient alors difficilement interprétables seuls. L'objectif est en effet d'utiliser les phénomènes non-linéaires décrits précédemment à des fins de surveillance de l'état de santé des structures de génie civil.

Il est apparu dans ce chapitre, via les développements mathématiques respectifs de chaque phénomène, Fluctuation-Dissipation et Dynamique Lente, que ceux-ci sont corrélés. Ainsi, l'équation 1.59 exprime l'atténuation  $\kappa$  tel que :  $\kappa = c/(4k_B T)\sigma_V^2$ . Or, l'équation 1.61 définit le temps de relaxation  $\tau$  de la Dynamique Lente par  $\tau = \tau_0 e^{U/(k_B T)}$ . On rappelle par ailleurs que ce temps caractéristique dépend directement de la densité d'hétérogénéités dans le système. En comparant les équations 1.59 et 1.61, il semble que ces deux phénomènes sont corrélés. L'augmentation de l'amortissement avec l'énergie à laquelle est soumise la structure, sous faible sollicitation, traduirait alors la présence d'hétérogénéités dans celle-ci.

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental et structures réelles étudiées

L'objectif de la surveillance des structures est la détection et la localisation de l'endommagement pouvant apparaître dans celles-ci. Afin de mener cette mission, les structures de génie civil sont instrumentées de manière permanente pour mesurer, en continu au cours du temps différents indicateurs de leur état de santé : les fréquences et amortissements modaux. Ces paramètres sont en effet, comme indiqué au chapitre 1, lié directement au module élastique de la structure étudiée. L'apparition de dommages au sein de celle-ci affectant ses propriétés mécaniques, les paramètres modaux sont également altérés. Un grand nombre d'études citées dans le chapitre 1 montrent cependant que la fréquence et l'amortissement propres à chaque mode d'une structure sont susceptibles de varier au cours du temps sans endommagement de cette dernière mais sous l'effet de variations des conditions environnementales ou de sollicitations dynamiques. Utiliser la fréquence et l'amortissement dans le cadre de la surveillance des structures requiert alors d'isoler l'effet des dommages de celui des autres divers facteurs environnementaux.

La seconde difficulté intervenant dans ce domaine est la complexité des systèmes étudiés. En effet, les structures de génie civil telles que les bâtiments sont constitués d'éléments structuraux de matériaux divers et de vide représentant alors une très forte hétérogénéité. De plus, l'interaction sol-structure se caractérise aussi par un comportement spécifique et complexe se répercutant sur l'étude de l'ensemble du système. La dernière difficulté réside dans la rareté des cas d'étude. En effet, peu de structures instrumentées sont affectées par un endommagement que ce soit à la suite d'un événement fort tel qu'un séisme ou dû à son vieillissement. Une solution se situe alors dans l'étude, en laboratoire, de poutre continues qui représentent des analogues génériques fidèles des structures de génie civil (voir chapitre 1). Cela permet en effet de mieux comprendre les paramètres modaux mesurés et leur variation pour un système simple placé dans un environnement moins chaotique.

On se propose alors dans ce chapitre de décrire dans la première section le dispositif expérimental utilisé dans ces travaux de thèse. Celui-ci est similaire à celui décrit par Guéguen *et al.* (2014) ainsi que Roux *et al.* (2014). Il se compose d'une poutre verticale

ancrée à sa base et libre à son sommet sollicitée par un jet d'air et instrumentée par des accéléromètres. Des poutres constituées de différents matériaux seront testées et sont décrites dans la deuxième section. Dans le but d'étudier la dynamique non-linéaire dans ces poutre, nous avons développé un dispositif expérimental générant des sollicitations dynamiques de manière autonome et reproductible. Sa description fait alors l'objet de la troisième section. Afin de compléter la présentation des expériences, nous décrivons dans la quatrième, section le protocole ayant permis de créer artificiellement de l'endommagement dans l'une des poutres pour ainsi en étudier l'effet. Enfin, dans la dernière section, nous présentons les structures de génie civil étudiées au cours de cette thèse.

## 2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a été choisi pour reproduire, à échelle métrique, une structure de génie civil instrumentée soumise aux vibrations ambiantes (déformation de faible amplitude continue) et à des sollicitations dynamiques (déformation plus importantes, ponctuelles). L'ensemble se compose d'une poutre verticale, collée sur un bloc massif ainsi que d'un système d'acquisition comprenant des accéléromètres connectés à un conditionneur lui même relié à une carte d'acquisition. Celle-ci est branchée à un ordinateur exécutant un programme Matlab gérant l'acquisition. L'excitation continue générant les vibrations de faible amplitude est assurée par un jet d'air et les sollicitations de plus forte amplitude sont provoquées par la machine à droite sur l'image de la figure 2.1 qui présente une vue d'ensemble de l'expérience. Chaque élément listé précédemment est décrit dans les sous-parties suivantes.

### 2.1.1 Poutres

Les structures étudiées en laboratoire sont des poutres continues fixées à leur base et libre au sommet. Elles sont composées de trois matériaux différents : granite, calcaire et poly(méthacrylate de méthyle) désigné dans la suite par plexiglas. Les caractéristiques des poutres (dimensions, masse volumique et module d'Young a priori) sont listées dans le tableau 2.1. La figure 2.1 montre la disposition relative d'une poutre, ici en granite, par rapport au jet d'air l'excitant. Elle est ainsi collée verticalement par sa base de section  $2 \times 5$  cmw, à l'aide de colle epoxy sur un bloc de calcaire de  $30 \times 30 \times 24$  cm<sup>3</sup>. Elle présente sa face la plus large au jet d'air.

### 2.1.2 Instrumentation et acquisition de données

Les poutres sont toutes instrumentées avec des accéléromètres type 4518-003 de Brüel et Kjaer. Ces capteurs sont uniaxiaux, ont une masse de 1.45 g et une gamme de fréquence de 1 Hz à 20 kHz. Les accéléromètres sont collés horizontalement sur la face la plus large de la poutre de l'autre côté du jet d'air afin d'enregistrer les vibrations selon

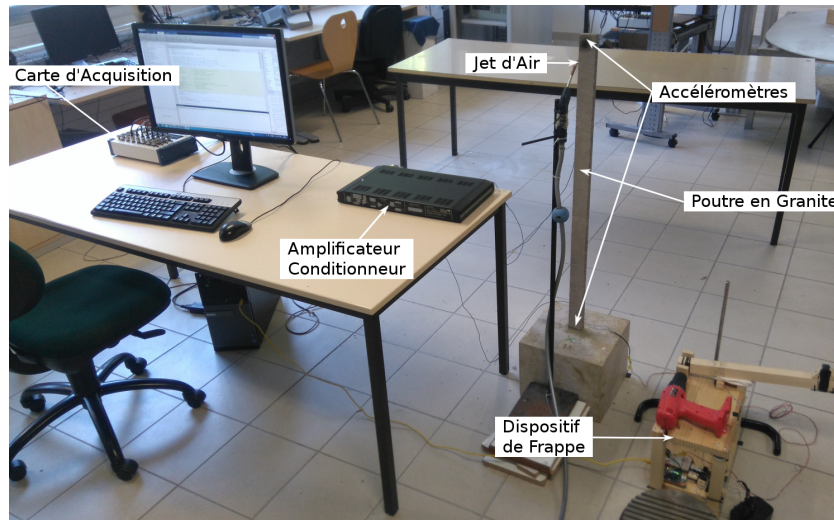


FIGURE 2.1 – Vue de l'ensemble du dispositif expérimental comprenant : l'ordinateur exécutant le programme d'acquisition, la carte d'acquisition et l'amplificateur le reliant aux accéléromètres fixés sur la poutre en granite. La poutre est excitée de manière continue par le jet d'air soufflant à son sommet et ponctuellement par le dispositif de frappant verticalement sur le bloc supportant la poutre.

Matériau de la poutre	Masse volumique ( $\text{g.cm}^{-3}$ )	Dimensions ( $\text{cm}^3$ )	Module d'Young a priori (GPa)
Plexiglas	1190	1x5x100	$\sim 3$
Calcaire	2955	2x5x100	$\sim 70$
Granite 1	2690	2x5x100	$\sim 50$
Granite 2	2675	2x5x100	$\sim 50$

TABLE 2.1 – Masse volumique, dimensions et module d'Young a priori du matériau des différentes poutres étudiées.

cette même direction, i.e. en flexion. Ils sont tous connectés à un conditionneur et amplificateur de type 2694 de la même marque. Ce dernier permet de définir un certain nombre de paramètres dont le gain pouvant être au maximum égal à 40 dB. Après plusieurs essais et tests, cette valeur a été retenue pour les expériences n'impliquant que des vibrations de faible amplitude. Pour celles faisant intervenir des sollicitations dynamiques, le gain sera réduit à 10 dB afin d'éviter les problèmes de saturation. Le conditionneur est relié à un ordinateur exécutant le programme d'acquisition via une carte d'acquisition National Instruments USB-6259. Une fréquence d'échantillonnage limitée à 5 kHz permet d'enregistrer, sans aliasing, la bande de fréquence contenant l'ensemble des modes excités pour chacune des poutres en conservant une taille raisonnable pour les fichiers. Un temps d'environ 8 secondes, nécessaire à la sauvegarde du fichier, s'écoule entre deux fichiers successifs comme le montre la figure 2.2. L'enregistrement n'est donc pas com-



plètement continu. Deux configurations de placement des capteurs ont été utilisées dans nos expériences. La première, utilisée pour les longues acquisitions n'implique que deux accéléromètres : un au sommet et un à la base de la poutre. Les fichiers regroupent alors les enregistrements synchronisés de ces deux capteurs, d'une durée d'une heure. Ceci correspond alors au cas illustré par la figure 2.2. La seconde configuration est utilisée pour réaliser des observations particulières telles que la mesure des déformées modales. Elle implique alors de répartir 16 capteurs à intervalle régulier sur toute la hauteur de la poutre soit un capteur tous les 6.6 cm entre 0.5 cm et 99.5 cm de haut. Les fichiers regroupant les enregistrements synchronisés sont alors raccourcis à 15 minutes afin de limiter leur taille. Cette durée est cependant amplement suffisante pour ces mesures particulières.

### 2.1.3 Jet d'air

Afin de reproduire à l'échelle métrique du laboratoire les vibrations ambiantes mesurées dans les structures de génie civil, nous avons recours à un jet d'air de faible amplitude soufflant, individuellement, au sommet de chaque poutre précédemment décrites. Cette méthode génère alors un bruit blanc analogue à celui engendré par le vent notamment dans les bâtiments réels (Guéguen *et al.* (2014), Roux *et al.* (2014)). Son contenu fréquentiel est en effet très large bande et excite toute la bande de fréquence d'intérêt (1 – 2500 Hz). Son amplitude varie cependant avec une période d'environ 40 minutes comme l'enregistrement de trois heures au sommet de la poutre en granite, présenté dans la figure 2.2, l'illustre. Cette variation est due au fonctionnement du compresseur générant le flux d'air.

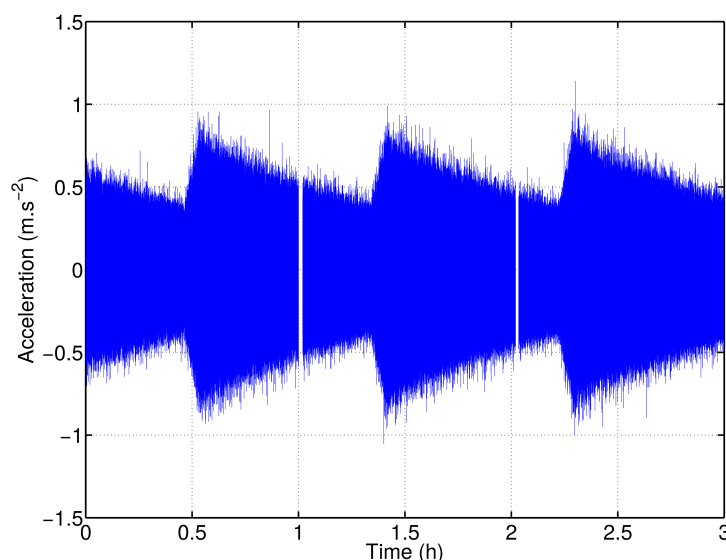


FIGURE 2.2 – Exemple de signal brut enregistré par l'accéléromètre au sommet de la poutre en granite. Le signal enregistré présente une amplitude variant périodiquement avec une période d'environ 40 minutes. Les bandes blanches correspondent à la durée nécessaire à l'écriture du fichier enregistré et pendant laquelle l'enregistrement est interrompu.

## 2.2 Identification des modes de vibration des poutres

La déformation des structures telles que les poutres présentées précédemment s'effectue selon des modes de déformation propres au système et sont, chacun, caractérisés par une fréquence, un amortissement et une déformée modales (voir le chapitre 1 pour plus de détails). Afin de comprendre le comportement des poutres que l'on étudie en laboratoire, nous allons donc identifier les différents modes et ainsi notamment déterminer le modèle de poutre continue - Euler-Bernoulli ou Timoshenko - les décrivant au mieux. Différentes méthodes peuvent alors être utilisées. Nous étudierons dans un premier temps les fréquences propres que l'on peut simplement mesurer sur la transformée de Fourier d'un signal de vibrations ambiantes enregistrées au sommet de la poutre. Comme indiqué dans la section 1.2, les rapports fréquentiels  $\frac{f_n}{f_1}$  sont caractéristiques de la part relative entre la flexion et le cisaillement dans la déformation de la poutre. Nous confirmerons notre analyse, pour une des poutres, à l'aide du calcul de ses déformées modales et en les comparant alors à celles prédites par la théorie du modèle déterminé par la première méthode.

La figure 2.3 montre les spectres obtenus à partir de la transformée de Fourier d'un signal d'une heure enregistré au sommet de chaque poutre. Etant similaires, un seul des spectres des deux poutres en granite est présenté. Chaque pic visible sur chaque spectre est interprété comme un mode de déformation de la poutre considérée et est caractérisé notamment par une fréquence. Le tableau 2.2 rassemble les valeurs de ces fréquences

pour les 5 premiers modes des différentes poutres ainsi que leurs rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  ( $n = 2$  à 5).

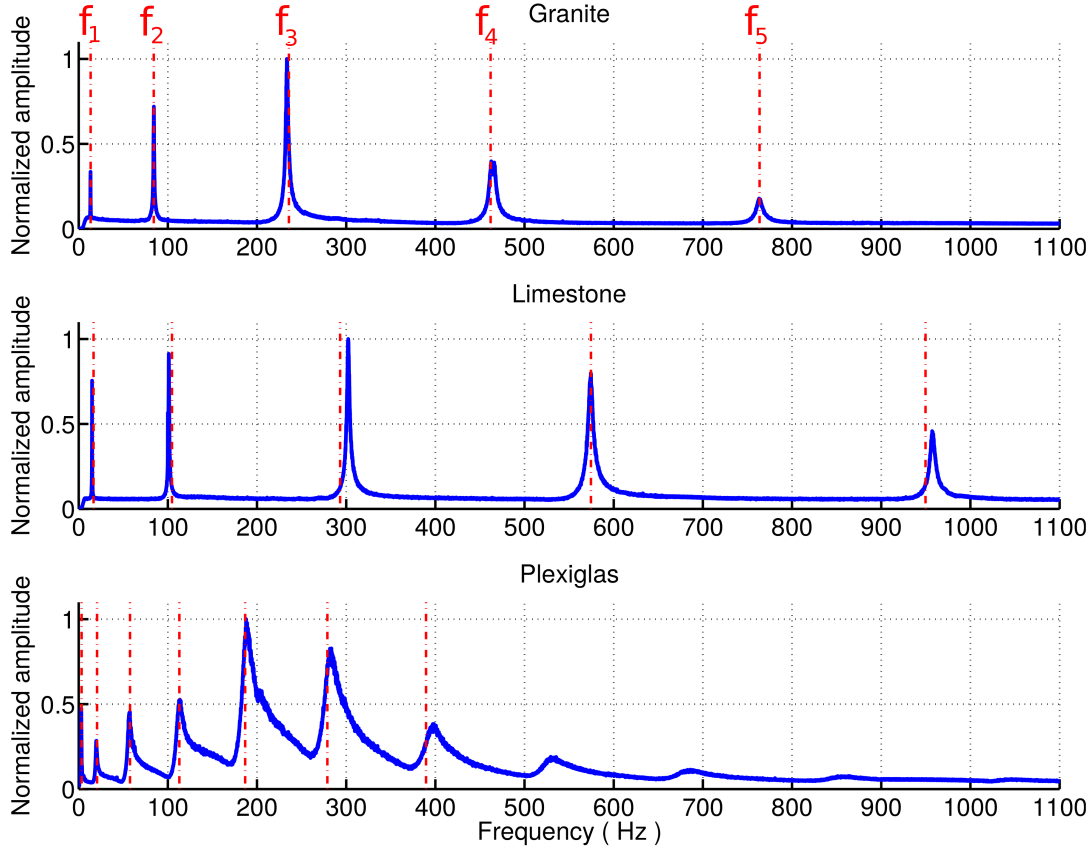


FIGURE 2.3 – Spectres de haut en bas des poutres en granite, calcaire et plexiglas. Les lignes verticales en pointillés rouges indiquent les fréquences théoriques prédites par le modèle de poutre en flexion d’Euler-Bernoulli avec les caractéristiques de chaque poutre du tableau 2.1 et le module d’Young calculé et indiqué dans le tableau 2.4.

	$f_1$ (Hz)	$f_2$ (Hz)	$\frac{f_2}{f_1}$	$f_3$ (Hz)	$\frac{f_3}{f_1}$	$f_4$ (Hz)	$\frac{f_4}{f_1}$	$f_5$ (Hz)	$\frac{f_5}{f_1}$
Plexiglas	3	19,8	6,6	57	19	113	37,7	189	63
Calcaire	15	101.1	6.7	302.4	20.2	574.5	38.3	957.7	63.8
Granite 1	13.2	84.3	6.4	233.6	17.7	464.6	35.2	763.6	57.8
Granite 2	14.1	89.3	6.3	248.2	17.6	489.5	34.7	804.5	57.1

TABLE 2.2 – Fréquences mesurées expérimentalement  $f_n$  des 5 premiers modes, rapports des fréquences expérimentales des modes 2 à 5 divisées par la fréquence fondamentale ( $\frac{f_n}{f_1}$ ) et module d’Young calculé avec le modèle d’Euler-Bernoulli pour les quatre poutres étudiées.

La figure 1.2 présente la dépendance des rapports  $\frac{f_n}{f_1}$  précédemment cités en fonction du paramètre adimensionnel  $C$ , mesurant la part relative de flexion et de cisaillement dans la déformation d'une poutre encastrée-libre respectant le modèle de Timoshenko (voir la section 1.2.2). Les valeurs de ces rapports mesurés expérimentalement (tableau 2.2) correspondent alors à celles du cas où  $C$  tend vers 0 (  $\frac{f_2}{f_1} = 6.3$ ,  $\frac{f_3}{f_1} = 17.5$ ,  $\frac{f_4}{f_1} = 34.3$ ,  $\frac{f_5}{f_1} = 56.8$  ) sur la figure 1.2, soit, au cas d'une poutre de Timoshenko ne se déformant qu'en flexion pure (Michel (2007), Boutin *et al.* (2005)). Ce cas est alors équivalent à celui d'une poutre encastrée-libre d'Euler-Bernoulli (voir la section 1.2.2).

En considérant ce modèle théorique dit d'Euler-Bernoulli, on peut alors calculer le module d'Young du matériau de chaque poutre qui est, sinon, inconnu. Cette détermination est effectuée grâce à un algorithme minimisant l'erreur RMS entre les fréquences mesurées expérimentalement et celles prédites par le modèle théorique en faisant varier le module d'Young autour de la valeur a priori du tableau 2.1. Les lignes pointillées rouges de la figure 2.3 font apparaître les fréquences théoriques optimales obtenues pour la valeur de ce module élastique retenue et indiquée dans le tableau 2.4. Le tableau 2.3 regroupe ces fréquences expérimentales et théoriques. La concordance entre les valeurs calculées et celles attendues à la fois pour les fréquences et le module d'Young de chaque poutre confirme la détermination du comportement selon le modèle de poutre d'Euler-Bernoulli.

Matériau de la poutre	Mode 1		Mode 2		Mode 3		Mode 4		Mode 5	
	$F_{exp}$ (Hz)	$F_{th}$ (Hz)	$F_{exp}$ (Hz)	$F_{th}$ (Hz)	$F_{exp}$ (Hz)	$F_{th}$ (Hz)	$F_{exp}$ (Hz)	$F_{th}$ (Hz)	$F_{exp}$ (Hz)	$F_{th}$ (Hz)
Plexiglas	3	3.3	19.8	20.6	57	57.7	113	112.9	189	186.7
Calcaire	15	16.7	101.1	104.7	302.4	293.2	574.5	574.5	957.7	949.7
Granite 1	13.2	13.4	84.3	84.2	233.6	235.7	464.6	461.9	763.6	763.6
Granite 2	14.1	14.1	89.3	88.7	248.2	248.4	489.5	486.7	804.5	804.5

TABLE 2.3 – Fréquences mesurées expérimentalement des 5 premiers modes, module d'Young calculé avec le modèle d'Euler-Bernoulli et fréquences théoriques correspondantes pour les quatre poutres étudiées.

Matériau de la poutre	Module d'Young (GPa)
Plexiglas	4.9
Calcaire	79
Granite 1	46.5
Granite 2	52.3

TABLE 2.4 – Modules d'Young calculés pour les 4 poutres expérimentales en minimisant l'erreur RMS entre les fréquences mesurées et leurs valeurs théoriques d'après le modèle de poutre d'Euler-Bernoulli.

Afin de confirmer que les poutres se déforment bien seulement en flexion, selon le modèle d'Euler-Bernoulli et avec des les conditions aux limites telles que la base est

considérée comme fixe et le sommet libre, nous allons comparer les déformées modales théoriques dont l'équation 1.32 en donne l'expression avec celles que l'on peut mesurer directement sur la poutre. Pour ce faire, 16 capteurs sont collés à intervalle régulier de 6.6 cm sur l'ensemble de la hauteur de la poutre entre 0.5 cm et 99.5 cm. 15 minutes de vibrations ambiantes sont alors enregistrées. Par la méthode de peak-picking Michel (2007), on extrait alors, de la transformée de Fourier du signal de chaque capteur, l'amplitude de la déformée modale de chaque mode (1 à 5) à la hauteur en question. La figure 2.4 présente ainsi les déformées modales mesurées expérimentalement sur la poutre en granite et leur équivalent théorique. On y constate alors une correspondance visuelle presque parfaite pour les trois premiers modes et un bon accord pour les deux autres modes. Cette différence peut s'expliquer par trois raisons : la première est le moins bon rapport "signal/bruit" pour les deux modes de plus haute fréquence, une moins bonne résolution spatiale comparée à la longueur d'onde des déformées modales qui se raccourcissent et enfin un plus grande sensibilité, avec la fréquence augmentant, des modes vis à vis des conditions aux limites (notamment supposées comme étant parfaitement fixe à la base).

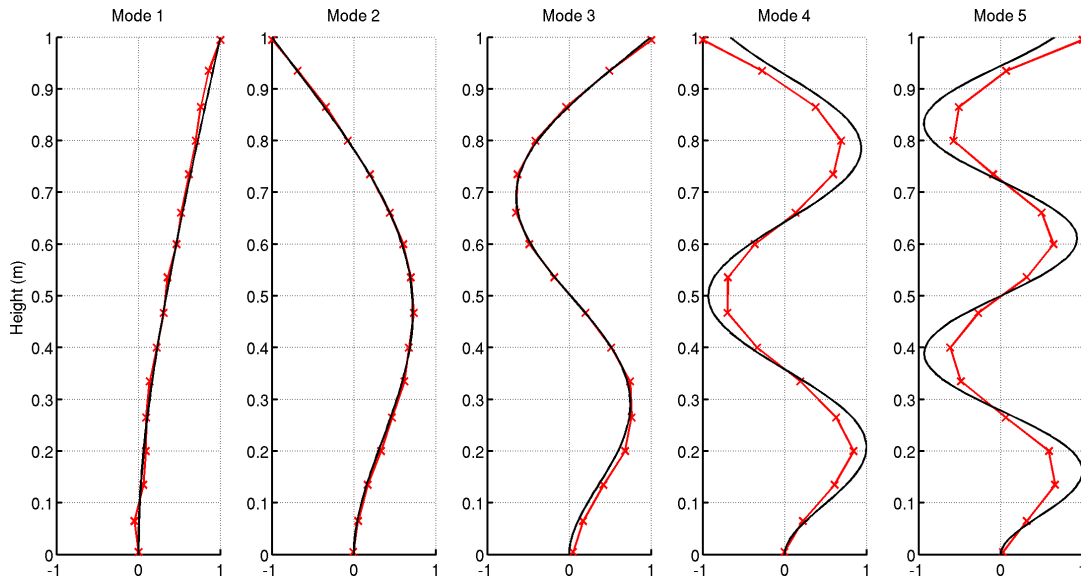


FIGURE 2.4 – Déformées modales expérimentales (ligne et croix rouges) et théoriques (ligne noire) calculées avec le modèle d'Euler-Bernoulli dans le cas de la poutre en granite.

L'outil d'analyse MAC (Modal Assurance Criterion) permettant de comparer de manière générale des déformées modales est utilisé dans notre cas pour quantifier la ressemblance des déformées modales expérimentales et théoriques d'un même mode. Ce scalaire  $MAC(n)$  ( $n = 1$  à  $5$ ) valant de 0 à 1 s'exprime, dans notre cas (Pastor *et al.* (2012)) :

$$MAC(n) = \frac{|\phi_n^{th} \cdot \phi_n^{exp}|^2}{|\phi_n^{th}|^2 |\phi_n^{exp}|^2} \quad (2.1)$$

avec  $\phi_n^{exp}$  le vecteur regroupant les valeurs de la déformée modale expérimentale du mode

n aux différentes altitudes des capteurs et  $\phi_n^{th}$ , celui décrivant la déformée modale théorique du mode n calculée aux mêmes positions. Les valeurs ainsi calculées sont indiquées dans le tableau 2.5. Ces coefficients étant tous supérieures au seuil couramment utilisé de 0.9 (Pastor *et al.* (2012), Michel (2007)), l'analyse MAC confirme bien que les déformées modales expérimentales sont conformes à celles prévues par la théorie du modèle de poutre continue d'Euler-Bernoulli avec une base fixe et un sommet libre et donc que ce modèle choisi convient.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
MAC	0.9976	0.9994	0.9972	0.9355	0.9095

TABLE 2.5 – Valeurs MAC comparant les déformées modales expérimentales et théoriques de la poutre en granite.

## 2.3 Dispositif automatique de frappe

Dans l'objectif de reproduire, à l'échelle du laboratoire, les sollicitations dynamiques telles que les séismes, différentes méthodes ont été mises à l'épreuve lors d'expériences préliminaires : lachers (pull-out tests), vibrations générées par une pastille piézoélectrique avec différents contenus fréquentiels, dynamiques temporelles et amplitudes ainsi que des chocs de maillet sur le support de la poutre. Le critère déterminant dans le choix de la méthode était l'apparition d'une réponse non linéaire dans la poutre telle qu'elle a pu être observée dans les structures (Clinton *et al.* (2006), Guéguen *et al.* (2016)) ou divers matériaux en laboratoire (TenCate *et al.* (2000), TenCate (2011), Johnson et Sutin (2005)). Celle-ci se caractérise dans l'exemple du monitoring de la fréquence, par une chute brutale au moment de la sollicitation (désignée dans les études précédentes par Anormally Fast Dynamics) suivie par un lent recouvrement (Slow Dynamics). Ces deux phénomènes n'ont été observés, dans les tests préliminaires effectués sur la poutre en granite, que dans les expériences utilisant les chocs de maillet.

Dans notre étude nous souhaitons, de plus, avoir une reproductibilité des chocs afin de pouvoir sommer plusieurs essais. En effet, moyennant le suivi temporel des propriétés élastiques de la poutre aux chocs permet d'améliorer leur rapport « signal/bruit » et de mettre ainsi plus nettement en évidence la réponse non-linéaire de la poutre. Enfin plusieurs heures devant séparer deux chocs consécutifs afin d'observer correctement le recouvrement des propriétés de la poutre, il est d'autant plus nécessaire de pouvoir profiter de tout le temps d'expérimentation possible.

Afin de réaliser ces chocs, d'une masse sur le support de la poutre, de manière répétitive et autonome, nous avons entrepris de réaliser un dispositif automatique et programmable. Le dispositif ainsi imaginé et construit se compose d'une structure en bois supportant l'ensemble des éléments que l'on peut regrouper en deux parties : celle électronique et celle mécanique. La frappe est assurée mécaniquement par un bras en bois

effectuant une rotation d'environ  $180^\circ$ , le déplaçant de sa position de repos, visible sur la figure 2.1, à celle de frappe en contact avec le bloc sur lequel est collée la poutre. Ces rotations sont effectuées par la perceuse dont seuls l'armature, le bloc moteur et le mandrin sont conservés. Un coussin de mousse est de plus positionné pour amortir le choc du bras lors du réarmement de celui-ci. Le contrôle de la machine est assuré quant à lui par une carte Arduino Uno, associée à des composants électroniques, et sur laquelle est téléversé un algorithme écrit en langage C. Un diagramme du montage électronique est fourni en figure 2.5 et le code est en Annexe.

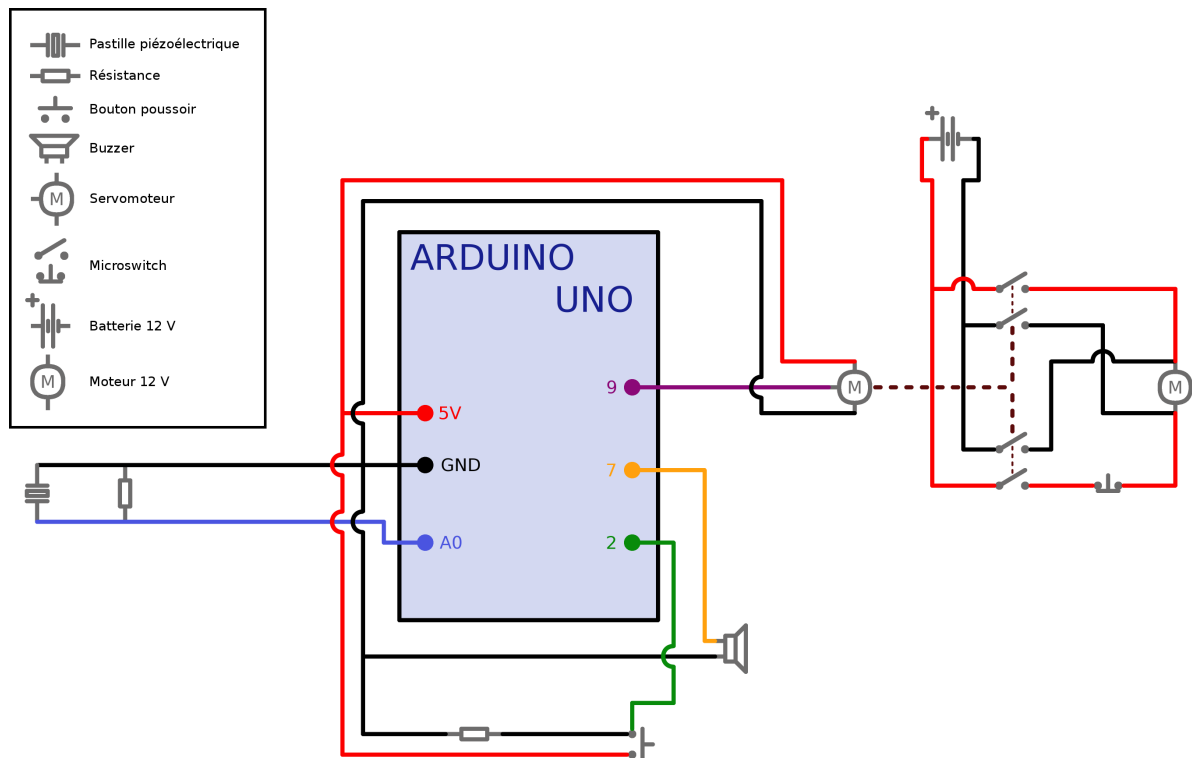


FIGURE 2.5 – Diagramme de la partie électronique du dispositif de frappe automatique. Les différents composants électronique sont indiqués en légende. Ils sont connectés entre eux et à la carte Arduino Uno via des fils (traits de couleurs continus). Les différentes bornes de la carte Arduino utilisées sont indiquées par 5V et GND pour l'alimentation, A0 pour l'entrée analogique et 2, 7, 9 pour les entrées/sorties numériques. Les tirets marrons mettent en évidence le couplage physique entre le servomoteur et les microswitchs qu'il peut fermer ou ouvrir selon sa position (voir le programme en Anexe).

Une séquence de frappe se déroule de la manière suivante :

1. Le bras est à sa position de repos ;
2. Le moteur est alimenté selon la polarité permettant la rotation du bras pour venir frapper le bloc ;
3. Le choc est détecté par la carte Arduino via la pastille piézoélectrique collée sur la poutre ;

4. L'alimentation du moteur est coupée immédiatement ;
5. La polarité de l'alimentation est inversée et le bras est réarmé ;
6. Le bras écrase le coussin et un microswitch à levier, coupant alors physiquement l'alimentation du moteur avant que celle-ci ne soit coupée par l'électronique ultérieurement ;
7. La séquence suivante est alors en attente de lancement.

Bien que ce prototype soit perfectible, il a cependant prouvé ses qualités en terme d'efficacité et de répétabilité des chocs. En effet, la figure 2.6 démontre une très forte similarité des chocs tant dans le contenu fréquentiel que dans la dynamique temporelle. Ainsi, le coefficient de variation calculé au cours du temps à partir des traces temporelles d'une série de 20 chocs varie autour d'une valeur médiane d'environ 15 %. L'efficacité, critère déterminant dans le développement de ce dispositif sera aussi très bien observée dans le chapitre 5 regroupant les résultats des expériences impliquant le dispositif décrit précédemment.

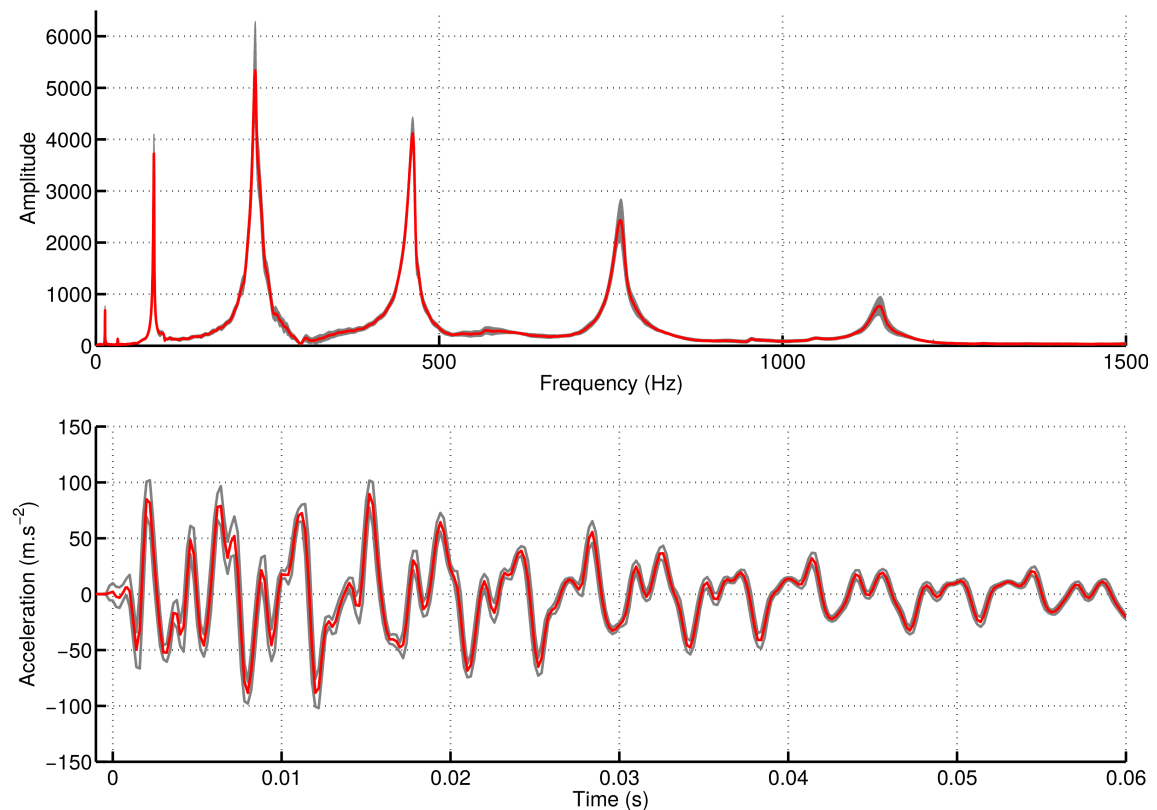


FIGURE 2.6 – Haut : Moyenne (rouge) et écart type associé (gris) des spectres de 20 signaux de chocs effectués par le dispositif automatique de frappe consécutivement et enregistrés au sommet de la poutre en granite. Bas : Moyenne (rouge) et écart type (gris) des signaux temporels des mêmes chocs.



## 2.4 Endommagement de la poutre en granite

La détection, l'évaluation et la localisation d'un éventuel endommagement dans les structures représentent les enjeux principaux de la surveillance de celles-ci. Les expériences en laboratoire permettent de créer ces dommages artificiellement afin de tester différentes méthodes visant à apporter les réponses aux enjeux précédemment cités. La suite de cette section s'attache à présenter le protocole utilisé pour endommager la poutre en granite. Dans leurs études, Roux *et al.* (2014) et Guéguen *et al.* (2014) ont eu recours à un chauffage local et modéré de leur poutre en plexiglas afin de lui appliquer une perturbation localisée et temporaire. Celle que l'on se propose de créer dans notre cas est également spatialement limitée mais définitive. En effet, cette dernière consiste à créer des fissures thermiques dans la poutre en granite à l'instar des essais de laboratoire réalisés par exemple par Chernis et Robertson (1993) et Takarli et Prince-Agbodjan (2008) sur des échantillons de la même roche. La contrainte que représentent la taille de la poutre et sa fixation à son support, tout comme la volonté de localiser l'endommagement dans une portion limitée de la poutre, nous empêchent d'utiliser, comme dans les articles précédemment cités, un four chauffant de manière uniforme et progressive l'échantillon. Chernis et Robertson (1993) nous indiquent cependant l'information primordiale pour l'établissement de notre protocole : la température seuil de fissuration thermique d'un granite est d'environ 80°C et, plus la température imposée au granite est importante, plus la fracturation thermique, et par conséquent l'endommagement, caractérisée par la réduction du module d'Young, est forte. Il est en effet indiqué dans cet article, à titre d'exemple, que des échantillons de granite soumis à un traitement à 205°C montrent une réduction de 31 % de leur module élastique.

