



HAL
open science

Étude comparative de méthodes ultrasonores non linéaires appliquées à des modèles expérimentaux de scellement et/ou d'ostéointégration de prothèses

Jacques Rivière

► **To cite this version:**

Jacques Rivière. Étude comparative de méthodes ultrasonores non linéaires appliquées à des modèles expérimentaux de scellement et/ou d'ostéointégration de prothèses. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT: . tel-00690261

HAL Id: tel-00690261

<https://theses.hal.science/tel-00690261>

Submitted on 22 Apr 2012

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.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Pierre et Marie Curie

Spécialité : **Acoustique**

préparée au

Laboratoire d'Imagerie Paramétrique

dans le cadre de l'École Doctorale

Sciences Mécaniques, Acoustique, Electronique & Robotique de Paris

présentée par

Jacques Rivière

le 16 décembre 2011

**Étude comparative de méthodes ultrasonores non linéaires
appliquées à des modèles expérimentaux de scellement et/ou
d'ostéointégration de prothèses**

Directeur de thèse: **Pascal LAUGIER**

Jury

M. Djimédo KONDO,	Professeur, UPMC Paris, Président du jury
M. Olivier BOU MATAR,	Professeur, IEMN Lille, Rapporteur
M. Koen VAN DEN ABEELE,	Professeur, Univ. de Louvain (Belgique), Rapporteur
M. Paul JOHNSON,	Dir. de Recherche, LANL (États-Unis), Examineur
M. Pascal LAUGIER,	Dir. de Recherche, CNRS, Directeur de thèse

Résumé

Ce travail de thèse s'inscrit dans la perspective à long terme d'implémenter *in vivo* de nouvelles méthodes non invasives de contrôle du scellement ou de l'ostéointégration de prothèses osseuses (implants dentaires, prothèses de hanche). Bien qu'étant la plus utilisée cliniquement, la radiographie à rayons X souffre d'une faible sensibilité, limitant par exemple sa capacité à dépister précocement le descellement d'une prothèse. Le potentiel de méthodes développées ces vingt dernières années et fondées sur des mesures d'élasticité, a été démontré *in vitro*, mais leur efficacité *in vivo* est encore sujette à caution. Notre objectif a été d'évaluer le potentiel, pour cette classe de problèmes, de nouvelles méthodes basées sur la mesure de la réponse élastique non linéaire, méthodes qui sont apparues dans les domaines de la géophysique et du contrôle non destructif, et qui ont montré une plus grande sensibilité que la réponse linéaire élastique à la présence de contacts faibles au sein d'une structure rigide, tels que les fissures. Pour cela, plusieurs modèles d'ostéointégration et de scellement (avec conditions aux limites ou conditions d'amortissement variées) ont donc été étudiés expérimentalement à l'aide de différentes techniques d'élasticité non linéaire. Une mesure non linéaire en résonance, effectuée sur un modèle constitué de deux matériaux peu atténuants, a permis de confirmer la plus grande sensibilité de la réponse non linéaire à la qualité du contact. Une interface plus réaliste constituée d'un implant dentaire et d'un fantôme d'os a ensuite été étudiée. En dépit des conditions moins favorables à la présence de non-linéarité (forte atténuation, différences d'élasticité plus grande entre les matériaux), une technique de focalisation basée sur l'utilisation du retournement temporel a permis l'extraction d'un paramètre non linéaire sensible à la stabilité de l'implant. Finalement, un dernier modèle d'ostéointégration a été développé pour pallier différents inconvénients relevés lors de la seconde expérience. Associée à une instrumentation se rapprochant d'une application *in vivo* et à deux méthodes large bande adaptées aux conditions de forte atténuation, cette approche a permis l'extraction des paramètres non linéaires les plus prometteurs pour cette application. Au total, cette étude expérimentale a permis d'évaluer les avantages et limites respectifs de plusieurs méthodes basées sur la mesure de la réponse élastique non linéaire en vue de leur application *in vivo*.

Abstract

This thesis is part of the long-term perspective to implement *in vivo* some new non-invasive methods to monitor the bone prostheses sealing or osseointegration (dental implants, hip prostheses). Although the most widely used clinically, X-ray radiography suffers from low sensitivity, limiting for instance its ability to detect early loosening of a prosthesis. The potential of methods developed over the past twenty years and based on elasticity measurements has been shown *in vitro*, but their *in vivo* effectiveness is still questionable. Our objective was to evaluate the potential of new methods based on nonlinear elasticity measurement that have emerged in the fields of geophysics and non-destructive testing, and which showed greater sensitivity than the linear elastic response to the presence of weak contacts within a rigid structure, such as cracks. For this, several osseointegration and sealing models (with manifold damping and boundary conditions) have been studied experimentally using different nonlinear elasticity techniques. A nonlinear resonant method, performed on a model made of two weakly damped materials confirmed the greater sensitivity of the nonlinear response to the contact quality. A more realistic interface comprised of a dental implant and a bone phantom was then studied. Despite less favorable conditions to the presence of nonlinearity (high attenuation, greater differences in elasticity between materials), a focusing technique based on the use of time reversal allowed the extraction of a nonlinear parameter sensitive to the implant stability. Finally, a last model has been developed to overcome various disadvantages identified in the second experiment. Associated with an instrumentation closer from an *in vivo* case and two broadband methods suited to the dissipative conditions, this approach allowed the extraction of the most promising nonlinear parameters for this application. Overall, this experimental study allowed to evaluate the respective advantages and limitations of several methods based on nonlinear elasticity measurements for their *in vivo* application.

Remerciements

Ces remerciements sont l'occasion pour moi de mettre en avant tout l'aspect collectif de ce travail.

Je souhaite en premier lieu remercier Pascal Laugier de m'avoir accepté au sein du laboratoire, en prenant l'initiative de lancer cette nouvelle thématique de recherche au sein de l'équipe Os. Ses connaissances scientifiques et du monde de la recherche en général m'ont beaucoup apporté. Son encadrement sans faille et son recul furent essentiels pour la réussite de ce travail.

Je tiens à remercier Paul Johnson d'avoir suivi et co-encadré ces travaux, d'avoir partagé son expertise de l'acoustique non linéaire et plus encore de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire de Los Alamos au cours de l'été 2010. L'accueil fut parfait et l'expérience professionnelle et personnelle très enrichissante.

Je souhaite remercier Koen Van Den Abeele et Olivier Bou Matar d'avoir accepté de rapporter ce travail. Les commentaires et critiques m'ont notamment beaucoup aidé à synthétiser ce travail lors de la soutenance. Je remercie Djimédo Kondo d'avoir accepté de participer et de présider le jury de thèse. Merci pour ses remarques et commentaires lors de la soutenance.

Parmi les hommes de l'ombre, mi-coencadrant, mi-collègue, un très grand merci à Sylvain Hauptert. Merci de m'avoir accueilli au sein du laboratoire, de m'avoir fait partager tout ton talent d'expérimentateur et ta rigueur scientifique, d'avoir critiqué mon travail toujours dans le but de l'améliorer et de le mettre en valeur. Ce fut un plaisir de partager toutes ces journées autour du banc de manip, de discuter de nos petits soucis NL quotidiens, et de partager de chouettes moments lors des congrès.

Un très grand merci à Guillaume Renaud, post-doc au laboratoire en 2009, de m'avoir fait notamment partager tout son savoir et savoir-faire relatifs à l'acoustique non linéaire. Cette année 2009 fut un tournant dans mon travail, qui m'a permis de prendre la bonne direction et sur de plus solides rails pour les deux années suivantes. Merci d'avoir tenu le rôle de grand frère et de chef émérite de la "NL team". Longue vie à la NL team!

Je souhaiterais remercier Maryline Talmant pour ses conseils et ses encouragements tout au long de ces trois ans. Merci de m'avoir fait partager ton expérience, me permettant toujours d'obtenir une compréhension plus complète et rigoureuse des phénomènes physiques mis en jeu.

Un grand merci à TJ Ulrich, Pierre-Yves Le Bas, Carène Larmat et plus généralement à toute l'équipe de Los Alamos pour leur accueil. Merci en particulier à TJ et Pierre-Yves de m'avoir conseillé, aidé et guidé tout au long de ces deux mois, pour mener à bien les expériences de retournement temporel décrites au chapitre 4.

Je voudrais remercier Dominique Frère et Pierre Christine pour toute leur aide dans les démarches administratives.

Je tiens à remercier chaleureusement tous les collègues thésards et post-docs du labo-

ratoire, anciens et nouveaux, pour leur sympathie, pour toutes les discussions informelles et hors sciences autour d'un plat (plus ou moins) préparé, d'une tasse de café ou d'un verre. Merci notamment à mes nombreux co-bureautiers, dans l'ordre d'apparition (pour ne pas dire d'ancienneté) : Thiên-Ly, Julien, Christiano, Mathilde, Pierre et Thomas. Je souhaite également plein de courage et d'énergie à Sara, Mathilde et Sylvain, thésards de la promo 2008 pour le sprint final ! Un gros M...., en somme.

Un grand merci à Pierre et Hélène, collègues de master au Mans, avec qui l'aventure a pu se prolonger lors de nos thèses respectives, grâce à quelques réunions "Bonus", quelques congrès et/ou lors d'un périple méridional de mi-thèse !

Enfin, je souhaiterais remercier mes parents, ma sœur, toute ma famille et mes amis pour leur soutien constant et leurs encouragements.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	1
1 Positionnement du problème et état de l'art	5
1.1 Ostéointégration et scellement de prothèses : mécanismes mis en jeu	6
1.1.1 L'ostéointégration	6
1.1.2 Le scellement	8
1.2 Suivi <i>in vivo</i> de l'ostéointégration ou du scellement de prothèses : un état de l'art	9
1.2.1 Radiologie et tests cliniques courants	9
1.2.2 Tomodensitométrie	10
1.2.3 Méthode du couple inverse	11
1.2.4 Méthodes vibratoires	11
1.2.5 Méthodes ultrasonores	13
1.2.6 Méthodes d'élasticité non linéaire	13
1.3 Conclusions et perspectives	14
2 Élasticité non linéaire des solides : méthodes expérimentales	15
2.1 Introduction	15
2.2 Mesures quasi-statiques	17
2.3 Acousto-élasticité	18
2.3.1 Acousto-élasticité statique	18
2.3.2 Acousto-élasticité dynamique	19
2.4 Génération d'harmoniques et dérivées	20
2.4.1 Génération d'harmoniques	20
2.4.2 Mélange de fréquence	26
2.4.3 Transfert de modulation d'amplitude	27
2.4.4 Extraction de non-linéarité / Retournement temporel	27
2.5 Méthodes en résonance	30
2.6 Conditionnement, Relaxation, Non-équilibre	31
2.7 Conclusion du chapitre	33
3 Spectroscopie acoustique non linéaire en résonance	35
3.1 Contexte théorique	36
3.2 Protocole de mesure	36