### 2.4.1 Protocole

En considérant les informations listées précédemment ainsi que les contraintes expérimentales que nous avons, le protocole d'endommagement a été établi et structuré en trois phases :

1. Acquisition pré-endommagement :
  - (a) Instrumentation de la poutre avec 2 accéléromètres (un au sommet et un à la base). Configuration des accéléromètres avec un gain de 40 dB et une fréquence d'échantillonnage de 5 kHz.
  - (b) Allumage du jet d'air au sommet
  - (c) Acquisition continue des vibrations ambiantes afin de suivre la fréquence et l'amortissement pendant 21 h.
  - (d) Arrêt du jet d'air.
2. Endommagement
  - (a) Augmentation de la fréquence d'échantillonnage à 10 kHz.

- (b) Mise en place de la plaque chauffante SB160 de la marque Stuart en appui sur la poutre entre 50,4 cm et 65,6 cm de hauteur (voir la figure 2.7). Mise en place de la sonde du thermomètre au contact entre la poutre et la plaque.
- (c) Démarrage de l'acquisition.
- (d) Allumage de la plaque chauffante et réglage de la température à 250°C.
- (e) Arrêt de la plaque chauffante après 30 minutes.
- (f) Arrêt acquisition.

3. Acquisition post-endommagement

- (a) Diminution de la fréquence d'échantillonnage à 5 kHz.
- (b) Allumage du jet d'air au sommet
- (c) Acquisition continue des vibrations ambiantes afin de suivre la fréquence et l'amortissement pendant environ 46 heures.

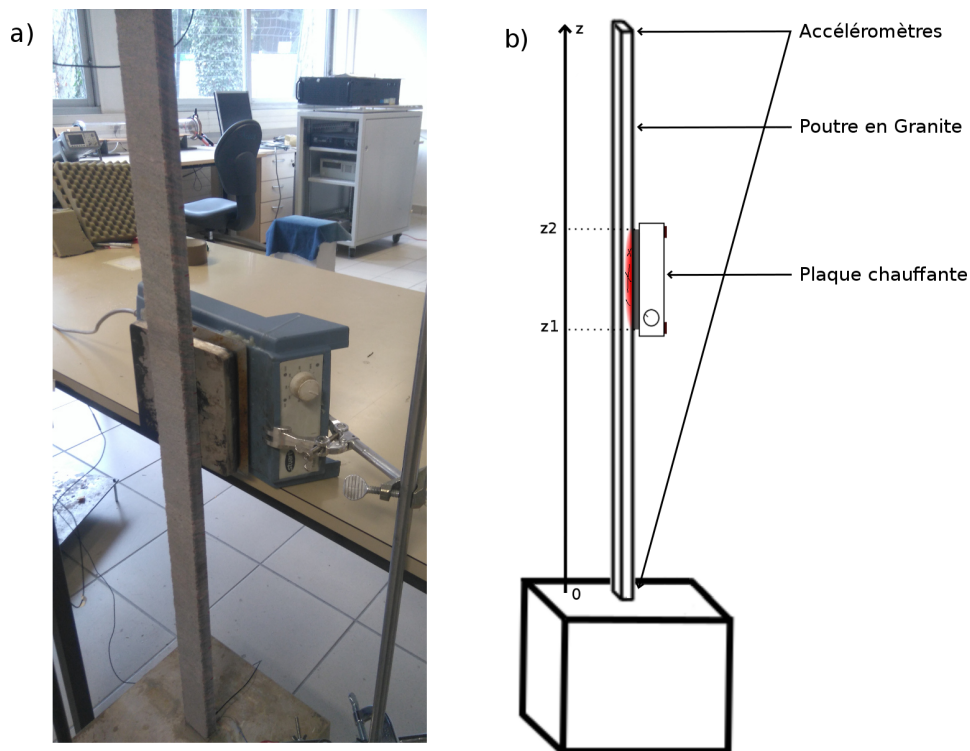


FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental d'endommagement de la poutre en granite. a) Photo de la plaque chauffante en appui contre la poutre. b) Schéma de l'ensemble du dispositif incluant la poutre, la plaque chauffante appuyée contre celle-ci entre les hauteurs  $z_1$  et  $z_2$  ( $z_1 = 50,4$  cm et  $z_2 = 65,6$  cm) ainsi que les deux accéléromètres au sommet et à la base de la poutre.

## 2.4.2 Mesures de l'endommagement

Le protocole précédemment décrit fait apparaître différentes mesures réalisées au cours de l'expérience. Celles effectuées pendant la phase de chauffage ont été directement inspirées par les études portant sur la fracturation thermique dont Chernis et Robertson (1993) est un bon exemple. Ainsi, afin de vérifier l'effet du traitement appliqué à la poutre, nous avons suivi la température, au contact entre celle-ci et la plaque ainsi que les émissions acoustiques (AEs), caractéristiques de la création des fissures dans le matériau (Yong et Wang (1980)). Schiavi *et al.* (2011) indiquent que les AEs, correspondant à la création de micro fissures, sont classiquement mesurées dans la bande de fréquence 100 kHz – 1MHz mais que des signaux plus basse fréquence, dans la bande de 1kHz à 10kHz, sont également enregistrés. Ces derniers sont alors appelés émissions élastiques (ELEs). Ils sont caractérisés par une fréquence plus basse mais également une plus forte amplitude que les AEs du fait qu'ils caractérisent la croissance de fissures de taille plus importante que celles dont les AEs sont caractéristiques. Ne disposant pas du matériel spécifique à la détection des AEs nous avons utilisé ici les accéléromètres précédemment présentés pour détecter les ELEs à l'instar du travail effectué par Schiavi *et al.* (2011). L'objectif est seulement d'obtenir un suivi qualitatif de l'endommagement de la poutre au cours du temps. ELEs et AEs seront donc désignées sous la dénomination commune d'émissions acoustiques, abrégée également AEs.

Le signal brut enregistré par l'accéléromètre au sommet de la poutre durant les 30 minutes de chauffage a été traité pour obtenir l'historique de la figure 2.8. Le traitement a consisté en un comptage du nombre, par seconde, d'événements dépassant un seuil arbitrairement choisi au dessus du niveau de bruit estimé. La figure 2.8 montre alors que des émissions acoustiques sont détectées en nombre croissant à partir du moment où la température dépasse environ 160°C. L'activité acoustique connaît ensuite un pic pendant les cinq minutes qui suivent pour décroître enfin, alors que la température continue à augmenter et se stabilise autour de 250°C. Cette dynamique temporelle est similaire à celles que Chernis et Robertson (1993) ont pu observer. L'interprétation de cette décroissance d'activité avec une température élevée est que l'endommagement est principalement créé lors de l'expansion thermique des grains avec l'augmentation de température avant d'atteindre un nouvel état d'équilibre une fois la température élevée. L'activité résiduelle est probablement due à la diffusion progressive de la chaleur dans le reste de la poutre, affectant alors à chaque instant de nouveaux grains.

Par ailleurs, la différence de la température seuil observée sur la figure 2.8 (autour de 160°C) avec celle prédite à environ 80°C est vraisemblablement la conséquence, à la fois, de sa mesure à la surface de la poutre dans notre expérience (et non dans le matériau), et de sa dynamique temporelle rapide. En effet, dans l'étude citée précédemment, l'échantillon est placé dans un four dont la température augmente progressivement, permettant un équilibre entre la température mesurée sur les bords externes de l'échantillon et la température réelle dans le matériau. Le décalage temporel de cette courbe de température croissant rapidement est donc à l'origine du biais dans la détermination de la température seuil dans notre expérience.

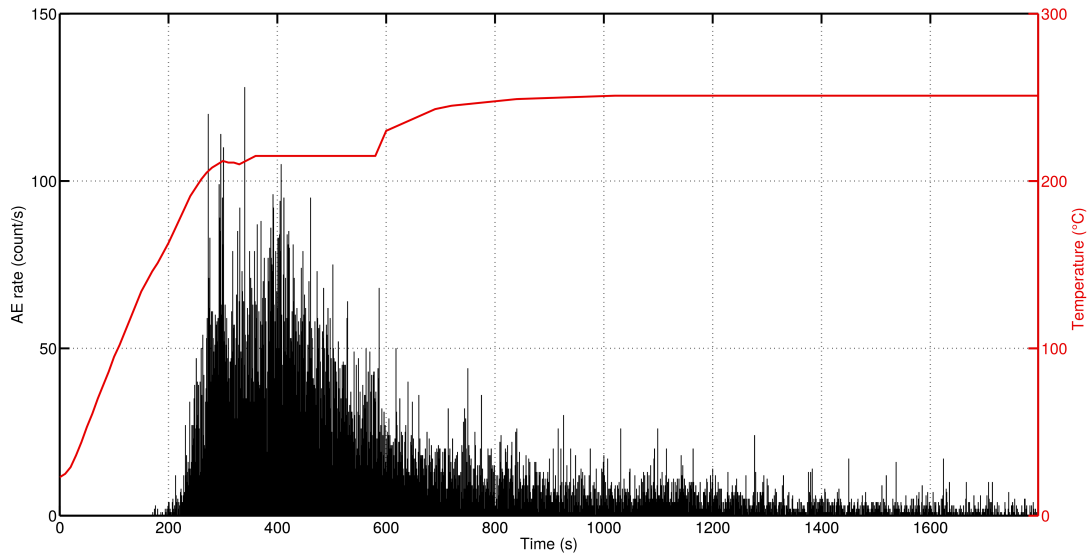


FIGURE 2.8 – Historique temporel des émissions acoustiques (en noir) et de la température pendant la phase d’endommagement (en rouge).

L’effet attendu du traitement par chauffage de la poutre est la dégradation de ses propriétés élastiques et donc de son module d’Young. Comme il a été montré dans le chapitre 1, section 1.2, ce module élastique est lié aux fréquences modales de la poutre. Une dégradation du premier cause une diminution des dernières. Les phases d’acquisition pre- et post-endommagement ont été effectuées dans le but de vérifier cette hypothèse et de quantifier l’endommagement. En effet, le traitement de ces enregistrements avec la méthode dite de Random Decrement Technique (RDT) présentée en détails dans le chapitre 3, permet de suivre notamment les fréquences propres de vibration de la poutre au cours du temps. Les résultats de ce suivi, à long terme, des fréquences propres des cinq premiers modes avant et après la phase de chauffage sont regroupés dans la figure 2.9. Les chutes des fréquences propres associées à l’endommagement sont indiquées, en pourcentage de la valeur initiale, dans le tableau 2.6.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
$\frac{\Delta F}{F}$ (%)	-0.63	-4.43	-2.33	-1.87	-2.81

TABLE 2.6 – Chutes de fréquence relative  $\frac{\Delta F}{F}$  de chaque mode suite à l’endommagement de la poutre en granite.

Différentes méthodes existent afin de localiser et quantifier un endommagement local dans une poutre. L’une d’entre elles, est proposé par Roux *et al.* (2014). Elle utilise uniquement les chutes des fréquences propres du plus grand nombre de modes possible et un modèle de poutre fournissant les déformées modales théoriques correspondantes. Cette technique, comme le précisent les auteurs, n’est valable que pour les petites perturbations, n’entraînant en particulier aucune altération des déformées modales entre l’état

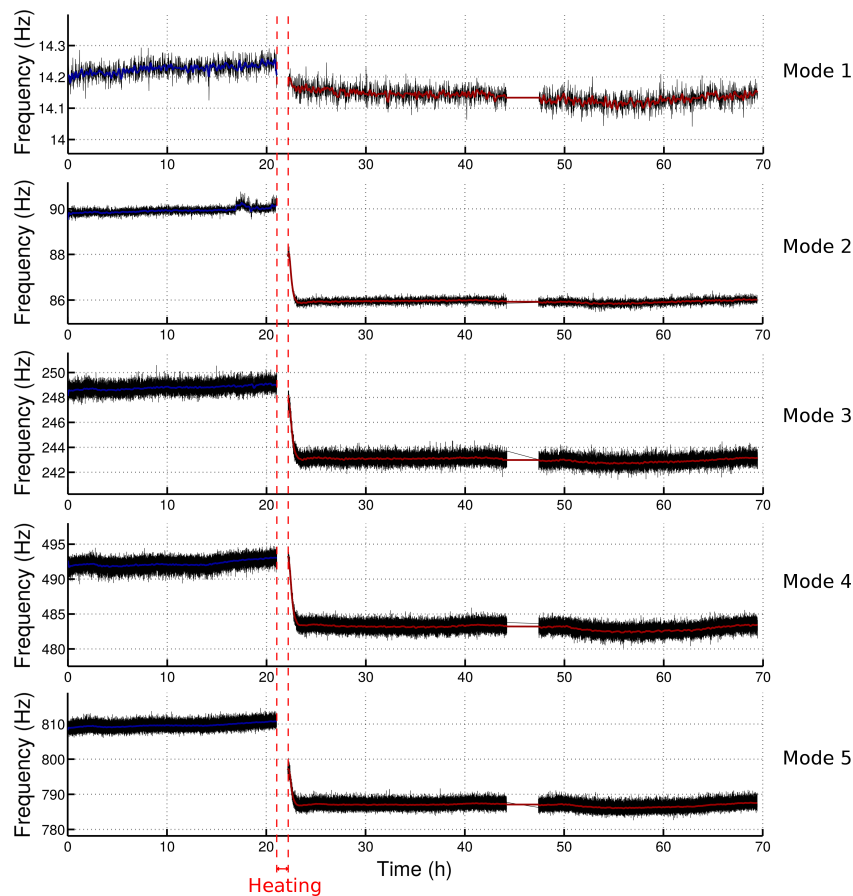


FIGURE 2.9 – Suivi temporel de la fréquence propre de chaque mode la poutre en granite (en noir) avant et après la phase d’endommagement. Le suivi temporel, après lissage, est superposé à sa version brut, en bleu, pour la période précédant la phase d’endommagement et en rouge après. La phase d’endommagement est la période délimitée par les lignes verticales de tirets rouges et désignée par le mot ”Heating” (chauffage). La période sans donnée autour de 45 heures correspond à une interruption de l’acquisition (coupure d’électricité).

intact et endommagé de la poutre. Dans le cas où l’endommagement est plus important, les modifications des déformées modales sont alors utilisées pour localiser les dommages (Pandey *et al.* (1991), Pandey et Biswas (1994)). Dans notre cas, les chutes de fréquences sont importantes. En effet, elles s’étendent de 0.63 % au minimum à 4.43 % au maximum alors que Roux *et al.* (2014) indiquent rester dans le cas d’application des petites perturbations avec des chutes de fréquence inférieures à 0.25 %. Avec des dégradations des fréquences propres plus de 10 fois supérieures à celles des auteurs, il semble ainsi difficile de considérer notre cas comme respectant les conditions d’application de leur méthode. Le tableau 2.7 montre cependant que les déformées modales sont strictement identiques, à la précision des mesures près. On note en effet des valeurs MAC supérieures à 99 % pour les cinq modes. La technique reposant sur le changement de la courbure

de ces formes modales n'est donc évidemment pas applicable car elle ne donnerait alors, tout simplement, aucun résultat.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
MAC	0.9972	0.9986	0.9976	0.9979	0.9963

TABLE 2.7 – Valeurs MAC comparant les déformées modales expérimentales de la poutre en granite dans son état intact et endommagé.

Néanmoins, une estimation globale de l'endommagement peut être obtenue. En effet, si l'on note  $E_{endomm}$  le module d'Young effectif de la poutre de granite endommagée, celui-ci satisfait alors la relation :

$$E_{endomm} = E_{intact} - \Delta E \quad (2.2)$$

où  $E_{intact}$  est le module d'Young de la poutre intacte et  $\Delta E$  la réduction du module  $E$  quantifiant alors l'endommagement à l'échelle de la poutre entière.  $E_{endomm}$  est alors une mesure apparente pour l'ensemble de la poutre résultant d'une moyenne des différentes valeurs locales. L'invariance des déformées modales et donc leur accord avec les formes théoriques, montre que l'on peut utiliser le modèle d'Euler-Bernoulli, à l'instar de la poutre intacte, pour obtenir le module d'Young effectif de la poutre endommagée à partir des nouvelles fréquences. Le module  $E_{endomm}$  ainsi calculé est de 49.4 GPa. Pour rappel,  $E_{intact}$  vaut 52.3 GPa. La réduction  $\Delta E$  est donc de 2.9 GPa, soit 5.5% de la valeur intacte.

Roux *et al.* (2014) montrent, dans leur étude, qu'une altération locale de 25% du module d'Young sur 1% de la hauteur de la poutre provoque une réduction de seulement 0.25% des fréquences propres et donc une altération du module élastique du même ordre de grandeur. On peut ainsi supposer, dans notre cas, que la diminution locale du module d'Young sur une hauteur d'environ 15% de la taille totale, est nettement supérieure à celle estimée globalement. Si la même proportionnalité est valable entre ces grandeurs pour notre cas d'étude, la dégradation locale du module d'Young due au traitement thermique serait de l'ordre de 30%.

## 2.5 Structures réelles

Les structures de génie civil étudiées dans ces travaux de thèse sont tous des tours à usage résidentiel ou professionnel. Ils présentent une variabilité de construction, depuis la structure à ossature en en acier à une structure complètement en béton armé. Le contexte sismique est également très différent, entre les bâtiments français de Grenoble et de Nice et celui de Los Angeles avec des conséquences sur leur comportement.

### 2.5.1 Factor Building

Le premier bâtiment est le Factor Building du campus de l'Université de Californie de Los Angeles (UCLA) construit dans les années 1970. Il compte 17 étages, dont 2 en sous-sol, possède une armature en acier avec un parement de briques et des fondations en béton. Son empreinte au sol est rectangulaire, allongée selon la direction Nord-Sud. Un premier réseau y a été installé en 1994 et mis à niveau en 2003 afin d'améliorer la sensibilité des capteurs et permettre ainsi l'acquisition des vibrations ambiantes. Le réseau en fonctionnement depuis est ainsi constitué d'accéléromètres Kinematics FBA-11 totalisant 72 composantes et enregistrant de manière continue à une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz (Kohler *et al.* (2005), Nayeri *et al.* (2008), Skolnik *et al.* (2006)). Leur disposition dans la structure est détaillée sur la figure 2.10b alors que la figure 2.10a présente une prise de vue extérieure du bâtiment. La synchronisation des stations est assurée par une antenne GPS positionnée sur le toit. Notre étude s'est concentrée sur le suivi de la fréquence et de l'amortissement du mode fondamental du bâtiment dans la direction Nord-Sud identifié par Kohler *et al.* (2005). Ce mode correspond au pic visible sur la figure 2.10c autour de 0,6 Hz. Les enregistrements utilisés dans l'étude de ce bâtiment proviennent de la station située au sommet de celui-ci dans le coin Sud-Est (station GE, composante HNN). Les données ont été téléchargées depuis l'adresse : <http://service.iris.edu/fdsnws/dataselect/1/>.

### 2.5.2 Hotel de ville de Grenoble

L'Hôtel de Ville de Grenoble a été construit en 1967. Il se compose d'une tour de 13 étages surmontant un bâtiment plus étendu horizontalement d'une hauteur de 2 étages (voir la figure 2.11a). Ces deux parties ont été démontrées comme étant indépendantes (Michel (2007)). La tour est haute de 52 m et a une longueur et une largeur respectivement de 44 m et 13 m. Cette structure est principalement composée de béton armé à l'exception d'une plateforme en béton précontraint située au troisième étage. Le réseau de six stations permanentes installé en 2004 dans le bâtiment et enregistrant en continu fait partie du Réseau Accélérométrique Permanent (RAP) (<http://dx.doi.org/10.15778/RESIF.RA>), faisant partie lui même du réseau RESIF. RESIF est un équipement national, inscrit sur la feuille de route française des Infrastructures de Recherche éditée par le ministère de la Recherche. RESIF est coordonné par le CONSORTIUM-RESIF qui regroupe dix-huit organismes et établissements de recherche

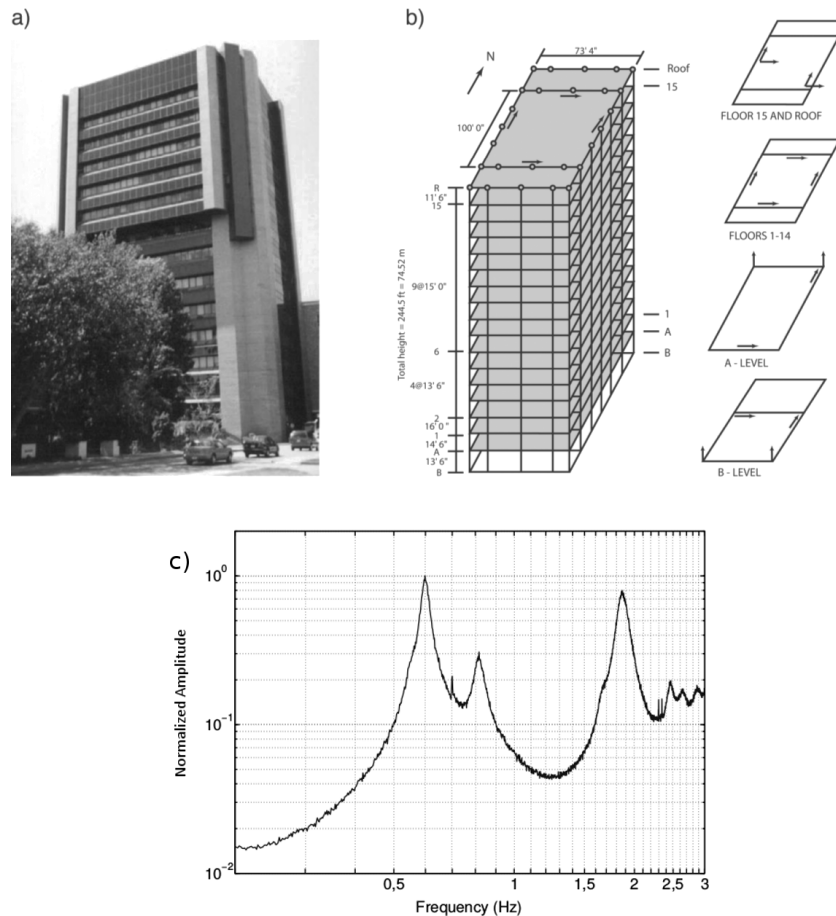


FIGURE 2.10 – a) Photo du Factor Building et b) diagramme de son instrumentation. Les flèches indiquent la polarité des différentes composantes Kohler *et al.* (2005). c) Spectre normalisé d'une heure de signal enregistrée sur la composante Nord-Sud de la station Est située sur le toit du Factor Building.

français. RESIF bénéficie d'un soutien des Investissements d'avenir à travers du projet RESIF-CORE (Convention n° ANR-11-EQPX-0040) et du soutien du Ministère de l'environnement, de l'énergie et de la mer. Les stations sont réparties en deux groupes : trois à la base et trois au sommet. Chaque station se compose d'un accéléromètre Episensor Kinematics FBA 3C relié au système digital d'acquisition 24-bit MiniTitan. Les trois composantes comprennent, deux horizontales, orientées dans les directions longitudinale et transversale de la structure (d'azimuts respectifs 330°N et 60°N) et une composante verticale. Les données sont enregistrées à une fréquence de 125 Hz et sont synchronisées par GPS. L'étude se concentre pour ce bâtiment sur la composante longitudinale (HN2) de la station OGH6 située dans le coin sud-est du dernier étage de la tour (voir la figure 2.11b). On limitera notre étude au mode fondamental identifié par une étude précédente (Michel (2007)) et correspondant au pic autour de 1,2 Hz observable sur la figure 2.11c.



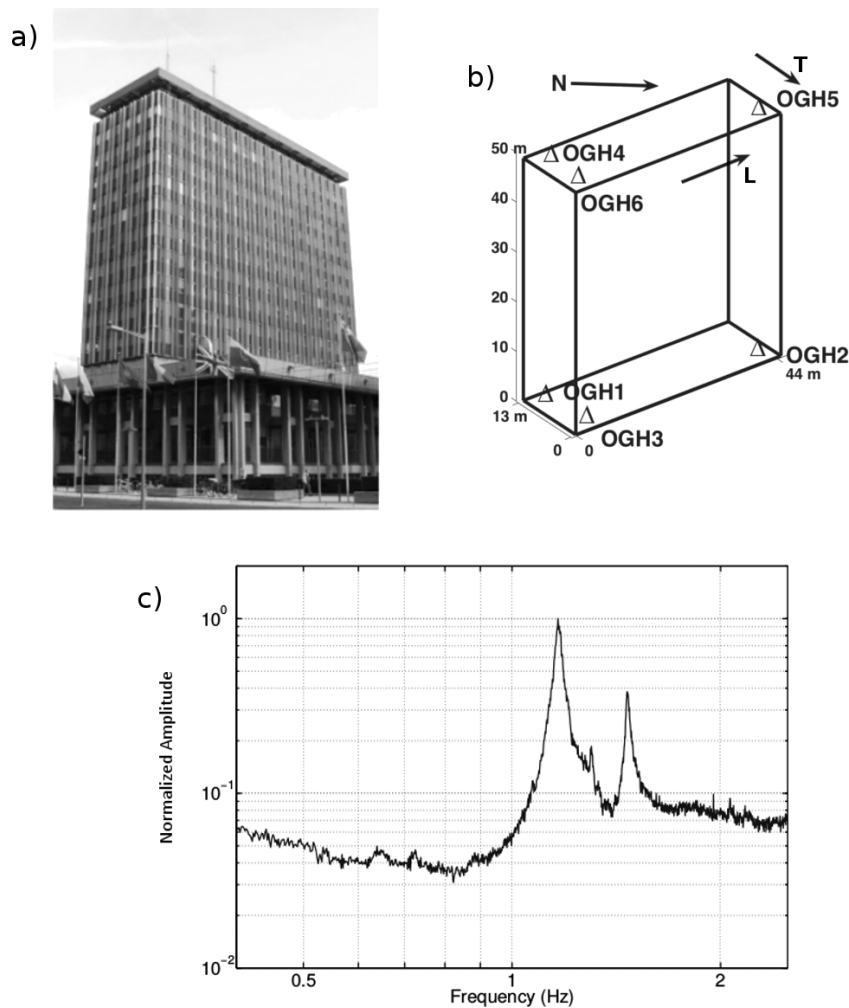


FIGURE 2.11 – a) Photo de l’Hôtel de Ville de Grenoble. b) Schéma de localisation des stations (Michel (2007)). c) Spectre normalisé d’une heure de signal enregistrée sur la composante longitudinale de la station OGH6.

### 2.5.3 Tour de la préfecture de Nice

La Préfecture de Nice est une double tour séparée par un joint de 10 cm et construite en 1979. Ces deux tours étant identiques et isolées l’une de l’autre, une seule d’entre elles a été instrumentée et est donc décrite et étudiée ici. La structure est ainsi une tour en béton armé de 22 étages dont 2 en sous-sol. L’instrumentation de ce bâtiment a été effectuée en 2010 par le RAP Lorenzo *et al.* (2015). Le réseau installé dans la structure se compose de 18 accéléromètres mono composante Episensor FBA ES-U2 Kinematics dans les étages et de 2 accéléromètres tri-axiaux Episensor FBA EST en sous-sol reliés à un enregistreur Kephren 24-bit. Une vue extérieure et un diagramme de la répartition des capteurs sont fournis respectivement sur les figures 2.12a et 2.12b. Les données sont là encore, enregistrées en continu avec une fréquence d’échantillonnage de 125 Hz et sont

synchronisées par GPS. Les données de la composante longitudinale (composante HN2 d'azimut  $343^{\circ}\text{N}$ ) de la station située au dernier étage sont celles qui seront traitées dans la suite afin de suivre le comportement de cette structure. Ici encore, notre étude se limitera au mode fondamental selon la direction considérée, visible comme étant le pic autour de 1,2 Hz sur le spectre en figure 2.12c.

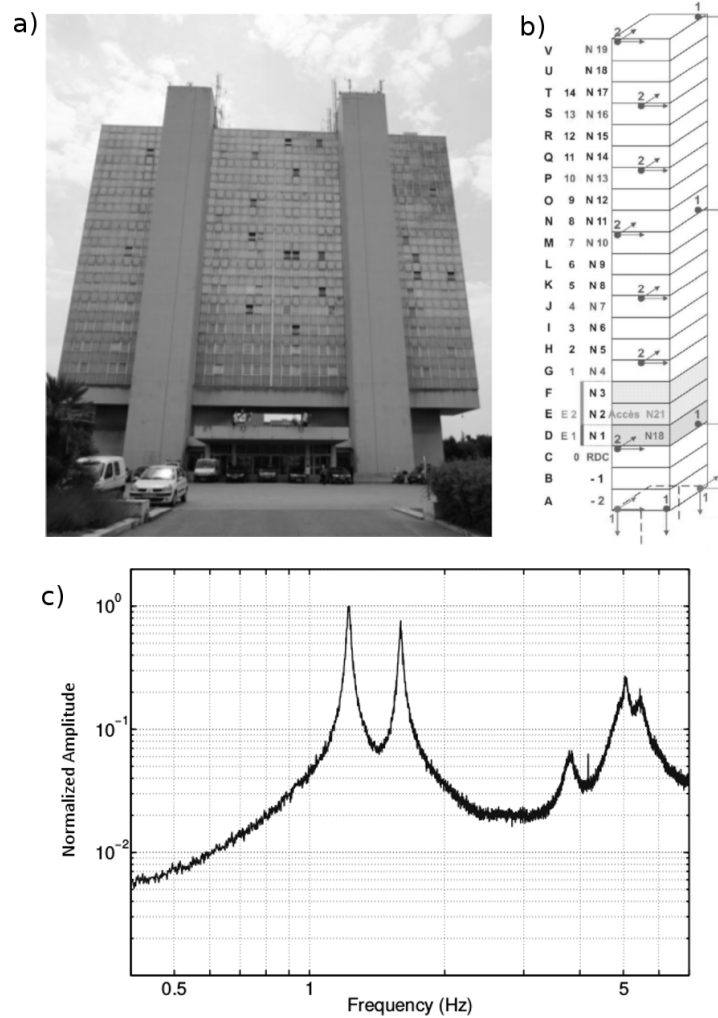


FIGURE 2.12 – a) Photo de la Préfecture de Nice. b) Diagramme de la localisation des stations. c) Spectre normalisé d'une heure de signal enregistrée sur la composante longitudinale de la station au sommet de la tour de la Préfecture de Nice.



# Chapitre 3

## Mesure des paramètres modaux d'une structure

Les rappels présentés au chapitre 1 nous enseignent que les principaux indicateurs de l'état de santé d'une structure sont ses paramètres modaux : fréquences et amortissements, propres à chaque mode. Leur mesure au cours du temps est donc l'objectif premier de la surveillance des structures. Pour ce faire, différents bâtiments et édifices sont instrumentés depuis le début du XXe siècle. L'enregistrement des vibrations au sein de ces derniers donne alors accès à la fréquence qui était, aux débuts de cette discipline, évaluée par lecture directe sur des enregistrements de séismes, de vibrations forcées ou ambiantes. Depuis, de nombreux progrès ont été réalisés à la fois dans l'instrumentation et le traitement du signal. Ils ont alors permis d'exploiter pleinement les données de séismes et de vibrations ambiantes afin de suivre en continu l'état de santé des structures. Les mesures reposant sur l'utilisation des vibrations forcées ont été abandonnées de par leur caractère ponctuel dans le temps et plus difficile à mettre en oeuvre. On se propose dans ce chapitre de décrire brièvement l'évolution de l'étude des vibrations dans les structures et de s'attarder plus longuement sur les vibrations ambiantes utilisées principalement dans la suite de ces travaux. Nous décrirons et étudierons également dans la suite, la méthode de traitement du signal qu'est la Random Decrement Technique (RDT) permettant de traiter ces données spécifiques. Nous présenterons ensuite une étude paramétrique expérimentale des principaux facteurs à considérer lors de l'utilisation de la RDT ainsi qu'une proposition d'adaptation de la technique à nos données de laboratoire.

### 3.1 Historique des mesures de vibrations dans les structures de génie civil

Les premiers enregistrements de vibrations ambiantes et sous séismes, dans les structures de génie civil, ont été effectués par Fusakichi Omori dès 1900 suivi par d'autres auteurs japonais (Ishimoto et Takahasi (1929)) ainsi que des homologues américains

(Byerly *et al.* (1931), Carder (1936a), Carder (1936b)). Ces premières mesures coïncident à la construction de structures de génie civil de grande taille (e.g. l'Empire State Building a été achevé en 1931) dont les auteurs cherchent à mieux comprendre la dynamique. L'objectif est alors d'améliorer le dimensionnement de ces structures pour leur permettre de mieux résister aux séismes. Les sismologues déterminent à cette époque, directement sur les traces temporelles des sismogrammes, les périodes de vibration des structures instrumentées. Ces premières mesures réalisées en grand nombre donneront par la suite naissance aux premières formules empiriques reliant, dans les codes parasismiques, les périodes de vibration des structures à leur dimensions.

Jusqu'au début des années 1960, l'intérêt est ensuite porté essentiellement sur les mesures de vibrations forcées qui présentent alors l'intérêt d'être de forte amplitude, étant alors, de fait, plus facilement et précisément mesurées. Celles-ci sont générées par des explosions, des machines rotatives ou encore par une personne effectuant des mouvements spécifiques. Elles sont également considérées comme étant plus représentatives de la sollicitation que constituent les séismes pour les deux premières méthodes citées précédemment.

Les années 1970 marquent un regain d'intérêt porté aux vibrations ambiantes, notamment par Trifunac (Trifunac (1970), Trifunac (1972), Udawadia et Trifunac (1973)) qui démontre que celles-ci, dont la mesure nécessite moins de moyens matériels, permettent d'obtenir des résultats aussi pertinents que ceux obtenus à l'aide des vibrations forcées.

C'est à cette même période qu'est développée la méthode dite de Random Decrement Technique (RDT) par Cole travaillant alors pour la NASA (Cole (1968), Cole (1971a), Cole (1971b), Cole (1973)). La RDT permet d'obtenir la réponse impulsionnelle d'une structure à partir des vibrations ambiantes enregistrées en son sein et donc par extension, sa fréquence et son amortissement. Ces deux paramètres modaux sont alors déjà considérés comme les paramètres primordiaux dans le dimensionnement des structures et indicateurs de leur état de santé.

### 3.2 Vibrations ambiantes

Les vibrations ambiantes sont la déformation permanente enregistrée dans une structure résultant de l'excitation continue à laquelle elle est soumise. Cette sollicitation permanente est due à plusieurs sources (Bonney-Claudet (2004)) :

- le bruit de fond sismique,
- le vent,
- l'activité interne à la structure.

Le bruit sismique enregistré en un point résulte de la superposition des ondes se propageant dans la croûte terrestre et enregistrées en cet endroit. Ces perturbations sont générées par différents phénomènes : le premier est l'activité sismique permanente autour du globe. La superposition des ondes issues des séismes ayant lieu à différents instants et

localisations et d'amplitudes variées crée un bruit dont la bande de fréquence s'étire d'environ  $10^{-3}$  Hz à 1 Hz. A titre informatif, car la fréquence caractéristique de ce phénomène est trop basse pour exciter les structures de génie civil, les marées terrestres prolongent la bande de fréquence du bruit sismique autour de  $10^{-4}$  Hz. Les phénomènes atmosphériques de grande ampleur ainsi que la houle participent également à la création de ce bruit de fond dans la bande de fréquence inférieure à 0.5 Hz (Bonnetoy-Claudet (2004)). Les conditions météorologiques locales sont caractérisées, elles, par une fréquence autour de 1 Hz. Les plus hautes fréquences sont occupées par les vibrations générées par l'activité humaine, particulièrement fortes en ville où se trouve, en général, les structures étudiées. Cette sollicitation d'origine anthropique est, par conséquent, marquée par une amplitude variant avec les différents cycles de variation d'activité tels que le cycle jour/nuit, les week-ends ou les vacances.

Le vent frappant directement la structure constitue une sollicitation d'amplitude modérée en dehors des événements de vents violents. Comme l'ensemble des sources naturelles, la bande de fréquence concernée est inférieure à 1 Hz.

Les sources internes à la structure regroupent l'ensemble des déplacements de masse (personnes ou ascenseurs) ainsi que les vibrations dues au fonctionnement de machines. Ces sollicitations locales n'affectent pas l'ensemble de la structure et sont donc considérées comme des sources parasites.

Les méthodes de traitement du signal permettant d'exploiter les vibrations ambiantes dans une structure requièrent que l'on puisse considérer que la sollicitation à laquelle elle est soumise est un bruit blanc. Cette hypothèse se traduit sous forme de différentes conditions sur le signal :

- stationnarité,
- ergodicité,
- constance de la densité spectrale.

Chaque source d'excitation de la structure décrite au début de cette section devrait être un bruit blanc afin d'être exploitée. Les sources internes et le vent ne respectent cependant pas les conditions listées. En revanche, le bruit de fond sismique, dans la bande de fréquence 0.5 - 20 Hz, intéressante pour l'étude des structures de génie civil, les respectent (Michel (2007)). Ainsi, le signal enregistré à la base de bâtiments peut être considéré comme étant stationnaire sur des durées suffisamment longues (plusieurs minutes) comparées aux temps caractéristiques des phénomènes en jeu. L'ergodicité est également vérifiée. En effet, les caractéristiques statistiques d'un enregistrement de bruit sismique à la base d'une structure sont identiques à celles déterminées sur un ensemble d'enregistrements. Enfin, comme sa description sous forme d'une superposition de phénomènes caractérisés par différentes bandes de fréquences peut le laisser supposer, le spectre du bruit sismique n'est pas tout à fait plat. Michel (2007) montre cependant dans un exemple de spectre qu'aucune bande de fréquence entre 0.5 Hz et 20 Hz n'est marquée par une absence totale de signal ou qu'une autre serait caractérisée par un pic de très forte amplitude. Les limites imposées par la réalité des mesures in-situ se manifestent au travers de la non-stationnarité du signal dans le temps ainsi que le fait que

son spectre ne soit pas tout à fait plat. Ces difficultés peuvent avoir des conséquences sur les mesures dans leur précision ou la valeur mesurée et représentent donc l'un des principaux enjeux du traitement du signal mais aussi de l'analyse et de l'interprétation des résultats.

L'amplitude des vibrations ambiantes est évidemment faible. Celle-ci dépend cependant, de la hauteur à laquelle est effectuée la mesure dans la structure. Elle est de plus variable au court du temps et oscille entre environ  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$   $\text{m.s}^{-2}$  dans les données utilisées au cours de ces travaux de thèse. Le matériel d'acquisition nécessaire à l'enregistrement de ces signaux de faible amplitude doit à la fois être assez sensible et peu bruyé électriquement. On ne s'attardera pas sur les détails de l'ensemble de l'instrumentation. On peut cependant noter que deux options sont possibles dans le choix du capteur : avoir recours à un vélocimètre ou un accéléromètre. Comme l'indique l'unité utilisée précédemment, les vibrations ambiantes sont mesurées dans notre cas à l'aide d'accéléromètres qui sont plus large bande que les vélocimètres et plus facile à déployer. Ils présentent, de plus, l'intérêt de ne pas saturer, ce qui est primordial dans nombre de structures instrumentées se trouvant dans des zones à forte activité sismique telles que le Japon ou la Californie. Clinton (2004) compare les réponses d'un accéléromètre et d'un vélocimètre communément utilisés dans l'instrumentation des structures (Figure 3.1). Cette figure montre que la gamme d'amplitude évoquée précédemment pour les vibrations ambiantes est correctement mesurable à l'aide de l'accéléromètre FBA-23 de Kinematics, tout comme les séismes de forte magnitude. Ceci est d'autant plus vrai pour la bande de fréquence au dessus de 0.1 Hz.

### 3.3 Random Decrement Technique

L'analyse des données de vibrations ambiantes était, dans un premier temps, réalisée par lecture directe sur les traces temporelles. Puis, à partir de la fin des années 1960 et la démocratisation de l'algorithme de Transformée de Fourier (Fast Fourier Transformation, abrégée FFT), les mesures des fréquences modales des structures à partir des vibrations ambiantes, ont été effectuées à l'aide de cette méthode présentant de nombreux avantages (fiabilité, rapidité) mais aussi un certain nombre d'inconvénients dont l'un des principaux est la résolution finie en fréquence dépendant de la durée du signal traité. Ils ont alors motivé la recherche de techniques de traitement du signal alternatives. C'est ainsi qu'à la fin des années 1960, début des années 1970, Cole développa la Random Decrement Technique (RDT) dans le cadre de ses travaux à la NASA (Cole (1968), Cole (1971a), Cole (1971b), Cole (1973)). Cet algorithme de traitement du signal repose sur un procédé simple et c'est sans aucun doute l'une des raisons de sa robustesse. On se propose dans la suite d'en présenter les détails et la théorie. On verra également deux exemples d'applications. Ensuite nous présenterons une étude paramétrique de l'effet de facteurs clés à son utilisation, réalisée sur des données expérimentales enregistrées, dans le cadre de cette thèse, sur une poutre en laboratoire. Enfin, nous discuterons d'une modification apportée à la technique dans le but de s'adapter au traitement d'un type particulier de

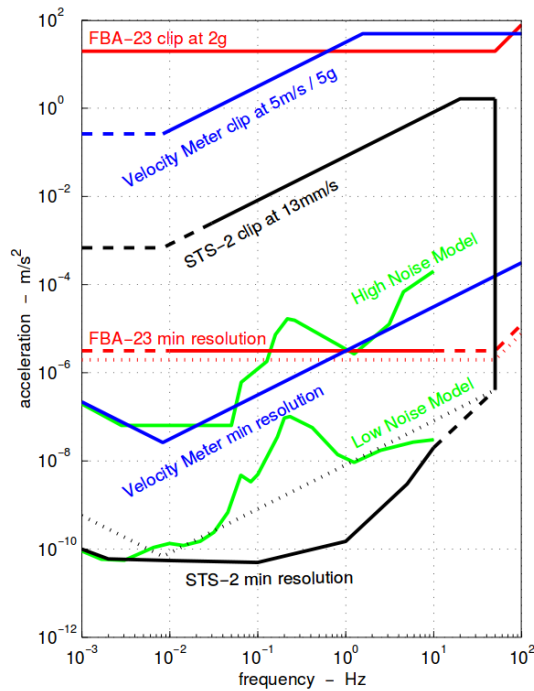


FIGURE 3.1 – Réponse instrumentale en accélération de l'accéléromètre FBA-23 et du vélocimètre STS-2 comparées à deux modèles de bruit du USGS. (de Clinton (2004))

données acquises lors d'expériences de laboratoire sur la même poutre.

### 3.3.1 Théorie et revue de la méthode

Cole, dans ses travaux sur la réponse dynamique des structures spatiales soumises à un chargement ambiant, dans le but de détecter un éventuel endommagement, cherchait une méthode simple et directe pour transformer la trace temporelle enregistrée en un signal exploitable par l'observateur (Cole (1968)). La RDT qu'il propose a ainsi, pour finalité, de construire la réponse impulsionnelle (ou libre) du système étudié à partir des vibrations ambiantes mesurées en son sein. Il justifie la possibilité de cette transformation par la définition de la réponse d'une structure à un chargement aléatoire à un instant  $t+t_0$  comme la superposition de deux parties :

- la réponse libre aux conditions initiales à l'instant  $t_0$ ,
- la réponse forcée au chargement aléatoire entre  $t_0$  et  $t$ .

En sommant un grand nombre de fenêtres de signal ayant les mêmes conditions initiales, la partie aléatoire de la réponse diminue jusqu'à devenir négligeable. Le résultat de ce processus de sommation est donc considéré comme étant équivalent à la réponse impulsionnelle aussi dénommée comme la réponse de la structure libre de toute pertur-



bation après une sollicitation initiale. De cette signature, il est alors possible d'extraire la fréquence et l'amortissement du mode de déformation considéré.

En reprenant la simplification (utilisée au chapitre 1) des structures en un oscillateur amorti à un degré de liberté, il est possible d'expliquer mathématiquement la théorie de la RDT. L'équation de ce système s'écrivait ainsi :

$$\ddot{u}(t) + 2\xi\omega_0\dot{u}(t) + \omega_0^2u(t) = -\ddot{s}(t) \quad (3.1)$$

avec  $s(t)$  un déplacement imposé à la base du système, le déplacement  $u(t)$ , la vitesse  $\dot{u}(t)$  et l'accélération  $\ddot{u}(t)$  de la masse ponctuelle au sommet de l'oscillateur en fonction du temps  $t$ , la pulsation propre  $\omega_0$  et le pourcentage d'amortissement critique  $\xi$ .

La réponse  $u(t)$  du système à la sollicitation  $s(t)$  s'écrit alors d'après Vandiver *et al.* (1982) :

$$\begin{aligned} u(t - t_0) = & a e^{-\xi\omega_0(t-t_0)} \left( \cos(\omega_1(t - t_0)) + \frac{\omega_0}{\omega_1} \sin(\omega_1(t - t_0)) \right) \\ & + \frac{b}{\omega_1} e^{-\xi\omega_0(t-t_0)} \sin(\omega_1(t - t_0)) \\ & + \int_0^t h(t - t_0 - \tau) s(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (3.2)$$

avec les deux premiers termes de la somme (deux premières lignes de l'équation) étant la réponse libre (décroissance exponentielle) du système aux conditions initiales  $a$  et  $b$  à l'instant  $t_0$ . Le dernier terme correspond, lui, à la réponse forcée de l'oscillateur soumis au déplacement  $s(t)$ . La signature (RDS) obtenue par la RDT est, comme indiqué précédemment, la somme d'un grand nombre de fenêtres du signal  $u(t)$  respectant les mêmes conditions initiales ( $a$  et  $b$ ). Elle peut alors se définir comme l'espérance :

$$E[u(t - t_0) | a, b] = \sum_{i=1}^N \frac{u(t - t_i)}{N} \quad (3.3)$$

avec  $t_i$  l'ensemble des  $N$  instants auxquels  $u(t)$  respecte les conditions  $u(t_i) = a$  et  $\dot{u}(t_i) = b$ . À partir de l'équation 3.2, on peut écrire :

$$\begin{aligned} u(t - t_0) = & \hat{a} e^{-\xi\omega_0(t-t_0)} \left( \cos(\omega_1(t - t_0)) + \frac{\omega_0}{\omega_1} \sin(\omega_1(t - t_0)) \right) \\ & + \frac{\hat{b}}{\omega_1} e^{-\xi\omega_0(t-t_0)} \sin(\omega_1(t - t_0)) \\ & + \int_0^t h(t - \tau) E[s(\tau) | a, b] d\tau \end{aligned} \quad (3.4)$$

avec  $\hat{a}$  et  $\hat{b}$  les moyennes des conditions initiales  $a$  et  $b$  rencontrées. Le déplacement  $s(t)$  étant supposé comme un processus aléatoire ergodique de moyenne nulle, on en déduit que :

$$\int_0^t h(t - \tau) E[s(\tau) | a, b] d\tau = 0 \quad (3.5)$$

Asmussen (1997) montre que différentes conditions initiales peuvent être retenues. Si l'on fait le choix du couple d'un déplacement nul et d'une vitesse positive, la RDS s'écrit, d'après les équations 3.4 et 3.5 :

$$RDS(\tau) = \frac{\widehat{b}}{\omega_1} e^{-\xi\omega_0(\tau)} \sin(\omega_1(\tau)) \quad (3.6)$$

avec  $\tau$  la variable de temps décrivant l'évolution temporelle de la signature et allant de 0 à sa durée maximale. Cette durée correspond à la longueur des segments de signal sommés dans l'algorithme de RDT. Elle sera fixée à environ 10 fois la période a priori du mode de vibration étudié.

Une fois la signature RDS obtenue, la fréquence et l'amortissement associés à celle-ci peuvent être calculés simplement. Ainsi, la fréquence  $f_1$  est évaluée directement en moyennant les pseudo-périodes  $\omega_1$  de la RDS. La fréquence  $f_0$  correspondant à la période propre  $\omega_0$  est obtenue après correction de l'effet de l'amortissement d'après l'équation 3.7 :

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2} \quad (3.7)$$

En pratique, cette correction n'est pas nécessaire. En effet, pour un amortissement de 1%, qui est l'ordre de grandeur des valeurs rencontrées à la fois pour les structures et les poutres en laboratoire, la fréquence est corrigée de seulement  $5.10^{-3}\%$ . Le taux d'amortissement critique désigné dans la suite plus simplement par amortissement, est calculé par la méthode dite de décrétement logarithmique (Clough et Penzien (1993)). Ainsi, l'amortissement  $\xi$  s'exprime :

$$\xi = \frac{1}{2\pi} \log \left( \frac{|A_n|}{|A_{n+1}|} \right) \quad (3.8)$$

avec  $|A_n|$  et  $|A_{n+1}|$  les amplitudes respectives de deux maxima consécutifs. Afin d'améliorer la fiabilité de la mesure et utiliser toute l'information disponible dans la signature, nous utiliserons une régression linéaire entre le temps et le logarithme des amplitudes des valeurs absolues des extrema. Le calcul de l'amortissement  $\xi$  s'effectue alors via l'équation :

$$\xi = \frac{-p}{\omega_0} \quad (3.9)$$

avec  $p$  la pente de la régression linéaire.

### 3.3.2 Exemples d'application

Nous nous proposons de présenter ici deux exemples d'utilisation de la RDT décrite précédemment. Ceux-ci correspondent à deux cas d'utilisation similaires à ceux décrits dans cette thèse : une expérience de mesure en laboratoire sur une poutre à l'échelle métrique et la surveillance de structures de génie civil.

Roux *et al.* (2014) montrent comment la RDT permet de suivre la fréquence des différents modes de vibration de la poutre au cours du temps. Celle-ci est alors perturbée à intervalle régulier au cours de l'expérience, ce qui est à l'origine des variations en marches d'escalier des fréquences modélisées (voir la figure 3.2). La durée de signal utilisé pour obtenir une valeur de fréquence est définie par le nombre de fenêtres que l'on souhaite moyenner. Cela se traduit donc par le produit de ce nombre (choisi communément égal à 1000 comme dans cette étude) avec la période de vibration a priori du mode étudié. La longueur de signal nécessaire à l'utilisation de la RDT est donc inversement proportionnelle à la fréquence propre que l'on souhaite suivre. Ceci a pour conséquence une résolution temporelle et une fréquence d'échantillonnage différentes dans le suivi des paramètres modaux. Ces dépendances s'illustrent sur la figure 3.2 extraite de l'article de Roux *et al.* (2014). En effet, la RDT ne permet pas un suivi précis pour les deux premiers modes parce qu'ils nécessitent d'utiliser des longueurs de signal trop longues pour obtenir les signatures par rapport au temps caractéristique de variation. Le mode 2 présente un lissage des variations de la fréquence car la durée séparant les perturbations est inférieure à la résolution de la méthode. La fréquence du mode 1 est quant à elle, mal évaluée du fait d'une différence plus prononcée encore que celle pour le mode 2. Les fréquences des modes supérieurs sont en revanche très fidèlement mesurées.

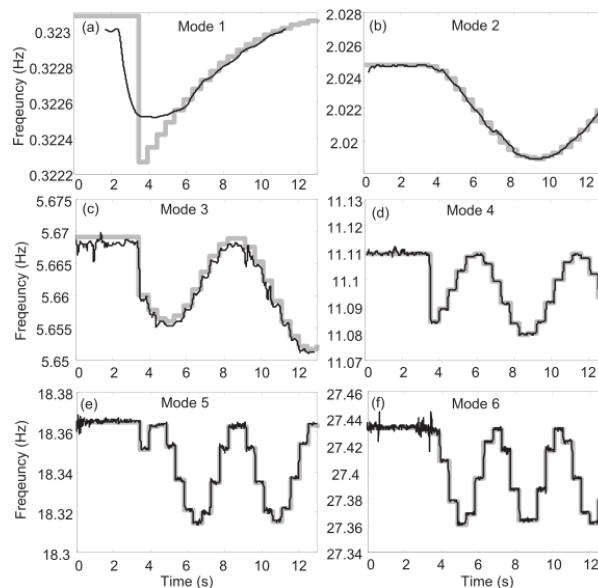


FIGURE 3.2 – Suivi (ligne noire) de la fréquence des modes 1 à 6 (sous-figures (a) à (f)), à l'aide de la RDT, d'une poutre dont la rigidité est perturbée entre 3476 s et 12524 s à intervalle régulier de 476 s. Les fréquences modélisées (ligne grise) à l'aide d'un modèle aux éléments finis est également présentée à titre de comparaison. (de Roux *et al.* (2014))

Le deuxième exemple est la surveillance continue et à long terme effectuée par Mikael *et al.* (2013) de différents immeubles français. Ainsi, la figure 3.3 montre le suivi de la fréquence et de l'amortissement de l'Hôtel de ville de Grenoble et de la tour Ophite de Lourdes dans les deux directions, longitudinale et transversale. Cette étude montre que

la RDT est parfaitement adaptée au suivi des paramètres modaux des structures à long terme pour lesquelles on observe des variations selon différentes dynamiques temporelles : de la journée à l'année en fonction, notamment de la température.

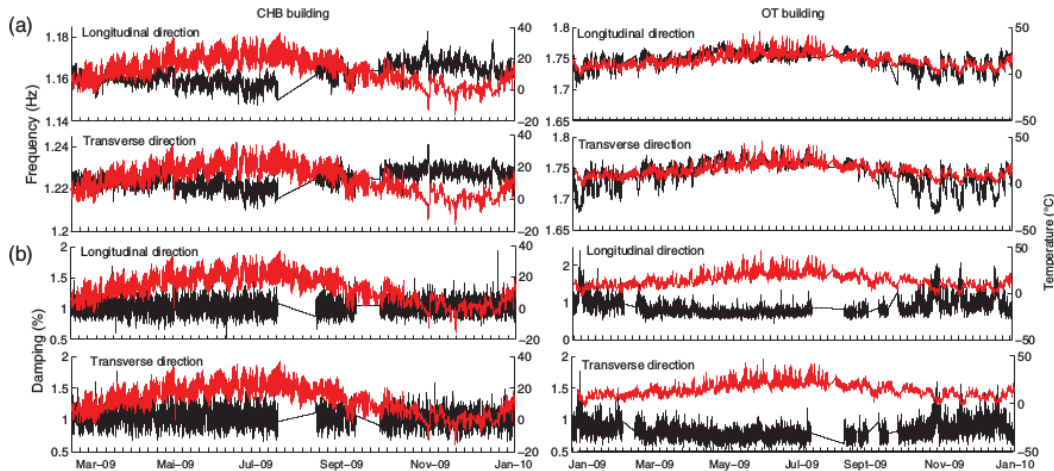


FIGURE 3.3 – Fréquence (a) et amortissement (b) de l'Hôtel de ville de Grenoble (gauche) et de la tour Ophite de Lourdes selon les directions longitudinale et transversale. La température est indiquée par la ligne rouge sur chaque graphique. (de Mikael *et al.* (2013))

### 3.3.3 Étude paramétrique expérimentale de la RDT

La Random Decrement Technique est une méthode robuste de traitement du signal que l'on applique aux vibrations ambiantes enregistrées dans une structure. Ceci permet d'en extraire les paramètres modaux (fréquence et amortissement) de chaque mode de déformation. Son utilisation nécessite, néanmoins de fixer un certain nombre de paramètres. Des valeurs communes sont utilisées dans la majorité des études. On se propose cependant, dans cette partie, d'étudier l'impact du choix pour ces différents paramètres sur la mesure de la fréquence et de l'amortissement. Cette étude sera alors menée à partir de 10 minutes de données enregistrées par des accéléromètres répartis sur une poutre en granite en laboratoire (voir le chapitre 2 pour plus de détails sur le dispositif expérimental). La première étape du traitement des données, préalable à la RDT, est l'application d'un filtre passe-bande aux données dont les fréquences de coupures sont respectivement inférieure et supérieure à la fréquence centrale estimée du mode. La première étude porte donc sur l'effet de la largeur de la bande passante du filtre, sur la mesure. Nous avons évoqué précédemment que chaque signature RDS, donnant accès à un couple de fréquence et d'amortissement, est obtenue à partir d'un signal d'une durée définie à partir de la période propre du mode, multipliée par un "grand nombre". Nous nous intéresserons donc à l'impact de celui-ci sur les résultats avec, à l'esprit, l'objectif de déterminer s'il est possible de le réduire autant que possible afin d'améliorer la résolution temporelle de

la méthode (voir le premier exemple d'application ci-dessus). On terminera cette étude en estimant la résolution et la précision à partir des résultats expérimentaux.

### 3.3.3.1 Bande passante du filtre

Le filtre que l'on applique aux données afin d'isoler les vibrations propres au mode que l'on souhaite étudier est un filtre de Butterworth d'ordre 4. Les fréquences de coupures sont alors définies comme un pourcentage de la fréquence centrale estimée. La figure 3.4 montre le spectre du signal de 10 minutes enregistré au sommet de la poutre en granite et centré autour du mode 3. On y observe également la visualisation des fréquences de coupure testées, définies comme la fréquence centrale additionnée ou soustraite de 1% à 20% de sa valeur.

La figure 3.5 présente l'influence de la demi-largeur de la bande passante du filtre sur la mesure de la fréquence et de l'amortissement. Le signal de 10 minutes est traité en appliquant la RDT sur des segments de signaux consécutifs après avoir filtré les données dans une bande passante définie. En résulte un suivi temporel de chaque paramètre modal pour chaque demi-largeur. Les résultats présentés sont alors les moyennes et écarts-types de chaque ensemble de valeurs pour chaque largeur de filtre. Les barres-d'erreur quantifient les fluctuations de la fréquence et de l'amortissement autour d'une moyenne. On précise que la longueur des segments de signal utilisés pour calculer les signatures RDS, a été choisie égale à 1000 fois la période  $T$  (estimée à  $1/246.2$  s) soit une durée de 4.1 s dans ce cas expérimental.

La figure 3.5 nous montre, dans un premier temps, que la fréquence moyenne varie peu avec la demi-largeur du filtre : moins de 0.1% d'écart entre les valeurs extrêmes pour des demi-largeurs égales à 1% et 6% et se stabilise au dessus de 10%. Les fluctuations augmentent, elles, avec la demi-largeur du filtre, seulement pour des valeurs de cette dernière inférieures à 6 %. Aucune variation significative de ces fluctuations n'est constatée au dessus de ce seuil.

En revanche, dans le cas de l'amortissement, à la fois les valeurs moyennes et les écarts-types augmentent significativement avec la demi-largeur du filtre jusqu'à une valeur de 9 % pour cette dernière. L'amortissement passe ainsi de 0.066 % au minimum à 0.55 % au maximum pour une demi-largeur de 9 % puis diminue légèrement à 0.52 % pour la bande-passante la plus large. Les écarts-types se stabilisent, eux, à partir d'une demi-largeur de 9 % à  $\sim 0.12$  %. Étant donné la très faible diminution des valeurs moyennes (0.03 %) au dessus d'une demi-largeur de 9 % comparée à l'écart-type stable à 0.12 % au dessus de ce même seuil, nous considérons que l'amortissement est alors stable. Ce résultats s'explique par la figure 3.4 qui nous indique que l'essentiel de l'information propre au mode est contenu dans la bande de fréquence pour une demi-largeur supérieure ou égale à 10%.

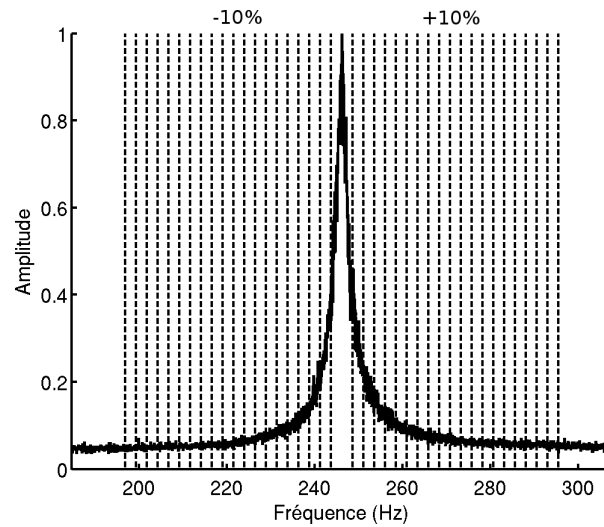


FIGURE 3.4 – Transformée de Fourier de 10 minutes de signal enregistré au sommet de la poutre en granite centrée autour du pic du mode 3. Les lignes en tiret verticales indiquent les fréquences de coupure testées lors de l'étude paramétrique entre 1% et 20%.

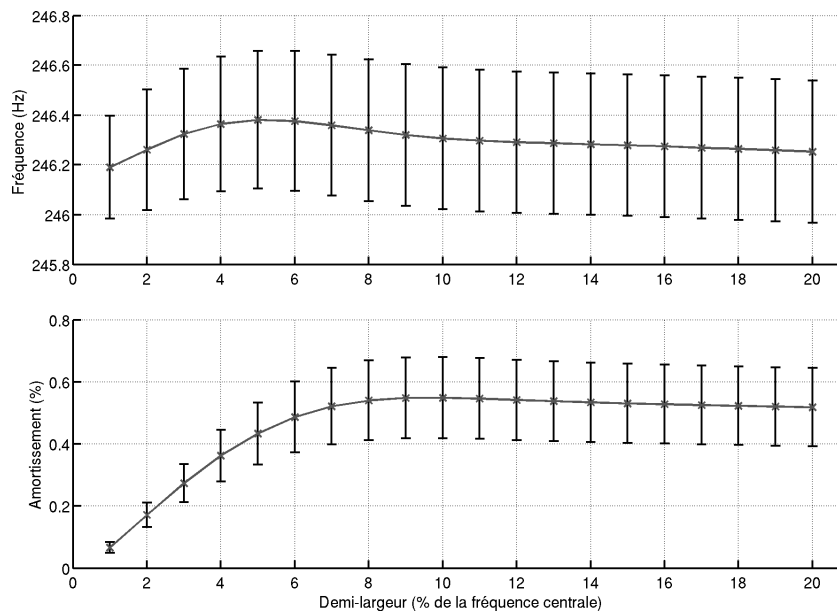


FIGURE 3.5 – Fréquence (en haut) et amortissement (en bas) du mode 3 de la poutre en granite calculés sur un enregistrement de 10 minutes. Les croix indiquent la moyenne de chaque paramètre modal sur l'ensemble du suivi pendant les 10 minutes. Les barres d'erreur indiquent les écarts-types associés.

### 3.3.3.2 Longueur des signaux

La durée des signaux conseillée varie entre 500 et 1000 périodes selon les études employant la RDT (Jeary (1997), Guéguen *et al.* (2016), Mikael *et al.* (2013)). On se propose d'étudier l'effet de la variation de ce nombre entre 100 et 2000 sur la mesure de la fréquence et de l'amortissement à l'aide de cette technique. Cette gamme devrait permettre de visualiser l'effet à la fois de fenêtres trop courtes et trop longues.

Nous présentons, en figure 3.6, les résultats obtenus de manière identique à la partie précédente en fixant une demi-largeur pour le filtre égale à 10% de la fréquence centrale et en faisant varier la durée des signaux dans l'intervalle indiqué précédemment. Les croix représentent alors les valeurs moyennes de fréquence et d'amortissement et les écarts-types associés sont indiqués par les barres d'erreur.

On y constate que la fréquence baisse légèrement, de 246.4 Hz à environ 246.3 Hz, pour s'y stabiliser dès des durées de signaux supérieures à 400 périodes. Les fluctuations de la fréquence au cours de son suivi temporel, quantifiées par l'écart-type, sont très fortes pour des segments de données courts mais diminuent rapidement pour des durées inférieures à 700 périodes puis, plus modérément au delà de cette durée. Elles décroissent ainsi de 1.27 Hz pour une durée de 100 périodes à 0.34 Hz pour 700 périodes et enfin 0.20 Hz pour 2000 périodes.

L'amortissement se comporte de façon analogue dans sa variation en fonction de la durée des signaux. En revanche, l'amplitude relative de la baisse de sa valeur moyenne est plus importante, d'environ 0.66% à 0.56% entre 100 périodes et 400 périodes puis se stabilise à environ 0.55% au dessus de 1000 périodes. On peut aussi noter la très forte valeur de l'écart-type égal à 0.55 % pour la durée minimale des signaux qui diminue à 0.22 % pour une durée de 400 périodes et converge progressivement vers  $\sim 0.1$  % pour des durées supérieures à 1000 périodes.

Cette étude expérimentale, tout comme celle précédente, est similaire pour l'ensemble des modes de la poutre et qui ne sont donc pas représentés pour faciliter la lecture des figures. Elle confirme, dans le cas de nos données, la validité d'une durée de signaux conseillée à 1000 périodes. Ainsi, une durée supérieure ou égale semble être tout à fait appropriée à une mesure fiable, à la fois de la fréquence et de l'amortissement. Il est intéressant de noter, cependant, que la mesure de la fréquence semble très peu sensible à cette durée, en moyenne. Le fait que l'on obtienne des mesures de fréquence très proches, que ce soit à partir d'un signal long ou d'un ensemble de ses subdivisions démontre l'ergodicité du phénomène générant les vibrations ambiantes (nécessaire à l'application de la RDT). En revanche, les barres d'erreurs montrent que la fréquence fluctue autour de la valeur moyenne plus fortement pour des signaux qui sont d'autant plus courts. Deux hypothèses peuvent expliquer ces oscillations : des erreurs de mesure ou des fluctuations naturelles et effectives dans la structure qui sont d'autant mieux échantillonnées que l'on augmente la résolution temporelle de la méthode. Ce point fait l'objet de la discussion dans la partie suivante.

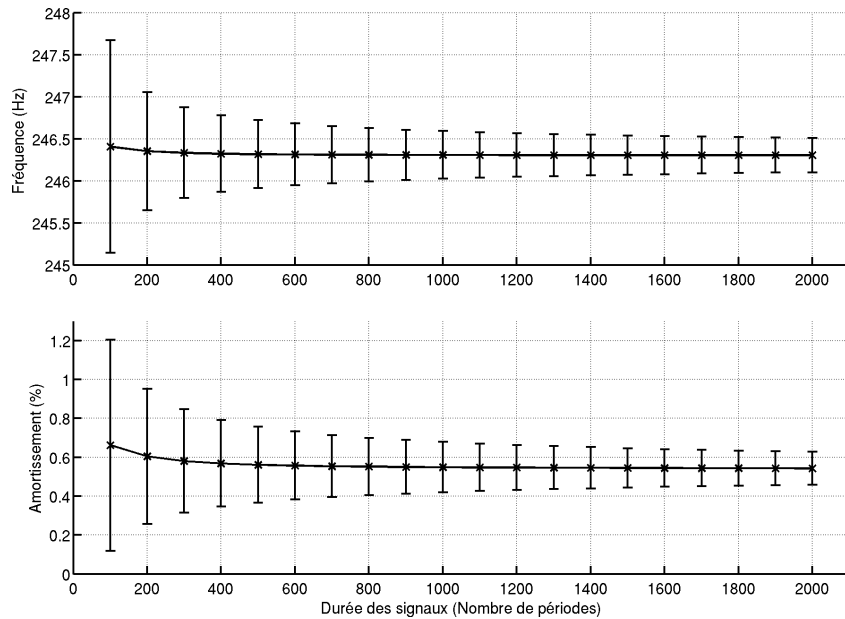


FIGURE 3.6 – Fréquence (en haut) et amortissement (en bas) du mode 3 de la poutre en granite calculés sur un enregistrement de 10 minutes en fonction de la durée des signaux utilisés pour la RDT. Les croix indiquent la moyenne de chaque paramètre modal sur l’ensemble du suivi pendant les 10 minutes. Les barres d’erreur indiquent les écarts-types associés.

### 3.3.3.3 Précision

Afin de déterminer si les oscillations de la fréquence au cours du temps mises en évidence par l’étude précédente sont dues à des erreurs de mesures (causées par le traitement ou le capteur) ou alors le résultat de fluctuations réelles de ce paramètre modal, on compare le suivi temporel de celui-ci obtenu à partir des enregistrements synchronisés de cinq capteurs. Les données utilisées sont les mêmes que celles ayant servi à la détermination des déformées modales de la poutre en granite (voir section 2.2). Sur les 16 capteurs répartis sur la hauteur de la poutre, seuls les cinq ayant le meilleur rapport signal sur bruit pour le mode considéré sont retenus. La figure 3.7 présente le suivi temporel de la fréquence du mode 3, moyenné sur les cinq capteurs et obtenu en appliquant la RDT sur des signaux d’une durée de 200 périodes et de 1000 périodes. L’analyse de ces résultats permet d’établir que :

- les oscillations de la fréquence sont d’autant plus faibles que la durée des signaux traités est grande,
- les variations observées sont cohérentes entre les résultats obtenus via les deux traitements (RDT avec 200 et 1000 périodes), confirmant ainsi l’ergodicité évoquée précédemment,
- les barres d’erreur désignant l’écart type entre les valeurs mesurées pour les différents capteurs sont nettement inférieures à l’amplitude des oscillations de la fré-



quence. On observe en effet que, pour une durée de signaux traités égale à 200 périodes, l'amplitude moyenne des fluctuations sur les 10 minutes de suivi de la fréquence est de 0.69 Hz pour un écart-type moyen de 0.13 Hz.

Les observations listées ci-dessus indiquent que les variations de fréquence constatées sont bien dues à des variations réelles mesurées sur l'ensemble des capteurs. Les résultats présentés permettent de plus, d'estimer la précision de la RDT à environ 0.1 Hz dans ce cas expérimental, soit une incertitude relative de l'ordre de  $4.10^{-2}\%$ .

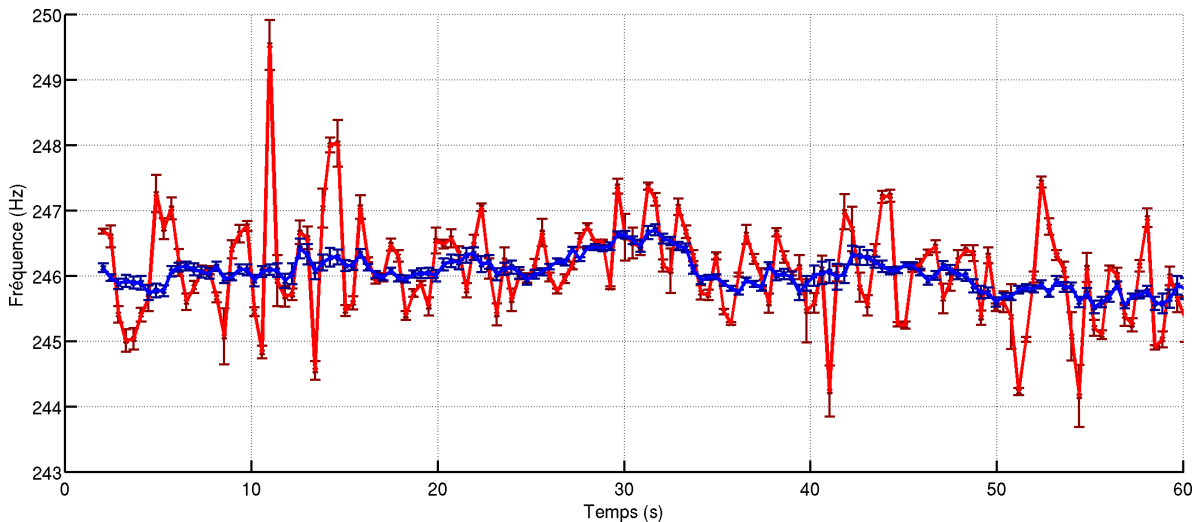


FIGURE 3.7 – Suivi de la fréquence du mode 3 de la poutre en granite en appliquant la RDT sur des signaux d'une durée de 200 périodes (en rouge) et de 1000 périodes (en bleu). Les lignes indiquent les valeurs moyennes des fréquences mesurées sur cinq capteurs et les barres d'erreur, les écarts-types associés.

## 3.4 Normalized Random Decrement Technique

### 3.4.1 Description de la méthode

Les données expérimentales analysées dans cette thèse incluent des sollicitations dynamiques (voir chapitre 2 pour plus de détails). L'objectif de cette section est alors de proposer une modification simple de la méthode de RDT décrite précédemment afin de pouvoir traiter les données de laboratoire incluant des chargements dynamiques ainsi que des vibrations ambiantes avec une seule et même technique.

Pour rappel, la RDT consiste à découper une fenêtre de signal (filtré autour d'une fréquence centrale) d'une longueur d'environ 1000 fois la période dominante de celui-ci en sous-segments d'une durée égale à 10 fois cette même période. Ces segments sont alors moyennés afin d'obtenir la signature RDS. La stationnarité du signal se justifie alors en pratique par cette moyenne qui serait biaisée si cette condition n'est pas respectée. Afin d'appliquer la RDT à des fenêtres de signal incluant des fortes amplitudes, nous proposons donc de normaliser chaque segment avant de calculer la moyenne de ceux-ci. Cette normalisation peut alors être considérée comme une stationnarité imposée artificiellement aux données. On peut néanmoins noter que cette normalisation conserve les variations d'amplitude au sein d'un même segment, contrairement à toute autre technique de traitement du signal, qui, appliquée aux données avant l'analyse RDT, altérerait toute information portée par l'amplitude. Ces variations d'amplitude intrinsèque à chaque segment comportent en effet des informations primordiales pour le calcul de la signature, en particulier concernant sa décroissance exponentielle et donc l'évaluation de l'amortissement.

On se propose dans la suite de vérifier expérimentalement la validité de la modification de l'algorithme d'origine. Celle-ci consiste à normaliser chaque segment soit par son amplitude maximale (normalisation désignée dans la suite par NRDT-L1), soit par son énergie (NRDT-L2) avant de l'inclure dans le calcul de la signature.

### 3.4.2 Étude expérimentale de la NRDT

La figure 3.8 montre les résultats obtenus par l'application des différents algorithmes RDT, NRDT-L1 et NRDT-L2 sur des données expérimentales enregistrées sur la poutre en granite sollicitée par un jet d'air de manière continue et par un choc à l'instant  $t = 30$  s, comme l'indique l'enregistrement de l'accélération. Dans un premier temps on peut noter que, pour les périodes ne contenant que des vibrations ambiantes générées par le jet d'air, les trois traitements utilisés fournissent les mêmes résultats. En effet, le tableau 3.1 indiquent les écarts moyen et maximum entre les résultats obtenus par la NRDT avec les deux normalisations et la RDT qui restent inférieurs à 0.5 %. La considération des erreurs moyennes permet d'apprécier la concordance des résultats dans leur ensemble et les faibles erreurs maximales constatées confirment, de plus, que les algorithmes ne créent aucun artefacts ponctuels. Enfin, la méthode ayant recours à la normalisation L1 apparaît d'après ce tableau 3.1, plus fidèle à la RDT.

En revanche, lorsqu'une fenêtre de signal traitée comporte le chargement dynamique, les résultats diffèrent selon qu'une normalisation est présente ou non dans l'algorithme utilisé. En l'absence de normalisation, la fréquence mesurée prend une valeur constante et fortement réduite pour tous les signaux incluant la sollicitation. Ceci montre que la signature obtenue pour l'ensemble de ces cas est dominée par les fortes amplitudes du chargement. La normalisation L1 comme L2, permet d'annuler cette prédominance et ainsi traiter l'ensemble des fenêtres à poids égal dans le calcul de la signature. La chute de fréquence due au choc est alors suivie sans artefacts dus aux contrastes d'amplitude entre la sollicitation et les vibrations ambiantes. De façon similaire aux oscillations discutées précédemment, la variation de fréquence ainsi observée est néanmoins lissée et n'apparaît donc pas comme la chute brutale prévue par la théorie (voir la section 1.5). La fréquence diminue ainsi jusqu'à une valeur minimale dont l'estimation et le décalage temporel de sa mesure dépendent de la largeur des fenêtres, i.e. du lissage des résultats. En effet celle-ci est, en théorie, mesurée au moment du chargement dynamique. Sa valeur peut de plus être évaluée par les deux plateaux observés sur les résultats du traitement par la RDT qui, comme nous l'avons discuté précédemment, reflète la mesure de la fréquence au cours de la sollicitation et indiquent une même valeur d'environ 237 Hz. La diminution de la durée des signaux traités permet d'approcher cette valeur minimale et diminuer le décalage temporel et ainsi suivre plus fidèlement la dynamique lente suivant le choc.

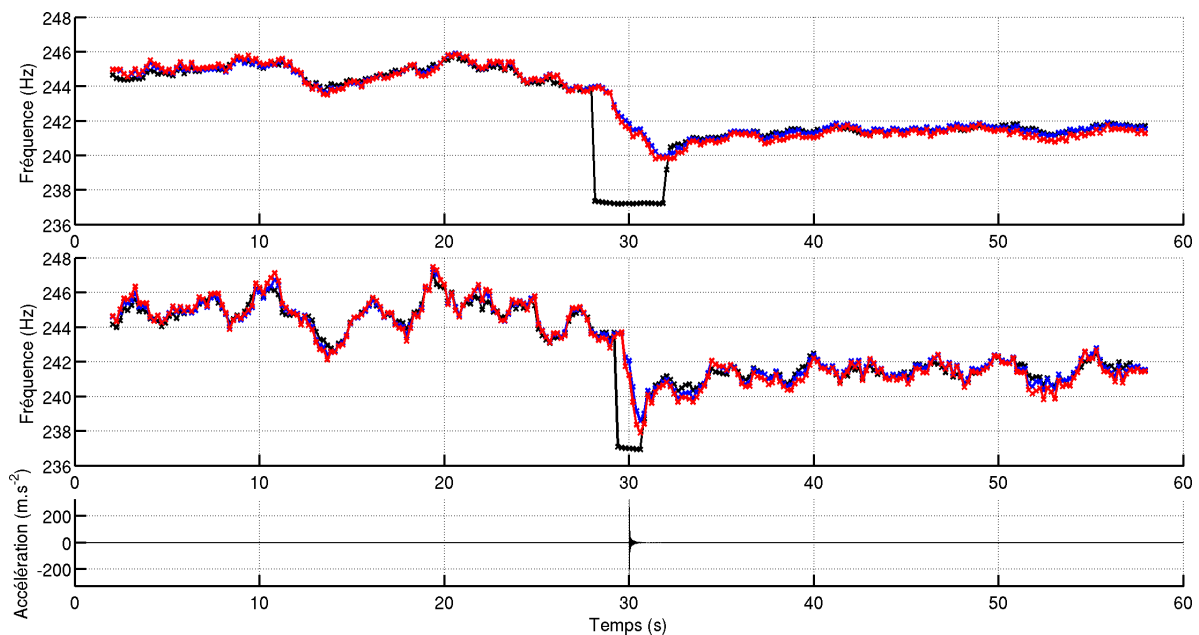


FIGURE 3.8 – Suivi de la fréquence du mode 3 avec la méthode RDT (en noir) et les deux méthodes modifiées de la RDT utilisant respectivement une normalisation L1 et L2 (en bleu et rouge), au cours d'une expérience incluant une sollicitation dynamique à  $t = 30$  s. La RDT a été appliquée à des signaux d'une durée de 1000 périodes (haut) et 400 périodes (milieu) consécutifs avec un pas d'échantillonnage commun de 100 périodes. L'accélération enregistrée au sommet de la poutre en granite est présentée en bas.