3.2.1	Matériel	36
3.2.2	Identification par la méthode des éléments finis	38
3.2.3	Mesures	39
3.3	Résultats	41
3.4	Discussion	46
3.4.1	Modélisation et origines de la non-linéarité	48
3.4.2	Mesure multimodale - Analyse modale	49
3.4.3	Niveau de déformation	50
3.4.4	Évaluation du paramètre non linéaire dissipatif	50
3.5	Conclusions et perspectives	51
4	Utilisation du retournement temporel pour la mesure de non-linéarité élastique	53
4.1	Présentation de la méthode et mise en oeuvre expérimentale	54
4.2	Résultats	55
4.2.1	Normalisation des paramètres non linéaires	55
4.2.2	Description des résultats	57
4.3	Discussion	60
4.3.1	Évolution des paramètres non linéaires	60
4.3.2	Évolution des paramètres linéaires	61
4.3.3	Comparaison des deux modèles	61
4.3.4	Extraction de la non-linéarité	62
4.3.5	Limites et perspectives de l'étude	62
4.4	Conclusion	63
5	Mise en oeuvre de deux méthodes non linéaires et large bande, adaptées aux conditions de forte atténuation	65
5.1	Présentation de la méthode et mise en oeuvre expérimentale	66
5.1.1	Préparation des échantillons	66
5.1.2	Protocole de mesure	66
5.1.3	Analyse des signaux, paramètres non linéaires	67
5.1.4	Analyse des signaux, paramètres linéaires	71
5.2	Résultats pour l'interface fantôme d'os/prothèse	73
5.2.1	Paramètres non linéaires	73
5.2.2	Paramètres linéaires équivalents et commerciaux	76
5.3	Résultats <i>in vitro</i> : interface os bovin/prothèse	78
5.3.1	Paramètres non linéaires	78
5.3.2	Paramètres linéaires équivalents et commerciaux	79
5.4	Discussion	81
5.4.1	Paramètres non linéaires	84
5.4.2	Paramètres linéaires	92
5.4.3	Comparaison linéaire/non linéaire	92
5.4.4	Limites et perspectives de l'étude	96
5.5	Conclusion	99
	Conclusion	101
	Bibliographie	105

A Espace de Preisach-Mayergoyz et non-linéarité hystérétique en résonance	115
A.1 Espace de Preisach-Mayergoyz	115
A.2 Non-linéarité hystérétique en résonance	119
A.2.1 Paramètre élastique	119
A.2.2 Paramètre dissipatif	119
Liste des publications et communications personnelles	123

Introduction

Le nombre de prothèses osseuses posées a considérablement augmenté tout au long des trente dernières années. Avec l'augmentation de l'espérance de vie, qui s'accompagne de maladies osseuses telles que l'ostéoporose, les fractures du col du fémur en particulier entraînent une perte d'autonomie et une dégradation de la qualité de vie. La pose de prothèses est donc devenue un enjeu majeur pour prolonger l'autonomie des patients, et diminuer d'autant les coûts de santé publique.

De même, les progrès en implantologie dentaire ont également connu un essor important ces trois dernières décennies. Contrairement aux techniques classiques comme les bridges qui consistent à prendre appui sur les dents saines voisines, l'implant est directement fixé dans l'os de la mâchoire. L'avantage est double puisque les dents saines alentour ne sont pas affectées et l'os de la mâchoire, subissant les contraintes de mastication via l'implant, ne se résorbe pas.

Les poses pionnières de prothèses eurent lieu vers le début du XX^e siècle pour le site anatomique de la hanche, où des matériaux aussi divers que le verre ou l'ivoire furent utilisés. Les premiers résultats concluants orientent ensuite les recherches vers l'utilisation d'alliages (chrome-cobalt ou titane), de polymères (méthacrylate de méthyle, PMMA) ou de céramiques. Pour l'implantologie dentaire, les premiers essais concluants sont effectués par le professeur Brånemark en Suède dès les années 1960.

De façon parallèle aux recherches effectuées pour améliorer les techniques de poses et diminuer les taux d'échecs, de nombreux travaux se sont attachés à améliorer les méthodes de diagnostic permettant par exemple de détecter précocement le descellement d'une prothèse. À ce titre, si la radiographie à rayons X reste la méthode la plus utilisée dans un contexte clinique, elle souffre pourtant d'une faible résolution. De ce fait, la perte de stabilité et/ou la mauvaise cicatrisation, entraînant des douleurs chez le patient, précèdent bien souvent la détection radiologique. D'autres méthodes sont alors apparues, basées sur la mesure de la réponse élastique et/ou dissipative linéaire. Certaines de ces méthodes ont donné des résultats concluants *in vitro*, en particulier pour les implants dentaires, grâce à la bonne accessibilité du site anatomique. Les résultats cliniques sont en revanche moins probants et l'efficacité de ces méthodes encore sujette à caution.

Dans le cadre de cette thèse, nous faisons l'hypothèse que la réponse élastique et/ou

dissipative, non plus **linéaire** mais **non linéaire**, pourrait apporter une information supplémentaire sur l'interface entre l'os et la prothèse, et de ce fait améliorer la sensibilité des dispositifs existants. Les méthodes basées sur la mesure de la réponse non linéaire ont fait leur apparition dans les domaines de la géophysique et du contrôle non destructif des matériaux. Elles ont montré une plus grande sensibilité que la réponse linéaire à la présence de contacts faibles au sein d'une structure rigide, tels que les fissures. Ces dernières, ainsi que les contacts souples entre les grains composants les roches ou les dislocations dans les métaux sont autant de "sources" de non-linéarité.

Afin de pouvoir valider cette hypothèse, nous avons évalué et comparé la sensibilité de diverses méthodes de mesures non linéaires destinées ensuite à être applicables *in vivo* dans un contexte clinique. Dans ce but, nous avons proposé plusieurs modèles expérimentaux adéquats pour simuler le processus de scellement et/ou d'ostéointégration de prothèses, mais suffisamment simples pour pouvoir contrôler au plus près les multiples conditions expérimentales susceptibles d'influencer les mesures. Enfin, la sensibilité des paramètres non linéaires a été systématiquement comparée à celle des paramètres linéaires pour évaluer la pertinence de ces nouvelles méthodes.

Dans un premier chapitre, quelques éléments clés sur les mécanismes mis en jeu lors de l'ostéointégration ou le scellement d'une prothèse sont d'abord résumés, ainsi que les différentes pratiques cliniques associées. Les principales méthodes développées pour le suivi *in vivo* de la stabilité de ces prothèses sont ensuite présentées. Cet état de l'art est l'occasion de relever les principaux avantages et inconvénients des différentes méthodes, et d'envisager la place des techniques relevant de l'élasticité non linéaire.

Les principales méthodes permettant d'observer et de quantifier l'élasticité non linéaire des matériaux sont ensuite répertoriées dans un deuxième chapitre. Quelques exemples mettant en jeu deux interfaces et se rapprochant de notre problématique sont détaillés. Enfin, certains modèles sont abordés brièvement tout au long de ce chapitre, permettant d'apporter un cadre théorique aux observations expérimentales.

Une première mesure non linéaire en résonance sur un modèle constitué de deux matériaux peu atténuants est mise en œuvre et présentée au chapitre trois. Cette expérience *a priori* favorable à la présence d'une réponse non linéaire sensible et relativement simple à mettre en œuvre nous permet de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse de départ.

Au chapitre quatre, une interface plus réaliste constituée d'un implant dentaire et d'un fantôme d'os est étudiée. Une méthode non linéaire alliée aux techniques de retournement temporel est mise en œuvre. Les techniques de retournement temporel permettant une focalisation de l'énergie sur l'interface d'étude, nous obtenons une réponse non linéaire conséquente et sensible à la stabilité de l'implant, malgré des propriétés élastiques et dissipatives *a priori* moins favorables.

Finalement, un dernier modèle d'ostéointégration développé pour pallier différents in-

convénients relevés lors de la seconde expérience est présenté au chapitre cinq. Une instrumentation se rapprochant des conditions *in vivo* et deux méthodes large bande adaptées aux conditions de forte atténuation sont mises en œuvre. Dans ce cadre, la comparaison de différents paramètres linéaires et non linéaires permet d'évaluer la pertinence des méthodes non linéaires et d'envisager les différentes perspectives à donner à cette étude.

Chapitre 1

Positionnement du problème et état de l'art

Le nombre de prothèses posées pour le remplacement de tissus durs (dent, hanche, genou, épaule, cheville, etc) a considérablement augmenté tout au long des trente dernières années. Les sites anatomiques pionniers en la matière sont les hanches [1] et les dents [2], où les premières poses concluantes ont été effectuées dès les années 1960. Une étude suédoise [3], pays précurseur en la matière, montre qu'entre 1985 et 1995, environ 10000 personnes par an ont reçu une prothèse de hanche dans ce pays, soit une personne pour mille habitants chaque année. Parmi celles-ci, et sur la même période, entre 7 et 13% selon la technique de pose employée ont dû subir une révision, suite à une perte de stabilité. Les taux d'échec ont sensiblement diminué ces dernières années avec l'amélioration des matériaux et des pratiques cliniques, et sont équivalents aux taux d'échec reportés pour les implants dentaires (2 à 10%, [4,5]). Au final, si le pourcentage s'avère relativement faible, cela représente un nombre élevé de prothèses à reviser et rend le développement d'outils fiables pour le suivi de la stabilité des prothèses d'un intérêt majeur [6].

Ce chapitre vise à donner dans un premier temps quelques éléments clés sur les mécanismes mis en jeu lors de l'ostéointégration ou le scellement d'une prothèse, et sur les différentes pratiques cliniques utilisées. Une deuxième partie relatera ensuite les principales méthodes développées pour le suivi de la stabilité de ces prothèses, qu'elles soient déjà utilisées cliniquement, ou encore à l'état de recherche. Cet état de l'art sera pour nous l'occasion de relever les principaux avantages et inconvénients des différentes méthodes, et d'envisager la place des techniques relevant de l'acoustique non linéaire.

1.1 Ostéointégration et scellement de prothèses : mécanismes mis en jeu

La pose de prothèses pour le remplacement de tissus durs peut généralement se décomposer en deux grandes familles. La première consiste à placer la prothèse en contact direct avec l'os. Ce dernier se remodèle au contact de la prothèse après une phase de cicatrisation et au gré des nouvelles contraintes rencontrées dans le milieu environnant : le terme d'ostéointégration est employé. La deuxième grande famille consiste à utiliser un ciment à l'interface entre la prothèse et l'os, permettant de sceller la prothèse. Deux interfaces rentrent alors en jeu : os/ciment et ciment/prothèse. Au-delà de ces deux grandes familles, les techniques cliniques mises en oeuvre et les processus de guérison/réparation peuvent être très divers selon le type de prothèses utilisé, le site anatomique concerné et le savoir-faire du chirurgien. Cette partie donne donc pour le lecteur non spécialiste un aperçu très global des mécanismes mis en jeu et des pratiques cliniques associées.

1.1.1 L'ostéointégration

L'ostéointégration peut être définie comme la formation d'une interface directe entre le tissu osseux et une prothèse. Cette intégration ne peut se faire que parce que l'os est un tissu vivant, se remodelant sans cesse, et également à condition que le matériau constituant la prothèse soit biocompatible.