Largeur de fenêtre Algorithme de traitement	400T		1000T	
	NRDT-L1	NRDT-L2	NRDT-L1	NRDT-L2
Écart moyen absolu (Hz)	0.20	0.30	0.12	0.21
Écart maximum absolu (Hz)	0.60	1.00	0.48	0.60
Écart moyen relatif (%)	0.08	0.12	0.05	0.08
Écart maximum relatif (%)	0.24	0.41	0.20	0.24

TABLE 3.1 – Écarts moyens et maximums exprimés de façon absolue et relative entre les suivis de la fréquence par l’algorithme classique de RDT et ceux dits NRDT-L1 et NRDT-L2 pour les deux cas d’étude utilisant des fenêtres de signal d’une durée 400 et 1000 fois la période propre  $T$  (voir la figure 3.8). Les résultats impliquant la sollicitation dynamique (entre environ  $t = 27$  s et  $t = 33$  s) ne sont pas pris en compte dans les calculs des valeurs du tableau.

Nous avons montré précédemment que la NRDT que nous proposons permet de suivre la fréquence très fidèlement à partir de données composées à la fois de vibrations ambiantes de faible amplitude et des sollicitations dynamiques d’intensité supérieure de plusieurs ordres de grandeur. Cette technique dite de NRDT dérivant directement de la RDT, partage certains de ses avantages parmi lesquels figurent la rapidité de traitement, la précision, la facilité d’utilisation. Cependant, la mesure de l’amortissement via la NRDT représente sa principale limite. En effet, la figure 3.9 représente, de façon analogue à la figure 3.8 pour la fréquence, le suivi de l’amortissement avec les deux techniques NRDT-L1 et NRDT-L2 comparé à celui obtenu avec la RDT. On y observe que l’amortissement est surestimé pour l’ensemble des résultats. Ainsi, l’amortissement obtenu avec la NRDT-L1 est supérieur en moyenne de 0.29 % et celui résultant de la NRDT-L2, de 0.49 % pour des fenêtres de signal d’une durée de 1000 périodes. Par ailleurs, l’amortissement ne présente pas la dynamique lente observée pour la fréquence. En effet, les algorithmes de NRDT permettent seulement de mettre en évidence une augmentation brève de l’amortissement au moment du choc. Cette absence de la relaxation pour l’amortissement n’est cependant pas due à la modification apportée à la RDT car cette dernière ne permet pas non plus de l’observer pour les données de vibrations ambiantes seules.

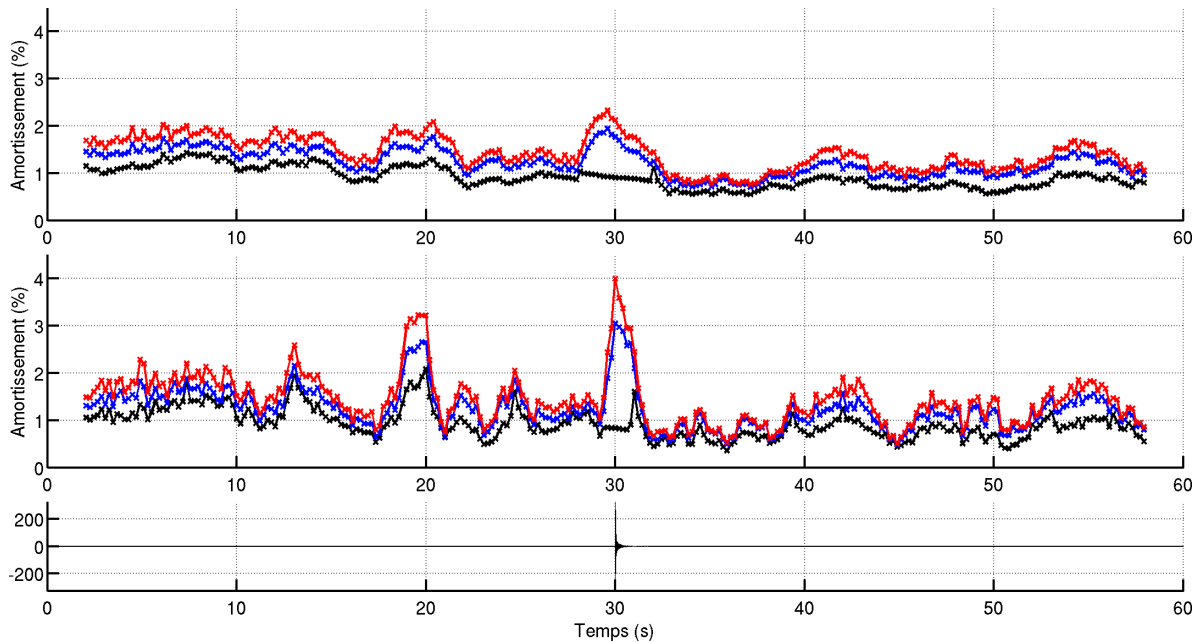


FIGURE 3.9 – Suivi de l’amortissement du mode 3 avec la méthode RDT (en noir) et les deux méthodes modifiées de la RDT utilisant respectivement une normalisation L1 et L2 (en bleu et rouge), au cours d’une expérience incluant une sollicitation dynamique à  $t = 30$  s. La RDT a été appliquée à des signaux d’une durée de 1000 périodes (haut) et 400 périodes (milieu) consécutifs avec un pas d’échantillonnage commun de 100 périodes. L’accélération enregistrée au sommet de la poutre en granite est présentée en bas.

### 3.5 Conclusions

La littérature concernant la RDT indique des valeurs optimales dans le cas général pour l’application de cette méthode. On s’est cependant proposé de vérifier celles-ci dans le cas de nos données de laboratoire. Premièrement, la bande de fréquence du filtre Butterworth d’ordre 4 appliqué aux données avant la RDT est déterminée, dans la suite, par la fréquence centrale estimée par une transformée de Fourier du signal, et à laquelle on retranche et on additionne respectivement 10% pour calculer les deux fréquences de coupure. Ensuite, nous avons pu confirmer qu’une durée de 1000 périodes pour les signaux traités était appropriée au calcul de la signature RDS et à une mesure correcte de la fréquence et de l’amortissement. Il est cependant apparu que l’on pouvait fortement diminuer cette dernière sans que la mesure de fréquence n’en soit affectée fortement. Néanmoins, l’amortissement est alors évalué de manière plus incertaine et des variations à court terme de la fréquence sont alors échantillonnées. La mesure de ces oscillations n’est pas pertinente pour le suivi de la fréquence à long terme et nous retiendrons donc une durée de 1000 périodes pour traiter les longs enregistrements de vibrations ambiantes. Les données comportant des sollicitations dynamiques seront traitées, en revanche, à l’aide de l’algorithme de RDT incluant une normalisation et en réduisant la durée des

signaux à 400 périodes. Afin d'améliorer la continuité du suivi des paramètres modaux, nous avons choisi arbitrairement un recouvrement de 50% entre les segments consécutifs de données. L'étude paramétrique a également permis d'évaluer la précision de la RDT. En effet, en comparant les résultats indépendants de 5 capteurs, nous avons pu établir que les oscillations de fréquence observées étaient bien dues à un phénomène physique et non une erreur de mesure. La marge d'erreur de la mesure est alors évaluée par l'écart type moyen entre les valeurs de fréquence mesurées via les différents capteurs sur des segments de données synchrones. Cette précision est évaluée à environ  $4.10^{-2}$  % dans notre étude paramétrique alors que les oscillations spontanées, sous vibrations ambiantes, sont caractérisés par une amplitude presque un ordre de grandeur plus grande.



# Chapitre 4

## The Fluctuation-Dissipation theorem used as a proxy for damping variations in real engineering structures.

### 4.1 Abstract

Damping ratio along with resonance frequency is a relevant health indicator in structural health monitoring but it is also a key parameter in the design of buildings. It is reported to vary in time due to changes in environmental conditions, to the occurrence of damage in the structure or to dynamic loading. An amplitude dependence of the damping factor has also been noticed for strong solicitations such as strong winds. But none of these observations justify the much higher fluctuations of damping values compared to resonance frequency in the amplitude range of natural ambient vibration. The objective here is to investigate if any amplitude dependence in this lower range of solicitation could explain the observed difference in the scattering of the two modal parameters. To do so, the first approach consists in studying vertical clamped-free beams made out of different materials and excited by an air-jet. Secondly, we upscale our observations and interpretations to continuously monitored buildings. Finally, we propose to consider the fluctuation-dissipation theorem to explain these uncommon results.

### 4.2 Introduction

Since the nineties, using ambient vibrations to monitor civil engineering structures has been driven by both the increasing demand for safety assessment and the technical progresses made in the acquisition of continuous data. Vibrations recorded in a structure give indeed access to temporal monitoring of various health indicators including modal



## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

---

frequencies  $f$  and percentage of critical damping  $\xi$ , named damping or damping ratio herein. Associated to a 1D single-degree-of-freedom like structure, these two modal parameters are directly related to the stiffness of the structure (i.e.,  $\omega^2 = k/m$  and  $\xi = 0.5 c/[km]^{0.5}$ , with  $\omega = 2\pi f$  the pulsation,  $c$  the viscous damping,  $k$  the stiffness and  $m$  the mass). They are very sensitive to damage (Todorovska (2009), Luco *et al.* (1987)), but also to the variations of the dynamic loading producing nonlinearities (Michel et Guéguen (2010), Trifunac *et al.* (2010), Clinton *et al.* (2006)), boundary conditions (Guéguen *et al.* (2016)) and weather conditions such as air temperature and humidity (Clinton *et al.* (2006), Mikael *et al.* (2013)). Consequently, in view of these non-representative changes in the health of the structure, these two parameters are often considered not to be sufficiently effective to be used in Structural Health Monitoring (SHM).

Besides SHM purposes, damping and frequency are also the most critical parameters in the earthquake design of structures since the designed force applied to civil engineering structure is related to a corresponding coefficient depending on its period and damping. However, under weak motion, the fluctuations of damping observed during continuous monitoring (e.g., Mikael *et al.* (2013), Nayeri *et al.* (2008), Tamura (2012)) is indeed reported to be very high and especially stronger than resonance frequency, even though frequency and damping are at the first order directly related to the stiffness. In the amplitude range of ambient vibrations recorded in civil engineering structures, fluctuations of damping over time is more than one order of magnitude higher than that of resonance frequency (Mikael *et al.* (2013), Nayeri *et al.* (2008)). The dependency of damping with the loading amplitude applied to the structure and observed in previous studies (Tamura (2012), Jeary (1986), Satake *et al.* (2003)) is a possible source of this overall strong variability. As theorized by Jeary (1986), in-between two thresholds, below and above which damping may be considered as constant, damping is reported to increase significantly. Tamura (2012) showed for instance that in the range of acceleration  $10^{-2}$  m.s $^{-2}$  to  $4.5 \times 10^{-2}$  m.s $^{-2}$ , damping increases from 1.5 % up to about 2.5 %. However, in our case, the range of strain considered is very weak and would correspond to the zero-amplitude plateau of Jeary's theory. Moreover, Modena *et al.* (1999) showed that undetectable cracks by visual inspection in structures may cause larger variation in damping than in resonance frequency, that confirms the strong damping sensitivity to the presence of cracks.

However, at the thermodynamical equilibrium of a system, the fluctuation-dissipation theorem relates the spontaneous fluctuations of a system and its response to a small external perturbation (Kubo (1966), Callen et Welton (1951)). Combining the formulations proposed by Kubo (1966) and by Campillo et Roux (2014) for the Ward identity applied to the noise correlation theorem leads to the formulation of a proportional relation between the dissipation (or damping) in the system and the intensity of the external loading. This theoretical development is made for weak forcing parameters for which all deformations (defined as the ratio between the displacement at the top of the structure and its height) are considered to remain in the elastic domain and consequently, the frequency is thus supposed to remain constant.

The objective of this study is to experimentally verify the dependency of the two mo-

dal parameters (frequency and damping) with respect to the external loading amplitude. This paper is structured as follows. In section 4.3, we present the experimental setup conducted at the laboratory scale on vertical clamped-free beams, i.e. a reduced-scale equivalent structure-like building, and the basic interpretation of the dynamic response of the beam. In section 4.4, we describe the processing applied to the data to assess the continuous modal frequency and damping values, according to the loading amplitude. Laboratory experiment results are presented in section 4.5. Then, data from real-scale buildings are investigated in section 4.6 in order to confirm the fluctuation-dissipation theory in civil engineering structures. Finally, the interpretation of our main results are discussed in section 4.7 with conclusion in the frame of the fluctuation-dissipation theory.

### 4.3 Experimental setup and data

Figure 4.1 describes the experimental setup used in this study. Continuous recordings of vibrations are performed at the top of three different vertical clamped-free beams : granite and limestone beams with section  $2 \times 5 \text{ cm}^2$ , and Plexiglas beam with section  $1 \times 5 \text{ cm}^2$ . The beams are clamped on a massive limestone block with epoxy glue. Two Brüel & Kjaer 4518-003 accelerometers are used, one located at the base and one at the top of each beam. Their sensitivity is  $100 \text{ mV/g}$  and their sampling frequency is set to  $5 \text{ kHz}$ . The acquisition is done through a signal conditioner (Type 2694-A, Brüel & Kjaer), which enables to pre-amplify data with a gain of  $10 \text{ dB}$ . An acquisition card (National Instruments, USB-6259 BNC) connects the conditioner to the computer. The beam is loaded through a continuous air jet applied at the top, which is supposed to reproduce the physical characteristics of ambient vibrations recorded in real-scale structures (Roux *et al.* (2014), Guéguen *et al.* (2014)).

Figure 4.2a shows three hours of continuous recording of acceleration at the top of the granite beam. Recordings are quasi-continuous, only segmented into one-hour files to allow the acquisition program to transfer data to the storage computer system. We observe that the amplitude of the air jet applied at the top of the beam is wandering, with a period 40 minutes, as a result of the mechanical variation of the air compressor. This period of variation is long enough compared to the characteristic period  $T$  of the resonances of the beams, i.e. related to their dynamic response above  $0.1 \text{ s}$ . This period allows us to consider the loading to be quasi-stationary as observed for ambient vibrations recorded in real-scale buildings.

Fourier transforms of one-hour long vibrations recorded at the top of each beam are shown in figure 4.2b. For clamped-free conditions, we can define the dynamic response of each beam using the Euler-Bernoulli continuous beam model Clough et Penzien (1993), which is written as follows :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} EI(x) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + m(x) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.1)$$

where  $u(x, t)$  is the horizontal time displacement along the beam,  $m(x)$  is the mass per unit length along the direction  $x$ ,  $E(x)$  is the Young modulus and  $I(x)$  is the moment of

THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

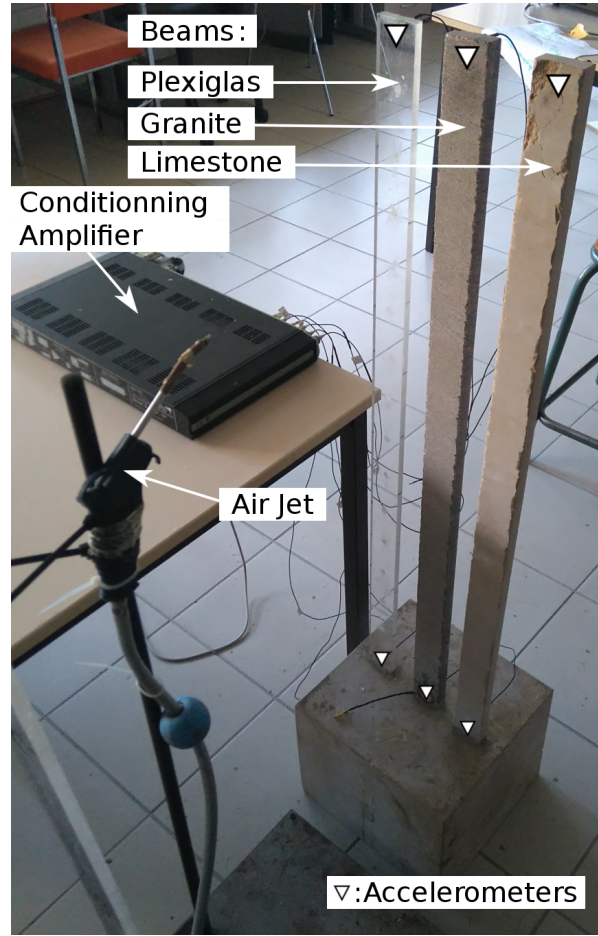


FIGURE 4.1 – View of the experimental setup at the laboratory scale showing the three beams (Plexiglas, Granite and Limestone), the air jet exciting the beam, accelerometers at the top and at the base of each beam and the associated conditioning amplifier.

inertia. Solving equation 4.1 for a homogenous beam model provides the following modal frequencies :

$$f_n = \frac{(\alpha_n H)^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{mH^4}} \quad (4.2)$$

where  $H$  is the length of the beam and the  $\alpha_n H$  coefficients are a discrete series defined by :

$$\begin{aligned} \alpha_1 H &= 1.8751 \\ \alpha_2 H &= 4.6941 \\ \alpha_3 H &= 7.8548 \\ \alpha_n H &= (2n - 1) \times \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

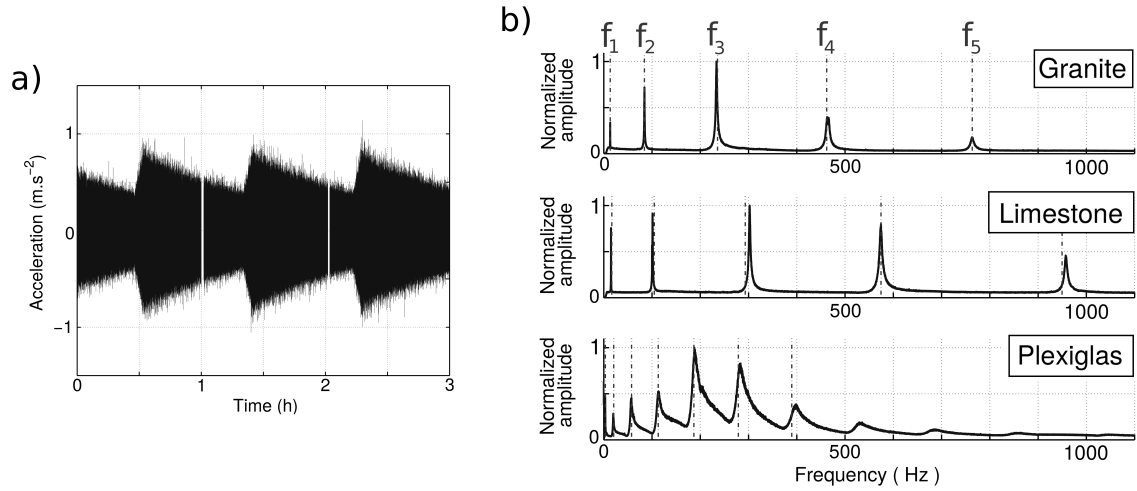


FIGURE 4.2 – (a) Three-hours long signal recorded at the top of the granite beam. White strips at 1 and 2 hours correspond to the breaks in the recording due to the data transfer and storage. (b) Fourier transforms of one-hour long accelerometric signals recorded at the top of the three beams. Theoretical frequencies  $f_i$  of the first modes ( $i=1$  to 5) computed using an Euler- Bernoulli beam model for each beam are displayed with vertical dashed lines.

The solution of equation 4.1 for the vibration motion of the free-clamped beam leads to the expression of the mode shapes as follows :

$$\phi_n(x) = \cosh \alpha_n x - \cos \alpha_n x - \frac{\cos \alpha_n L + \cosh \alpha_n L}{\sin \alpha_n L + \sinh \alpha_n L} (\sinh \alpha_n x - \sin \alpha_n x) \quad (4.4)$$

In figure 4.2b, the frequency peaks observed for each beam correspond to their theoretical Euler-Bernoulli modal frequencies (equation 4.3), as previously confirmed by Roux *et al.* (2014) for equivalent laboratory experiments. Considering the ratio of the resonance frequencies, all beams experience a pure bending deformation. This is confirmed by the mode shapes computed using peak-picking method (Brincker *et al.* (2001)) with 10 minutes-long recording of ambient vibrations on 16 accelerometers located along the granite beam. Figure 4.3 compares the experimental to the theoretical modal shapes (equation 4.4) of the granite beam. Besides a high visual agreement, the Modal Assurance Criteria (MAC) values (Allemang (2003)) calculated for each mode and given in figure 4.3 are higher than 0.9, i.e. higher than the widely used 0.8 match threshold (Michel et Guéguen (2010), Allemang (2003)). By comparing the experimental and theoretical results, we can conclude that the observed flexural frequencies correspond to the vibration modes of of the beam.

## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

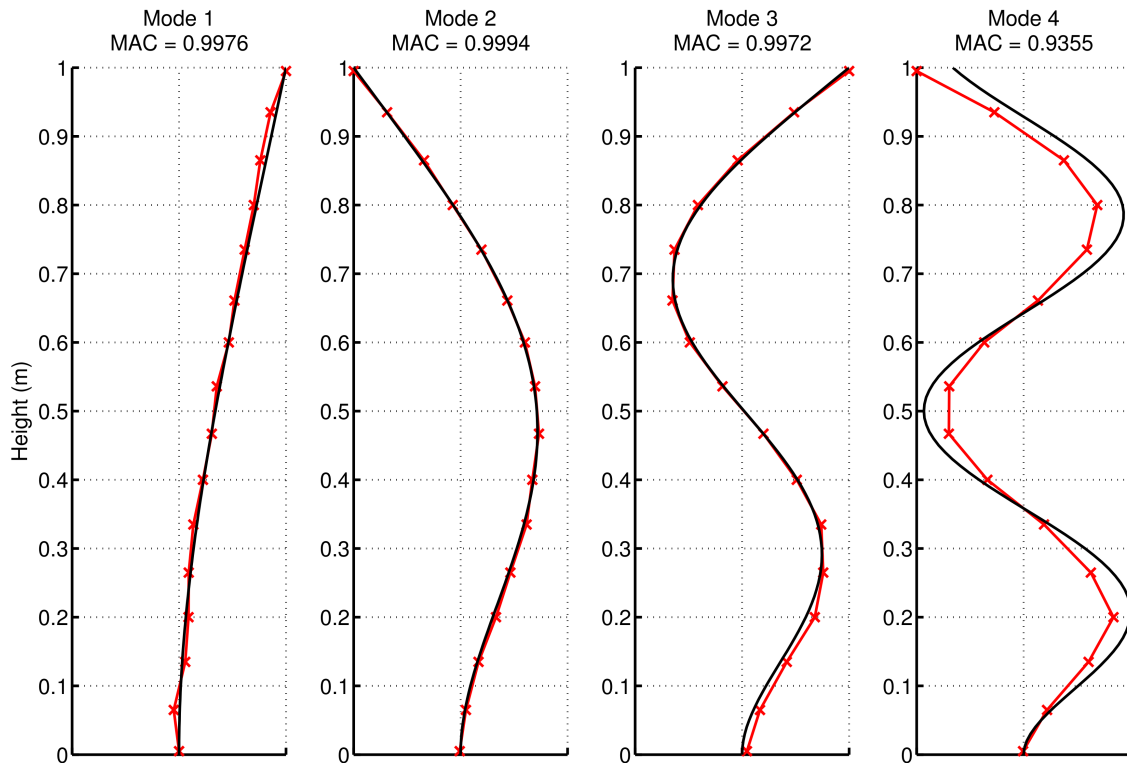


FIGURE 4.3 – Experimental (red) and theoretical (black line) modal shapes computed using the Euler-Bernoulli beam model of the five first modes of the granite beam.

### 4.4 Processing

The continuous acceleration recorded at the top of each beam is processed with the Random Decrement Technique (RDT) in order to track frequency and damping variations over time. RDT has been first proposed in the late sixties by Cole (1968) and then further studied especially by Vandiver *et al.* (1982), giving thus details about its theory and operability. This method relies on the concept that the dynamic response of a system to a stationary and stochastic loading is composed at each time  $t$  by the response to initial triggering conditions that corresponds to the free-oscillating response, and by the response to the random loadings (Guéguen *et al.* (2016)). In our case, these initial conditions are selected to be the local extrema, which provide efficient condition for RDT (Asmussen (1997)). Because of the stationary nature of ambient vibrations, averaging a large number of time segments with identical initial triggering conditions provides the free-oscillating part of the response. The average called Random Decrement Signature (RDS) is then considered to be the impulse response of the system (Gul et Catbas (2010), Yang *et al.* (1984)). A simple formula for the Random Decrement Signature (RDS) is given in Guéguen *et al.* (2016) :

$$RDS(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s(t_i + \tau) \quad (4.5)$$

where  $N$  is the number of windows respecting the chosen initial conditions,  $s$  is the recording signal,  $t_i$  is the time verifying the initial triggering conditions,  $\tau$  is the time index in the random decrement signature and varies from zero to the windows duration. Circular frequency  $\omega$  and damping ratio  $\xi$  are estimated from the RDS using a fit with an exponential decay corresponding to the impulse response (free-oscillation) of the structure (Clough et Penzien (1993)), as follows :

$$x(\tau) = X e^{-\xi\omega\tau} \cos(\omega\sqrt{1-\xi^2}\tau) \quad (4.6)$$

Temporal monitoring of both damping and frequency are obtained mode by mode. Raw data are first band-pass filtered using a fourth-order Butterworth filter around each modal frequency. The two cutting frequencies are respectively equal to the central frequency plus and minus 10%. In our study, RDT is applied to filtered data, with a sliding time window of 1000 times the estimated period of the mode and a 50% overlap. The duration of the time windows for obtaining each RDS is set to  $\tau$  equal to 10 periods (Roux *et al.* (2014)). Frequency and damping values are then flagged to the central time of each time window. Simultaneously, at each window is associated the amplitude of the filtered signal computed as the mean value of the envelop of the accelerometric time history.

The output of this processing consists in frequency, damping and acceleration vectors for each mode, respectively. Because of the 40-min cycle period of the air compressor, these three parameters are finally band-pass filtered between 20 mins and one hour in order to focus the results on the concerned dynamic.

## 4.5 Results

Figure 4.4 shows the frequency and damping values with respect to the loading amplitude for the four first modes of the granite beam. To match the energy unit, the loading is computed as the square of the aforementioned average acceleration. Frequency and damping versus squared acceleration are displayed in figure 4.4 as color-scaled proportional to the density of measurement points. A clear variation of damping with respect to the energy of the loading is observed whereas resonance frequency remains constant on the same range of energy.

The resonance frequencies are stable around the average values ( $\mu$ ) of 14.2 Hz, 89.9 Hz, 248.8 Hz and 492.2 Hz for modes 1 to 4, respectively, whereas damping increases from 0.5 % to 1 % for the first mode, from 0.4 % to 0.6 % for the second, from 0.6 % to 0.8 % for the third and from 0.35 % to 0.5 % for the fourth mode. For information, the order of magnitude of the deformation corresponding to the acceleration values is

## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

between  $10^{-7}$  and  $10^{-8}$ , i.e. below the yield deformation of the beam. In all cases, the increasing trend of the damping is fitted with a linear relation. This linear fit allows us to extrapolate towards a null acceleration. This particular value of damping will be referred in the following as “zero-forcing” damping, which corresponds to the intrinsic damping of the structure. From our measurements, the intrinsic damping ratios are respectively 0.42 %, 0.30 %, 0.41 % and 0.31 % for modes 1 to 4 respectively, and slopes are decreasing with the increasing mode number (see figure 4.4).

Moreover, we can notice that the standard deviation ( $\sigma$ ) is stable whatever the loading amplitude with values corresponding to  $7.90 \times 10^{-2}$  %,  $2.17 \times 10^{-2}$  %,  $1.83 \times 10^{-2}$  % and  $8.68 \times 10^{-3}$  % for the damping ratio and  $7.33 \times 10^{-3}$  Hz,  $1.42 \times 10^{-2}$  Hz,  $2.74 \times 10^{-2}$  Hz and  $3.29 \times 10^{-2}$  Hz for the resonance frequency of each mode. The stability of the  $\sigma$  value confirms that no bias in the measurement is introduced in the laboratory experimental set-up. On real-scale structures, Mikael *et al.* (2013) observed a fluctuation coefficient ( $\sigma/\mu$ ) for damping one or two orders of magnitude higher than for frequency. In our study, average fluctuation coefficients are equal to 10.50 %, 4.62 %, 2.74 % and 2.08 % for the damping ratio and  $5.15 \times 10^{-2}$  %,  $1.58 \times 10^{-2}$  %,  $1.10 \times 10^{-2}$  % and  $6.68 \times 10^{-3}$  % for the resonance frequency, i.e. up to three orders of magnitude higher for damping than for frequency. Unlike studies on real structures, no other external factors known to influence the modal parameters vary, such as air temperature (Nayeri *et al.* (2008)), and the fluctuation coefficients in our results only reflect the measurement accuracy of each parameter, relative to the loading amplitude.

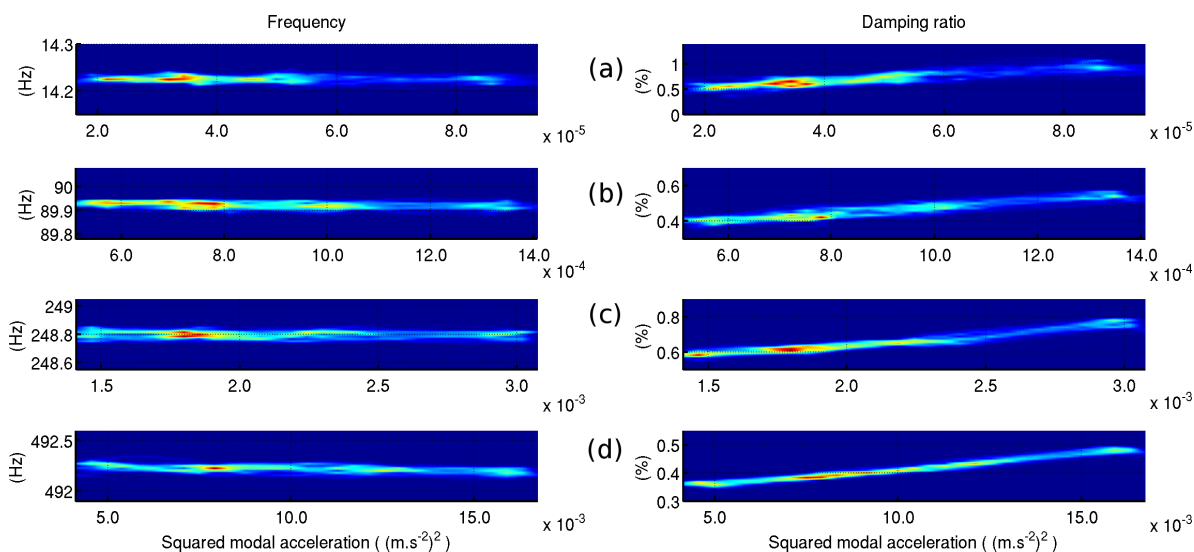


FIGURE 4.4 – Frequency (left) and damping ratio (right) against squared acceleration of the modes (a) 1, (b) 2, (c) 3 and (d) 4 for the granite beam. Color represents the density of measurement points (from dark blue corresponding to 0 density to dark red corresponding to 1). The x and y axis have different scales according to the average frequency and damping value of each mode.

Additional damping measurements have been performed on the granite beam. They

consist in measuring the free-oscillation of the beam under transient forcing using two methods. First, an impulse force is applied on the limestone block beam support, and second, a 10-second-long conditioning signal emitted via a piezoelectric transducer is applied at the base of the beam. These two methods are comparable to the pull-out-test and the shaker test, respectively, i.e. two classical experiments applied to real buildings for damping and frequency measurements. Deformations generated to the beam are around  $10^{-7}$  and  $10^{-5}$ . In these cases, damping values are 0.41 % and 0.44 % for the second mode, 0.47 % and 0.44 % for the third mode and 0.40 % and 0.38 % for the fourth mode during the first and second experiments, respectively. These values are larger than the zero-forcing damping obtained from the linear trends observed in figure 4.4. Actually, damping obtained with transient external forcing corresponds to the upper limit values, i.e. including all sources of attenuation (e.g., aerodynamic, intrinsic, bottom coupling and scattering).

Figure 4.5 shows analog results for the third mode of the limestone and Plexiglas beams. As for the granite beam, the resonance frequency remains constant whatever the loading amplitude. The results exhibit a stable standard deviation and coefficient of variation around 0.16 % and 4.68 % for the frequency and damping of the Plexiglas beam, respectively, and  $6.39 \times 10^{-3}$  % and 2.08 % for the limestone beam. A clear linear dependency of damping with respect to the squared acceleration is observed in the case of the limestone beam, characterized by an increasing linear trend and a zero-forcing damping value equal to 0.31 %. On the other hand, the Plexiglas beam does not exhibit any variation with acceleration.

The main difference between the Plexiglas beam and the granite and limestone beams is the density and size of heterogeneities in the sample, from purely homogeneous material in the case of the Plexiglas to a fine grain one for limestone and macro grains and some cracks in the case of granite. TenCate *et al.* (2000) discussed experimental measurements of elastic properties on diverse samples submitted to weak deformation. They showed that heterogeneities in the rock samples were responsible for the appearance of a nonlinear elastic response, i.e. a variation of the elastic properties of the system under weak deformation. Johnson et Sutin (2005) proposed a mechanism involving grains and their associated bond system to explain this particular behavior. In our case, the deformation is weak and the origin of the damping variation for granite and limestone beams with increasing loading may be explained by an equivalent dependency on heterogeneities, compared to the homogeneous Plexiglas beam. This interpretation will be discussed in section 4.7.



THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

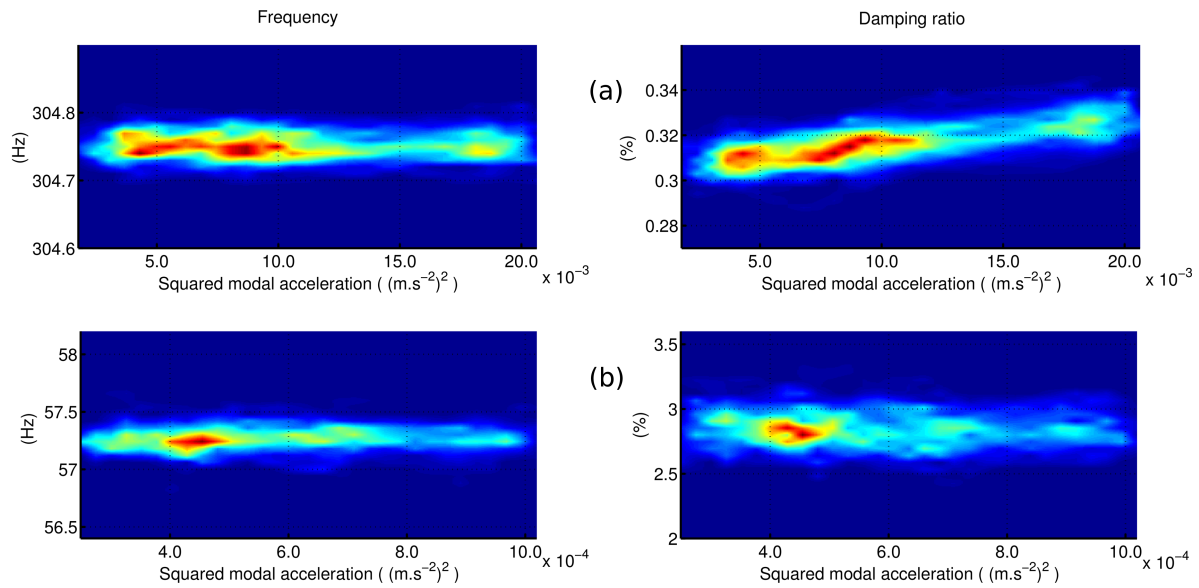


FIGURE 4.5 – Frequency (left) and damping ratio (right) against squared acceleration of the modes (a) the limestone beam and (b) the plexiglas beam. Color represents the density of measurement points (from dark blue corresponding to 0 density to dark red corresponding to 1). The x and y axis have different scales according to the average frequency and damping value of each mode.

## 4.6 Application to real-scale buildings

Three well-studied real buildings are also considered in our study. The first building is the UCLA Factor Building (FB) located on the Los Angeles campus (Kohler *et al.* (2005)). It is a 17-story steel frame structure with a clay brick veneer and supported by concrete spread footing. Its footprint shape is rectangular, longer in the North-South direction. This building is permanently instrumented with 72 3C accelerometers continuously recording at 100 Hz (Kohler *et al.* (2005)). Horizontal channels are oriented North-South and East-West. The output range scale is  $\pm 4g$  suited for a seismically active area such as California but sensitive enough for recording ambient vibrations (Guéguen *et al.* (2016), Kohler *et al.* (2005)). A view of the building is given in figure 4.6a together with the Fourier transform of one hour-long recording of ambient vibrations at the top of the building. Peaks located around 0.6 Hz and 1.85 Hz are the first and the second bending modes in NS direction, and the peak at 0.8 Hz corresponds to a torsion mode (Skolnik *et al.* (2006)), not considered in this study.

The second building is the Grenoble city hall (GCH) (Michel et Guéguen (2010), Michel *et al.* (2010)). It is a 13-story reinforced concrete tower with a rectangular plan section ( $44 \times 13$  m) and external glass frontage fixed to a steel framework. The instrumentation of this building, part of the French Permanent Accelerometric Network (RAP) (Péquegnat *et al.* (2008)), includes six 3C accelerometers, at the bottom and at the top

of the structure. The sampling frequency is 125 Hz and the output range scale is  $\pm 1g$ , sensitive to record ambient vibrations (Michel et Guéguen (2010)). The focus is set here on the longitudinal component of one of the top stations. Figure 4.6b shows the fundamental frequency around 1.2 Hz associated to the first bending mode and the first torsion mode around 1.45 Hz (Michel et Guéguen (2010)), not considered in this study.

Finally, the third building is the Prefecture Tower in Nice (NPT) (Lorenzo *et al.* (2015)). It consists in two twin towers separated by a 10 cm joint. Because of their similarity, only the eastern 22-story building is instrumented. The structure is reinforced by concrete shear walls and an external glass frontage. Twenty-four accelerometric sensors are located from the bottom to the top in the structure, with the instrumental feature as the GCH array (i.e., RAP's technical specification). Figure 4.6c displays an elevation view of the building and the Fourier transform of a one-hour long recording in the longitudinal direction at the top floor. The peak around 1.2 Hz corresponds to the first bending mode and the one around 1.6 Hz to the first torsion mode (Lorenzo *et al.* (2015)).

Considering the first bending mode of the three buildings, the same methodology has been applied to extract continuous resonance frequency and damping values as in the laboratory experimental set-up. Results are presented in figure 4.7 in the same way as in figures 4.4 and 4.5. All buildings exhibit similar behaviors for both the frequency and the damping ratio. The frequency slightly decreases with the loading squared acceleration of about 0.34 % (GCH), 0.33 % (NPT) and 0.32 % (FB) over the range of excitation whereas the damping ratio increases significantly : 91.2 % in the case of the Factor Building, 12 % for the Grenoble City Hall and 13.2 % for the Nice Prefecture tower. Intrinsic damping ratios are calculated by a linear extrapolation towards the zero-forcing squared acceleration value : the intrinsic damping values are 1.03 % (GCH), 0.76 % (NPT) and 1.38 % (FB). As observed by Michel *et al.* (2010) for the GCH building, the slight frequency decrease observed in real structures may be due to their complex properties, e.g. with units assembled with joints, but also to the soil-structure interaction that may soften the building response in presence of a soft soil condition, even under weak deformation.

Fluctuation coefficients computed at a given squared acceleration loading are stable over the entire range around 0.502 % (FB), 0.137 % (GCH) and 0.118 % (NPT) for the frequency and 14.33 % (FB), 7.28 % (GCH) and 6.74 % (NPT) for the damping ratio. This stability indicates, as in the case of the laboratory experiments, that no bias is caused by the natural ambient vibration. The fluctuation coefficients are moreover much higher for the damping ratio than the frequency as observed by Mikael *et al.* (2013) and Nayeri *et al.* (2008) in the GCH and FB buildings. These papers indicate fluctuation coefficients around 12 % (GCH) and 70 % (FB) for the damping ratio, two and five times larger than measurements herein for GCH and FB, respectively. These differences are due to the differences in the calculation of the fluctuation coefficient between our study and Mikael *et al.* (2013) and Nayeri *et al.* (2008). It is indeed computed over the whole monitoring period by Mikael *et al.* (2013) and Nayeri *et al.* (2008) and at a constant solicitation amplitude in our study. These differences thus highlight the impact of taking into account the amplitude dependency of damping in the uncertainty evaluation.

## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

---

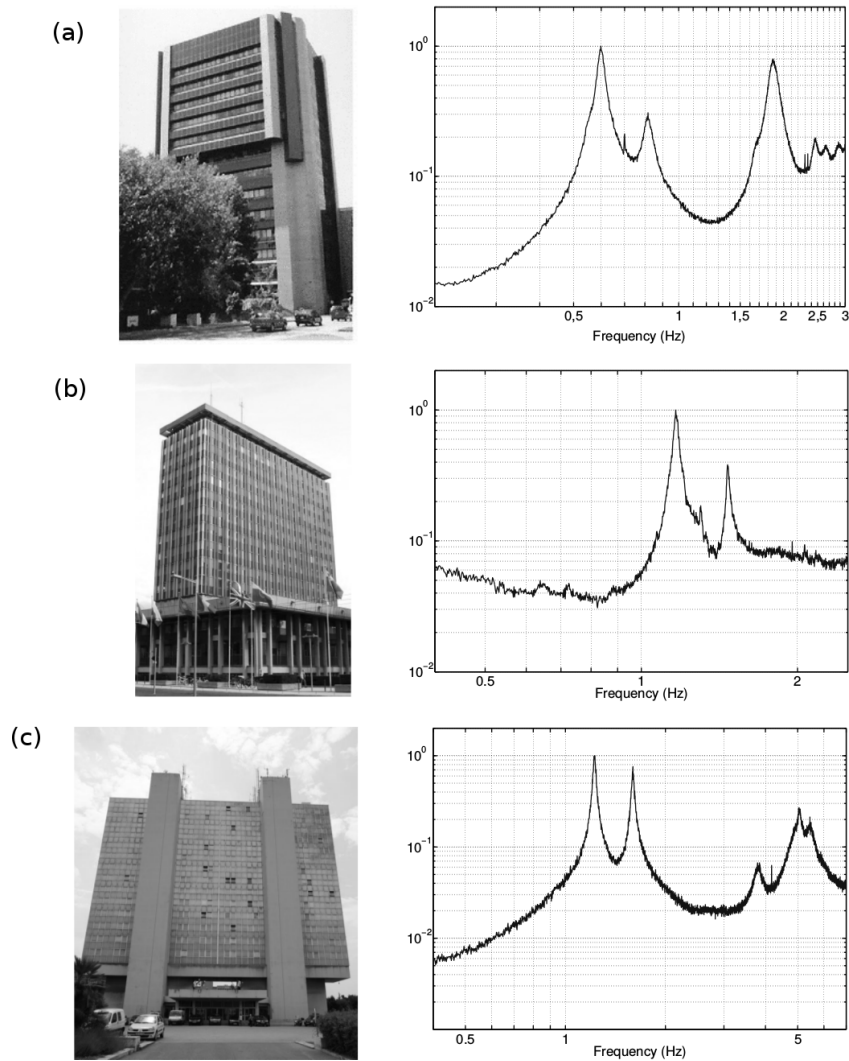


FIGURE 4.6 – View of the real concerned buildings and Fourier transform of one-hour ambient vibration recorded at the top floor in the longitudinal direction (a) Factor Building on the UCLA campus. (b) Grenoble (France) City Hall. (c) Prefecture tower in Nice (France).

## 4.7 Discussion

Experimental results presented in the above section indicate a clear dependency in amplitude of the damping ratios both in the laboratory experiments and in the real civil engineering structures. This dependency has been reported in previous studies performed on structures under strong shaking (Tamura (2012), Jeary (1986), Satake *et al.* (2003), Jeary (1997), Tamura et Suganuma (1996), Li *et al.* (2000)). For example, Jeary (1986) proposed the explanation involving the mobilization of larger and more abundant cracks with increasing excitation amplitude. Assuming a constant mass, the opening of these

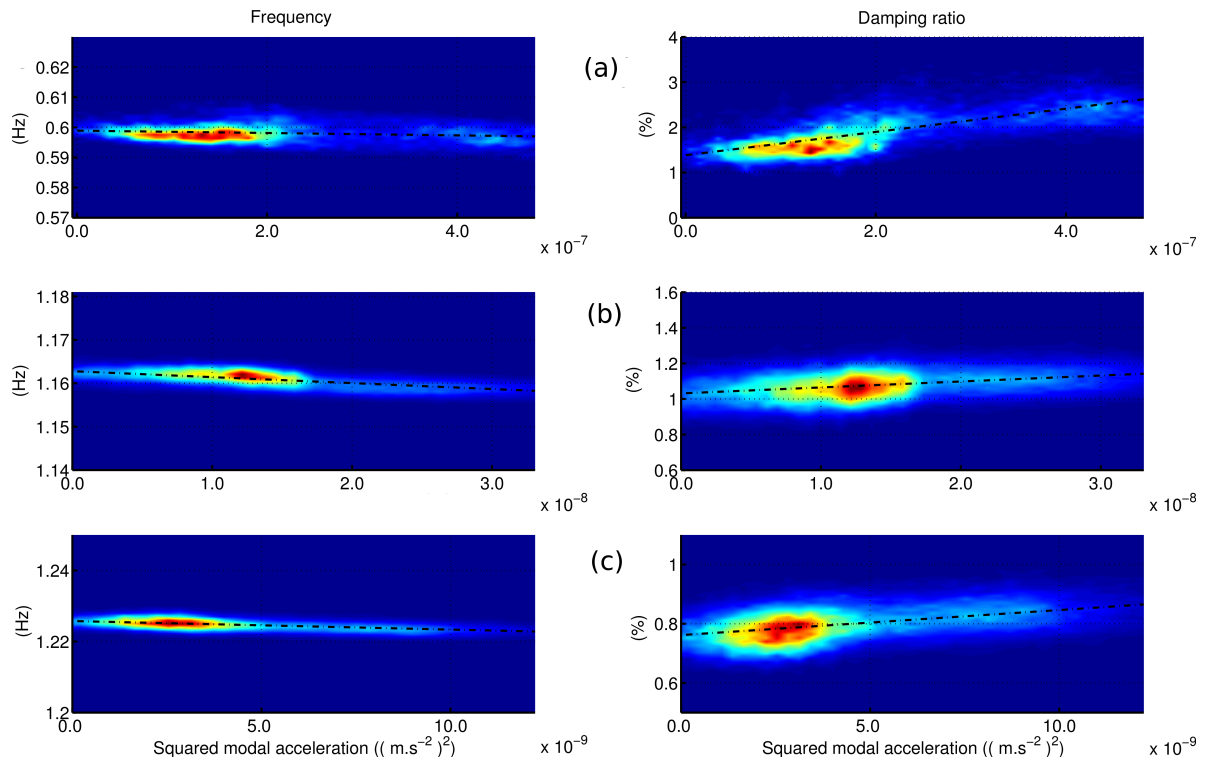


FIGURE 4.7 – Frequency (left) and damping ratio (right) versus squared acceleration of the fundamental mode. (a) Factor Building. (b) Grenoble City Hall. (c) Prefecture tower of Nice. Color scale represents the density of measurement points (dark blue=0; dark red=1). The x and y scales are different between figures. The black dashed lines highlight linear fits.

discontinuities implies an alteration of the stiffness, impacting in opposite way the modal frequency and damping. Tamura (2012) observations are also consistent with the theory proposed by Jeary (1986). Depending on acceleration, three different behaviors were observed : (1) a “weak-forcing” plateau with a threshold of  $10^{-2}$   $\text{m.s}^{-2}$  top acceleration below which where no cracks are opened and no variation of modal parameters are observed; (2) the increase of the frequency simultaneously with the decrease of the damping for acceleration up to  $4.5 \times 10^{-2}$   $\text{m.s}^{-2}$ ; (3) a plateau at higher acceleration values without variations of frequency and damping. However, during the second phase the relative variations of the frequency and damping were very different, with a shift of about 2.5 % (decrease) and 66 % (increase) for the resonance frequency and damping, respectively, as a consequence of the exceedance of the yield deformation.

Although the decrease and increase trends are similar between our results and those from Tamura (2012), the loading amplitudes are totally different. In the present work, the maximum top acceleration in the buildings is around  $10^{-4}$   $\text{m.s}^{-2}$  with a corresponding deformation of about  $10^{-6}$  for all of the buildings, that corresponds to the “weak-forcing” plateau of Jeary’s theory where no variations of frequency and damping are expected.

## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

---

The same comment also applies to the laboratory experiments, with a deformation below  $10^{-7}$ . However, in both cases (laboratory and real buildings) no significant variations of frequency are observed whereas damping increases significantly, except for the Plexiglas beam.

One interpretation can be considered through the fluctuation-dissipation theorem applied to the laboratory and building cases. The explanation that we propose in this paper relies on mathematical developments derived from the Helmholtz equation and their association to the fluctuation-dissipation theorem. Note that this approach can be further generalized to the biharmonic flexural wave equation for beams (equation 4.1). In a volume  $V$ , consider two fixed points 1 and 2 and a varying position  $\mathbf{x}$ , the Ward identity states Campillo et Roux (2014) :

$$\Im(G_{12}(\omega)) = \frac{2\omega\kappa}{c} \int_V G_{1\mathbf{x}} G_{2\mathbf{x}}^* dV \quad (4.7)$$

where  $\Im(G_{12})$  is the imaginary part of the Green's function between positions  $r_1$  and  $r_2$ ,  $c$  is the wave velocity and  $\kappa$  the attenuation. In the same system, the ambient noise correlation is expressed as follows :

$$C_{12}(\omega) = \sigma_V^2 \int_V G_{1\mathbf{x}} G_{2\mathbf{x}}^* dV \quad (4.8)$$

where  $C_{12}$  is the two-point correlation function and  $\sigma_V^2$  is the intensity of the ambient vibrations in the system. By combining equations 4.7 and 4.8 and choosing points 1 and 2 to coincide, we obtain the following relation :

$$\frac{2\omega\kappa}{c} C(\omega) = \sigma_V^2 \Im(G(\omega)) \quad (4.9)$$

The fluctuation-dissipation relation proposed by Kubo (1966) becomes at the classical limit, or in other words, without taking into account the quantum fluctuations (Callen et Welton (1951)) :

$$\Im(G(\omega)) = \frac{\omega}{2k_B T} C(\omega) \quad (4.10)$$

with  $k_B$  the Boltzmann constant and  $T$  the effective temperature of the system at equilibrium. Finally, if the temperature remains constant, equations 4.9 and 4.10 lead to a proportional relationship between the system attenuation and the intensity of the ambient vibrations, as follows :

$$\kappa = \frac{c}{4k_B T} \sigma_V^2 \quad (4.11)$$

Equation 4.11 has been established for linear systems experiencing linear elastic deformations. In our examples, the damping variations are consistent with the increasing loading intensity as described by the fluctuation-dissipation approach. The slopes between the damping ratio and the solicitation intensity are proportional to  $\frac{c}{4k_B T}$  according to equation 4.11. However, the Plexiglas beam, which is the most representative example of linear systems, did not exhibit the expected dependency between loading and attenuation. We interpret this result by the presence of multi-scale heterogeneities in the two rocky beams compared to the glassy structure of the Plexiglas beam. The heterogeneities (cracks or/and grains) in granite and limestone rocks are sources of non-linearity, which manifests itself with different physical observation such as slow dynamics at higher deformation levels (TenCate *et al.* (2000), Johnson et Sutin (2005), Payan *et al.* (2014)), characterized by a slow recovery of the elastic properties of the materials after shaking. In this case, a variety of recovery process are operative (Lebedev et Ostrovsky (2014), Snieder *et al.* (2016)). Assuming that the relaxation process is associated to loading intensity (or activation)  $E$ , the recovery process depends on the relaxation time  $\tau$  that can be expressed according to the Arrhenius's law (Gibbs *et al.* (1983), Amir *et al.* (2012), Laidler (1987)) by

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E}{k_B T}} \quad (4.12)$$

where  $\tau_0$  is a relaxation constant associated to intrinsic material properties,  $k_B$  is the Boltzmann constant and  $T$  is the temperature. The relaxation time  $\tau$  is directly proportional to the level of heterogeneities in the system. By comparing equation 4.11 and 4.12, we may conclude that, for a given temperature, the recovery process and the fluctuation dissipation are correlated, thus explaining the fluctuation-dissipation process observed in the rocky beams and in the real buildings, but not in the Plexiglas beam. Therefore, under weak deformation, the increase of the damping reflects the presence of heterogeneities in the system.

## 4.8 Conclusion

We have shown that variations of elastic responses of civil engineering structures and Euler-Bernoulli-like beams, illustrated here through their modal parameters frequency and damping variations to a weak external loading, are explained by the fluctuation-dissipation theory. We interpret this result as a connection between the damping and the rate of heterogeneities of the concerned system. We demonstrated that under weak deformation, the modal damping values increase with the loading intensity while the modal

## THE FLUCTUATION-DISSIPATION THEOREM USED AS A PROXY FOR DAMPING VARIATIONS IN REAL ENGINEERING STRUCTURES.

---

frequency remains constant. Surprisingly, these observations can be performed both on free-clamped beams at the laboratory scale and in real-scale buildings, confirming the invariant scale of this phenomenon. For homogenous material as in the Plexiglas beam, the fluctuation-dissipation relation is not observed at all. Although this observation requires more investigations, it already highlights the need to correct the damping measurement in structures from the effect of the loading intensity at the time of the measurement in order to reduce its assessment uncertainty. One can imagine that the damping variation is proportional to the total number of heterogeneities present in the system, with consequences for the monitoring of the real state of existing building (Structural Health Monitoring). Our current work suggests that the sensitivity of the damping variation is correlated to the presence and density of heterogeneities in the material constituting the civil engineering structures. This hypothesis, if confirmed by other experimental results, could provide a new monitoring method for structural health monitoring using ambient vibrations.

# Chapitre 5

## Dynamique lente dans les structures de génie civil

Les structures de génie civil sont caractérisées par leur réponse dynamique, définie au premier ordre par leurs fréquences et amortissements modaux. Les vibrations ambiantes, une fois traitées grâce à la Random Decrement Technique, donnent accès aux valeurs des paramètres modaux. Cependant, l'intensité des déformations à laquelle sont soumises les structures peut considérablement augmenter sur des périodes limitées. Elles font alors face à des sollicitations dynamiques dont font partie les séismes. Les fortes déformations dues à ces chargements importants, y compris celles n'entraînant aucun endommagement permanent, modifient temporairement la réponse dynamique de la structure (Clinton *et al.* (2006), Guéguen *et al.* (2016)). Ces variations restent parfois transitoires et un recouvrement est alors observé après une perturbation brutale des deux paramètres modaux. On parle alors de déformation élastique. Ces deux phases (perturbation brutale et recouvrement lent) sont respectivement appelées Dynamique Non-linéaire Rapide Anormale (Anomalous Nonlinear Fast Dynamics (ANFD)) et la Dynamique Lente (Slow Dynamics (SD)) (Johnson et Sutin (2005)). Ces phénomènes étudiés en laboratoire sur des échantillons de divers matériaux sont connus (voir chapitre 1, section 1.5). Ils donnent alors accès, par leur observation et analyse, à des informations sur la quantité d'hétérogénéités et notamment de fissures dans le matériau testé.

L'objectif de ce chapitre est de montrer comment, avec des données expérimentales et enregistrées in-situ dans les structures, on peut suivre l'état de santé des systèmes étudiés en analysant la modification de leur réponse dynamique suite à une sollicitation dynamique. Pour ce faire, nous présenterons dans un premier temps les résultats obtenus en laboratoire sur des poutres continues à l'échelle métrique après avoir rappelé brièvement le dispositif expérimental, les caractéristiques des données et leur traitement qui sont décrits plus en détails dans les chapitres 2 et 3. Nous avons en effet montré dans le chapitre 1 que ces poutres sont un bon analogue des structures de génie civil, plus complexes. L'objectif restant la compréhension du comportement des structures réelles, nous présenterons ensuite les résultats obtenues pour ces dernières, à la lumière de ceux observés en laboratoire.



## 5.1 Étude sur des poutres continues en laboratoire

Les expériences réalisées en laboratoire concernant l'élasticité non linéaire dans les poutres se divisent en deux parties : (1) l'étude comparative de trois poutres composées de trois matériaux différents et (2) l'étude de l'effet de l'endommagement de l'une d'entre elle sur les phénomènes non-linéaires qui s'y manifestent. Nous rappelons ici, brièvement l'ensemble du dispositif expérimental dont les éléments sont tous décrits plus longuement dans le chapitre 2 et le traitement des données expliqué plus en détails dans le chapitre 3. Les résultats et interprétation des deux expériences évoquées précédemment seront décrits successivement avant de conclure par une synthèse de l'ensemble des observations.

### 5.1.1 Rappels sur les expériences

#### 5.1.1.1 Dispositif expérimental

Chaque expérience est effectuée sur une poutre à la fois. Les poutres étudiées sont composées de plexiglas, de calcaire et de granite. La poutre à l'étude est collée verticalement sur un bloc massif de calcaire et est instrumentée par deux accéléromètres (type 4518-003 de Brüel et Kjaer), un à sa base et un autre à son sommet. Les données sont enregistrées par un ordinateur via un amplificateur-conditionneur (type 2694 de Brüel et Kjaer) et une carte d'acquisition (USB-6259 de National Instruments). La sollicitation est assurée de manière continue et avec une faible amplitude par un jet d'air soufflant au sommet de la poutre et, ponctuellement, par un choc de marteau réalisé par un automate programmable conçu et construit pendant cette thèse (voir la section 2.3 pour plus de détails).

L'étude de l'effet de l'endommagement de la poutre en granite sur la variation non-linéaire de sa réponse implique de créer des dommages artificiels après avoir analysé la poutre dans son état intact. La méthode la plus simple et efficace pour créer des dommages sous forme de fissures dans le granite est par traitement thermique. Cependant, les contraintes expérimentales (poutre d'un mètre de longueur fixée à un bloc massif) nous ont empêchés d'utiliser un four comme dans l'ensemble des études réalisées en physique des roches sur des échantillons d'échelle centimétrique. Nous avons alors eu recours à une plaque chauffante appliquée localement contre la poutre pendant 30 minutes et réglée à 250 °C. Son effet sur la poutre a été vérifié et mesuré par diverses méthodes dans la section 2.4.

### 5.1.1.2 Traitement des données

Les données expérimentales enregistrées sur les poutres sollicitées par le jet d'air sont dominées par une accélération de faible amplitude ( $\sim 10^{-1} \text{ m.s}^{-2}$ ). Ponctuellement et à intervalles réguliers, la poutre est soumise à un choc sur son support générant alors dans celle-ci une forte accélération ( $\sim 10^2 \text{ m.s}^{-2}$ ) dont l'amplitude décroît exponentiellement pour retrouver ensuite le niveau des vibrations ambiantes après environ 5 secondes (voir figure 5.1). La figure 5.1 montre l'amplitude au cours du temps d'une sollicitation générée à l'aide de l'automate décrit dans la section 2.3. Après le choc principal, le second pic à  $\sim 10^0 \text{ m.s}^{-2}$  est dû à un mouvement parasite du bras de la machine au moment de son réarmement. L'amplitude de ce choc secondaire est  $\sim 100$  fois inférieure à celle du choc principal et intervient avant que l'amplitude ne retrouve le niveau des vibrations ambiantes. Nous négligerons donc l'effet individuel de cette perturbation mineure et nous traiterons le choc comme étant l'ensemble de la sollicitation entre 0 et 5 secondes sur la figure 5.1.

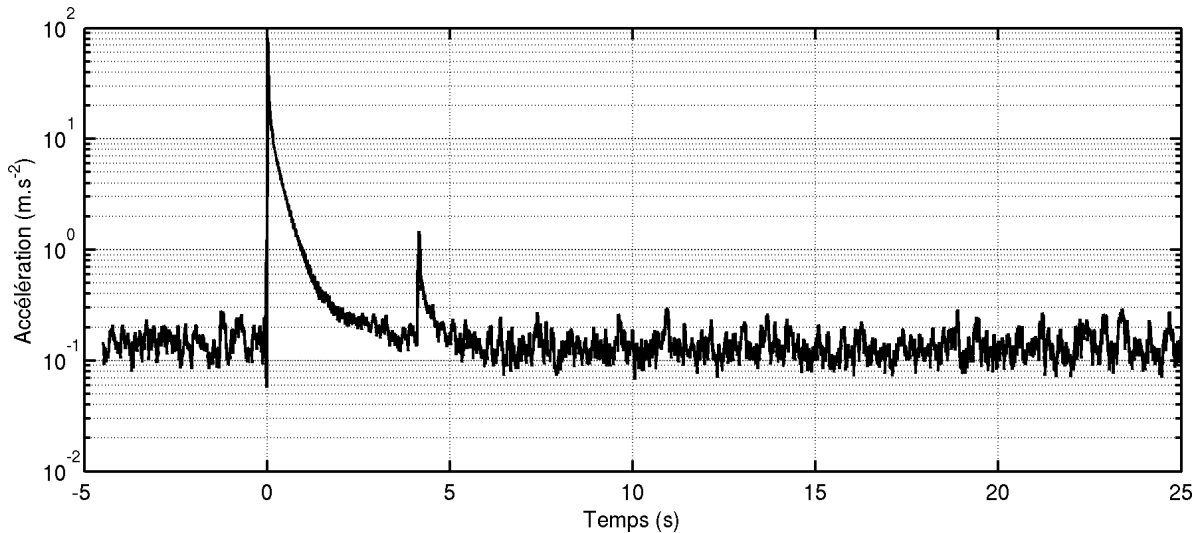


FIGURE 5.1 – Enveloppe lissée de l'accélération enregistrée au sommet de la poutre en granite dont l'origine temporel correspond à l'instant du choc.

Afin de traiter les données à l'aide de la RDT, il est nécessaire de filtrer ces dernières par bande de fréquence autour des différents modes de déformation de la poutre. Ainsi, nous appliquons avant l'application de la RDT, un filtre passe-bande Butterworth d'ordre 4 avec des fréquences de coupures définies à  $\pm 10\%$  de la fréquence centrale du mode, elle-même estimée par une transformée de Fourier du signal. Les données filtrées sont ensuite traitées à l'aide de la RDT que l'on applique sur des fenêtres successives d'une longueur de 1000 fois la période estimée du mode et avec un recouvrement de 50% entre deux fenêtres successives. Les segments de signal incluant des données de forte amplitude (au moment du choc) sont ignorés par cette procédure. Ces instants autour des sollicitations dynamiques seront éventuellement traitées par la NRDT (décrite dans la section 3.4)

avec une longueur de fenêtre réduite à 400 fois la période du mode et un recouvrement entre deux fenêtres successives augmenté.

## 5.1.2 Étude comparative de la non-linéarité dans trois poutres continues

### 5.1.2.1 Résultats

Le dispositif expérimental décrit précédemment permet d'effectuer des longues expériences de mesures. Celles-ci se déroulent de la manière suivante : la poutre est soumise au jet d'air de manière continue alors que l'automate répète des chocs à intervalles réguliers. Dans le cas présenté dans cette section, la durée entre deux chocs a été fixée à une heure. Cette dernière correspond alors à la durée enregistrée par un fichier de données. Chaque fichier est traité indépendamment, mode par mode avec la RDT en évitant le moment du choc. La NRDT sera, elle, utilisée pour traiter les données les plus proches du choc. Cette distinction est faite dans l'objectif de pouvoir suivre l'amortissement à partir de ces données expérimentales. En effet, nous avons montré que la mesure de l'amortissement restait problématique avec la NRDT dans la section 3.4.2. Les résultats de ce procédé de traitement sont sous forme de vecteurs de fréquence et d'amortissement en fonction du temps. Les différents essais sont, de plus, recalés par rapport à l'instant de chaque choc. Ce recalage permet de calculer la moyenne et l'écart-type de la fréquence et l'amortissement de chaque mode à chaque instant.

La figure 5.2 illustre le cas du mode 3 de la poutre en granite. On y observe que la fréquence et l'amortissement, normalisés par rapport à leur valeur moyenne sur la durée précédent le choc, sont bien constants autour de 1 avant le chargement dynamique. Après le choc, la fréquence est marquée par une chute brutale et l'amortissement par une hausse, suivies dans les deux cas par un recouvrement progressif vers la valeur originale. La dynamique de cette relaxation est mise en évidence en rouge par la courbe représentant la fonction logarithmique du temps ayant la meilleure concordance avec les résultats. Le choix de cette fonction n'est pas anodin et est expliqué dans le chapitre 1, section 1.5 à partir du travail de TenCate *et al.* (2000). Il est également intéressant de noter que l'écart-type est constant, à la fois dans le cas de la fréquence et de l'amortissement sur l'ensemble de leur suivi. Dans le cas du mode 3 de la poutre en granite, la chute de la fréquence normalisée est de  $3.58 \times 10^{-3}$  pour un écart-type moyen de  $\sim 1 \times 10^{-3}$  et l'augmentation de l'amortissement normalisé est, elle, de  $1.11 \times 10^{-1}$  pour une valeur moyenne de l'écart-type d'environ  $2 \times 10^{-1}$ . La constance de ces écarts-types indique une bonne fiabilité des mesures. On note cependant que, tandis que la variation de la fréquence est supérieure aux barres d'erreur, celle de l'amortissement est deux fois moins forte que ces mêmes barres d'erreur. Ce cas illustre la plus grande sensibilité de l'amortissement qui subit en effet une plus grande variation suite à la sollicitation que la fréquence mais qui est marqué par une incertitude de mesure encore plus forte que cette augmentation consécutive au choc.

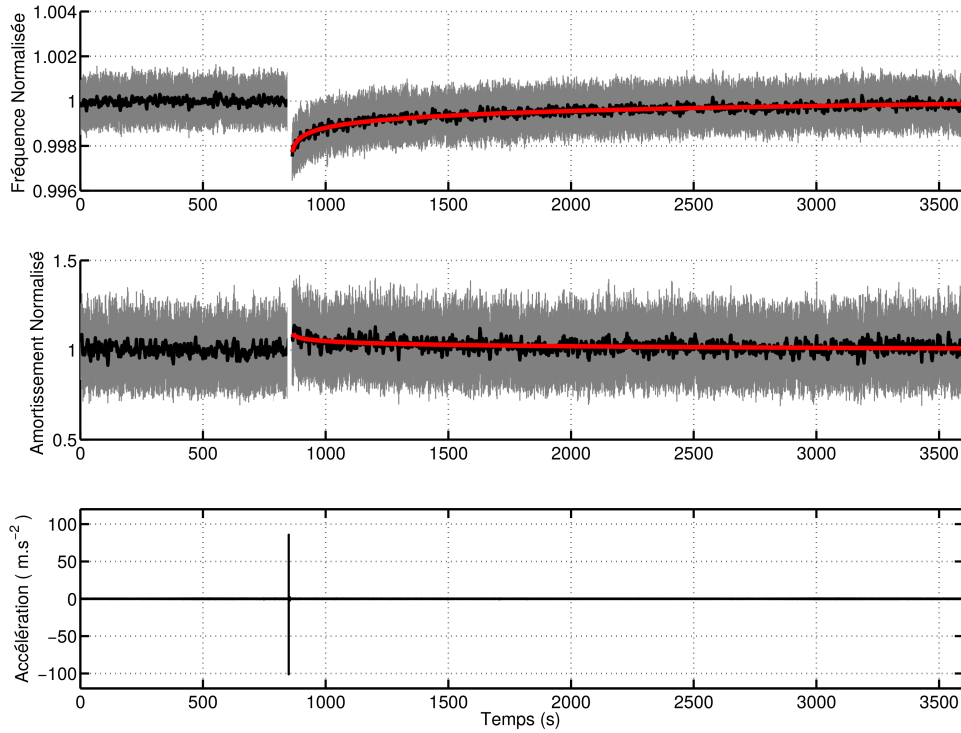


FIGURE 5.2 – Suivi de la fréquence (haut) et de l’amortissement (centre) normalisés au cours du temps (en noir). Chaque tracé résulte de la moyenne de 15 suivis individuels avant et après un choc. Les barres grises indiquent l’écart-type associé à la valeur moyenne à un instant donné. La courbe rouge met en évidence la fonction  $X = A \log_{10}(t) + B$  (avec  $X$  désignant la fréquence ou l’amortissement, et  $t$ , le temps) obtenue par régression linéaire sur les résultats. L’enregistrement de l’accélération d’un des chocs est visible dans la partie basse de la figure à titre d’exemple.

Enfin, nous précisons que les sollicitations dynamiques, comme le montre la figure 5.2 engendrent une accélération d’environ  $10^2 \text{ m.s}^{-2}$ . Cette valeur, comparée aux enregistrements de séismes dans les structures de génie civil, semble très fortes. En effet, à titre d’exemple, le Factor Building situé sur le campus de l’Université de Californie de Los Angeles a connu un pic d’accélération de l’ordre de  $10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$  à son sommet au cours du séisme de Parkfield de 2004. Cependant, la grandeur pertinente afin de déterminer si la structure est a priori endommagée, est sa déformation. Ainsi la valeur maximale enregistrée dans ce bâtiment lors de ce tremblement de terre est d’environ  $10^{-4}$ . Ceci reste inférieur au seuil d’endommagement estimé pour cette structure qui est supposé d’après Hazus (FEMA) de  $3 \times 10^{-3}$  (Guéguen *et al.* (2016)). Si l’on effectue le même calcul pour la poutre, il apparaît que la valeur impressionnante du pic d’accélération se réduit à une déformation d’environ  $5 \times 10^{-5}$ .

La figure 5.3 présente les suivis de la fréquence propre normalisée des modes 1 à 5 des poutres en granite, en calcaire et en plexiglas, moyennés sur une série de 15 chocs d’une façon similaire à la figure 5.2. Les résultats ainsi présentés correspondent à la

partie du suivi de la fréquence après le choc et mis en évidence par la courbe rouge sur la figure 5.2. L'échelle de temps sur cette figure 5.3 est exprimée en logarithme du temps, 0 correspondant ainsi à 1 s après le choc.

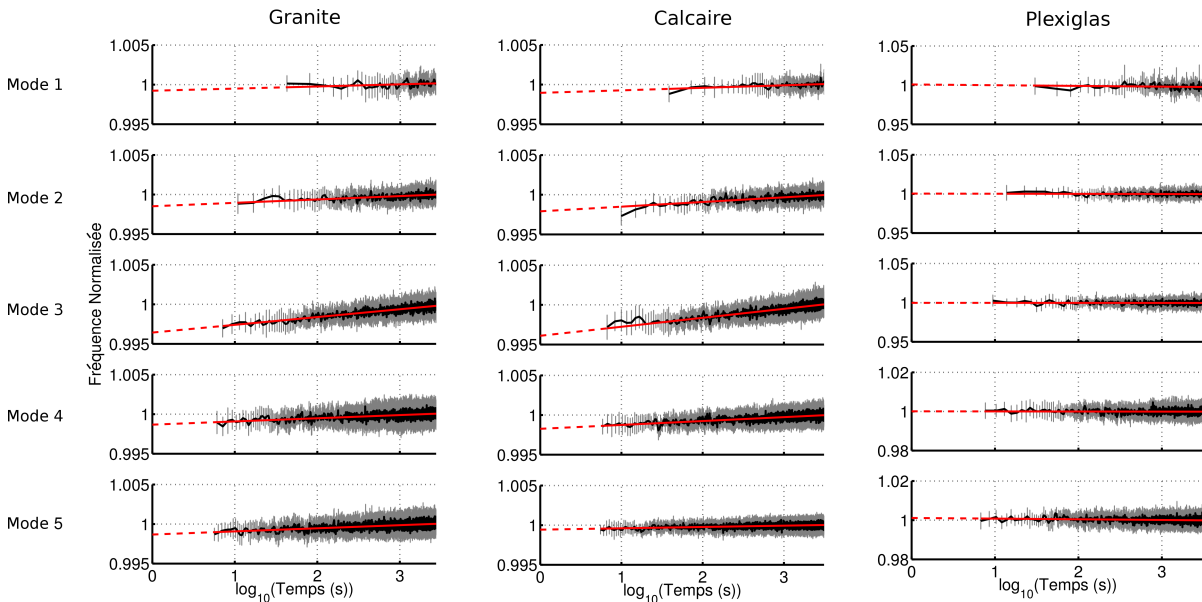


FIGURE 5.3 – Suivi de la fréquence normalisée pour les modes 1 à 5 (de haut en bas) des poutres en granite, calcaire et plexiglas (de gauche à droite) après un choc. Ce suivi est obtenu par la moyenne sur une série de 15 chocs. Les lignes noires indiquent les valeurs moyennes et les barres grises, les écarts-types. Les lignes rouges montrent la régression linéaire des données par une fonction linéaire en logarithme du temps.

La première observation que l'on peut noter sur la figure 5.3 est que les résultats des deux poutres constituées de roche montrent des chutes de fréquence consécutives aux chocs et suivies d'un recouvrement alors que la poutre en plexiglas est caractérisée par une fréquence constante pour l'ensemble de ses modes.

Cette différence de comportement s'explique par la nature du matériau composant les différentes poutres. En effet, comme indiqué à la section 1.5, l'ANFD (Anomalous Nonlinear Fast Dynamics) et la SD (Slow Dynamics) sont dues à la présence d'hétérogénéités dans le système. Les roches sont un assemblage de grains (de différents minéraux ou non) séparés par des joints et des fissures alors que le plexiglas est un milieu homogène mono-cristallin. Aucun des deux phénomènes non-linéaires cités ci-dessus ne sont donc observés dans la poutre composée de cette matière.

Les tableaux 5.1 et 5.2 listent les coefficients des relations de recouvrement de la fréquence pour les cinq premiers modes des poutres en granite et en calcaire observés sur la figure 5.3. On observe ainsi des valeurs différentes pour les cinq modes de chaque poutre, qui, dans chaque cas, augmentent du mode 1 au 3 puis décroissent pour les modes

supérieurs. Cette variation est cohérente avec les coefficients de participation modale lors d'un choc qui sont quantifiables au travers de la hauteur des pics sur un spectre des données de sollicitation dynamique (voir la figure 2.6).

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
$p ([\log_{10}(s)]^{-1})$	$2.71 \times 10^{-4}$	$4.27 \times 10^{-4}$	$9.83 \times 10^{-4}$	$4.03 \times 10^{-4}$	$3.95 \times 10^{-4}$
$\frac{\Delta F}{F_0}$	$7.76 \times 10^{-4}$	$1.49 \times 10^{-3}$	$3.58 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-3}$

TABLE 5.1 – Coefficients des relations de recouvrement de la forme  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  de la fréquence pour les modes 1 à 5 de la poutre en granite.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
$p ([\log_{10}(s)]^{-1})$	$3.15 \times 10^{-4}$	$5.88 \times 10^{-4}$	$1.13 \times 10^{-3}$	$4.91 \times 10^{-4}$	$1.68 \times 10^{-4}$
$\frac{\Delta F}{F_0}$	$1.04 \times 10^{-3}$	$2.09 \times 10^{-3}$	$3.90 \times 10^{-3}$	$1.74 \times 10^{-3}$	$5.67 \times 10^{-4}$

TABLE 5.2 – Coefficients des relations de recouvrement de la forme  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  de la fréquence pour les modes 1 à 5 de la poutre en calcaire.

La figure 5.4 est équivalente à la figure 5.3, excepté qu'elle présente les variations de l'amortissement et non de la fréquence. Les résultats de la poutre en granite sont cohérents pour les différents modes qui indiquent tous une augmentation de l'amortissement suite au choc et un recouvrement vers une valeur inférieure. En revanche, la poutre en calcaire indique, d'après le tableau 5.3, des variations de signes opposés entre le mode 1 et 2 et l'ensemble des autres. Ainsi, les modes 3, 4 et 5 montrent une baisse de l'amortissement alors que les deux premiers montrent une hausse de celui-ci suite à la sollicitation. Ces différences de comportement de l'amortissement des modes de cette poutre ne sont pas explicables. Enfin, la poutre en plexiglas ne montre aucune variation claire de l'amortissement suite à un choc, excepté pour le mode 2 qui montre une légère augmentation initiale. L'analyse des résultats de la figure 5.4 confirme la difficulté d'exploitation des résultats concernant l'amortissement déjà notée au travers de la forte incertitude de mesure comparée aux variations de ce paramètre modal observée sur la figure 5.2.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
$p ([\log_{10}(s)]^{-1})$	$-1.34 \times 10^{-2}$	$-1.80 \times 10^{-2}$	$6.71 \times 10^{-2}$	$3.51 \times 10^{-3}$	$6.82 \times 10^{-3}$
$\frac{\Delta A}{A_0}$	-1.0894	-6.2675	23.557	0.58401	1.6991

TABLE 5.3 – Coefficients des relations de recouvrement de la forme  $A = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta A/A_0)$  de l'amortissement pour les modes 1 à 5 de la poutre en granite.