Remodelage osseux

Le remodelage permet à l'os de maintenir ses fonctions métaboliques et biomécaniques [7]. Les cellules ostéoclastes assurent la résorption du vieil os, tandis que les cellules ostéoblastes contribuent à la formation du nouvel os. Ce remodelage contribue notamment à résorber le micro-endommagement (les fissures typiquement) et adapter sa micro-architecture aux contraintes mécaniques reçues. Ce dernier point est essentiel dans le cadre de l'ostéointégration. En effet, certains praticiens recommandent une mise en charge¹ rapide après la pose de la prothèse pour favoriser la reconstruction osseuse et accélérer sa stabilité finale [9, 10]. Il faut souligner que l'étude du remodelage osseux en zone péri-implantaire est encore l'objet de nombreuses recherches, pour permettre notamment de comprendre le rôle de l'os déjà présent au moment de la pose, qui permet d'obtenir une stabilité post-opératoire dite primaire, et celui de l'os nouvellement formé au contact de

1. Typiquement la mastication pour les implants dentaires ou la marche pour les prothèses de hanches et de genoux. Notons aussi que cette stimulation mécanique de l'os peut être également "artificielle", via une excitation dynamique à des niveaux de déformations modérés. Beaucoup de groupes de recherche sont d'ailleurs actuellement à l'oeuvre pour définir la "fenêtre physiologique" (fréquence et amplitude d'excitation notamment) idéale permettant d'accélérer la reconstruction osseuse [8].

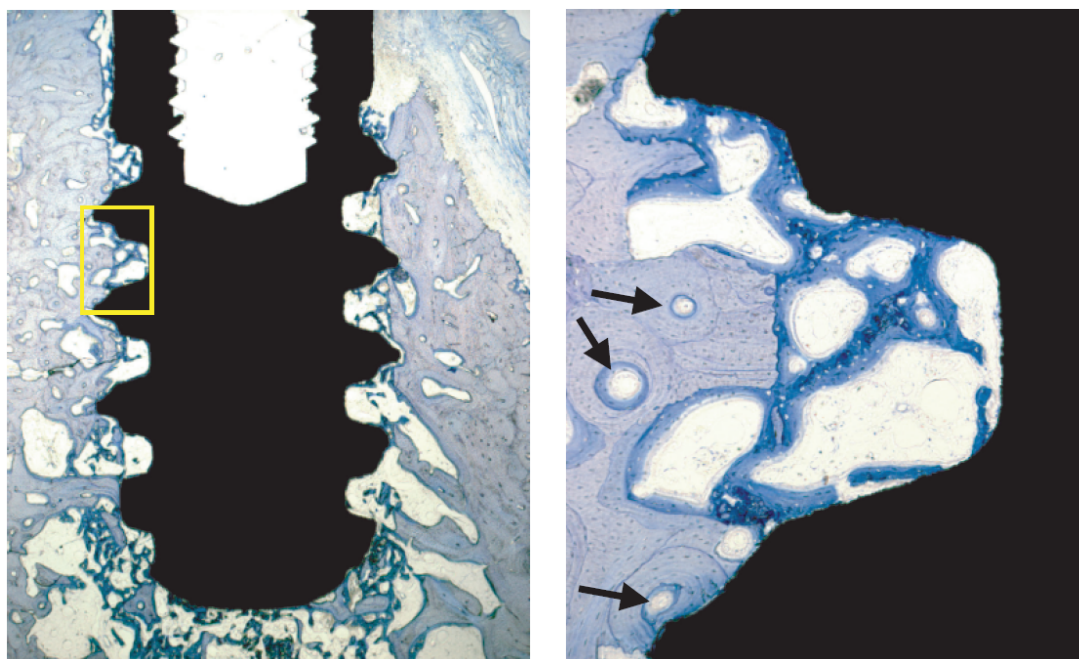


FIGURE 1.1 – Images obtenues au microscope à partir de coupes histologiques deux semaines après la pose d'un implant dentaire (modèle canin) [11]. À gauche, la vue générale. À droite, l'encart. Le filetage original de la prothèse dentaire a été volontairement creusé avant implantation afin d'obtenir une petite cavité sans os au moment de la pose. Après deux semaines, un tissu minéralisé s'est formé dans cette région (taches foncées sur la figure de droite). Les flèches indiquent les zones de remodelage au sein de l'os parent (déjà existant avant implantation).

la prothèse, permettant d'obtenir une stabilité dite secondaire (ou finale) [11] (figure 1.1).

Biocompatibilité

La seconde condition à la réussite de l'ostéointégration est la biocompatibilité de la prothèse [12]. Celle-ci peut être définie comme la capacité d'un matériau à remplir sa fonction sur le site hôte sans provoquer d'effets indésirables locaux ou systémiques. Concrètement, la biocompatibilité de différents types de matériaux et pour différents sites anatomiques est déterminée empiriquement à partir de modèles animaux, puis de tests cliniques. À court terme, la pose d'une prothèse est suivie d'une période d'inflammation classique : rougeurs, gonflements, élévation locale de température et baisse du pH. Les débris nécrotiques doivent pouvoir être drainés pour éviter les abcès. Cependant, si l'inflammation persiste, la zone d'interface est marquée par la présence de macrophages, cellules phagocytes (étymologiquement "mangeur de cellules") dont la fonction est de détruire les bactéries ou tout corps étranger suffisamment petit. Dans le cas contraire, ces cellules peuvent provoquer la génération de collagène, permettant d'isoler le corps étranger d'une



FIGURE 1.2 – Implant conique en titane utilisé par Berglundh et al. [11] et correspondant aux images obtenues figure 1.1. La rugosité de la partie filetée est visible à l'oeil nu.

fine membrane protectrice.

À plus long terme, et au-delà des réactions de type "corps étranger", les matériaux utilisés doivent être caractérisés par une faible usure, pour éviter la libération de débris dans l'organisme, potentielles sources de réactions inflammatoires. Pour le cas particulier des métaux, cette génération de débris, ou abrasion, peut être la conséquence de la corrosion. Parmi les matériaux remplissant ces conditions, citons les alliages à base de titane [13], composant peu sujet à la corrosion et à l'usure, et possédant des caractéristiques mécaniques adaptées à plusieurs sites anatomiques (implant dentaire et prothèse de hanche notamment). Citons également le polymère polyéthylène, dont une variante dénommée UHMWPE (Ultra High Molecular Weight Polyethylene ou Polyéthylène à forte masse moléculaire) est composée de très longues chaînes moléculaires, lui conférant de très bonnes propriétés de résistance à l'abrasion et un faible coefficient de friction².

Enfin, les surfaces de la prothèse directement en contact avec l'os sont généralement recouvertes d'une fine couche d'éléments bio-actifs comme l'hydroxyapatite, élément constitutif de la partie minérale de l'os, qui permet un remodelage osseux plus rapide [14, 15]. En outre, il a été montré que l'utilisation de surfaces rugueuses [16, 17] (jusqu'à quelques micromètres) voire poreuses permet de faciliter le remodelage osseux [8, 18, 19](figure 1.2). Là encore, la fabrication et l'étude des propriétés mécaniques, biologiques, chimiques et tribologiques de nouveaux revêtements bio-actifs font l'objet de nombreux travaux de recherches pour accélérer le remodelage osseux, réduire les débris et améliorer *in fine* la stabilité [17, 18, 20].

1.1.2 Le scellement

La deuxième grande famille pour le remplacement de tissus durs consiste à utiliser un ciment à l'interface entre la prothèse et l'os. Ce ciment est généralement issu de la po-

2. Idéal pour les prothèses articulées comme celles du genou et de la hanche.

lymérisation d'une poudre de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) avec un monomère méthacrylate de méthyle sous forme liquide [12]. Ce mélange étant effectué au cours de l'opération chirurgicale, l'obtention d'une bonne stabilité peut se révéler très opérateur-dépendant [21]. Pour pallier cet inconvénient, les prothèses sont parfois recouvertes d'une fine couche de ce ciment au préalable, permettant une bonne adhérence de la prothèse au ciment appliqué pendant l'opération [12]. Par ailleurs, plusieurs combinaisons de géométries (coniques ou non) et d'états de surface (rugueux ou non) peuvent contribuer à répartir les contraintes mécaniques et minimiser les pertes de stabilité au niveau du ciment ou de l'interface ciment/prothèse, limitant les phénomènes d'abrasion et les risques de résorption osseuse [21, 22]. Enfin, en appliquant le ciment sous pression au moment de la pose, celui-ci imprègne le tissu osseux plus en profondeur et permet une augmentation de la résistance mécanique [21, 23, 24].

Pour le cas de la hanche et pour obtenir une bonne stabilité primaire, les prothèses cimentées représentaient encore le "gold standard" dans les années 90 [22, 25]. Elles constituent d'ailleurs encore une solution de choix pour les patients ostéoporotiques et/ou peu actifs. Cependant, la proportion de prothèses non cimentées pour ce site anatomique s'est grandement accrue depuis, grâce aux progrès des traitements de surface et de dépôts bio-actifs, accélérant le remodelage osseux. Si l'obtention d'une bonne stabilité primaire demeure plus lente dans ce cas, elle semble montrer des effets bénéfiques à long terme, notamment pour les patients encore très actifs au moment de la pose et susceptibles de garder cette prothèse pendant plusieurs dizaines d'années [22].

1.2 Suivi *in vivo* de l'ostéointégration ou du scellement de prothèses : un état de l'art

L'apparition de nouveaux outils pour le suivi de l'ostéointégration ou du scellement de prothèses a surtout été observée pour les implants dentaires ; en raison du grand nombre d'implants posés, tout d'abord, accroissant la demande pour un outil fiable, et également en raison de l'accessibilité *in vivo* du site anatomique, facilitant l'arrivée de nouveaux prototypes cliniques. Les outils les plus utilisés en clinique et/ou ayant fait l'objet de nombreux travaux de recherches seront détaillés dans cette partie en mettant en évidence leurs différents avantages et inconvénients.

1.2.1 Radiologie et tests cliniques courants

Pour tous les sites anatomiques concernés, la radiographie aux rayons X est l'outil le plus utilisé pour évaluer la quantité et la qualité de l'os en contact avec la prothèse [26]. À ce titre, la classification de Lekholm et Zarb [26] pour les implants dentaires est en-

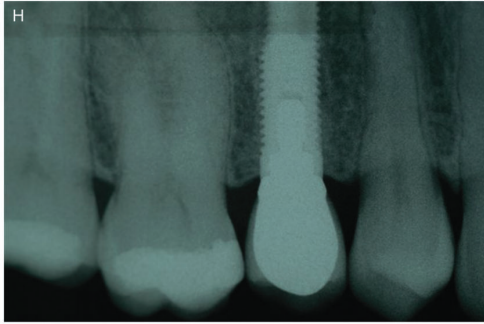


FIGURE 1.3 – Exemple de radiographie d'un implant dentaire [31].

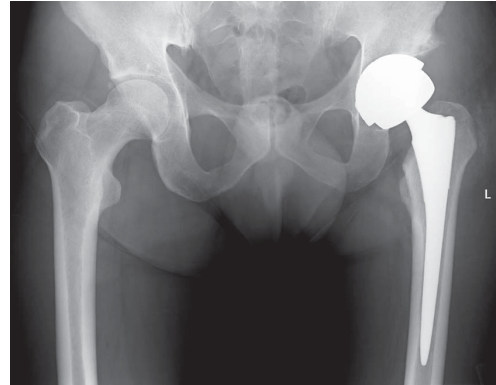


FIGURE 1.4 – Exemple de radiographie d'une prothèse de hanche [21].

core aujourd'hui très usitée en phases pré- et postopératoires, permettant de distinguer quatre types de qualité osseuse. Cependant, le niveau de résolution des radiographies classiques, un demi millimètre environ, reste relativement faible vis-à-vis des niveaux de remodelage et/ou de résorption osseux observés par histomorphométrie (méthode *ex-vivo*, figure 1.1) [27, 28]. Par conséquent, la perte de stabilité (mobilité de l'implant) et/ou la mauvaise cicatrisation (douleurs ressenties par le patient) précède bien souvent la détection radiologique [29, 30]. Les figures 1.3 et 1.4 présentent deux exemples de radiographie à titre d'illustration.