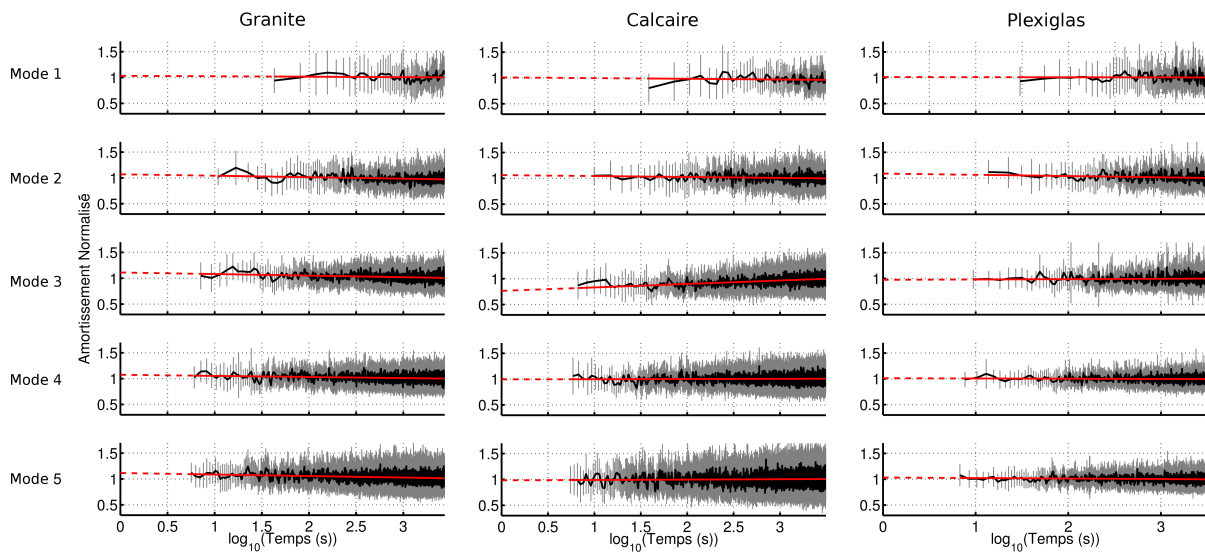


FIGURE 5.4 – Suivi de l’amortissement normalisée pour les modes 1 à 5 (de haut en bas) des poutres en granite, calcaire et plexiglas (de gauche à droite) après un choc. Ce suivi est obtenu par la moyenne sur une série de 15 chocs. Les lignes noires indiquent les valeurs moyennes et les barres grises, les écarts-types. Les lignes rouges montrent la régression linéaire des données par une fonction linéaire en logarithme du temps.

La figure 5.5 montre un zoom de la figure 5.3 dans le cas du mode 3 de la poutre en granite. La mesure de la fréquence obtenue par la NRDT sur les 20 secondes suivant le début du choc est ajoutée en bleu. On observe une divergence entre la fréquence ainsi mesurée et la relation en logarithme du temps, pour des instants inférieurs à 5 secondes. Ceci peut s’expliquer par le fait que la sollicitation dynamique n’est pas terminée avant cet instant. Cette partie du recouvrement se déroulant pendant le chargement suit donc une dynamique temporelle différente.

Les résultats expérimentaux de cette section, y compris ceux obtenus à l’aide de la NRDT (voir la figure 5.5), ne permettent pas d’obtenir, par régression non linéaire, une relation suivant la forme proposée par Snieder *et al.* (2016). En effet, le recouvrement de la fréquence aux temps courts ne suit pas une dynamique temporelle de la forme de celle proposée par les auteurs. Ainsi, la courbure de la variation expérimentale de la fréquence est ici inverse de celle de la fonction théorique. La première tend en effet à augmenter alors que la deuxième est prédite pour s’aplanir vers les instants proche de 0.

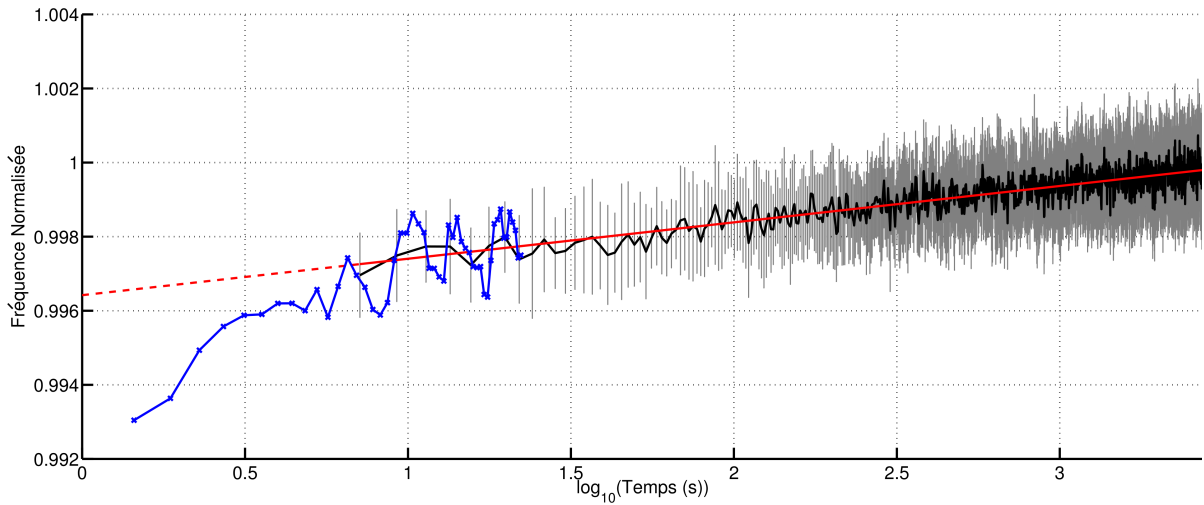


FIGURE 5.5 – Suivi de la fréquence normalisée du mode 3 de la poutre en granite après un choc. Ce suivi est obtenu par la moyenne sur une série de 15 chocs. La ligne noire indique les valeurs moyennes et les barres grises, les écarts-types. La ligne rouge montre la régression linéaire des données par une fonction linéaire en logarithme du temps. En bleu est indiqué le même suivi de fréquence obtenu avec la NRDT sur les 20 premières secondes suivant le début du choc.

### 5.1.2.2 Discussion

Les résultats de la figure 5.3 ont montré que des dynamiques temporelles différentes sont observées pour le recouvrement de la fréquence des modes d'une même poutre. Il apparaît alors une corrélation entre la dynamique de relaxation et les coefficients de la participation modale. La causalité de cette relation entre ces deux groupes de coefficients peut être mise en évidence au travers de la théorie expliquée dans la section 1.5.

Ainsi, pour rappel, le recouvrement du module d'Young et donc de la fréquence, suite à sa chute après une sollicitation dynamique s'exprime de la façon suivante :

$$E(t) - E(t_0) \approx A\rho_0(U_{car})k_B T \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (5.1)$$

avec  $t_0$  le temps de référence après le choc,  $A$  une constante,  $\rho_0(U_{car})$  la densité initiale (après le choc) de surface sans contact et d'énergie caractéristique  $U_{car}$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Le paramètre modifiant la dynamique temporelle de recouvrement d'un mode à l'autre est cette densité  $\rho_0$  qui quantifie la quantité de fissures caractérisées par une énergie d'activation  $U$  (et donc d'une taille caractéristique (voir la section 1.5)) ouvertes suite au chargement.

Les roches sont des matériaux hétérogènes composés de grains et comportant des joints et fissures représentant des surfaces dont les contacts peuvent être potentiellement



rompus temporairement lors d'une sollicitation dynamique. On précise que la densité de ces défauts est macroscopiquement homogène sur toute la hauteur des poutres composées de granite et de calcaire. On observe dans les résultats que les vitesses de recouvrement des différents modes diffèrent. Ceci suggère une relation complexe entre la densité  $\rho_0$  et chaque déformée modale pour obtenir la vitesse de recouvrement. Roux *et al.* (2014) indiquent que les chutes des fréquences propres des différents modes d'une poutre dues à une perturbation locale du module d'Young dépendent des noyaux de sensibilité propres à chaque mode qui sont des fonctions complexes des déformées modales et donc de la hauteur  $x$  dans la poutre. Nous proposons une explication identique afin d'expliquer les variations relatives différentes des vitesses de recouvrement des modes causées par une altération locale de la densité  $\rho_0$  des fissures ouvertes suite à une sollicitation qui n'est plus homogène mais dépend de  $x$ . L'expression de ces noyaux de sensibilité est cependant indéterminée dans l'état d'avancement actuel des travaux. La détermination de l'expression de ces noyaux constitue l'une des perspectives principales de cette thèse afin de pouvoir utiliser les observations de dynamique lente dans un but de localisation de l'endommagement.

La théorie et la relation de relaxation des propriétés élastiques proposées par Snieder *et al.* (2016) nécessitent l'accès à la fréquence aux temps très courts et très longs après la sollicitation dynamique afin de déterminer les paramètres  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  (voir la section 1.5.). Nous avons constaté que l'évolution de la fréquence que nous mesurons n'est pas cohérente avec la forme théorique de la fonction de relaxation dans les premiers instants suivant le chargement dynamique. La figure 5.6 présente une visualisation schématique du suivi de la fréquence au cours de l'expérience de mesure impliquant la répétition de chocs à intervalle régulier. On constate alors qu'un choc peut intervenir avant la fin du recouvrement suite au choc précédent. Ceci indique que la fin de la relaxation nécessaire à la détermination de  $\tau_{max}$  n'est pas accessible. En conclusion, la relation de relaxation proposée par Snieder *et al.* (2016), donne accès en théorie aux informations sur la distribution de tailles de fissures (voir section 1.5) via les paramètres  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  mais est difficilement applicable à nos données expérimentales.

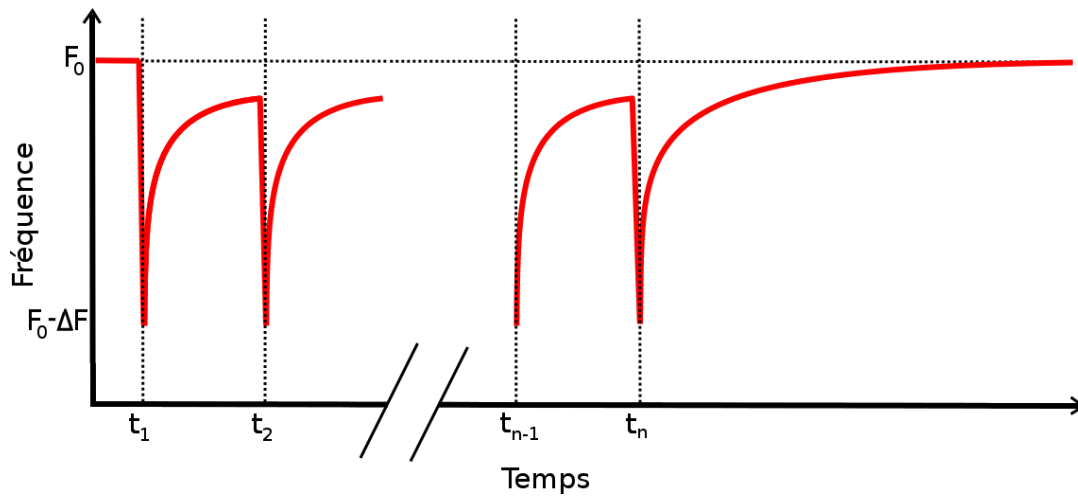


FIGURE 5.6 – Représentation schématique du suivi temporel de la fréquence au cours d'une expérience de mesure impliquant des chocs aux instants  $t_i$  à intervalle régulier  $dt = t_{i+1} - t_i$ .

### 5.1.2.3 Conclusions

Les expériences menées sur les trois poutres composées de granite, calcaire et plexiglas nous ont permis de mettre en évidence que :

- la Dynamique Lente n'est observée dans notre étude que dans les poutres dont le matériau présente des hétérogénéités (conformément à l'interprétation phénoménologique reposant sur la fermeture de surfaces (joints, contacts entre grains, fissures) ouvertes suite à une sollicitation dynamique),
- nous utiliserons le recouvrement de la fréquence et non celui de l'amortissement car ce dernier est mesuré moins précisément et ses variations sont difficiles à interpréter pour les différents modes,
- les résultats ont été ajustés avec succès par la relation linéaire entre la fréquence et le logarithme du temps mais l'ajustement via la relation de relaxation universelle proposée par Snieder *et al.* (2016) n'a pas pu être réalisé (la variation de la fréquence aux temps longs n'est pas disponible dans nos résultats et celle aux temps courts ne suit pas la dynamique temporelle prévue par la théorie).

### 5.1.3 Effet de l'endommagement sur la non-linéarité dans une poutre en granite

L'étude précédente suggère une dépendance des phénomènes non-linéaires ANFD et SD à la présence d'hétérogénéités. L'endommagement sous forme de fissures en est un type particulier. Nous nous proposons donc d'étudier, dans cette section, l'effet de la création de fissures sur les variations de fréquence propres d'une poutre consécutives à des sollicitations dynamiques. Le dispositif expérimental et le protocole d'endommagement sont détaillés dans le chapitre 2. La poutre étudiée dans l'ensemble de ces expériences impliquant l'endommagement est une poutre en granite différente de celle utilisée dans l'étude comparative précédente. Elle est désignée par l'appellation "Granite 2" dans le chapitre 2.

#### 5.1.3.1 Interférométrie

On se propose dans un premier temps de montrer que l'on peut quantifier l'endommagement créé dans la poutre en granite à l'aide d'une méthode impliquant la sollicitation de la poutre par des chocs modérés. Cette technique est celle dite de l'interférométrie sismique. Elle consiste à extraire la réponse de la structure en déconvoluant l'enregistrement d'une sollicitation dynamique à différentes hauteurs dans le système par un signal de référence. Snieder et Şafak (2006) indiquent que les deux références les plus utilisées sont les signaux enregistrés à la base et au sommet de la structure. La déconvolution de deux signaux  $u(\omega)$  et  $v(\omega)$  dans le domaine fréquentiel s'écrit :

$$D(\omega) = \frac{u(\omega)}{v(\omega)} \quad (5.2)$$

Cette expression est cependant instable car le dénominateur  $v(\omega)$  est susceptible de valoir 0. Snieder et Şafak (2006) indiquent alors une méthode de régularisation :

$$D(\omega) = \frac{u(\omega)v^*(\omega)}{|v(\omega)|^2 + \epsilon} \quad (5.3)$$

où  $v^*(\omega)$  est le conjugué complexe de  $v(\omega)$  et  $\epsilon$  est choisi égal à 10% de la valeur moyenne de  $v(\omega)$ . Snieder et Şafak (2006) indiquent que les formes d'ondes déconvoluées par le signal du haut montre la propagation d'une onde montante et une autre descendante au sein de la structure. Le pointé des temps aux différentes positions permet alors de mesurer la vitesse de ces ondes. Graff (2012) propose, de plus, une relation entre la vitesse des ondes se propageant dans la poutre et leur fréquence indiquant ainsi le caractère dispersif de ces systèmes. Cette équation, appelée courbe de dispersion, s'écrit :

$$C_{E-B}(f) = \sqrt{2\pi f} \left( \frac{EI}{\rho S} \right)^{1/4} \quad (5.4)$$

avec  $f$  la fréquence,  $E$  le module d'Young,  $I$  le moment d'inertie,  $\rho$  la masse volumique du matériau et  $S$  la section de la poutre. Ebrahimian et Todorovska (2013) proposent une relation de dispersion similaire dans le cas d'une poutre de Timoshenko :

$$C_T(f) = \sqrt{2} \frac{C_S}{\sqrt{\frac{1}{k_g} + R_{ge} + \sqrt{\left(\frac{1}{k_g} - R_{ge}\right)^2 + \frac{4R_{ge}}{O_m^2}}}} \quad (5.5)$$

avec

$$\begin{aligned} R_{ge} &= \frac{G}{E} \\ O_m &= \frac{2\pi f \sqrt{\frac{I}{S}}}{C_S} \\ C_S &= \sqrt{\frac{G}{\rho}} \end{aligned} \quad (5.6)$$

où  $k_g$  est le facteur de cisaillement,  $G$  est le module en cisaillement et  $C_S$  est la vitesse en cisaillement. Les équations 5.4 et 5.5 montrent que les courbes de dispersion dépendent, selon les deux modèles de poutre, du module d'Young du matériau composant la poutre.

Afin d'enregistrer l'accélération à différentes positions, la poutre en granite a été instrumentée à l'aide de 16 capteurs comme nous l'avons décrit dans la section 2.1.2. Les enregistrements sont filtrés dans une bande de fréquence centrée autour d'une valeur centrale et de demi-largeur égale à 10 Hz. Ils sont ensuite déconvolués par le signal filtré enregistré au sommet de la poutre. Ce procédé permet d'obtenir une figure similaire à l'exemple présenté en figure 5.7a et donc une valeur de vitesse que l'on associe à la fréquence centrale de la bande passante du filtre. Ce procédé est répété pour des bandes de fréquence successives évitant celles contenant les fréquences de résonance des modes. La figure 5.7b montre les mesures de vitesse effectuées dans la poutre en granite dans deux états (poutre intacte et poutre endommagée) ainsi que l'ajustement de courbes de dispersion prévues par les deux modèles de poutre (Euler-Bernoulli et Timoshenko) avec le module d'Young comme seul paramètre d'ajustement. La détermination de ce module d'Young pour chaque modèle de poutre, a consisté en la minimisation de l'erreur entre les mesures et les valeurs théoriques calculées avec les courbes de dispersion pour un module élastique variable. L'intervalle de valeurs du module d'Young testé est centré autour de la valeur a priori du module d'Young du granite. Les modules élastiques obtenues pour les deux états (intact et endommagé) à partir des deux modèles de poutres sont listées dans le tableau 5.4. Les modules d'Young déterminés à l'aide des deux modèles de poutre diffèrent peu de la valeur calculée à l'aide des fréquences propres dans la section 2.4.2 (52.3 GPa). Les variations relatives sont, en revanche, identiques et valent 10 %.

### 5.1.3.2 Élasticité non-linéaire

Les résultats que nous analysons dans cette étude ont été obtenus au cours de deux expériences incluant une série de 15 chocs et réalisées respectivement avant et après avoir

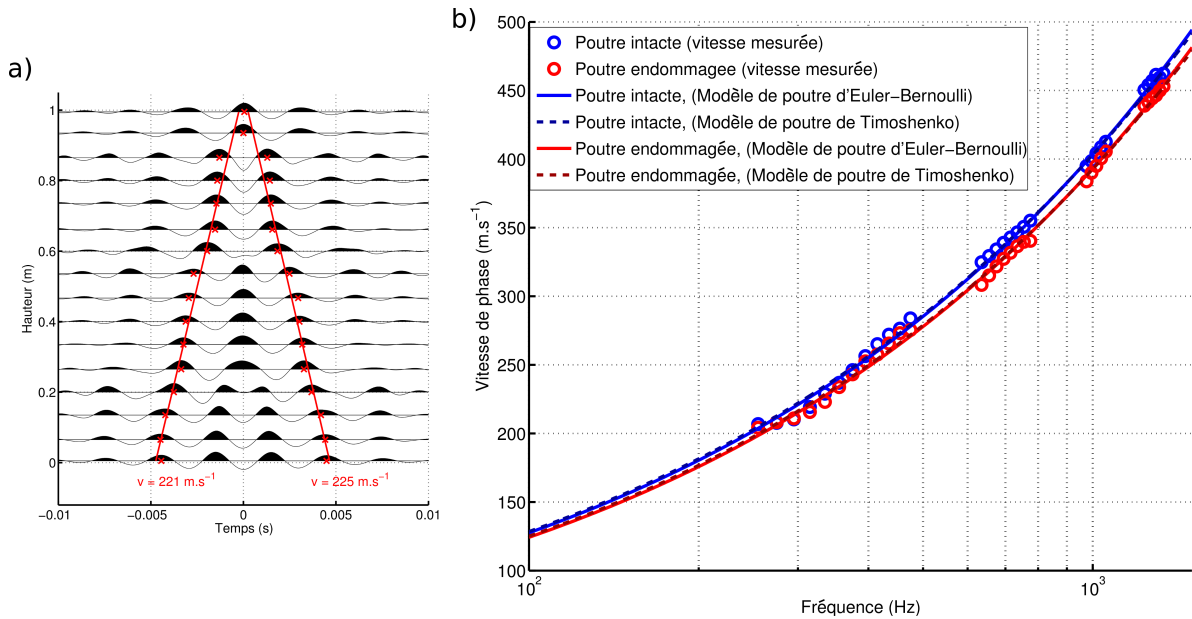


FIGURE 5.7 – a) Accélération enregistrée à différentes hauteurs après application d’un filtre passe-bande entre 325 Hz et 345 Hz et déconvolution par l’enregistrement au sommet de la poutre. b) Courbes de dispersion expérimentales (cercles) mesurées sur la poutre intacte (bleu) et endommagée (rouge) à partir de figures d’interférométrie comme l’exemple sur la sous figure (a). Les courbes de dispersion théoriques selon les modèles de poutre d’Euler-Bernoulli et de Timoshenko sont ajustées sur les mesures expérimentales. Le seul paramètre d’ajustement est le module d’Young.

Modèle de poutre	$E_{intacte}$ (GPa)	$E_{endommagée}$ (GPa)	$\Delta E$ (%)
Euler-Bernoulli	54.2	48.8	10
Timoshenko	55.8	50.2	10

TABLE 5.4 – Modules d’Young calculés par l’ajustement, sur les mesures expérimentales effectuées sur la poutre en granite intacte puis endommagée, des formes théoriques des courbes de dispersion selon les modèles de poutre d’Euler-Bernoulli et de Timoshenko. La réduction relative du module d’Young entre ces deux états est définie comme suit :  $\Delta E = (E_{intacte} - E_{endommagée}) / E_{intacte} \times 100$ .

endommagé la poutre en granite. La figure 5.8 montre le recouvrement de la fréquence pour les quatre premiers modes de la poutre en granite dans ces deux états. Le suivi de la fréquence est obtenu via le même processus de moyenne que celui décrit dans l’étude précédente. La figure 5.8 et les tableaux 5.5 et 5.6 indiquent une modification importante des dynamiques temporelles de variation de la fréquence suite à l’endommagement. En effet, l’ensemble des modes connaissent, à cause de l’endommagement, une augmentation de la chute de fréquence ( $\Delta F/F_0$ ) associée à une hausse de la vitesse de recouvrement ( $p$ ). Ces deux coefficients  $p$  et  $\Delta F/F_0$  de la relation de relaxation  $F = p \log_{10}(t) +$

$(1 - \Delta F/F_0)$  sont marqués par une augmentation relative identique entre eux pour les trois premiers modes. Ceci se traduit alors par un temps de recouvrement inchangé par l'endommagement.

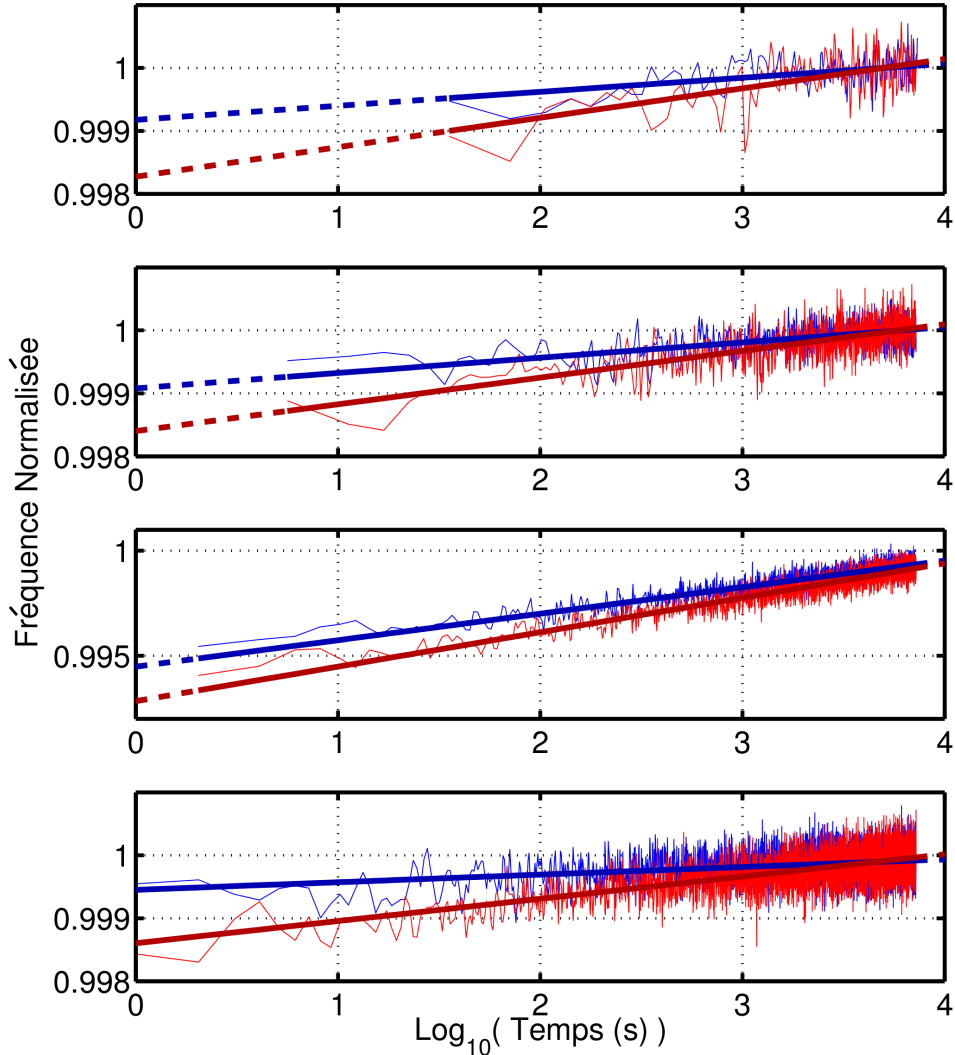


FIGURE 5.8 – Suivi de la fréquence normalisée pour les modes 1 à 4 (de haut en bas) de la poutre en granite après un choc. Les réponses sont moyennées sur une série de 15 chocs. Les résultats obtenus pour la poutre intact sont représentés en bleu et pour la poutre endommagée, en rouge. Les droites bleu foncé et rouge foncé montrent les fonction linéaires en logarithme du temps obtenues par régression linéaire.

Les sollicitations dynamiques des deux séries de mesure dont les résultats ont été précédemment analysés ont été générées par le dispositif automatique décrit dans la section 2.3. Le chargement ainsi créé est donc identique à la base de la poutre pour les deux expériences. On constate néanmoins une augmentation de la déformation au sommet de la poutre dans les résultats après endommagement. Cette hausse est due

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4
Poutre intacte	$2.23 \times 10^{-4}$	$2.43 \times 10^{-4}$	$1.26 \times 10^{-3}$	$1.21 \times 10^{-4}$
Poutre endommagée	$4.67 \times 10^{-4}$	$4.24 \times 10^{-4}$	$1.64 \times 10^{-3}$	$3.53 \times 10^{-4}$
Augmentation (%)	109.4	74.5	29.7	192.3

TABLE 5.5 – Coefficients  $p$  des relations de recouvrement de la forme  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  de la fréquence pour les modes 1 à 4 de la poutre en granite dans son état intact et endommagé.

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4
Poutre intacte	$8.25 \times 10^{-4}$	$9.21 \times 10^{-4}$	$5.52 \times 10^{-3}$	$5.48 \times 10^{-4}$
Poutre endommagée	$1.73 \times 10^{-3}$	$1.60 \times 10^{-3}$	$7.16 \times 10^{-3}$	$1.40 \times 10^{-3}$
Augmentation (%)	109.2	73.7	29.6	154.8

TABLE 5.6 – Coefficients  $\Delta F/F_0$  des relations de recouvrement de la forme  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  de la fréquence pour les modes 1 à 4 de la poutre en granite dans son état intact et endommagé.

à la réduction de la rigidité déjà quantifiée dans la section 2.4.2. Afin de vérifier que les observations précédentes ne sont pas dues à cette différence de déformation, nous observons la relation entre cette dernière et les coefficients  $p$  et  $\Delta F/F_0$ . La figure 5.9 fournit les résultats expérimentaux observés pour le mode 4 qui est celui pour lequel l'endommagement a eu l'effet le plus important. Les sollicitations de faible amplitude ont été générées par des lâchers, sur le bloc support de la poutre, de balles de golf d'une même hauteur afin d'obtenir une série de chocs identiques et ainsi moyenniser les réponses en fréquence à l'instar du processus utilisé pour l'automate. Les chocs d'intensité supérieure sont effectués manuellement à l'aide d'un maillet frappant le bloc. La tendance entre chaque coefficient et la déformation est mise en évidence par des lignes afin de montrer de manière visuelle que les résultats pour la poutre endommagée se différencient clairement de la relation initiale.

Les suivis de la fréquence du mode 3 de la poutre en granite sont les plus propices à la détermination de la relation de relaxation selon la forme proposée par Snieder *et al.* (2016) via une régression non linéaire entre la fonction modèle proposée et les résultats expérimentaux. En effet, comme nous l'avons discuté dans la section 1.5, la régression non-linéaire n'aboutit que dans le cas où au moins la courbure de la relaxation aux temps courts est observée. La figure 5.10 présente alors les résultats expérimentaux et les fonctions de recouvrement obtenues par cette méthode. On précise que le suivi de la fréquence a été sous-échantillonné sur une échelle logarithmique aux temps longs afin de réduire le poids de cette partie dans le calcul de l'erreur servant à la convergence de la régression non linéaire. On observe dans un premier temps que la chute de fréquence est, dans le cas de la poutre intacte, de  $4.2 \times 10^{-3}$  et de  $5.8 \times 10^{-3}$  après endommagement. L'augmentation de cette valeur est donc de 38.1 %, ce qui est cohérent avec celle

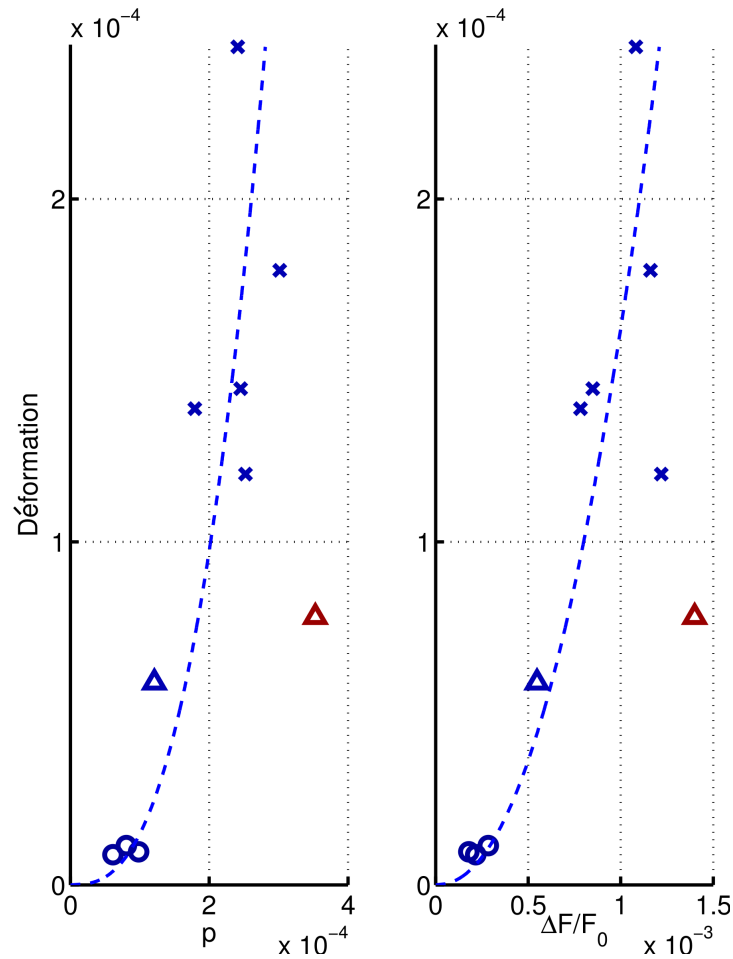


FIGURE 5.9 – Coefficients  $p$  (gauche) et  $\Delta F/F_0$  (droite) de la relation de relaxation  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  en fonction de la déformation maximale lors de sollicitations dynamiques générées au niveau du bloc-support de la poutre par la chute de balles de golf (cercles), les frappes de l’automate (triangles) et des chocs manuels de maillet (croix). Les résultats obtenus avec la poutre intacte sont indiqués en bleu et ceux avec la poutre endommagée en rouge. Les lignes en tirets servent de guide pour indiquer les tendances caractérisant le comportement de la poutre intacte.

observée via l’ajustement par la relation linéaire en fonction du logarithme du temps. La détermination de la constante de temps  $\tau_{max}$  apparaît comme étant incertaine. En effet, aucune courbure aux temps longs caractérisant  $\tau_{max}$  n’est visible sur le suivi de la fréquence dans les deux cas. Le paramètre  $\tau_{min}$  est quant à lui déterminé grâce à la courbure visible pour les premiers instants. Celui-ci vaut 22.1 secondes dans le cas de la poutre intacte contre 10.8 secondes pour la poutre endommagée. D’après Snieder *et al.* (2016) et le développement détaillé dans la section 1.5,  $\tau_{min}$  dépend des fissures de taille caractéristique les plus faibles. Une réduction de cette constante implique donc la création de fissures de tailles inférieures à celle des fissures présentes initialement dans



la roche.

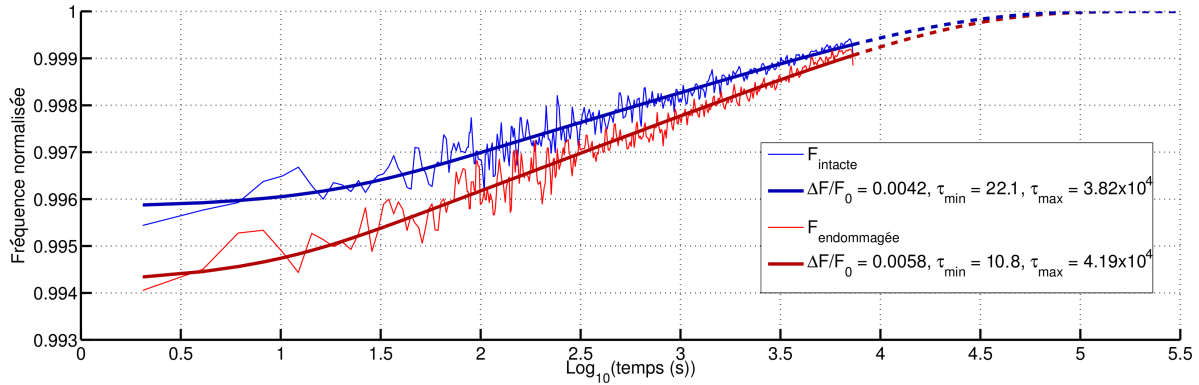


FIGURE 5.10 – Suivi de la fréquence normalisée du mode 3 de la poutre en granite intacte (bleu) et endommagée (rouge) après un choc. Les résultats sont moyennés sur une série de 15 chocs. Les fonctions de recouvrement de la forme  $F(t) = 1 - \frac{\Delta F}{F_0} \frac{R(t)}{R(0)}$  avec  $R(t) = \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} d\tau$  sont déterminées par régression non-linéaire entre les mesures expérimentales de la fréquence et la fonction proposée ci-dessus avec  $\tau_{min}$ ,  $\tau_{max}$  et  $\frac{\Delta F}{F_0}$  variables.

### 5.1.3.3 Effet de l'endommagement sur l'amortissement

Dans la section 2.4.2 nous avons étudié le suivi de la fréquence sur plusieurs heures avant et après avoir endommagé la poutre en granite. Des résultats équivalents sont obtenus pour l'amortissement à partir des mêmes données de vibrations ambiantes. Ainsi, à l'instar de l'étude menée au chapitre 4 sur le phénomène de Fluctuation-Dissipation pour les poutres de différents matériaux, nous pouvons étudier la relation entre l'intensité des vibrations ambiantes et l'amortissement pour la poutre en granite dans ses deux états, intacte et endommagée. La figure 5.11 regroupe les résultats expérimentaux obtenus. On observe sur cette figure que les nuages de points sont fortement modifiés entre les deux états de la poutre en granite. En revanche, les variations des pentes (notées  $p$  sur la figure 5.11) observées pour un mode donné entre ces deux états intact et endommagé sont principalement dues à une modification de la plage de variation de l'accélération. Autrement dit, l'amortissement semble varier entre les mêmes bornes minimum et maximum pour des valeurs limites d'accélération différentes. D'après cette observation, les modifications des pentes  $p$  que l'on mesure par une régression linéaire entre amortissement et intensité sont causées par les variations de répartition relative de l'énergie entre les modes. On note de plus que les pentes augmentent pour les modes 1 à 3 avec l'endommagement alors qu'elle baisse pour le mode 4.

La figure 5.12 montre les résultats de manière analogue à la figure 5.11 excepté que l'accélération utilisée pour mesurer l'intensité des vibrations ambiantes n'est pas filtrée mode par mode. On observe alors une proximité apparente des résultats obtenus pour

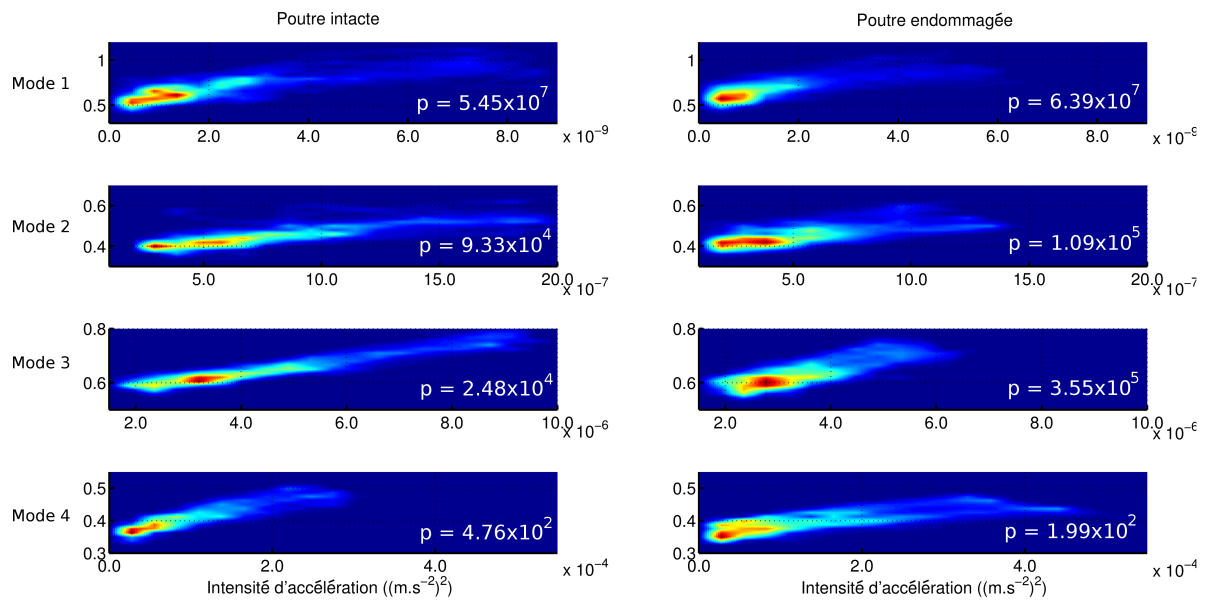


FIGURE 5.11 – Amortissement en fonction de l'intensité des vibrations ambiantes des modes 1 à 4 (de haut en bas) pour la poutre intacte (à gauche) et endommagée (à droite). L'accélération est filtrée dans la bande de fréquence de chaque mode. L'échelle de couleur représente la densité de points, de rouge foncé pour une densité égale à 1 à bleu foncé pour une valeur nulle. Les pentes obtenues par régression linéaire sur les nuages de points sont indiquées en blanc dans chaque encadré.

la poutre intacte et la poutre endommagée. Le tableau 5.7 liste les valeurs des pentes et des amortissements intrinsèques obtenus par régression linéaire sur les résultats de la figure 5.12. Cette représentation en fonction de l'accélération totale permet en apparence de mesurer plus fidèlement les variations d'amortissement sans que cette mesure ne soit biaisée par une modification de l'accélération propre à chaque mode. Le tableau 5.7 montre que l'endommagement a causé une réduction des pentes des relations linéaires entre amortissement et intensité des vibrations ambiantes alors que l'ordonnée à l'origine de ces mêmes relations quantifiant l'amortissement intrinsèque, a augmentée pour tous les modes. Les pentes diminuent respectivement de 17%, 9%, 14% et 26% alors que les amortissement intrinsèques augmentent respectivement de 10%, 3%, 0.6% et 2% pour les modes 1 à 4. Aucune corrélation entre ces valeurs n'est donc observée. On remarque que ces variations sont importantes mais n'étaient que très peu visibles sur la figure 5.12 en raison de la dispersion des nuages de points.

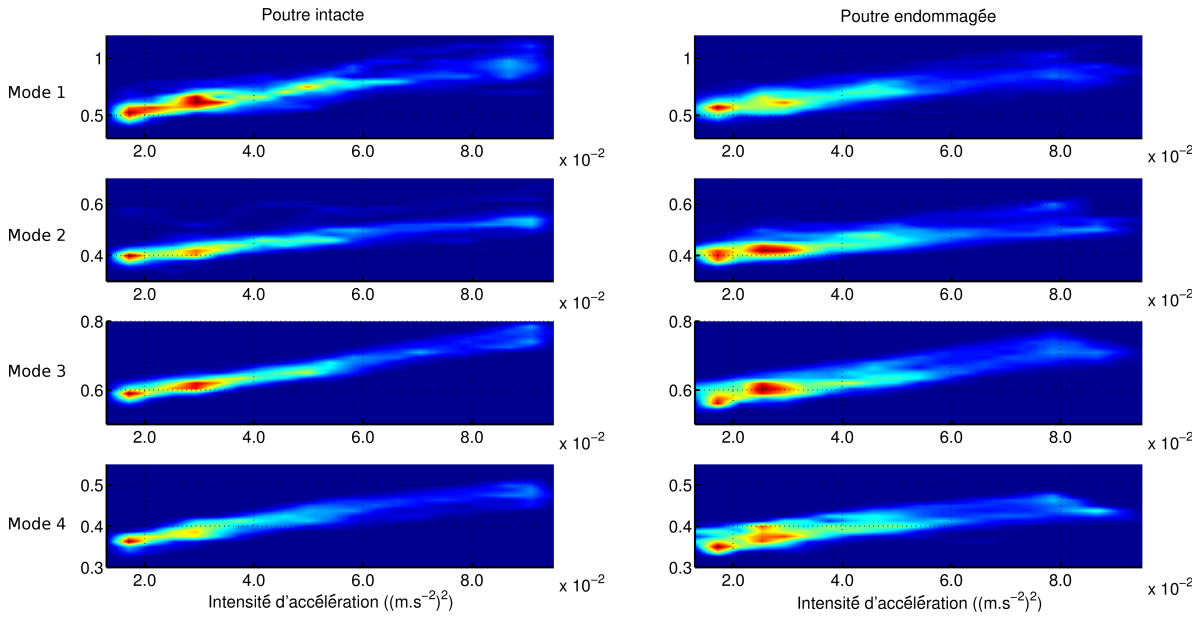


FIGURE 5.12 – Amortissement en fonction de l'intensité des vibrations ambiantes pour les modes 1 à 4 (de haut en bas) pour la poutre intacte (à gauche) et endommagée (à droite). L'échelle de couleur représente la densité de points, de rouge foncé pour une densité égale à 1 à bleu foncé pour une valeur nulle.

	Mode 1		Mode 2		Mode 3		Mode 4	
	$p$	$\xi_0$	$p$	$\xi_0$	$p$	$\xi_0$	$p$	$\xi_0$
Poutre intacte	5.86	0.445	1.97	0.372	2.30	0.549	1.64	0.340
Poutre endommagée	4.89	0.490	1.80	0.384	1.98	0.552	1.21	0.348
Variation relative (%)	17	10	9	3	14	0.6	26	2

TABLE 5.7 – Pentes  $p$  (en  $\%.m^{-2}.s^4$ ) et amortissements intrinsèques (en %) déterminés via les relations linéaires entre l'amortissement et l'intensité des vibrations ambiantes pour les différents modes de la poutre en granite intacte puis endommagée. La variation relative de chaque grandeur entre l'état intact et endommagé de la poutre est indiquée en pourcentage.

#### 5.1.3.4 Discussion

Nous avons analysé dans ce chapitre et dans la section 2.4.2 les résultats expérimentaux visant à détecter et quantifier l'endommagement dans la poutre en granite. Ces derniers ont été obtenus via différentes méthodes et sont interprétés à la lumière de divers concepts théoriques dont celui résultant de l'application du théorème Fluctuation-Dissipation aux structures et ainsi de manière inédite dans ce manuscrit au chapitre 4. Pour rappel, la méthode utilisant les chutes permanentes des fréquences (utilisée dans la section 2.4.2) a permis de détecter de manière très claire l'endommagement et même

d'estimer une dégradation du module d'Young effectif de 5.5 %. Une deuxième méthode, dite d'interférométrie, qui repose sur l'ajustement de courbes de dispersion théoriques dont le seul paramètre variable est le module d'Young sur des mesures expérimentales de vitesse de phase, a mis en évidence une dégradation de ce module élastique d'environ 10 %. Ces deux méthodes bien que reposant toutes les deux sur une mesure effective sur l'ensemble de la poutre ne donnent pas d'estimation identique de l'endommagement. Cette différence peut être due à des sensibilités différentes et une précision de mesure limitée.

L'analyse des phénomènes non-linéaires (ANFD et SD) observés dans la poutre en granite avant et après son endommagement indique bien la création de dommages dans celle-ci et fournissent, de plus, des informations supplémentaires caractérisant l'endommagement qui sont détaillées dans la suite de cette discussion. Le recouvrement de la fréquence étant interprété par une fonction linéaire du logarithme du temps a permis de mettre en évidence une augmentation du nombre de fissures ouvertes dans le matériau suite aux sollicitations dynamiques postérieures à l'endommagement de la poutre. En effet, la pente de la relation linéaire ainsi obtenue est directement proportionnelle à la densité  $\rho_0$  des fissures ouvertes suite à un chargement et que nous avons discutée précédemment.

Comme nous l'avions supposé dans la section 5.1.2.2, nous observons des augmentations de la vitesse de recouvrement différentes entre les modes (voir le tableau 5.5). Nous aurions cependant besoin de plus d'expériences et de recherche théorique afin d'établir l'expression des noyaux de sensibilité propres à la Dynamique Lente et ainsi relier ces différences entre les modes à la localisation de la zone endommagée de la poutre.

L'ajustement de la relation de relaxation, proposée par Snieder *et al.* (2016), aux résultats expérimentaux permet d'obtenir une information supplémentaire à celles déjà listées précédemment. Ainsi, la constante de temps  $\tau_{min}$  rend compte de l'énergie d'activation minimale nécessaire à la fermeture des fissures dans le matériau et donc de la plus petite taille caractéristique de fissures. Nous pouvons estimer cette barrière énergétique minimale pour les deux états de la poutre en reprenant l'équation d'Arrhenius exprimée dans la section 1.5 :

$$\tau(U) = \tau_0 e^{U/(k_B T)} \quad (5.7)$$

La barrière énergétique  $U$  s'écrit donc :

$$U = k_B T \ln \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right) \quad (5.8)$$

Si l'on se place dans l'hypothèse des hautes températures, TenCate *et al.* (2000) indiquent que  $\tau_0 \simeq \hbar/k_B T$ . L'application numérique dans les deux cas nous donne enfin une barrière énergétique minimale de 0.8364 eV pour la poutre intacte et 0.8180 eV une fois endommagée. On constate ainsi qu'une réduction modérée de la barrière énergétique minimale et donc de la plus petite taille de fissures se traduit par une variation importante de la valeur de  $\tau_{min}$ . Cette observation est d'autant plus intéressante que la détermination de  $\tau_{min}$  est délicate et imprécise.

Les deux méthodes d'analyse du recouvrement décrites précédemment (recouvrement linéaire en fonction du logarithme du temps pour la première et relation de relaxation universelle proposée par Snieder *et al.* (2016) pour la seconde) fournissent des informations complémentaires (quantité de fissures pour la première, distribution de tailles pour la seconde) mais diffèrent l'une de l'autre également par leur robustesse respective. En effet, l'ajustement des résultats dans une échelle temporelle logarithmique par une droite est plus robuste que la régression non linéaire d'une fonction complexe dont la détermination des paramètres dépend des premières et dernières valeurs mesurées. Or, il est à noter que ce sont précisément ces deux parties des résultats qui sont marquées par les plus grandes incertitudes. Le début du recouvrement étant marqué par une variation rapide de la fréquence, les valeurs mesurées sont entachées d'une incertitude due au lissage en temps inhérent à la RDT. Ensuite, les temps longs du recouvrement de la fréquence sont caractérisés par une variation de plus en plus faible, et sont parasités par les oscillations à long terme de la fréquence avec la température et l'humidité. Les paramètres  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  sont porteurs d'informations complémentaires à celles apportées par les vitesses de recouvrement  $p$  et les chutes de fréquence  $\Delta F/F_0$  mais ils sont nettement plus difficiles à mesurer à l'aide de nos données expérimentales.

L'étude portant sur l'effet de l'endommagement sur l'amortissement a montré que la création de fissures dans le matériau a causé une diminution des pentes reliant amortissement et intensité des vibrations et une augmentation de l'amortissement intrinsèque de chaque mode. Nous avons montré dans le chapitre 4 que cette pente semble positivement corrélée à celle du recouvrement de la fréquence après une sollicitation dynamique. Or nous avons observé des variations inverses pour ces deux pentes suite à l'apparition de dommages dans le granite. Ceci indique que des travaux supplémentaires sont nécessaires, en particulier sur l'application du phénomène de Fluctuation-Dissipation aux poutres et structures de génie civile. On précise de plus que cette analyse a été réalisée sur les résultats utilisant l'accélération totale pour quantifier l'intensité des vibrations ambiantes et non cette même accélération filtrée mode par mode comme nous l'avions présenté au chapitre 4. Les résultats que nous obtenons dans ce chapitre suggèrent que la considération de l'accélération totale est plus pertinente que celle filtrée mode par mode. La diminution des pentes est contradictoire avec l'hypothèse de sensibilité, vis-à-vis de l'endommagement, du phénomène interprété via l'application du théorème de Fluctuation-Dissipation aux structures. Cependant, la prise en compte de l'effet de l'amplitude sur l'amortissement a permis de mesurer une augmentation de l'amortissement intrinsèque suite à l'endommagement qui est, elle, cohérente avec l'apparition de fissures.

### 5.1.3.5 Conclusions

Les expériences menées sur la poutre en granite dans son état intact puis endommagé ont montré que :

- l'endommagement de la poutre a pu être détecté par la méthode d'interférométrie,
- la Dynamique Lente a également permis de mettre en évidence l'apparition de dommages,

- les sensibilités différentes des modes à la Dynamique Lente indiquent une piste pour le développement d'une méthode de localisation à partir de ce phénomène non linéaire,
- la relation entre l'amortissement et l'intensité des vibrations ambiantes est modifiée par l'endommagement même si cette altération n'est pas complètement comprise, elle met en évidence une modification de l'état de santé de la poutre,
- l'amortissement intrinsèque mesuré grâce à la prise en compte de la dépendance de l'amortissement vis-à-vis de l'intensité des vibrations ambiantes augmente pour l'ensemble de modes suite à l'endommagement et permet ainsi sa détection.

### 5.1.4 Conclusions

L'analyse des résultats expérimentaux a permis d'établir que nous pouvions effectivement observer la Dynamique Lente dans des poutres dont le matériau est caractérisé par la présence d'hétérogénéités. Bien que l'amortissement démontre une forte sensibilité vis-à-vis de la non linéarité des propriétés élastiques, la forte incertitude de sa mesure et ses variations plus difficiles à interpréter font que nous lui préférons le suivi de la fréquence pour analyser la Dynamique Lente. Nous avons par ailleurs, montré avec l'expérience impliquant le traitement thermique de la poutre en granite que nous pouvions effectivement détecter les dommages que nous avons créé via différentes méthodes : chutes permanentes des fréquences (voir chapitre 2), interférométrie, analyse de la Dynamique Lente et analyse de la dépendance de l'amortissement par rapport à l'intensité des vibrations ambiantes. Ces deux dernières méthodes ont montré à la fois leur utilité dans le suivi de l'état de santé d'une poutre mais également leurs limites dans l'état actuel des connaissances. Ainsi, des recherches supplémentaires sont nécessaires afin de parvenir à exploiter des résultats de Dynamique Lente dans le but de localiser l'endommagement. Le comportement de l'amortissement, bien qu'indiquant une perturbation dans la poutre, n'est pas encore complètement compris. On note cependant que la correction de la mesure de l'amortissement en celle de sa valeur intrinsèque a permis de mettre en évidence une hausse nette que l'on relie directement à l'apparition des dommages.

## 5.2 Non-linéarité dans les structures de génie civil

Les expériences de laboratoire sur les poutres continues ont permis d'observer les phénomènes non linéaires ANFD et SD dans des analogues simplifiés des structures de génie civil. Nous avons déterminé les informations que peuvent apporter les ajustements du recouvrement de la fréquence suite à une sollicitation mais également leurs avantages et limites respectives. Nous nous proposons, dans cette section, d'étudier l'évolution non linéaire de la fréquence dans deux structures de génie civil et ainsi déterminer s'il est également possible d'obtenir des informations sur l'état de santé de la structure à partir de ces observations.

### 5.2.1 Structures étudiées

La première structure qui est à l'étude est le Factor Building situé sur le campus de l'UCLA. On rappelle qu'il s'agit d'un bâtiment de 17 étages avec une armature en acier instrumenté avec des accéléromètres Kinematics FBA-11. Une description plus détaillée est faite dans la section 2.5.1.

La seconde structure servant de support à l'étude des phénomènes non linéaires est l'Institut de Géophysique de l'École Polytechnique Nationale (IG-EPN) de Quito en Équateur. Ce bâtiment a été construit en 1976 avant l'établissement du premier code parasismique en Équateur. Il est constitué de huit étages de même hauteur, chacun constitués d'une dalle supportée par des colonnes en béton armé. La structure est instrumentée de manière permanente depuis 2011 via un accéléromètre triaxial situé à son sommet et un autre capteur identique est situé à l'extérieur du bâtiment, au niveau du sol. Les composantes sont orientées dans les directions longitudinale, transversale et verticale. L'accélération est ainsi enregistrée de manière continue avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz et synchronisée par GPS.

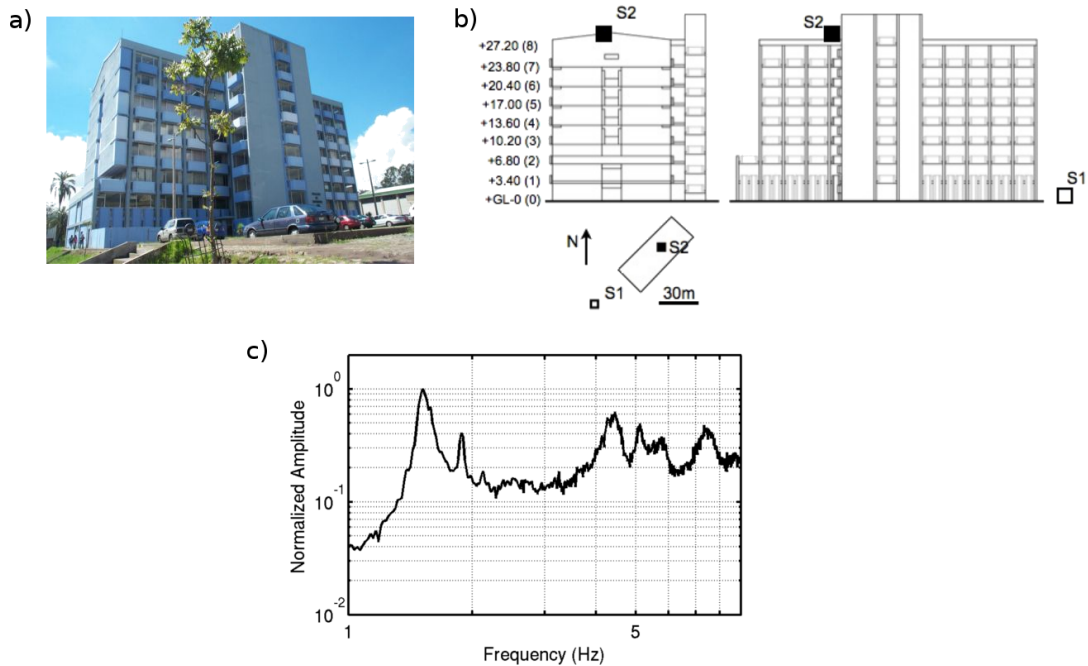


FIGURE 5.13 – a) Photo de l’Institut de Géophysique de Quito. b) Diagramme de la localisation des deux accéléromètres triaxiaux S1 et S2. c) Spectre normalisé d’une heure de signal enregistrée sur la composante longitudinale de la station au sommet du bâtiment.

### 5.2.2 Traitement des données

Pour les deux structures, les données consistent en des enregistrements d’accélération au sommet de chacune d’entre elles. Ceux-ci se composent à la fois de vibrations ambiantes et de séismes. Dans le cas du Factor Building, le séisme est celui dit de Chino Hills du 29 juillet 2008, d’une magnitude de 5.5  $M_W$  et dont l’épicentre était situé à 45 km de Los Angeles. Le signal enregistré au sommet de la structure visible sur la figure 5.14a montre un pic d’accélération à  $\sim 1.2 \text{ m.s}^{-2}$  et la déformation calculée à partir de l’accélération indique une valeur maximale d’environ  $5 \times 10^{-4}$ . Nous avons déjà noté précédemment que le seuil d’endommagement de ce bâtiment est estimé à  $3 \times 10^{-3}$  (Guéguen *et al.* (2016)) et nous pouvons donc supposer qu’aucun dommage n’est créé par ce séisme. Le tremblement de terre qui a frappé l’Institut de Géophysique de Quito est celui ayant eu lieu en Équateur le 16 avril 2016 à 170 km de Quito. Sa magnitude était de 7.8  $M_W$ . L’accélération enregistrée au sommet du bâtiment de l’IG-EPN pendant le séisme montre un pic d’accélération de  $\sim 0.72 \text{ m.s}^{-2}$  et la déformation maximale calculée s’élève à  $\sim 7 \times 10^{-4}$ .

Comme nous venons de l’indiquer précédemment, les données traitées se composent de vibrations ambiantes et de vibrations forcées par un séisme. La première méthode de traitement du signal que nous proposons donc d’utiliser pour traiter ces données est la NRDT décrite dans la section 3.4. En effet, nous avons montré qu’elle peut être appliquée



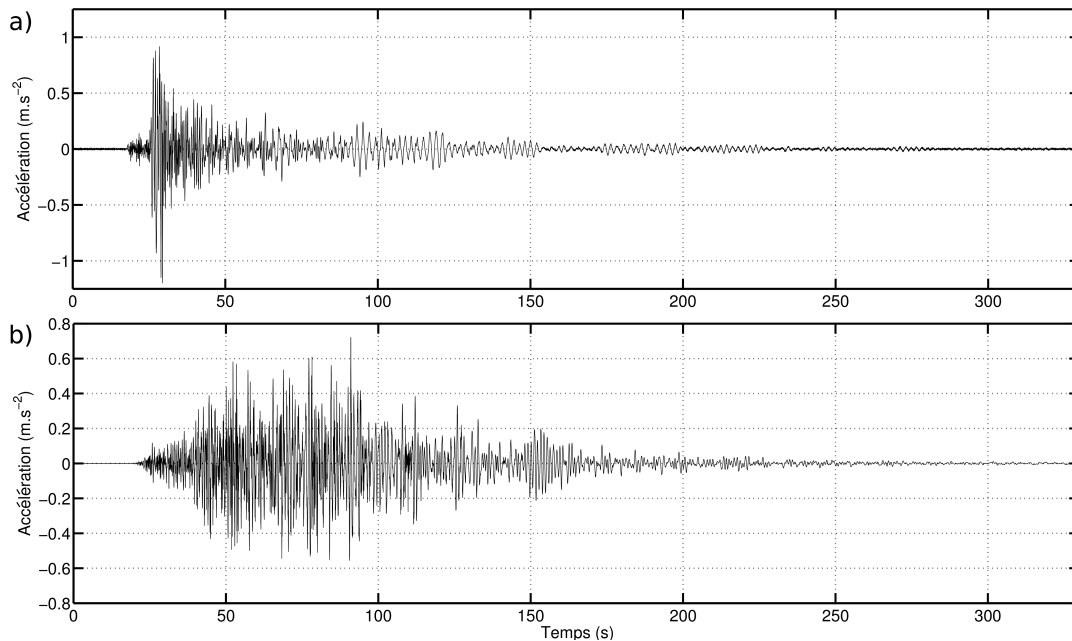


FIGURE 5.14 – Enregistrement de l'accélération a) au sommet du Factor Building lors du séismes de Chino Hills de 2008 et b) au sommet de l'Institut de Géophysique de Quito pendant le tremblement de terre de 2016.

à des enregistrements présentant des fortes variations d'amplitude sans que cela ne cause de biais dans la mesure de la fréquence. La mesure de l'amortissement à l'aide de la NRDT nécessite encore d'être améliorée et ne sera donc pas exploitée.

La résolution temporelle de la NRDT dépend de la période propre du mode de la structure comme nous l'avons montré dans la section 3.3.3.2. Cette période est de l'ordre de la seconde dans les deux structures que nous étudions. La longueur de signal nécessaire à l'obtention d'une valeur de fréquence serait, si l'on considère un nombre de fenêtres égal à 1000, de l'ordre de  $10^3$  s. Cette durée est plus longue que la durée totale des deux séismes et n'apparaît donc pas adaptée au suivi de la fréquence. Afin de pallier cette difficulté nous diminuons la durée des signaux sur lesquels nous appliquons la NRDT à 100 fois la période propre après avoir vérifié la validité de ce choix lors de tests préliminaires sur ces données. L'étude de l'effet de la longueur des signaux traités (voir section 3.3.3.2) menée sur des données de laboratoire avait déjà montré que le calcul de la fréquence n'était que très peu affecté par la réduction de durée de signal traité. Le recouvrement entre deux segments successifs de signal est également augmenté à 90% afin de diminuer le pas en temps du suivi de la fréquence.

Michel et Guéguen (2010) montrent un exemple d'application d'une autre méthode de traitement du signal à l'accélération enregistrée au sommet d'une structure lors d'un séisme. En effet, ils ont observé, grâce à la distribution de Wigner-Ville, une chute de la fréquence fondamentale de la Millikan Library au cours du séisme de San Fernando de 1971. On se propose d'expliquer rapidement le principe de cette méthode qui est détaillée

par Michel et Guéguen (2010). La distribution de Wigner-Ville est la distribution temps-fréquence la plus simple de celles appartenant à la classe de Cohen. Son principe est qu'elle distribue l'énergie du signal dans l'espace temps-fréquence. Le calcul de l'énergie en un point de l'espace temps-fréquence n'est pas réalisé dans une fenêtre temporelle mais de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Les signaux traités étant finis en temps, la distribution calculée en pratique est donc la distribution pseudo Wigner-Ville lissée. Elle correspond à la distribution de Wigner-Ville dont les valeurs d'énergie des couples temps-fréquence sont calculées dans des fenêtres limitées en temps et en fréquence. La bande de fréquence de cette distribution étant large, les petites variations de fréquence sont difficilement mesurées. Afin de pallier cette difficulté, la méthode de réassignement a été proposée. Elle consiste à réassigner, au centre de gravité du domaine autour de chaque point temps-fréquence, l'énergie locale de la distribution. Les auteurs indiquent alors que cette pseudo-distribution réassignée est particulièrement adaptée notamment à la mesure de variations brutales de la fréquence. Le phénomène non linéaire ANFD est précisément caractérisé par une chute rapide de la fréquence que des méthodes impliquant le calcul de la fréquence à partir de fenêtres de signal lisseraient, ne permettant pas un suivi fidèle. La valeur retenue pour la fréquence, à chaque instant  $t$ , est ensuite déterminée par le pointé du maximum de la pseudo-distribution de Wigner-Ville réassignée à cet instant. Par abus de langage, nous désignerons dans la suite, la pseudo-distribution de Wigner-Ville réassignée par le terme de distribution de Wigner-Ville.

Les suivis temporels de la fréquence obtenus avec les deux méthodes de traitement du signal évoquées ci-dessus sont ensuite lissés à l'aide de la méthode de Savitzky-Golay (Orfanidis (1995)). Si l'on considère les données comme étant une certaine grandeur  $X$  en fonction du temps  $t$ , le principe de cette technique de lissage est le suivant :

- un point  $(t_i, X_i)$  est choisi,
- un segment de données  $[X_{i-l} X_{i+l}]$  dont la demi-largeur  $l$  est définie par l'utilisateur et qui est centré autour du point  $(t_i, X_i)$  est déterminé,
- le segment de données est ajusté par un polynôme dont l'ordre est défini par l'utilisateur,
- la valeur de cette fonction pour l'instant  $t_i$  est alors retenue comme étant la valeur dite lissée,
- le point suivant  $(t_{i+1}, X_{i+1})$  est choisi et le procédé recommence.

Cette technique de lissage est appliquée à nos résultats temps-fréquence avec des polynôme d'ordre 3 et une largeur de fenêtre choisie arbitrairement dans chaque cas.

### 5.2.3 Résultats

Les résultats que nous présentons dans cette section consiste en le suivi temporel de la fréquence du mode fondamental du Factor Building selon la direction Nord-Sud et de l'Institut de Géophysique de Quito (IG-EPN) selon sa direction longitudinale au cours des séismes les sollicitant respectivement. La figure 5.15 montre l'exemple du suivi de la fréquence dans le cas du Factor Building impacté par le séisme de Chino Hills obtenu avec la méthode de la distribution de Wigner-Ville. L'hypothèse formulée quant à l'absence d'endommagement généré par ce séisme est confirmée par la figure 5.15 qui montre un recouvrement complet de la fréquence. En effet, la courbe rouge mettant en évidence l'évolution temporelle lissée de la fréquence indique une chute d'environ 15% puis un retour à la valeur initiale en environ 600 secondes. Cette figure permet de plus d'apprécier la résolution temporelle des résultats obtenus par la distribution de Wigner-Ville. Des variations parasites de la fréquence mesurée suite au procédé de pointé sont néanmoins visibles. Ces sauts de fréquence sont réduits via le lissage de Savitzky-Golay dont le but original est précisément d'éliminer ce type de biais.

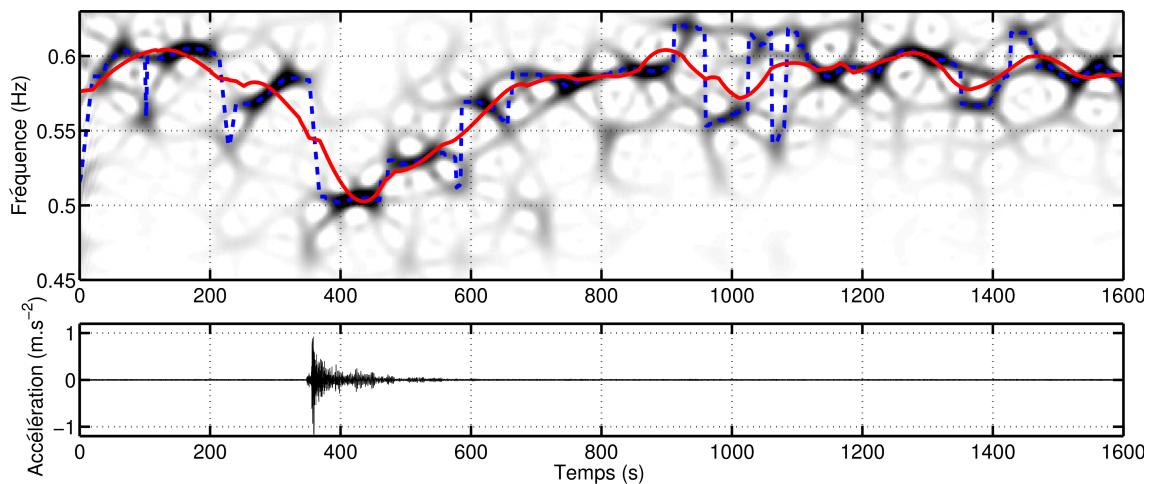


FIGURE 5.15 – Haut : Suivi temporel de la fréquence du mode fondamental du Factor Building dans la direction Nord-Sud mesuré avec la distribution de Wigner-Ville. Les maxima de la distribution pour chaque instant sont indiqués par la ligne en tirets bleus. Le pointé lissé de la fréquence via la méthode de Savitzky-Golay est représenté par la courbe rouge. Bas : Enregistrement du séisme de Chino Hills de 2008 au sommet du Factor Building de UCLA dans la direction Nord-Sud.

La figure 5.16 montre le suivi de la fréquence fondamentale du bâtiment de l'IG-EPN au cours du séisme de 2016 calculé à l'aide de la NRDT. On observe alors une chute de la fréquence de l'ordre de 30% au cours du séisme. La fréquence marque un recouvrement qui reste cependant partiel vers une valeur inférieure à la fréquence mesurée avant le tremblement de terre. Ceci suggère que la structure a été endommagée au cours du chargement dynamique.

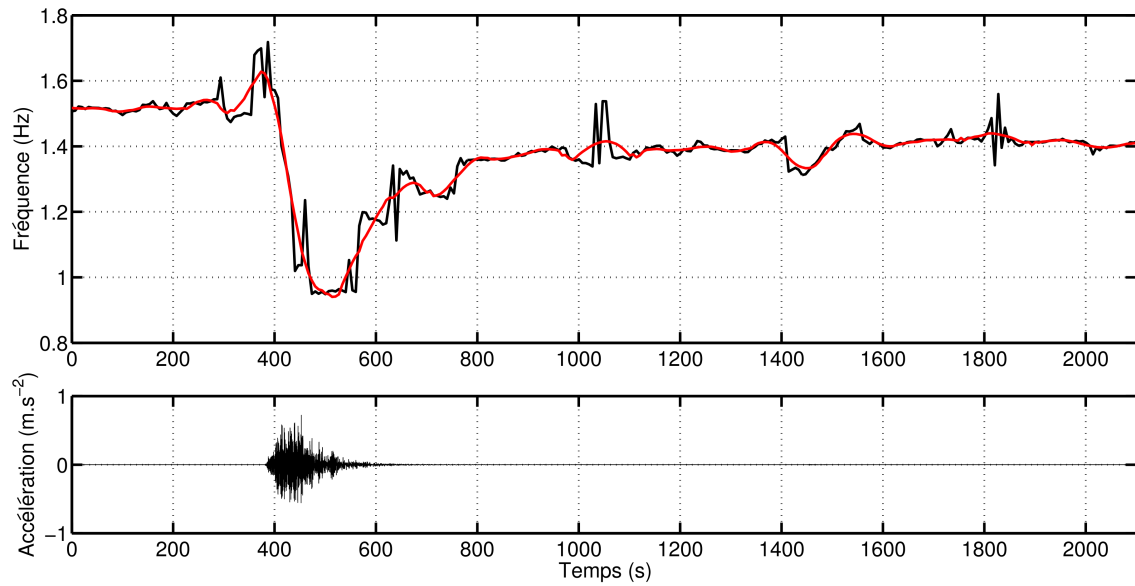


FIGURE 5.16 – Haut : Suivi temporel de la fréquence du mode fondamental de l’Institut de Géophysique de Quito dans la direction longitudinale mesuré avec la NRDT (en noir) et lissé avec la méthode de Savitzky-Golay (en rouge). Bas : Enregistrement du séisme de 2016 au sommet de l’Institut de Géophysique de Quito selon la direction longitudinale.

Afin d’analyser le processus de relaxation observé sur les figures 5.15 et 5.16 que l’on interprète comme étant le phénomène de Slow Dynamics (SD) (décrit dans la section 1.5 et discuté sur des résultats de laboratoire dans la section 5.1), nous représentons la phase de recouvrement de la fréquence dans les structures, après le début de la sollicitation, en fonction du logarithme du temps. Cette échelle de temps permet en effet une représentation plus adaptée des résultats et des fonctions dont les formes sont prédites pas la théorie (voir la section 1.5). Pour rappel les deux fonctions de recouvrement proposées sont : celle que l’on appellera dans la suite la ”relation logarithmique de recouvrement” qui est une fonction linéaire entre la fréquence et le logarithme du temps (voir TenCate *et al.* (2000)) et celle que l’on désignera par l’appellation ”relation de relaxation universelle” qui est le résultat de la superposition d’exponentielles de temps caractéristique  $\tau$  entre les valeurs  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  (voir Snieder *et al.* (2016))

Les figures 5.17 et 5.18 regroupent les résultats pour les deux structures dont la fréquence a été mesurée à l’aide des deux méthodes de traitement du signal : la NRDT et la distribution de Wigner-Ville. La dynamique temporelle de relaxation de la fréquence est de plus ajustée dans chaque cas par les deux fonctions de recouvrement évoquée ci-dessus. Afin de pouvoir appliquer la théorie développée par Snieder *et al.* (2016) aux résultats du séisme en Équateur, les fréquences des figures 5.17 et 5.18 ont été normalisées par la valeur vers laquelle la fréquence converge aux temps longs et non la valeur initiale, précédant le séisme. En effet, l’ajustement de la fonction de relaxation universelle nécessite une convergence vers une valeur égale à 1 pour les derniers instants.

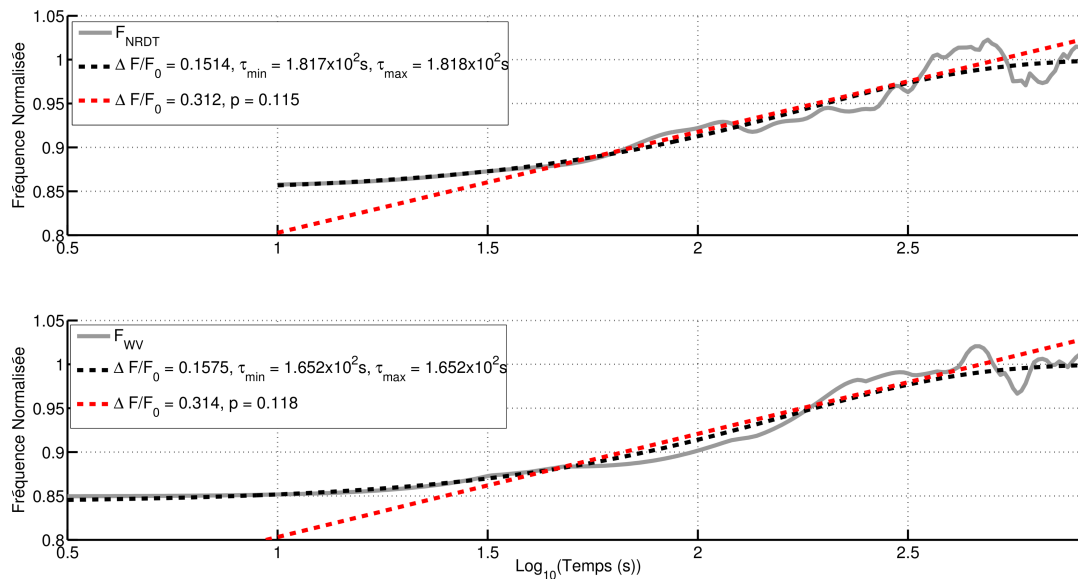


FIGURE 5.17 – Recouvrement de la fréquence du mode fondamental du Factor Building après le séisme de Chino Hills mesuré (en haut) à l’aide de la NRDT et (en bas) avec la distribution de Wigner-Ville. L’ajustement du recouvrement de la fréquence selon les relations de recouvrement sont indiqués par les lignes en tirets rouges (relation linéaire en fonction du logarithme du temps) et en ligne continue noire (relation de relaxation universelle) avec les paramètres de chaque fonction listés dans la légende de chaque sous-figure.

La figure 5.17 montre l’évolution temporelle de la fréquence normalisée mesurée avec les deux méthodes : NRDT et distribution de Wigner-Ville. Les résultats obtenus à l’aide de ces deux techniques sont cohérents et indiquent, comme l’estimation formulée auparavant, une chute de fréquence de 15 % causée par le séisme. L’ajustement de l’évolution de la fréquence par la relation logarithmique donne des paramètres  $\Delta F/F_0$  et  $p$  de la relation  $F = p \log_{10}(t) + (1 - \Delta F/F_0)$  similaires dans les deux cas présentés valant respectivement  $\sim 0.31$  et  $0.12 \log_{10}(s)^{-1}$ . On précise que l’ajustement illustré par ces droites en tirets rouges sur la figure 5.17 est effectué sur un même intervalle pour les deux cas présentés et est choisi arbitrairement dans ce cas, entre  $10^{1.5}$  s et  $10^{2.7}$  s.