Par ailleurs, l'utilisation d'un test de "percussion" est également utilisé par les praticiens pour évaluer la mobilité d'un implant dentaire : un son aigu et "pur" est le signe d'une bonne stabilité, alors qu'un son grave et mat révèle une mauvaise ostéointégration et la présence de tissus mous en zone péri-implantaire [32]. Cette pratique reste toutefois très empirique et opérateur-dépendante.

1.2.2 Tomodensitométrie

Les techniques de tomodensitométrie (ou Computed Tomography en anglais), plus récentes, consistent à reconstruire par ordinateur une image en deux ou trois dimensions (2 ou 3D) à partir de différentes coupes radiologiques. Elles permettent une amélioration sensible de la résolution mais restent peu applicables *in vivo* en phase postopératoire³, à cause des fortes réflexions des prothèses métalliques, créant des artefacts en zone péri-implantaire, et ne permettant pas d'évaluer correctement la qualité de l'interface os/prothèse [35]. À ces limitations vient s'ajouter le fait que ces méthodes sont ionisantes, ayant un impact non négligeable sur la santé en cas d'examen radiologiques répétés : le remodelage osseux serait lui-même affecté par une accumulation de radia-

3. Les techniques de tomodensitométrie sont en revanche couramment utilisées pour les implants dentaires en phase préopératoire pour évaluer la qualité osseuse de la mâchoire [33, 34].

tions [36]. De plus, le coût élevé de l'équipement en limite encore l'utilisation en routine clinique [37].

1.2.3 Méthode du couple inverse

Plusieurs études *ex-vivo* chez l'animal ont permis de mesurer le couple minimal nécessaire à appliquer pour desserrer un implant [38, 39]. En retirant des implants à 1, 6 et 12 mois après l'opération chirurgicale sur des tibias de lapin, Johansson et al. [40] montre que le contact os/implant obtenu par histologie et le couple de desserrage (removal torque en anglais) augmentent avec le temps de guérison [6]. Sullivan et al. utilise également cette mesure de couple comme un indicateur du contact os/implant [41]. Pour une série d'implants ostéointégrés, ils mesurent des valeurs toutes supérieures à 20N.cm pour le desserrage et suggèrent d'utiliser cette valeur comme test clinique pour distinguer une bonne stabilité d'une mauvaise : un implant sera jugé stable s'il résiste à l'application d'un couple inverse de 20N.cm (technique appelée "reverse torque" en anglais ou couple inverse).

Cependant, cette méthode est souvent remise en cause pour son côté destructif [42]. L'application d'une force de cisaillement au moment du test risque en effet d'induire une déformation plastique irréversible au sein de l'os péri-implantaire en pleine phase de guérison [6, 42]. Enfin, cette méthode est de type tout ou rien (échec ou réussite) et ne quantifie pas le niveau de stabilité.

1.2.4 Méthodes vibratoires

Les méthodes vibratoires consistent à travailler à des fréquences correspondant à des longueurs d'onde du même ordre de grandeur, ou plus grandes, que les dimensions caractéristiques du système étudié. La stabilité d'une prothèse est dès lors évaluée en quantifiant les propriétés élastiques et/ou dissipatives du système "prothèse/os environnant".

Mesures de paramètres dissipatifs

Parmi les instruments utilisés aujourd'hui par certains cliniciens, le Periotest (Bensheim, Germany) a été développé dans les années 80 [43] et consiste à exciter un implant dentaire grâce à un marteau d'impact calibré⁴. Un accéléromètre permet d'obtenir la réponse vibratoire à cet impact et de déduire le temps de contact entre le marteau et l'implant. Un temps de contact long est synonyme de forte absorption et d'une mauvaise stabilité. Celui-ci est ensuite converti sur une échelle appelée PTV (pour PerioTest Value) comprise entre -8 (bonne stabilité) et 50 (mauvaise stabilité).

4. Ce dispositif a initialement été conçu pour mesurer la mobilité des dents, avant d'être appliqué aux mesures de stabilité des implants.

Les résultats des nombreuses études cliniques montrent des résultats mitigés. Certaines d'entre elles affirment que cet outil peut être utilisé pour une mesure objective de la stabilité des implants [44–47]. Cependant, d'autres études mettent en avant une certaine variabilité des résultats cliniques, due notamment à l'angle du dispositif au moment de l'impact, à la hauteur du point d'impact le long de l'axe de l'implant⁵ ou à la présence de tissus mous pouvant affecter de façon notable le niveau d'amortissement mesuré [48]. Enfin, certaines études montrent que les données PTV ne sont corrélées ni à la densité osseuse environnante [49, 50], ni à la quantité d'os en contact avec l'implant [51].

Mesures de paramètres élastiques

L'analyse par fréquence de résonance (RFA, pour Resonance Frequency Analysis) et la sensibilité de cette méthode à mesurer la stabilité d'un implant dentaire a été l'objet de nombreuses études. Le dispositif a été développé par Meredith et al. [52] et est commercialisé par Osstell (Göteborg, Suède). Cette méthode consiste à visser une petite tige sur l'implant et à mesurer la fréquence de résonance du premier mode de flexion du système implant+tige. Cette fréquence de résonance est dépendante des conditions limites du système, et donc de l'interface os/implant : elle est faible en cas de non stabilité et forte en cas de bonne stabilité, se rapprochant dans ce deuxième cas d'un modèle de poutre aux conditions limites fixe-libre. La fréquence de résonance, de l'ordre de 10kHz, est ensuite convertie sur une échelle ISQ (Implant Stability Quotient) de 0 (mauvaise stabilité) à 100 (bonne stabilité).

Un suivi longitudinal après la pose montre que cet équipement permet de suivre l'ostéointégration ou le scellement. Une baisse de quelques unités de l'ISQ est généralement observée au cours des premières semaines, attribuée à la perte osseuse ayant cours pendant la phase d'inflammation. L'ISQ remonte ensuite au niveau initial ou au-dessus en cas de réussite [53, 54]. Les valeurs ISQ obtenues pour deux implants différents sont cependant difficilement comparables, car influencées par la profondeur d'implantation dans l'os alvéolaire, le diamètre de l'implant ou encore les caractéristiques de la surface de l'implant [54]. En outre, la valeur ISQ obtenue juste après l'opération ne prédit pas la réussite ou l'échec de l'implantation [53–55].

Finalement, si cette méthode se révèle plus précise que le Periotest [56], ces deux méthodes ne donnent qu'une évaluation de la stabilité au moment de la mesure, mais ne prédisent pas un échec de l'implantation et ne caractérisent pas l'interface os/implant.

5. Le fabricant recommande un placement perpendiculaire à l'axe de l'implant et une hauteur donnée au moment de l'impact.

1.2.5 Méthodes ultrasonores

Deux études récentes [57,58] montrent la capacité des méthodes ultrasonores à sonder l'interface os/implant. En utilisant une configuration en réflexion [58], une impulsion à 10MHz est envoyée dans un cylindre de titane, lui-même implanté dans un fémur de lapin (étude *ex-vivo*); le même transducteur sert ensuite à enregistrer le signal réfléchi après multiples réflexions au sein de l'implant. Un paramètre énergétique issu de ce signal est corrélé à la surface osseuse en contact avec l'implant : plus la surface est grande et moins le signal réfléchi est énergétique, à cause de la plus grande surface d'échange entre os et cylindre. De plus, à surface de contact égale, l'énergie du signal réfléchi est directement liée à la rupture d'impédance de l'interface. Ainsi, si la preuve de concept est faite pour un cylindre de titane, de nouvelles études devront être menées pour confirmer la capacité de cette méthode dans le cas d'un véritable implant, de géométrie plus complexe.

Par ailleurs, il faut noter que ces mesures ultrasonores se distinguent des méthodes vibratoires par l'utilisation de hautes fréquences (de l'ordre du mégahertz), correspondant à des longueurs d'onde plus petites que les dimensions caractéristiques de l'échantillon testé. Cependant, mis à part ce changement d'échelle qui peut permettre *a priori* un sondage plus local et plus fin de l'interface, les phénomènes élastiques et dissipatifs mesurés sont similaires. Enfin, et comme évoqué pour le Periotest (partie 1.2.4, [48]), la reconstruction des tissus gingivaux, s'effectuant parallèlement au processus d'ostéointégration ou de scellement mais ne participant pas à la stabilité, pourrait se révéler préjudiciable à l'évaluation de la qualité de l'implantation par cette méthode haute fréquence.

1.2.6 Méthodes d'élasticité non linéaire

Certaines études rapportent l'utilisation de mesures d'élasticité non linéaire dans le cadre de l'évaluation de la stabilité des prothèses de hanche [59–64], de chevilles [64] ou dentaires [61]. Toutes s'attachent à détecter la présence d'harmoniques dans le domaine fréquentiel suite à une excitation monochromatique [59,61–64] et montrent la présence d'une composante non linéaire plus élevée dans le signal dans le cas où la prothèse est desserrée. Par ailleurs, plusieurs d'entre elles, *in-vitro* [59,64] ou *in vivo* [61,62], combinent cette information non linéaire à l'analyse modale classique (linéaire).

Ces résultats sont encourageants car ils montrent la capacité de ces méthodes, en particulier quand l'information linéaire et non linéaire est combinée, à distinguer une prothèse stable d'une prothèse à réviser. Cependant, quelques points restent à éclaircir pour aboutir à une utilisation clinique de routine. En effet, ces études montrent pour la plupart deux états distincts (ostéointégré ou non), mais l'évolution de l'information non linéaire entre ces deux états reste inconnue, dans le cas d'une prothèse ni tout à fait ostéointégrée, ni tout à fait desserrée par exemple. De ce fait, l'évolution et l'apport de

l'information non linéaire vis-à-vis de son homologue linéaire doit être démontrée pour ce type d'application.

1.3 Conclusions et perspectives

Outre la radiographie, largement utilisée *in vivo* par les praticiens, mais qui demeure limitée par sa faible résolution, les techniques vibratoires, ou plus généralement basées sur la mesure d'élasticité, semblent être à ce jour les plus prometteuses pour le suivi de la stabilité des prothèses. Parmi celles-ci, les mesures d'élasticité non linéaire semblent être en mesure d'apporter une information complémentaire au suivi des paramètres élastiques linéaires classiquement utilisés.

Tout l'enjeu du chapitre suivant sera de présenter le panel des méthodes d'acoustique non linéaire, permettant de mettre en avant les différentes méthodes de mesures aujourd'hui utilisées ou en devenir dans de nombreux domaines tels que la géophysique, l'imagerie médicale des tissus mous ou le contrôle d'intégrité non destructif des composants industriels.

Pour conclure, nous rappellerons ici les principaux enjeux de cette étude. L'objectif principal est de définir quelle méthode non linéaire est la plus adéquate pour le suivi du scellement et/ou de l'ostéointégration de prothèses. Celui-ci se décompose en deux principaux points, à savoir une comparaison des différentes méthodes (i) en terme de sensibilité et (ii) en terme d'applicabilité *in vivo*. Tout ce travail de comparaison passe par l'élaboration de modèles expérimentaux adéquats pour simuler ces processus de scellement ou d'ostéointégration, mais suffisamment simples pour maîtriser tous les paramètres expérimentaux susceptibles d'influencer les mesures. Finalement, nous nous attacherons à comparer les sensibilités des méthodes non linéaires à celles des méthodes linéaires classiquement utilisées.

Chapitre 2

Élasticité non linéaire des solides : méthodes expérimentales

2.1 Introduction

L'élasticité d'un matériau est dite linéaire quand il y a proportionnalité entre contrainte σ et déformation ϵ . Le coefficient de proportionnalité est une caractéristique du matériau appelée de façon générale constante élastique. Il faut noter que cette phase élastique est par définition réversible : le matériau revient à son état initial quand l'application d'une contrainte et/ou d'une déformation s'interrompt. Cette approche linéaire n'est en réalité qu'une première approximation, la plupart des matériaux présentant une relation contrainte-déformation non linéaire. Cette non-linéarité peut être étudiée et quantifiée à l'aide d'essais mécaniques quasi-statiques utilisant des niveaux de déformation inférieurs à la limite élastique (entre 10^{-4} à 10^{-2} typiquement) ou grâce à des mesures acoustiques à plus faibles déformations (dès 10^{-9} et jusqu'à 10^{-4}). Au-delà de la limite élastique, le comportement est également non linéaire mais il s'accompagne d'une déformation résiduelle ou plastique, le matériau ne revenant pas à son état initial après application d'une contrainte ou d'une déformation. Les essais mécaniques à faibles niveaux de déformation et *a fortiori* les mesures d'acoustique non linéaire se classent donc parmi les méthodes non destructives.

La non-linéarité présente dans la relation contrainte-déformation (non-linéarité "physique") est à distinguer de celle présente dans la relation déplacement-déformation, indépendante des propriétés du matériau mais dépendante de sa géométrie (non-linéarité géométrique ou cinématique). Pour les matériaux présentant une forte non-linéarité physique (les roches typiquement), la composante géométrique peut être négligée.

Tout d'abord, la structure atomique de chaque matériau présente intrinsèquement un caractère non linéaire. En effet, quand un atome est déplacé de sa position d'équilibre, la force de rappel qui lui est appliquée n'est pas proportionnelle à son déplacement. Ce type

de non-linéarité est décrit mathématiquement en développant en série de Taylor la relation de contrainte-déformation [65]. Pour un matériau isotrope, ce développement conduit à caractériser un matériau grâce à deux constantes élastiques du deuxième ordre (termes linéaires comme le Module d'Young et le coefficient de Poisson par exemple) et à trois constantes élastiques du troisième ordre (caractérisant la non-linéarité et nommés A, B, C par Landau [65]), toutes pouvant être déterminées expérimentalement [66].

Par ailleurs, la présence d'éventuelles inhomogénéités souples au sein d'un matériau rigide produit également une non-linéarité élastique. Ainsi, les dislocations dans les matériaux polycristallins [67], les fissures [68], les contacts entre grains dans les roches [69] (matériaux consolidés) et les milieux granulaires [70] (matériaux non consolidés) sont des sources de non-linéarité élastique, apparaissant généralement à des niveaux de déformation plus faibles et atteignant des niveaux plus élevés que la non-linéarité dite classique (interatomique). Tous ces matériaux sont parfois qualifiés de "micro-inhomogènes" [71], et cette non-linéarité est dite "non classique" car elle s'accompagne notamment d'une non-linéarité dissipative, l'atténuation augmentant avec le niveau de déformation [67]. La composante non linéaire de la relation contrainte-déformation présente en effet dans ce cas une hystérésis [72].

D'autres effets apparaissent pour ces matériaux comme le phénomène de dynamique lente, assimilable à un temps de relaxation, dû au fait que le matériau ne revient pas instantanément à son état initial après avoir subi une certaine amplitude de déformation [73, 74], il y a conditionnement du matériau pendant la mesure. Ceci complique fortement la caractérisation de la non-linéarité pour ces matériaux car le niveau de conditionnement influence la valeur de non-linéarité mesurée [75]. Une étude très récente [76] basée sur l'acousto-élasticité dynamique montre d'ailleurs que dans le cas d'une roche calcaire, la composante hystérétique de la relation contrainte-déformation n'est pas l'origine principale de la non-linéarité observée par des méthodes classiques (mesures en résonance ou en propagation), et que le conditionnement instantané induit acoustiquement explique quasi-exclusivement la non-linéarité mesurée en moyenne sur une période acoustique.

Par ailleurs, une dissipation de type non hystérétique, mais dispersive en fréquence, peut venir influencer l'observation de la non-linéarité hystérétique dans les matériaux à inhomogénéités souples. La non-linéarité dissipative observée est dès lors causée par deux phénomènes distincts, l'un non linéaire hystérétique et l'autre non hystérétique mais dispersif en fréquence. À ce titre, une onde acoustique peut provoquer la dissipation ou au contraire la transparence d'une autre onde acoustique se propageant dans le milieu [77, 78]. Cet effet peut également se produire avec une seule onde qui en se propageant provoque sa propre absorption ou transparence (on parle d'absorption ou transparence auto-induite) [79, 80]. Cette dissipation ou transparence peut être expliquée phénoménologiquement par la modification d'un temps caractéristique de relaxation au passage d'une

onde acoustique. Enfin, plusieurs études montrent que les non-linéarités non classiques ne se manifestent pas en dessous de certains seuils en fréquence et en amplitude [74,81], une non-linéarité classique est alors observée. Toutes ces constatations ont conduit à plusieurs théories prenant en compte ces différents phénomènes de relaxation, notamment d’origines thermiques [82–84].

Les principales méthodes permettant d’observer et de quantifier l’élasticité non linéaire des matériaux sont répertoriées dans ce chapitre. Quelques exemples mettant en jeu deux interfaces et se rapprochant de notre problématique seront détaillés. Enfin, certains modèles seront abordés brièvement tout au long de ce chapitre, permettant d’apporter un cadre théorique aux observations expérimentales.

2.2 Mesures quasi-statiques

Les essais quasi-statiques sont généralement effectués en compression et permettent d’observer directement l’influence des micro-inhomogénéités sur la relation contrainte-déformation. À titre d’exemple, la figure 2.1 présente un tel essai effectué sur un échantillon de grès Berea. La relation contrainte-déformation est fortement non linéaire. En outre, le protocole particulier de chargements et déchargements successifs permet de mettre en évidence le comportement hystérétique complexe dû à la présence des micro-inhomogénéités. On remarque que les petites boucles hystérétiques internes possèdent une pente moyenne plus faible que la boucle principale, correspondant à un module élastique plus élevé. En outre, après chaque passage dans une boucle interne, le retour à la boucle principale se fait au même point, révélant l’effet mémoire du matériau.

Ces essais quasi-statiques mettent aussi en évidence l’influence de la vitesse de déformation (équivalente à la fréquence pour les mesures dynamiques) sur les diagrammes contrainte-déformation obtenus (taille et forme des hystérésis) [85,86]. Par exemple, dans le cas du grès Berea, l’aire de l’hystérésis tend vers zéro quand la vitesse de déformation est infiniment lente (figure 2.2). Finalement, même s’il n’y a pas aujourd’hui de théorie générale permettant d’expliquer toute la complexité de ces phénomènes, ces observations renforcent la pertinence des approches théoriques développées récemment, incluant en particulier les dépendances en fréquence et en amplitude dues aux phénomènes visqueux et/ou thermo-élastiques [80,82–84].

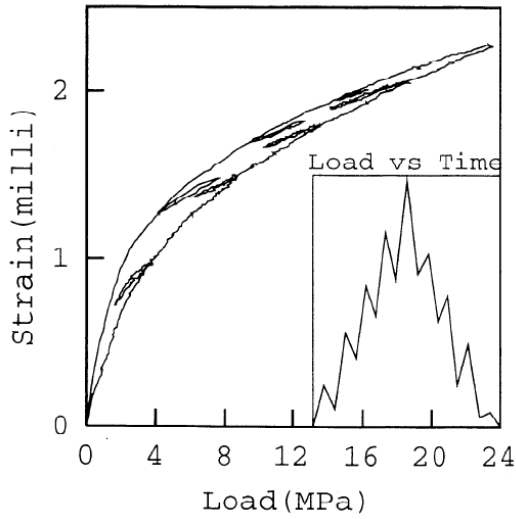


FIGURE 2.1 – Compression quasi-statique effectuée sur un échantillon de grès Berea [87]. L'encart indique l'historique de contrainte appliqué à l'échantillon.

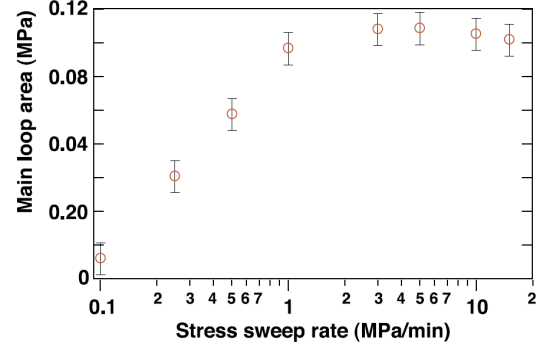


FIGURE 2.2 – Evolution de l'aire de l'hystérésis pour différentes vitesses de déformation lors de la compression quasi-statique d'un grès Berea [86].

2.3 Acousto-élasticité

2.3.1 Acousto-élasticité statique

L'acousto-élasticité fait partie des méthodes les plus utilisées et les plus précises pour caractériser l'élasticité non linéaire des matériaux [88]. Le temps de vol d'une onde ultrasonore est mesuré pour plusieurs états de contrainte statique appliqués au matériau. Ce temps de vol, qui permet de remonter à la célérité c et donc au module élastique M ¹, est dépendant de la contrainte appliquée quand le matériau est non linéaire. Dans le cas d'un matériau isotrope, les constantes élastiques du troisième ordre A , B et C caractérisant la non-linéarité peuvent être déterminées expérimentalement. L'état de contrainte appliqué peut être une pression hydrostatique ou une contrainte uniaxiale. Dans ce dernier cas, la propagation et/ou la polarisation de l'onde ultrasonore peuvent être perpendiculaires ou parallèles à cette contrainte. En théorie, cinq expériences parmi toutes ces combinaisons suffisent à déterminer les cinq inconnues (A , B , C + les deux coefficients du deuxième ordre linéaires, figure 2.3). En pratique, quand les non-linéarités sont faibles et/ou pour gagner en précision, le nombre d'expériences menées est souvent supérieur.