Les variables de l’autre fonction ajustée sur les résultats sont également cohérentes pour les résultats obtenus avec les deux méthode de traitement. Par ailleurs, nous remarquons que les valeurs de  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  sont presque identiques entre elles et valent ainsi environ 182 secondes pour les résultats obtenus avec la NRDT et environ 165 secondes dans le cas de la distribution de Wigner-Ville. Pour rappel, ces grandeurs indiquent des temps caractéristiques associés respectivement aux barrières énergétiques minimum et maximum des surfaces sans contact après la sollicitation et qui se referment au cours de la relaxation. Leur proximité suggère donc que les fissures ou joints, ayant été ouverts lors du séisme, présentent une distribution de barrières énergétiques, et donc, une distribution de tailles caractéristiques resserrée autour d’une valeur centrale.

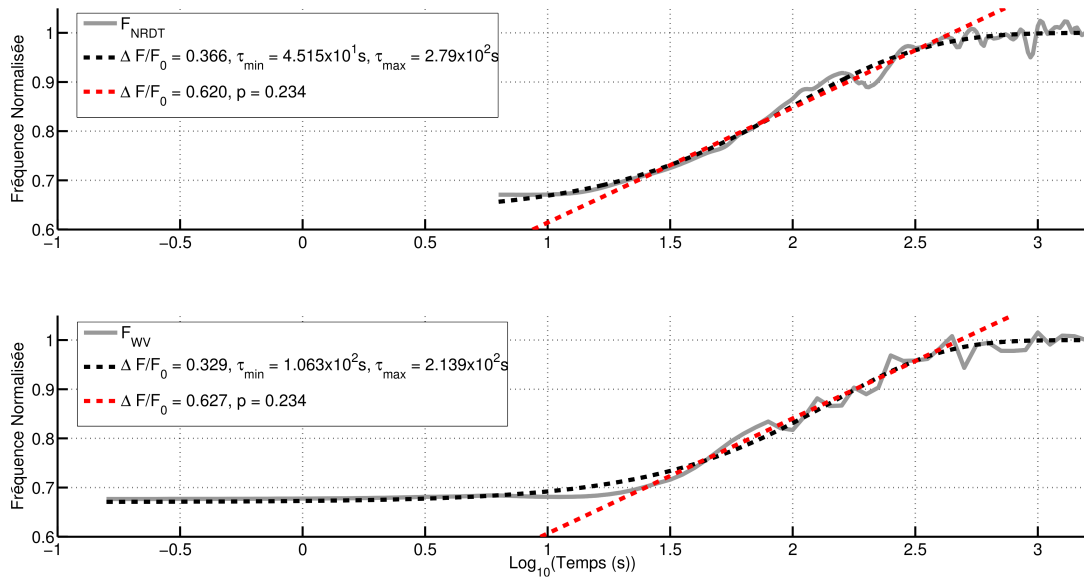


FIGURE 5.18 – Recouvrement de la fréquence du mode fondamental de l’Institut de Géophysique de Quito après le séisme de 2016 mesuré (en haut) à l’aide de la NRDT et (en bas) avec la distribution de Wigner-Ville. Les ajustements du recouvrement de la fréquence par les relations de recouvrement sont indiqués par les lignes en tirets rouges (relation linéaire en fonction du logarithme du temps) et en ligne continue noire (relation de relaxation universelle) avec les paramètres de chaque fonction listés dans la légende de chaque sous-figure.

La figure 5.18 montre les résultats obtenus et analysés dans le cas du bâtiment de l’IG-EPN de manière analogue à la figure 5.17 pour le Factor Building. La chute de fréquence consécutive au séisme est estimée via l’ajustement des résultats obtenus avec la NRDT par la relation universelle à  $\sim 37\%$  et à  $\sim 33\%$  avec ceux de la distribution de Wigner-Ville. On rappelle cependant que ces chutes de fréquence ne tiennent pas compte de la dégradation apparemment permanente d’environ 0.1 Hz observée sur la figure 5.16 entre les derniers instants du suivi et ceux précédant le séisme. Les temps caractéristiques  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  sont différents entre eux pour ce bâtiment. D’après l’interprétation proposée ci-dessus, ceci indique que la structure présente une distribution de tailles variées de fissures dans le béton et de joints entre ses éléments structuraux. On note néanmoins que les estimations de  $\tau_{min}$  et de  $\tau_{max}$  diffèrent entre le suivi effectué à l’aide de la NRDT et celui avec la distribution de Wigner-Ville. Cette différence est probablement due au fait que dans le premier cas, les temps courts ne sont pas aussi bien échantillonnés proche du début du choc que dans le second cas. Ceci implique alors une différence dans la contrainte de la détermination de  $\tau_{min}$  par la régression non linéaire.

L’ajustement de la variation de fréquence par la relation logarithmique est également calculé par régression linéaire dans l’intervalle de temps entre les instants  $t=10^{1.5}$  s et  $t=10^{2.7}$  s. L’application de cet ajustement sur les résultats obtenus avec la NRDT et la distribution de Wigner-Ville donnent des valeurs égales pour les pentes  $p$  et des chutes

de fréquences  $\Delta F/F_0$  différant seulement entre  $\sim 62\%$  et  $\sim 63\%$  selon la méthode de traitement du signal employée.

La figure 5.19 regroupe les recouvrements de la fréquence du mode fondamental du bâtiment de l'IG-EPN suite à chaque séisme de la série de 2016 : précurseur, choc principal et réplique. La fréquence est normalisée par la valeur vers laquelle elle converge pour la même raison que celle évoquée précédemment. Le tableau 5.8 liste les paramètres des fonctions de recouvrement de la fréquence suite aux trois tremblements de terre. On observe ainsi que la non linéarité mesurée avec l'une ou l'autre des relations de recouvrement est d'autant plus forte que la déformation mesurée dans la structure est importante. En effet, les chutes de fréquence  $\left(\frac{\Delta F}{F_0}\right)_{univ}$  et  $\left(\frac{\Delta F}{F_0}\right)_{log}$  ainsi que les vitesses de recouvrement  $p$  augmentent avec la déformation. D'autre part, on remarque que dans le cas des deux petits séismes, les deux constantes de temps  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  sont identiques entre elle pour un même séisme. Ceci indique que ces deux événements d'amplitude modérée ne solliciteraient que des hétérogénéités dont la distribution de tailles est resserrée autour d'une grandeur dominante comme nous l'avons suggéré pour le cas du Factor Building. On remarque aussi que ces temps caractéristiques  $\tau_{min}$  augmentent avec chaque séisme. D'après l'interprétation reliant directement ces temps aux tailles de fissures, il apparaîtraient donc que la taille minimum des fissures ouvertes par les sollicitations successives augmente avec la répétition des chargements dynamiques. Autrement dit, l'endommagement estimé d'après la chute permanente de fréquence observée pour le choc principal consisterait, au moins en partie, en l'agrandissement des fissures.

Séisme	$\left(\frac{\Delta F}{F_0}\right)_{univ}$	$\tau_{min}$ (s)	$\tau_{max}$ (s)	$\left(\frac{\Delta F}{F_0}\right)_{log}$	$p$ ( $[\log_{10}(s)]^{-1}$ )	$D_{max}$
Précurseur	0.087	37.22	37.24	0.173	0.090	$5.3 \times 10^{-6}$
Principal	0.366	45.15	279.0	0.620	0.234	$7.6 \times 10^{-4}$
Réplique	0.190	65.81	65.83	0.367	0.164	$1.7 \times 10^{-5}$

TABLE 5.8 – Paramètres des relations de recouvrement de la fréquence du mode fondamental du bâtiment de l'IG-EPN après les trois séismes : choc principal ainsi que le précurseur et la réplique respectivement précédent et suivant immédiatement le choc principal. La chute de fréquence calculée par l'ajustement linéaire en logarithme du temps est indiquée dans le tableau par  $(\Delta F/F_0)_{log}$  et celle déterminée via l'ajustement par la relation de relaxation universelle de temps caractéristiques  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  est indiquée par  $(\Delta F/F_0)_{univ}$ . La déformation maximale mesurée au cours de chaque événement est également indiquée dans le tableau sous la dénomination  $D_{max}$ .

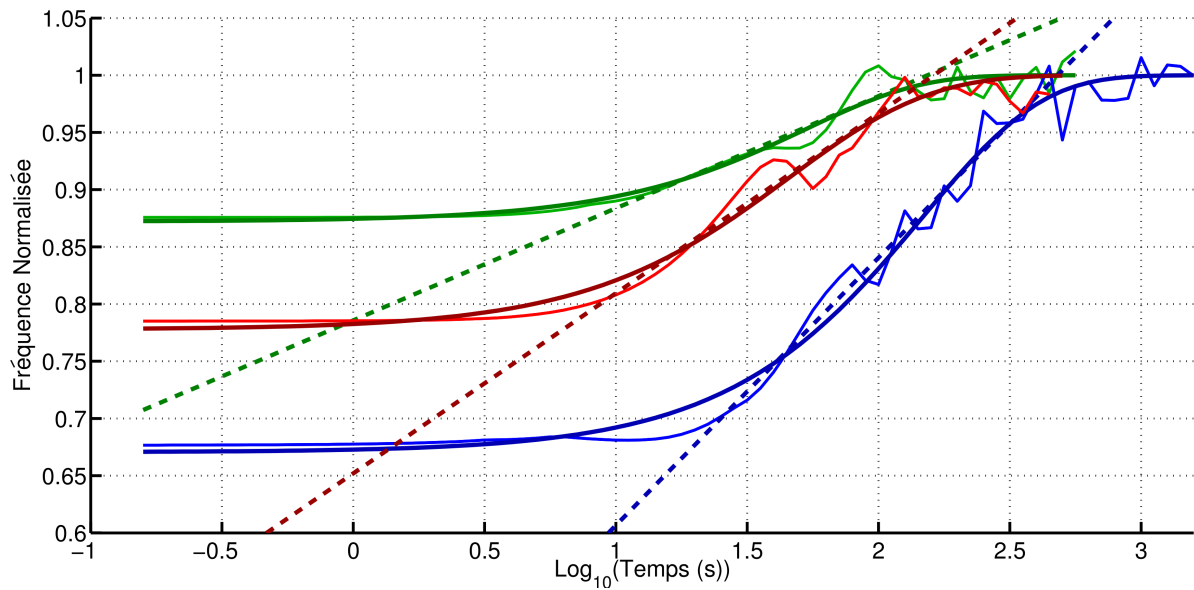


FIGURE 5.19 – Recouvrement de la fréquence du mode fondamental de l’Institut de Géophysique de Quito après le choc principal (en bleu), ainsi que le choc précurseur (en vert) et la réplique (en rouge) respectivement immédiatement avant et après le choc principal. Les ajustements effectués avec les deux fonctions de recouvrement sont représentés par les courbes de couleur sombre (relaxation universelle) et les droites en tirets (relation logarithmique).

### 5.2.4 Discussion et conclusions

Les résultats présentés dans cette section ont bel et bien mis en évidence le phénomène de dynamique lente dans deux structures de génie civil de constitution différente : le Factor Building ayant une armature en acier et le bâtiment de l’IG-EPN en béton armé. La dynamique lente dépend à la fois de la déformation causée par la sollicitation et des hétérogénéités présentes dans la structure. Nous avons éliminé cette incertitude dans le cas de l’étude en laboratoire par la génération de chocs de manière identique avant et après l’apparition des dommages. Nous avons également fait varier la déformation afin d’estimer les lois reliant les paramètres de la Dynamique Lente à la déformation pour la poutre intacte. Les résultats observés pour la poutre endommagée ne suivaient alors plus ces mêmes lois, montrant de fait l’effet de l’endommagement. La levée de l’ambiguïté entre les effets de la déformation et de l’endommagement sur la Dynamique Lente dans le cas des structures nécessite de soit :

- pouvoir comparer la Dynamique Lente suite à deux séismes de caractéristiques très proches (l’un avant l’endommagement, l’autre après),
- disposer d’une population de petits séismes provoquant différentes déformations avant l’apparition des dommages et d’un séisme après l’endommagement afin de vérifier si la Dynamique Lente observée suite à ce dernier suit la loi observée avant l’endommagement.



L'étude sur le bâtiment de l'IG-EPN ne se trouve cependant dans aucun de ces deux cas. L'ambiguïté entre déformation et endommagement persiste donc. Néanmoins, trois observations indiquent que des dommages ont été créés :

- chute permanente de la fréquence après le choc principal,
- Dynamique Lente plus importante (chute de fréquence et vitesse de recouvrement) dans le cas de la réplique que dans celui du choc précurseur alors que la différence entre la déformation due à chaque événement reste faible.
- augmentation de  $\tau_{min}$  avec les séismes successifs montrant que la taille minimum des fissures tend à augmenter.

Nous avons montré que les temps caractéristiques  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  étaient très proches à la fois dans le cas du Factor Building sollicité par le séisme de Chino Hills et dans celui du bâtiment de l'IG-EPN soumis au choc précurseur et à la réplique. Ceci indique alors une distribution de tailles de fissures ouvertes lors de l'événement sismique resserrée autour d'une valeur centrale. On peut ainsi supposer que le Factor Building étant constitué principalement d'une armature en acier, n'est pas fracturé et que les constantes de temps  $\tau$  correspondent aux barrières énergétiques associées aux joints séparant les éléments structuraux. Le bâtiment de l'IG-EPN est, lui, en béton armé et celui-ci est connu pour être fracturé (discussions personnelles). La proximité de  $\tau_{min}$  et  $\tau_{max}$  suggère alors que seules les plus petites fissures (dont la taille caractéristique augmente après chaque séisme) sont ouvertes par les deux séismes de faible amplitude.

Ces deux cas d'étude (Factor Building et bâtiment de l'IG-EPN) ont été l'occasion de tester la méthode NRDT développée dans le cadre de cette thèse, sur des données enregistrées in-situ dans des structures de génie civil. L'utilisation de cette méthode de traitement n'est en effet pas immédiate pour ce type de données en raison de la forte période propre des structures imposant des longues fenêtres de signal à traiter pour obtenir une valeur de fréquence. Nous avons alors constaté qu'en réduisant la durée des fenêtres à 100 fois la période propre et en augmentant le recouvrement entre deux fenêtres successives, nous obtenons des suivis équivalents avec la NRDT et avec la distribution de Wigner-Ville qui est, pour rappel, une méthode de temps-fréquence a priori plus adaptée à l'étude des structures de génie civil. La NRDT a néanmoins montré une limite importante dans le suivi de la fréquence aux temps les plus courts.

Ces travaux portant sur les structures de génie civil ont également fourni la possibilité de comparer les deux relations de recouvrement expliquées à la section 1.5. En effet, l'évolution de la fréquence suite à un séisme présentait une forme que l'on peut approcher à la fois par la relation universelle proposée par Snieder *et al.* (2016) et par la relation linéaire en fonction du logarithme du temps sur un intervalle de temps plus limité. D'après les théories supportant chacune d'entre elles, ces deux relations fournissent des informations complémentaires sur la quantité de fissures et leur distribution de tailles. En revanche, l'ajustement de la relation universelle (qui est une fonction définie de manière plus complexe que la relation logarithmique) via un algorithme de régression non linéaire, est plus difficile et sujet à des erreurs. L'autre relation de recouvrement est au contraire très simple (linéaire en fonction du logarithme du temps) et la régression linéaire afin d'en déterminer les paramètres est un algorithme plus robuste que l'équivalent non linéaire.

## 5.3 Conclusions

Les résultats de laboratoire ont permis de mettre en évidence que l'étude de la Dynamique Lente permet de détecter l'endommagement dans les poutres continues qui sont un analogue des structures de génie civil. Les structures sont sollicitées par des séismes causant des déformations variées et sont, dans le cas des bâtiments que nous étudions, en faible nombre. Il apparaît donc qu'il est plus difficile d'appliquer, aux structures, la même méthodologie que celle pour la poutre en granite afin de quantifier les parts respectives de l'amplitude de la déformation et de l'endommagement dans les différences entre les paramètres des relations de recouvrement suite aux divers séismes. En effet, la plupart des bâtiments sont sollicités par un nombre limité de séismes caractérisé par une amplitude, à la fois suffisante pour permettre l'observation de la dynamique lente mais n'entraînant aucun endommagement. L'évolution de  $\tau_{min}$  et la forte augmentation des chutes de fréquence entre le choc précurseur et la réplique comparée à la faible différence de déformation entre eux indiquent néanmoins que le bâtiment de l'IG-EPN a bien été endommagé par le choc principal. D'un point de vue méthodologique, nous avons constaté la validité de l'application de la NRDT aux données des structures de génie civil. Nous avons également appréhendé les limites de chaque méthode de traitement du signal ainsi que des deux relations de recouvrement. Ces dernières ont de plus, montré leur forte complémentarité quant aux informations caractérisant les hétérogénéités dans les structures.



# Conclusions et perspectives

Le premier chapitre a permis de mettre en évidence la pertinence d'utiliser les poutres continues en laboratoire en tant qu'analogues des structures de génie civil. Ceci nous permet d'étudier les différents phénomènes (Dynamique Lente et relation entre amortissement et intensité des vibrations ambiantes) sur les poutres avant de vérifier, dans le cas des structures de génie civil, les observations faites en laboratoire. Nous avons également présenté, dans ce chapitre, les expressions des deux lois théoriques du recouvrement de la Dynamique Lente et de la relation obtenue à partir de l'application du théorème de Fluctuation-Dissipation. Nous avons alors constaté une proximité entre les équations de ces deux phénomènes suggérant que, à l'instar de la Dynamique Lente qui dépend de la présence des hétérogénéités, la dépendance de l'amortissement par rapport à l'amplitude des vibrations ambiantes y est également sensible.

Outre la description du dispositif expérimental, le deuxième chapitre a mis en lumière le travail réalisé afin de créer un automate nous permettant de solliciter les poutres de façon identique et à intervalle régulier. Cette répétabilité des sollicitations a été recherchée dans le but de moyenniser l'évolution de la fréquence et de l'amortissement après ces chargements dynamiques. Nous avons également proposé une méthode adaptée à notre cas particulier afin de créer de l'endommagement dans la poutre en granite et le protocole de mesure permettant de vérifier l'efficacité du procédé. Nous avons ainsi noté que les fréquences propres de l'ensemble des modes ont chuté dans des proportions relatives différentes. Les déformées modales ne sont cependant pas altérées bien que l'endommagement soit important. Une perspective d'utilisation supplémentaire de ces résultats serait donc d'avoir recours à une méthode inverse reposant sur les petites perturbations (Roux *et al.* (2014)) pour obtenir l'intensité de l'endommagement et sa localisation à partir de ces diminutions de fréquence.

Le troisième chapitre a démontré la robustesse et la précision de la mesure de la fréquence avec la Random Decrement Technique y compris pour des signaux traités 5 fois plus courts que la durée communément utilisée. Nous avons également montré

qu'en ajoutant une étape de normalisation dans la sommation de l'algorithme de la RDT créant ainsi la Normalized Random Decrement Technique, nous pouvions également appliquer cette méthode de traitement du signal aux données incluant des sollicitations dynamiques.

Le quatrième chapitre a mis en évidence la dépendance de l'amortissement vis-à-vis de l'intensité des vibrations ambiantes à la fois dans le cas des résultats de laboratoire et ceux concernant les structures de génie civil. Il apparaît alors que, d'après les résultats obtenus pour les poutres, et conformément à la supposition formulée au premier chapitre, ce phénomène dépend de la présence d'hétérogénéités dans la structure étudiée. La prise en compte de cette dépendance permet, par ailleurs, de calculer par extrapolation vers une amplitude nulle, l'amortissement intrinsèque et de réduire la forte incertitude associée à la mesure.

L'étude comparative de la Dynamique Lente dans les trois poutres de différents matériaux présentée dans le dernier chapitre a confirmé que ce phénomène non linéaire n'est observé qu'en présence d'hétérogénéités dans le système étudié. L'expérience de l'endommagement de la poutre en granite a mis en évidence que la Dynamique Lente est, de plus, influencée par la création de fissures dans le matériau. Le caractère local de cet endommagement a par ailleurs, engendré des variations relatives différentes des paramètres du recouvrement pour chaque mode. À l'instar des chutes permanentes de fréquences, nous supposons que ces proportions sont reliées à la localisation des dommages via l'expression de noyaux de sensibilité spécifiques sous forme de fonctions complexes des déformées modales. L'établissement de ces expressions et donc la localisation de l'endommagement dans une structure à partir de la variation de la Dynamique Lente pour ses différents modes constitue l'une des principales perspectives de cette thèse. L'étude réalisée sur les structures de génie civil confirme que la non linéarité observée dans les poutres, l'est également dans ces systèmes. Celle réalisée plus précisément sur le bâtiment de l'IG-EPN a montré que l'analyse de la Dynamique Lente permet alors également d'y détecter l'apparition de l'endommagement. Une ambiguïté avec l'effet de la déformation est cependant à lever via l'étude d'une population de petits séismes au lieu d'un seul événement avant et après la création des dommages afin de préciser les informations obtenues. Outre les résultats listés précédemment, l'étude portant sur les structures de génie civil a montré la viabilité de l'utilisation de la NRDT en comparant le suivi de la fréquence obtenu avec cette méthode à celui obtenu avec une technique dite de temps-fréquence. Nous avons également établi que les ajustements par les deux relations de recouvrement de la fréquence sur les résultats donnent accès à des informations complémentaires pour

caractériser les fissures créées (quantité ainsi que tailles caractéristiques des fissures).

Nous avons constaté également dans le chapitre 5, que l'endommagement de la poutre en granite a eu pour effet de diminuer les pentes de la relation linéaire reliant l'amortissement à l'intensité des vibrations ambiantes. Cette variation est contraire à celle attendue d'après les hypothèses formulées quant à l'effet de la création de dommages sur cette relation. Néanmoins, nous avons observé que l'endommagement avait un effet mesurable sur l'amortissement à la fois sur sa relation vis-à-vis de l'intensité des vibrations ambiantes (même si nous ne comprenons pas ce dernier) et sur les valeurs de l'amortissement intrinsèque de chaque qui, elles, augmentent conformément à la théorie.

Des expériences supplémentaires seraient nécessaires afin d'améliorer notre compréhension du lien entre ce phénomène et l'endommagement. Nous pourrions en effet tester différentes localisation et intensité pour les dommages afin d'en comparer les effets respectifs. Il serait également intéressant, à l'instar de la Dynamique Lente, de vérifier si nous pouvons utiliser cette dépendance afin de détecter l'endommagement des structures de génie civil.



# Bibliographie

- ALLEMANG, R. J. (2003). The modal assurance criterion—twenty years of use and abuse. *Sound and vibration*, 37(8):14–23.
- AMIR, A., OREG, Y. et IMRY, Y. (2012). On relaxations and aging of various glasses. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(6):1850–1855.
- ASMUSSEN, J. C. (1997). *Modal analysis based on the random decrement technique : application to civil engineering structures*. Thèse de doctorat, unknown.
- BOCQUET, L., CHARLAIX, E., CILIBERTO, S. et CRASSOUS, J. (1998). Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation. *Nature*, 396(6713): 735–737.
- BONNEFOY-CLAUDET, S. (2004). *Nature du bruit de fond sismique : implications pour les études des effets de site*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- BOUTIN, C., HANS, S., IBRAIM, E. et ROUSSILLON, P. (2005). In situ experiments and seismic analysis of existing buildings. part ii : Seismic integrity threshold. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 34(12):1531–1546.
- BRENGUIER, F., CAMPILLO, M., HADZIIOANNOU, C., SHAPIRO, N., NADEAU, R. M. et LAROSE, E. (2008). Postseismic relaxation along the san andreas fault at parkfield from continuous seismological observations. *science*, 321(5895):1478–1481.
- BRINCKER, R., ZHANG, L. et ANDERSEN, P. (2001). Output-only modal analysis by frequency domain decomposition. *In Proceedings of the international seminar on modal analysis*, volume 2, pages 717–724. KU Leuven ; 1998.
- BYERLY, P., HESTER, J. et MARSHALL, K. (1931). The natural periods of vibration of some tall buildings in san francisco. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 21(4):268–276.



## BIBLIOGRAPHIE

---

- CALLEN, H. B. et WELTON, T. A. (1951). Irreversibility and generalized noise. *Physical Review*, 83(1):34.
- CAMPILLO, M. et ROUX, P. (2014). Seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. *Treatise on Geophysics*, 1:256–271.
- CARDER, D. S. (1936a). Observed vibrations of buildings. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 26(3):245–277.
- CARDER, D. S. (1936b). Observed vibrations of steel water towers. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 26(1):69–88.
- CHEARNIS, P. J. et ROBERTSON, P. (1993). Thermal cracking in lac du bonnet granite during slow heating to 205 degrees celsius. Rapport technique, Atomic Energy of Canada Ltd.
- CHESNAIS, C., BOUTIN, C. et HANS, S. (2008). To what type of beam can be associated a building? In *Proceeding in The 14th World Conference on Earthquake Engineering, Beijing, China*, page 40.
- CLINTON, J. F. (2004). Modern digital seismology : instrumentation, and small amplitude studies in the engineering world.
- CLINTON, J. F., BRADFORD, S. C., HEATON, T. H. et FAVELA, J. (2006). The observed wander of the natural frequencies in a structure. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(1):237–257.
- CLOUGH, R. et PENZIEN, J. (1993). Dynamics of structures.
- COLE, H. A. (1968). On-the-line analysis of random vibrations. AIAA PAPER 68-288.
- COLE, H. A. (1971a). Failure detection of a space shuttle wing flutter model by random decrement. NASA TMX-62, 041.
- COLE, H. A. (1971b). Method and apparatus for measuring the damping characteristics of a structure. US Patent 3, 620, 069.
- COLE, H. A. (1973). On-line failure detection and damping measurement of aerospace structures by random decrement signatures. NASA CR-2205.
- COWPER, G. (1966). The shear coefficient in timoshenko's beam theory. ASME.

- DOEBLING, S. W., FARRAR, C. R., PRIME, M. B. et SHEVITZ, D. W. (1996). Damage identification and health monitoring of structural and mechanical systems from changes in their vibration characteristics : a literature review.
- EBRAHIMIAN, M. et TODOROVSKA, M. I. (2013). Wave propagation in a timoshenko beam building model. *Journal of Engineering Mechanics*, 140(5):04014018.
- FARRAR, C. R. et WORDEN, K. (2007). An introduction to structural health monitoring. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 365(1851):303–315.
- GIBBS, M., EVETTS, J. et LEAKE, J. (1983). Activation energy spectra and relaxation in amorphous materials. *Journal of Materials Science*, 18(1):278–288.
- GRAFF, K. F. (2012). *Wave motion in elastic solids*. Courier Corporation.
- GUÉGUEN, P., HAMZE, A., BAILLET, L. et ROUX, P. (2014). Numerical and experimental assessment of the performance of four nondestructive damage evaluation methods in situations comparable to post-earthquake damage analysis. *International Journal of Earthquake Engineering. Special Issue : Structural Health Monitoring*.
- GUÉGUEN, P., JOHNSON, P. et ROUX, P. (2016). Nonlinear dynamics induced in a structure by seismic and environmental loading. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 140(1):582–590.
- GUL, M. et CATBAS, F. N. (2010). Damage assessment with ambient vibration data using a novel time series analysis methodology. *Journal of Structural Engineering*, 137(12):1518–1526.
- GUYER, R., MCCALL, K. et BOITNOTT, G. (1995). Hysteresis, discrete memory, and nonlinear wave propagation in rock : A new paradigm. *Physical review letters*, 74(17):3491.
- GUYER, R. A. et JOHNSON, P. A. (1999). Nonlinear mesoscopic elasticity : Evidence for a new class of materials. *Physics today*, 52(4):30–36.
- HANS, S. (2002). *Auscultation dynamique de bâtiments et modélisation par homogénéisation : contribution à l'analyse de la vulnérabilité sismique*. Thèse de doctorat, Villeurbanne, INSA.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- HERAK, M. et HERAK, D. (2010). Continuous monitoring of dynamic parameters of the dgfsm building (zagreb, croatia). *Bulletin of Earthquake Engineering*, 8(3):657–669.
- ISHIMOTO, M. et TAKAHASI, R. (1929). Mesures des mouvements d'un batiment dans des conditions tranquilles.
- JEARY, A. (1986). Damping in tall buildings—a mechanism and a predictor. *Earthquake engineering & structural dynamics*, 14(5):733–750.
- JEARY, A. (1997). Damping in structures. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 72:345–355.
- JOHNSON, P. et SUTIN, A. (2005). Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1):124–130.
- JOHNSON, P. A., ZINSZNER, B. et RASOLOFOSAON, P. N. (1996). Resonance and elastic nonlinear phenomena in rock. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-ALL SERIES-*, 101:11–553.
- KOHLER, M. D., DAVIS, P. M. et SAFAK, E. (2005). Earthquake and ambient vibration monitoring of the steel-frame ucla factor building. *Earthquake Spectra*, 21(3):715–736.
- KUBO, R. (1966). The fluctuation-dissipation theorem. *Reports on progress in physics*, 29(1):255.
- LAILLER, K. J. (1987). Chemical kinetics.
- LEBEDEV, A. et OSTROVSKY, L. (2014). A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials. *Acoustical Physics*, 60(5):555–561.
- LI, Q., LIU, D., FANG, J., JEARY, A. et WONG, C. (2000). Damping in buildings : its neural network model and ar model. *Engineering Structures*, 22(9):1216–1223.
- LORENZO, G. W. F., MERCERAT, D., D'AVILA, M. P. S., BERTRAND, E. et DESCHAMPS, A. (2015). Operational modal analysis of a high rise rc building and modelling. *In IOMAC'15-The 6th International Operational Modal Analysis Conference*.
- LUCO, J., TRIFUNAC, M. et WONG, H. (1987). On the apparent change in dynamic behavior of a nine-story reinforced concrete building. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 77(6):1961–1983.

- MICHEL, C. (2007). *Vulnérabilité Sismique de l'échelle du bâtiment à celle de la ville- Apport des techniques expérimentales in situ-Application à Grenoble*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- MICHEL, C. et GUÉGUEN, P. (2010). Time-frequency analysis of small frequency variations in civil engineering structures under weak and strong motions using a reassignment method. *Structural health monitoring*, 9(2):159–171.
- MICHEL, C., GUÉGUEN, P., EL AREM, S., MAZARS, J. et KOTRONIS, P. (2010). Full-scale dynamic response of an rc building under weak seismic motions using earthquake recordings, ambient vibrations and modelling. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 39(4):419–441.
- MIKAEL, A., GUEGUEN, P., BARD, P.-Y., ROUX, P. et LANGLAIS, M. (2013). The analysis of long-term frequency and damping wandering in buildings using the random decrement technique. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 103(1):236–246.
- MODENA, C., SONDA, D. et ZONTA, D. (1999). Damage localization in reinforced concrete structures by using damping measurements. *In Key engineering materials*, volume 167, pages 132–141. Trans Tech Publ.
- NAYERI, R. D., MASRI, S. F., GHANEM, R. G. et NIGBOR, R. L. (2008). A novel approach for the structural identification and monitoring of a full-scale 17-story building based on ambient vibration measurements. *Smart Materials and Structures*, 17(2):025006.
- ORFANIDIS, S. J. (1995). *Introduction to signal processing*. Prentice-Hall, Inc.
- PANDEY, A. et BISWAS, M. (1994). Damage detection in structures using changes in flexibility. *Journal of sound and vibration*, 169(1):3–17.
- PANDEY, A., BISWAS, M. et SAMMAN, M. (1991). Damage detection from changes in curvature mode shapes. *Journal of sound and vibration*, 145(2):321–332.
- PASTOR, M., BINDA, M. et HARČARIK, T. (2012). Modal assurance criterion. *Procedia Engineering*, 48:543–548.
- PAYAN, C., ULRICH, T., LE BAS, P., SALEH, T. et GUIMARAES, M. (2014). Quantitative linear and nonlinear resonance inspection techniques and analysis for material characterization : Application to concrete thermal damage. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(2):537–546.

- PENG, Z. et BEN-ZION, Y. (2006). Temporal changes of shallow seismic velocity around the karadere-düzce branch of the north anatolian fault and strong ground motion. *Pure and Applied Geophysics*, 163(2):567–600.
- PÉQUEGNAT, C., GUÉGUEN, P., HATZFELD, D. et LANGLAIS, M. (2008). The french accelerometric network (rap) and national data centre (rap-ndc). *Seismological Research Letters*, 79(1):79–89.
- ROUX, P., GUÉGUEN, P., BAILLET, L. et HAMZE, A. (2014). Structural-change localization and monitoring through a perturbation-based inverse problem. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(5):2586–2597.
- SALAWU, O. (1997). Detection of structural damage through changes in frequency : a review. *Engineering structures*, 19(9):718–723.
- SATAKE, N., SUDA, K.-i., ARAKAWA, T., SASAKI, A. et TAMURA, Y. (2003). Damping evaluation using full-scale data of buildings in japan. *Journal of structural engineering*, 129(4):470–477.
- SCHIAVI, A., NICCOLINI, G., TARIZZO, P., CARPINTERI, A., LACIDOGNA, G. et MANUELLO, A. (2011). Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials. *Strain*, 47(s2):105–110.
- SKOLNIK, D., LEI, Y., YU, E. et WALLACE, J. W. (2006). Identification, model updating, and response prediction of an instrumented 15-story steel-frame building. *Earthquake Spectra*, 22(3):781–802.
- SNIEDER, R. et ŞAFAK, E. (2006). Extracting the building response using seismic interferometry : Theory and application to the millikan library in pasadena, california. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(2):586–598.
- SNIEDER, R., SENS-SCHÖNFELDER, C. et WU, R. (2016). The time dependence of rock healing as a universal relaxation process, a tutorial. *Geophysical Journal International*, 208(1):1–9.
- TAKARLI, M. et PRINCE-AGBODJAN, W. (2008). Temperature effects on physical properties and mechanical behavior of granite : experimental investigation of material damage. *Journal of ASTM International*, 5(3):1–13.
- TAMURA, Y. (2012). Amplitude dependency of damping in buildings and critical tip drift ratio. *International Journal of High-Rise Buildings*, 1(1):1–13.

- TAMURA, Y. et SUGANUMA, S.-Y. (1996). Evaluation of amplitude-dependent damping and natural frequency of buildings during strong winds. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 59(2):115–130.
- TENCATE, J. A. (2011). Slow dynamics of earth materials : An experimental overview. *Pure and Applied Geophysics*, 168(12):2211–2219.
- TENCATE, J. A., SMITH, E. et GUYER, R. A. (2000). Universal slow dynamics in granular solids. *Physical Review Letters*, 85(5):1020.
- TODOROVSKA, M. I. (2009). Soil-structure system identification of millikan library north–south response during four earthquakes (1970–2002) : what caused the observed wandering of the system frequencies? *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(2A):626–635.
- TRIFUNAC, M. D. (1970). Wind and microtremor induced vibrations of a twenty-two story steel frame building.
- TRIFUNAC, M. D. (1972). Comparisons between ambient and forced vibration experiments. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 1(2):133–150.
- TRIFUNAC, M. D., TODOROVSKA, M. I., MANIĆ, M. I. et BULAJIĆ, B. ■. (2010). Variability of the fixed-base and soil–structure system frequencies of a building—the case of borik-2 building. *Structural Control and Health Monitoring*, 17(2):120–151.
- UDWADIA, F. E. et TRIFUNAC, M. D. (1973). Ambient vibration tests of full scale structures. In *Proceedings, Fifth World Conference on Earthquake Engineering*.
- VANDIVER, J. K., DUNWOODY, A. B., CAMPBELL, R. B. et COOK, M. F. (1982). A mathematical basis for the random decrement vibration signature analysis technique. *Journal of Mechanical Design*, 104:307.
- WU, C., PENG, Z. et BEN-ZION, Y. (2009). Non-linearity and temporal changes of fault zone site response associated with strong ground motion. *Geophysical Journal International*, 176(1):265–278.
- YANG, J., CHEN, J. et DAGALAKIS, N. (1984). Damage detection in offshore structures by the random decrement technique. *Journal of energy resources technology*, 106(1):38–42.

## BIBLIOGRAPHIE

---

YONG, C. et WANG, C.-Y. (1980). Thermally induced acoustic emission in westerly granite. *Geophysical Research Letters*, 7(12):1089–1092.

# Chapitre 6

## Annexes

### Code du dispositif automatique de frappe

```
1 #include <Servo.h>
2 Servo myServo;
3 const int pastille = A0 ; // entree analogique (pastille piezoelectrique)
4 const int seuil = 100; // seuil de detection du choc
5 int V_pastille = 0; // tension lue aux bornes de la pastille
6 int angleF = 99; // angle du servomoteur (position de frappe)
7 int angleO = 85; // angle du servomoteur (position de coupe-circuit)
8 int angleA = 67; // angle du servomoteur (position d'armement)
9 int etat_bouton_r = 0; // etat du bouton poussoir
10 int etat_bouton_mem = 0; // etat du bouton poussoir
11 long temps; // variable de temps
12 long DureeOff = 14402000; // duree de pause avant la sequence suivante (en
    ms)
13 long DureeAvantArmement = 2000; // duree entre la frappe et l'armement (en
    ms)
14
15 void setup() // definition des entrees/sorties numeriques
16 {
17     pinMode(2,INPUT); // bouton poussoir
18     pinMode(7,OUTPUT); // buzzer
19     myServo.attach(9); // servomoteur
20 }
21 void loop()
22 {
23     myServo.write(angleO);
24     delay(15);
```



```
25  etat_bouton_r = digitalRead(2); // lecture etat bouton poussoir
26  if (etat_bouton_r == HIGH)
27  {
28      etat_bouton_mem = HIGH; // sauvegarde de l'etat HIGH du bouton
        poussoir
29      int ind;
30      for(ind = 0; ind < 200; ind++) // Bip du buzzer (allumage du
        dispositif)
31      {
32          digitalWrite(7, HIGH);
33          delay(1);
34          digitalWrite(7, LOW);
35          delay(1);
36      }
37      delay(10000);
38  }
39
40  if (etat_bouton_mem == HIGH)
41  {
42      int ind;
43      for(ind = 0; ind < 200; ind++) // Bip du buzzer (declenchement de la
        frappe)
44      {
45          digitalWrite(7, HIGH);
46          delay(1);
47          digitalWrite(7, LOW);
48          delay(1);
49      }
50      delay(2000);
51      myServo.write(angleF); // alimentation du moteur (frappe)
52      delay(100);
53
54      // boucle d'attente de la detection du choc
55      temps = millis();
56      do
57      {
58          delay(50);
59          V_pastille = analogRead(pastille); // lecture de la tension aux
        bornes de la pastille
60          if (V_pastille >= seuil)
61          {
62              break; // sortie de la boucle si le choc est detecte
63          }

```

---

```
64     } while ( millis ()-temps < 2000);
65
66     myServo.write(angleO); // arret de l'alimentation
67     delay(DureeAvantArmement); // delai avant armement
68
69     myServo.write(angleA); // alimentation du moteur (armement)
70     delay(5000); // duree maximum d'alimentation
71
72     myServo.write(angleO); // arret de l'alimentation
73     delay(DureeOff); // delai avant la prochaine sequence
74 }
75 }
```