Ajoutons qu'à la différence des méthodes d'acoustique non linéaire qui seront décrites dans la suite du chapitre, les contraintes quasi-statiques uniaxiales (respectivement hydrostatiques) exercées sur le matériau pendant les mesures d'acousto-élasticité sont très

1. Le module élastique M est relié à la célérité c et à la masse volumique ρ du milieu par $M = \rho c^2$.

Type of stress	Propagation direction N	Mode	Displacement direction	$w \equiv \rho_0 V^2$ (at $P=0$)	$\frac{\partial(\rho_0 W^2)}{\partial P} =$
hydrostatic	arbitrary	L	\parallel to N	$\lambda + 2\mu$	$-1 - (2w + 3\nu_1 + 10\nu_2 + 8\nu_3)/3K$
hydrostatic	arbitrary	S	\perp to N	μ	$-1 - (2w + 3\nu_2 + 4\nu_3)/3K$
uniaxial	\perp to stress	L	\parallel to N	$\lambda + 2\mu$	$[\sigma(2w + 8\nu_3) + \nu_1(2\sigma - 1) + \nu_2(8\sigma - 2)]/E$
uniaxial	\perp to stress	S	\parallel to stress	μ	$[-2w + \nu_2(2\sigma - 1) + 2\nu_3(\sigma - 1)]/E$
uniaxial	\parallel to stress	S	\perp to stress	μ	$[\sigma(2w + 4\nu_3) + \nu_2(2\sigma - 1)]/E$

FIGURE 2.3 – Détails des cinq expériences menées par Winkler *et al.* [90] pour déterminer les constantes élastiques du troisième ordre ($\nu_{1,2,3}$, équivalents aux coefficients A, B et C de Landau) de neuf roches. Les paramètres linéaires du second ordre sont les coefficients de Lamé (μ et λ), dont le coefficient de poisson σ , le module d'Young E et le module isostatique K dépendent. P est la contrainte appliquée, ρ_0 est la masse volumique, V est la vitesse de propagation dans le matériau non contraint et W est la vitesse dite *naturelle* [91], quotient de la longueur de l'échantillon *non contraint* sur le temps de vol dans l'échantillon contraint.

généralement (toujours) de type "compression". Les coefficients élastiques du troisième ordre déterminés ne décrivent donc que la phase de compression. Cela peut s'avérer une limite [89] pour les matériaux tels que les roches présentant parfois de fortes différences de non-linéarité entre les phases de traction et de compression [90].

2.3.2 Acousto-élasticité dynamique

L'acousto-élasticité dynamique est une variante consistant à générer la contrainte de manière dynamique, soit (i) en excitant le premier mode de compression uniaxial d'un échantillon en forme de barreau [92], soit (ii) en modifiant la pression hydrostatique dynamiquement grâce à un large piston [93] (mesures immergées) ou un haut-parleur². En outre, une solution intermédiaire (iii) à mi-chemin entre les mesures statiques et dynamiques consiste à appliquer une contrainte en compression à basse fréquence (de 10^{-4} à quelques hertz [94]). Le grand avantage des expériences de type (ii) et (iii) est qu'une large gamme de fréquence peut être potentiellement couverte (jusqu'à cinq à six ordres de grandeur pour la troisième configuration [94]), permettant de mettre en évidence les phénomènes dispersifs. Les expériences de type (i) et (ii) présentent quant à elles l'avantage de décrire et distinguer les phases de compression et de traction. À partir de ces trois configurations, les diagrammes $M = f(\sigma)$ ou $M = f(\epsilon)$ peuvent être tracés, permettant de quantifier la non-linéarité et de mettre en évidence les éventuels comportements hystérétiques, quand les temps de vol mesurés en phase de contrainte (ou déformation) ascendante et descendante diffèrent.

Pour ces trois méthodes, les dimensions de l'échantillon doivent être choisies telles que

2. Il semble qu'il n'y ait pas d'exemple dans la littérature, mais cela est envisageable.

le temps de vol ultrasonore soit beaucoup plus court que la période basse fréquence, pour conserver le caractère quasi-statique de la contrainte appliquée vue par l'onde ultrasonore. Enfin, pour obtenir un champ de contrainte quasi-uniforme dans l'échantillon, la longueur d'onde basse fréquence doit être beaucoup plus grande que les dimensions de ce dernier.

Enfin, une expérience similaire aux trois précédentes est menée par Nagy [95], qui mesure le temps de vol d'une onde ultrasonore pendant l'application d'une contrainte de flexion à quelques hertz, cette contrainte étant d'assez forte amplitude pour fatiguer le matériau. L'essai de fatigue et la mesure acoustoélastique permettant de suivre l'état de l'échantillon sont donc combinés au sein du même dispositif.

2.4 Génération d'harmoniques et dérivées

2.4.1 Génération d'harmoniques

La technique d'acoustoélasticité explicitée ci-dessus requiert la propagation d'une onde venant simplement lire l'état de contrainte appliqué à un matériau en mesurant le temps de vol d'une onde ultrasonore. Celle-ci est donc de faible amplitude de déformation (10^{-9} à 10^{-7}), juste assez pour émerger du bruit. Au contraire, si la propagation de l'onde se fait à forte amplitude (jusqu'à 10^{-4}), l'effet est auto-induit, c'est-à-dire que l'état de contrainte est modifié dynamiquement et localement au passage de l'onde, suffisamment pour provoquer sa distorsion si le milieu est non linéaire. Une onde monochromatique envoyée dans un tel milieu à une fréquence f va progressivement s'enrichir de composantes aux fréquences $2f$, $3f$, etc ; on parle de cascade harmonique car en première approximation $f + f \Rightarrow 2f$, $2f + f \Rightarrow 3f$ et ainsi de suite.

Cadre théorique

Pour un milieu isotrope, la mesure de l'amplitude des harmoniques permet de remonter aux coefficients élastiques d'ordre supérieur à deux. À titre d'exemple, en considérant la propagation d'une onde plane purement longitudinale, en négligeant l'absorption, et pour une faible dispersion de la vitesse de phase, on peut calculer le paramètre non linéaire quadratique β , relié à la constante élastique du troisième ordre $c_{111} = 2A + 6B + 2C$ [88], comme suit :

$$\beta = \frac{c_L^2}{L\pi^2 f^2} \frac{U_{2f}}{U_f^2} = - \left(\frac{3}{2} + \frac{c_{111}}{2\rho c_L^2} \right) \quad (2.1)$$

où U_{2f} est l'amplitude de déplacement particulière du deuxième harmonique, U_f celle de la fréquence fondamentale, L est la distance de propagation, c_L la célérité longitudinale du milieu et ρ la masse volumique. Comme indiqué dans l'introduction de ce chapitre, les coefficients élastiques d'ordre supérieurs à deux (et donc le paramètre β introduit ci-dessus)

sont issus du développement en série de Taylor de la relation contrainte-déformation :

$$\sigma = M_0 (\epsilon - \beta\epsilon^2 - \delta\epsilon^3) \quad (2.2)$$

où M_0 est le module élastique linéaire. De façon analogue à β , le paramètre δ correspond au terme cubique et peut être évalué en mesurant l'amplitude du troisième harmonique. Notons aussi que l'amplitude du troisième harmonique évolue avec le cube de l'amplitude du fondamental (la dépendance est quadratique pour le second harmonique, cf. équation 2.1).

Pour un milieu homogène et non-endommagé, δ est de l'ordre de β^2 et le développement en série de Taylor de la relation contrainte-déformation permet de décrire correctement la non-linéarité classique interatomique. Pour un milieu présentant des hétérogénéités souples tel que décrit dans l'introduction de ce chapitre, la mesure de l'amplitude des harmoniques a notamment permis de mettre en évidence la prédominance des harmoniques impairs (figure 2.4). Le développement classique de Landau n'est donc plus suffisant pour décrire les phénomènes observés. Un des modèles phénoménologiques permettant de décrire les phénomènes hystérétiques observés en statique (figure 2.1) relie la contrainte σ et la déformation ϵ de la manière suivante :

$$\sigma = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon) \epsilon + \text{sign}(\dot{\epsilon}) \frac{\epsilon^2 - (\Delta\epsilon)^2}{2} \right) \right] \quad (2.3)$$

où α est le paramètre non linéaire hystérétique quadratique, $\Delta\epsilon$ est l'excursion maximale en déformation vécue par le matériau, égale à l'amplitude de déformation pour une onde sinusoïdale. Cette équation est issue d'un modèle utilisant l'espace de Preisach-Mayergoyz [72, 96, 97], qui décrit le matériau étudié comme une somme d'unités hystérétiques mésoscopiques, chaque unité étant décrite par des contraintes d'ouverture et de fermeture distinctes [72]. Notons que l'hystérésis décrite par cette équation et le paramètre α associé sont dits "quadratique" car les deux courbes (ascendante et descendante) composant l'hystérésis sont des portions de parabole [82]. Une décomposition en série de Fourier à partir de cette équation permet de montrer que seuls les harmoniques impairs sont créés lors de la propagation d'une onde initialement sinusoïdale [72] et que chaque harmonique impair a une dépendance quadratique avec le niveau de la fréquence fondamentale [98].

En pratique [98], une combinaison des non-linéarités classiques et non classiques est généralement observée (figure 2.4) et le terme hystérétique de l'équation 2.3 est ajouté au développement classique de Landau (équation 2.2).

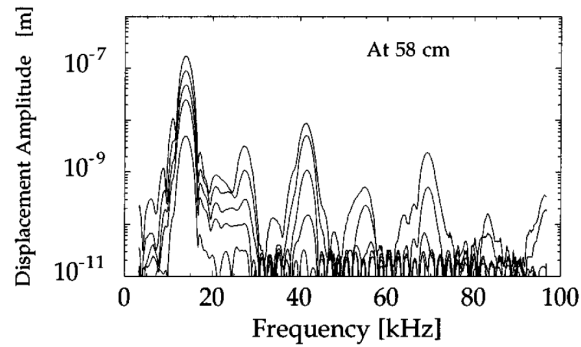


FIGURE 2.4 – Spectre observé après 58 cm de propagation dans un grès Berea [99]. Le signal émis est une onde sinusoïdale à 13,75 kHz. Notons la prédominance des harmoniques impairs, signe d'une non-linéarité de type non classique.

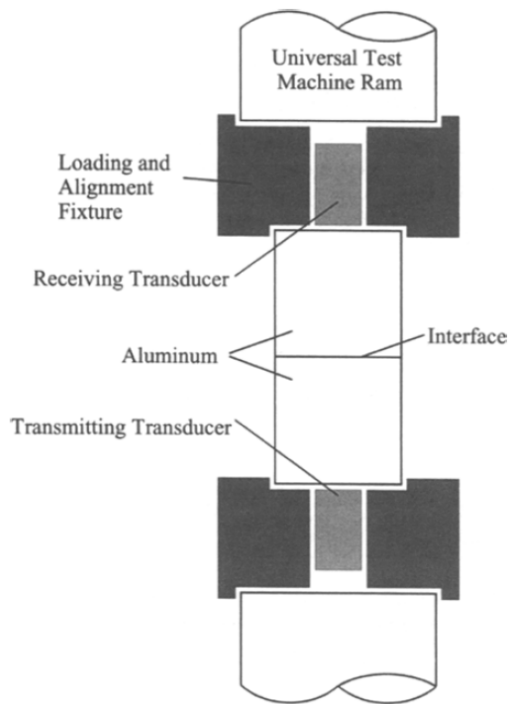


FIGURE 2.5 – Dispositif utilisé par Buck *et al.* [100, 101] pour évaluer le niveau de non-linéarité à l'interface entre deux blocs d'aluminium. Les résultats sont présentés figure 2.6.

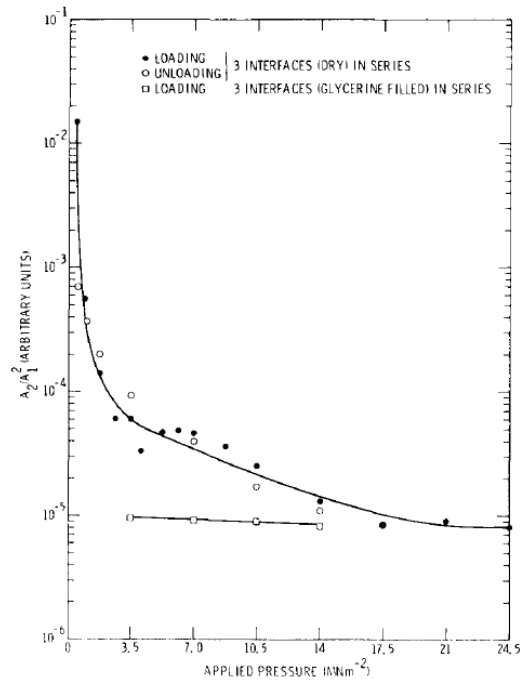


FIGURE 2.6 – Evolution de A_2/A_1^2 , amplitude du second harmonique normalisé par le carré de l'amplitude du fondamental, en fonction de la contrainte appliquée à l'interface entre deux blocs d'aluminium [100] (dispositif figure 2.5). Dans le cas où de la glycérine est appliquée à l'interface, le niveau de non-linéarité devient faible et quasi-indépendant de la contrainte appliquée (carrés).

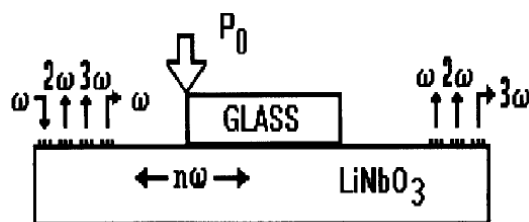


FIGURE 2.7 – Dispositif utilisé par Solodov *et al.* [102] pour créer une source de non-linéarité à l'interface entre un morceau de verre et un substrat de niobiate de lithium ($LiNbO_3$) sur lequel sont déposés différents émetteurs/récepteurs à 15, 30 et 45MHz. Travailler en réflexion dans cette configuration permet d'obtenir des amplitudes comparables pour le fondamental et les harmoniques, facilitant la mesure des non-linéarités. Les résultats sont présentés figures 2.8 et 2.9.

Observations expérimentales

Parmi les observations expérimentales se rapprochant de notre problématique et utilisant la mesure de l'amplitude des harmoniques, nous pouvons citer les travaux de Buck *et al.* [100]. L'amplitude du second harmonique généré à l'interface entre deux blocs d'aluminium est mesurée pour différents niveaux de contrainte (figure 2.5). La non-linéarité diminue avec l'augmentation de la contrainte, et est maximale à faible contrainte (figure 2.6). De plus, la non-linéarité devient faible et quasi-indépendante de la contrainte appliquée après ajout de glycérine à l'interface, prouvant que la majeure partie de la non-linéarité mesurée provient du contact rugueux entre les deux blocs et pas de la non-linéarité intrinsèque à chaque bloc.

Citons également les nombreux travaux plus récents de Solodov *et al.* sur les non-linéarités de contact [102–104]. Dans une expérience effectuée en réflexion à la fréquence fondamentale de 15MHz, un bloc de verre est mis en contact avec un substrat en niobiate de lithium ($LiNbO_3$) sur lequel sont déposés différents émetteurs/récepteurs d'onde de surface à 15, 30 et 45MHz (l'acronyme "SAW" pour surface acoustic wave est utilisé en anglais, figure 2.7). Les deux surfaces en contact subissent au préalable un polissage optique. Quand la force appliquée est nulle, aucune réflexion ne se produit (figure 2.8), et la totalité du signal est transmis. A mesure que la force appliquée augmente, le niveau du fondamental et des harmoniques réfléchis augmente. Le niveau des harmoniques atteint un maximum autour de 0,8MPa, alors que le niveau du fondamental demeure constant. Figure 2.9, on observe qu'à fort niveau d'excitation et pour la charge de 0,8MPa où l'amplitude des harmoniques est maximale, les composantes non linéaires en réflexion sont plus élevées que celle du fondamental. L'avantage de travailler en réflexion dans cette configuration est que les amplitudes du fondamental et des harmoniques sont du même ordre de grandeur, favorisant la détection des composantes non linéaires. Enfin, pour un autre type de configuration utilisant deux blocs de verre [104], Solodov montre

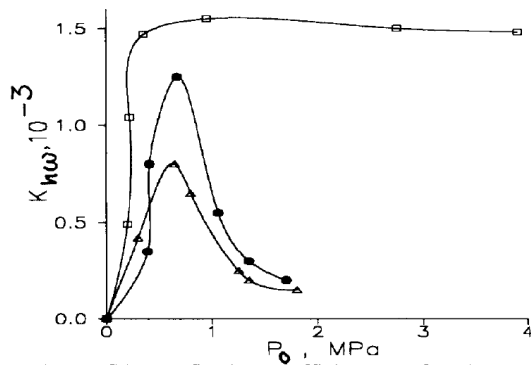


FIGURE 2.8 – Évolution du coefficient de réflexion K pour le fondamental (carrés) et les deux premiers harmoniques (triangles et ronds respectivement) en fonction de la force appliquée à l'interface du dispositif présenté figure 2.7 [102].

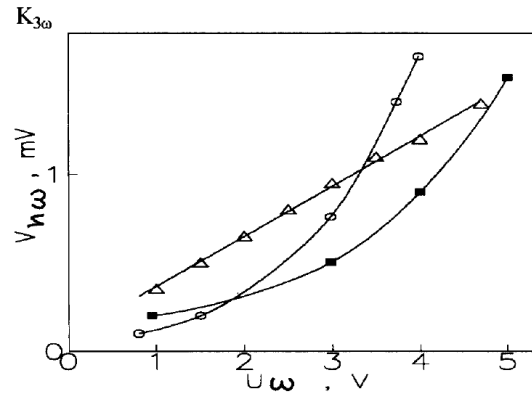


FIGURE 2.9 – Évolution de l'amplitude du fondamental (triangles) et des harmoniques 2 (carrés pleins) et 3 (ronds) en fonction de l'amplitude de l'onde incidente pour une charge de 0,8MPa (cf. figure 2.8 et le dispositif figure 2.7). On remarque que pour ce niveau intermédiaire de chargement et pour une forte excitation, $V_{3\omega} > V_{2\omega} > V_{\omega}$, signifiant que la majeure partie du signal réfléchi est non linéaire.

figure 2.10 que quand l'état de surface est dégradé, le maximum de non-linéarité diminue, celui-ci se produit à un niveau de contrainte plus élevé et la "largeur" du pic de non-linéarité augmente. Enfin, l'amplitude du maximum des harmoniques deux et trois est dépendante du niveau d'excitation ; plus l'excitation est forte, plus la non-linéarité est maximale à contrainte élevée [104].

Notons enfin que pour des interfaces très faiblement chargées, proches d'un chargement nul, l'émergence de nombreux sous-harmoniques ($f/2, f/3, f/4$) et d'un comportement chaotique peut être mis en évidence pour de fortes excitations [104]. Le processus de cascade harmonique se complexifie alors grandement, s'éloignant des modèles classiques et non classiques évoqués plus haut dans ce chapitre.

À l'échelle d'un contact

L'influence de l'état de surface sur la réponse non linéaire peut être expliquée par le modèle de Hertz-Mindlin [107]. Le modèle de Hertz seul décrit le comportement mécanique de deux sphères élastiques en contact sous l'effet d'une contrainte normale. La relation contrainte-déformation pour ce type de contact est non linéaire, du type $\sigma = M\epsilon^{3/2}$. Le modèle de Hertz-Mindlin ajoute l'effet d'une contrainte de type transverse sur les deux sphères en contact, introduisant un possible glissement entre ces dernières, et permettant d'expliquer les phénomènes de friction de type "stick-slip" en anglais ("stick" pour adh-

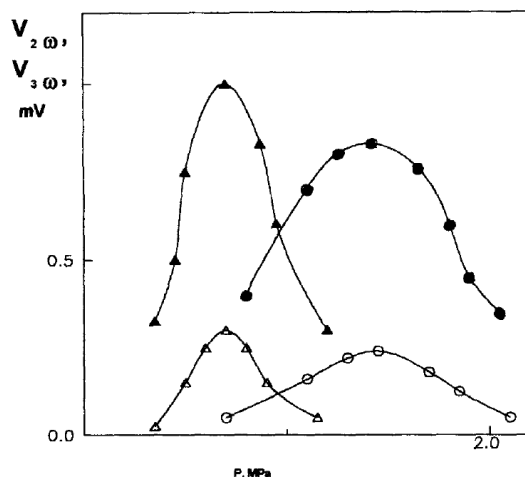


FIGURE 2.10 – Comparaison de deux états de surface à l'interface entre deux morceaux de verre [104]. Évolution de l'amplitude des harmoniques deux (ronds et triangles pleins) et trois (ronds et triangles ouverts) en fonction de la force appliquée sur l'interface. Pour un état de surface dégradés (ronds), le maximum de non-linéarité diminue et est observé à un niveau de contrainte plus élevé. En outre, la "largeur" du pic de non-linéarité augmente.

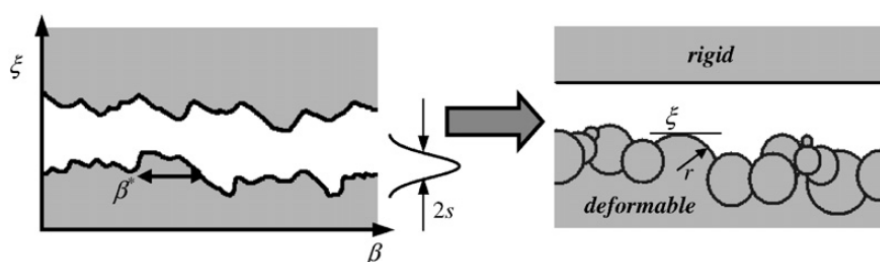


FIGURE 2.11 – Modélisation d'une interface ou d'une fissure rugueuse à partir d'une distribution de sphères de diamètres différents et placés à différentes distances de la face en vis-à-vis [105,106]. Cette distribution de sphère avec un contact de type Hertz-Mindlin permet d'expliquer qualitativement le résultat obtenu figure 2.10.

rence et "slip" pour glissement). Plusieurs études ont montré que ce modèle microscopique (à l'échelle d'une fissure ou d'une interface) pouvait se ramener à l'hystérésis quadratique du modèle de Preisach-Mayergoyz décrite en amont [106, 108, 109]. La différence de rugosité peut être modélisée par une distribution de sphères de différents diamètres et plus ou moins éloignées de la face opposée [105] (figure 2.11 [106]). Plus la rugosité est forte et plus la distribution de sphères sera large, donnant un comportement non linéaire lui aussi distribué, et permettant d'expliquer qualitativement les résultats de la figure 2.10.

2.4.2 Mélange de fréquence

La technique de mélange de fréquences consiste à exciter le système avec au minimum deux fréquences distinctes. Par exemple, en excitant le système à deux fréquences³ f_1 et f_2 , un milieu non linéaire va contribuer à l'émergence des fréquences somme et différence ($f_1 + f_2$, $f_1 - f_2$), en plus des harmoniques évoqués précédemment ($2f_1$, $3f_1, \dots$ et $2f_2$, $3f_2, \dots$). En fait, la génération d'harmoniques évoquée jusqu'ici peut être vue comme un cas particulier où les deux fréquences f_1 et f_2 sont égales et contribuent aux fréquences somme (les harmoniques $2f_1 = 2f_2$ et $3f_1 = 3f_2$) et différence (fréquence nulle ou "vent acoustique", qui ne sera pas abordé dans cette étude). Ces techniques s'avèrent a priori plus robustes que la génération d'harmonique classique car elles permettent de distinguer les non-linéarités physiques que l'on cherche à caractériser des non-linéarités liées à l'instrumentation électronique par exemple.

Pour les matériaux micro-hétérogènes, le modèle non linéaire hystérétique (ou non classique) décrit par l'équation 2.3 au paragraphe 2.4.1 conduit dans une expérience de type "mélange de fréquence" à l'émergence des composantes du deuxième ordre $f_1 \pm 2f_2$ et $f_2 \pm 2f_1$ ⁴, similairement à l'émergence des fréquences impaires pour une génération d'harmoniques classique.

L'antenne paramétrique est un exemple d'utilisation du mélange de fréquences [110]. Deux composantes f_1 et f_2 sont choisies proches afin de générer, quand le milieu est non linéaire, une composante basse fréquence $\Omega = |f_1 - f_2|$. L'absorption étant plus faible à basse fréquence, les composantes fréquentielles f_1 , f_2 , $2f_1$, $2f_2$, $f_1 + f_2$ seront atténuées beaucoup plus rapidement que la composante Ω (figure 2.12). De plus, les signaux émis f_1 et f_2 à haute fréquence étant directifs, la composante Ω va conserver la même directivité. Cette technique permet donc d'obtenir une source basse fréquence très directive.

Une autre alternative consiste à choisir deux composantes fréquentielles éloignées. En utilisant une fréquence f_1 suffisamment basse, les composantes somme et différence

3. Dans le cas où les composantes f_1 et f_2 ont des amplitudes très différentes, celle de forte (respectivement faible) amplitude est qualifiée d'onde pompe (respectivement onde sonde).

4. Dans le cadre du modèle hystérétique de Preisach-Mayergoyz, l'amplitude des composantes $f_1 \pm 2f_2$ et $f_2 \pm 2f_1$ vaut $\alpha A_1 A_2$ où A_1 et A_2 sont les amplitudes respectives des fréquences f_1 et f_2 , et α est le paramètre non linéaire hystérétique de l'équation 2.3 [98].

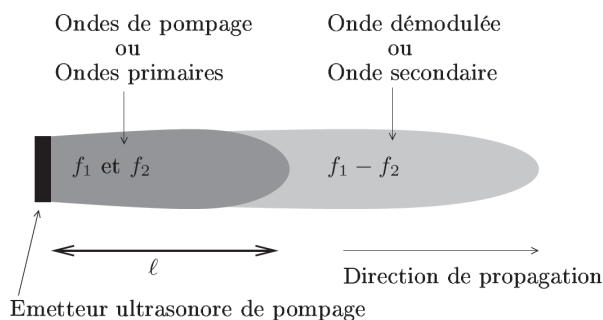


FIGURE 2.12 – Principe de fonctionnement de l’antenne paramétrique [110]. Deux fréquences f_1 et f_2 , dites de pompage, sont émises, générant une fréquence différence $\Omega = |f_1 - f_2|$, appelée onde démodulée, moins atténuée que les fréquences de pompage, mais conservant la même directivité.

se retrouvent à des fréquences proches de f_2 , permettant d’utiliser une instrumentation relativement simple et à bande étroite [111]. Enfin, cette instrumentation peut être encore simplifiée si la composante basse fréquence est générée grâce à un impact [98, 112–114].

2.4.3 Transfert de modulation d’amplitude

L’effet Luxembourg-Gorky, originellement observé pour les ondes électromagnétiques, est un transfert de modulation d’amplitude entre deux ondes et a été mis en évidence pour les ondes élastiques en 2002 [115]. Pour ce faire, une onde pompe à la fréquence f_1 est modulée en amplitude électroniquement à une basse fréquence Ω (quelques hertz typiquement) avant d’être envoyée dans le milieu étudié. Si celui-ci est non linéaire, une onde sonde envoyée dans ce milieu à une fréquence f_2 va voir apparaître des lobes secondaires aux fréquences $f_2 \pm n\Omega$ (n est un entier), signe du transfert de modulation de l’onde f_1 à l’onde f_2 . L’origine de cet effet est différent du mélange de fréquence classique évoqué ci-dessus, et serait dû à une non-linéarité principalement dissipative [115, 116]. En outre, le choix de la fréquence de modulation Ω étant relativement arbitraire, elle peut être choisie suffisamment basse (0,1Hz [116]) pour observer les phénomènes lents de conditionnement et de relaxation qui seront explicités partie 2.6.

2.4.4 Extraction de non-linéarité / Retournement temporel

Dans cette partie, certains outils expérimentaux permettant une extraction et une quantification plus aisée des non-linéarités et/ou une localisation des sources de non-linéarités sont explicités brièvement. Ils seront mis en oeuvre aux chapitres 4 et 5 pour caractériser l’interface os/prothèse.

Inversion d'impulsions et ses dérivées

La technique d'inversion d'impulsions (PI pour "Pulse Inversion") consiste à exciter consécutivement le système avec un premier signal $f(t)$, puis un deuxième $-f(t)$ en opposition de phase. La somme des deux réponses obtenue est en théorie nulle si le système est linéaire. Dans le cas contraire, l'inversion de pulse conduit à l'extraction des harmoniques pairs. Cette technique est utilisée *in vivo* pour l'imagerie ultrasonore harmonique des tissus et l'imagerie ultrasonore de contraste. Elle permet d'utiliser un signal d'entrée large bande, où les fréquences correspondant au second harmonique peuvent chevaucher celles du fondamental, ces dernières étant annulées après sommation [117, 118].

Une autre technique est appelée méthode de soustraction après mise à l'échelle (SSM ou Scaling Subtraction Method en anglais). Elle consiste à envoyer consécutivement un signal $f(t)$ de faible amplitude (hypothèse d'un régime linéaire) et un deuxième signal $Af(t)$ de forte amplitude (A étant un réel positif supérieur à 1), en phase cette fois-ci avec le premier signal. La composante non linéaire peut être extraite en soustrayant les deux réponses, la première ayant été multipliée par A au préalable. Cette variante a l'avantage d'extraire la totalité de la réponse non linéaire : harmoniques pairs, impairs, sous-harmoniques, et la non-linéarité présente au fondamental liée à la variation du module et de l'atténuation avec l'amplitude d'excitation [119]. En revanche, un signal d'entrée large bande ne peut plus être utilisé car une composante non linéaire est présente au fondamental après soustraction.

Plus globalement, toutes ces techniques sont parfois regroupées sous le terme MPI (Multiple Pulse Inversion) quand une combinaison de plus de deux signaux est envoyée, en utilisant différentes phases et/ou amplitudes [118, 120], et permettant une extraction des composantes non linéaires plus aisée et robuste.

Méthode basée sur l'intercorrélation des signaux

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, l'utilisation de l'intercorrélation pour évaluer la ressemblance entre deux signaux permet par exemple de caractériser un changement au sein du milieu sondé. Ainsi, l'interférométrie d'onde de coda (CWI pour *Coda Wave Interferometry* [121]) est par exemple largement utilisée en géophysique pour aider à la compréhension des séismes. Dans le cadre de l'acoustique non linéaire, cet outil peut-être utilisé non plus entre deux états du milieu sondé, mais entre deux amplitudes d'excitation différentes (un signal de faible amplitude, linéaire, et un autre non linéaire de plus forte amplitude), pour un état donné du système [122]. Ainsi, les caractéristiques de la fonction d'intercorrélation, tels que le maximum d'intercorrélation ou la valeur de l'intercorrélation pour un déphasage nul des signaux, peuvent être utilisés pour quantifier la non-linéarité du milieu. Une telle analyse sera mise en œuvre au chapitre 5.

Apport des techniques de retournement temporel

Les techniques de retournement temporel [123, 124] permettent de focaliser l'énergie temporellement et spatialement, quelle que soit l'hétérogénéité du milieu, en se basant sur l'invariance temporelle $t \Rightarrow -t$ de l'équation d'onde. Cette invariance est valable dans le cas où l'absorption est négligée, et dans l'hypothèse d'un régime linéaire. En pratique, même si la qualité de focalisation est moindre, des résultats probants ont également pu être obtenus dans les milieux absorbants [125, 126]. De même, cet outil a très vite été associé aux mesures non linéaires [127, 128] car il permet une localisation des diffuseurs non linéaires (fissures, délaminations, etc). En outre, cette capacité de focalisation permet d'obtenir de fortes amplitudes de déformation, nécessaires pour quantifier le niveau de non-linéarité d'un milieu.

Les expériences combinant retournement temporel et acoustique non linéaire sont généralement regroupées sous le terme TR-NEWS (Time Reversal-Nonlinear Elastic Wave Spectroscopy) et leur mise en oeuvre pratique peut être décomposée en deux catégories [129–131].

La première peut être illustrée par l'expérience de Ulrich *et al.* [132]. Dans cette expérience, deux trains d'ondes à deux fréquences pures f_1 et f_2 sont émises *simultanément*, à partir de deux transducteurs distincts. La présence d'endommagement (une fissure ici) va se comporter comme une source de non-linéarité, générant des composantes non linéaires (harmoniques, fréquences somme et différence). Six pastilles piézoélectriques sont ensuite utilisées pour enregistrer la réponse à cette excitation. Les six réponses sont ensuite filtrées au choix autour d'un harmonique, de la fréquence somme ou différence, puis réémises simultanément, retournées temporellement, à partir de ces six pastilles. La focalisation de cette composante non linéaire est attendue sur la source l'ayant créée, c'est-à-dire sur la zone endommagée, fissurée, etc. Cette repropagation est effectuée pour différents emplacements d'un vibromètre laser sur une zone d'intérêt entourant une fissure (scan 2D), montrant une amplitude de focalisation plus élevée sur la fissure. Cette première catégorie consiste donc à extraire la non-linéarité (par filtrage ici) *avant* la phase de retournement temporel.

De façon analogue, la deuxième catégorie peut être illustrée par l'expérience de Ulrich *et al.* [128]. La première étape est relativement similaire puisqu'elle consiste à émettre deux trains d'onde à deux fréquences f_1 et f_2 , à partir de deux émetteurs distincts, *consécutivement* cette fois. Les deux réponses sont enregistrées par un vibromètre laser. Ces deux réponses sont ensuite retournées temporellement puis réémises simultanément *depuis les deux émetteurs originaux*. Le principe de réciprocité spatiale est en effet applicable au retournement temporel [133] et permet dans ce cas une focalisation temporelle et spatiale à l'emplacement du récepteur (le laser ici). Le signal de focalisation obtenu peut ensuite être filtré autour des composantes fréquentielles créées par la non-linéarité (harmoniques,

fréquence somme ou différence), pour évaluer leurs amplitudes. En répétant toute l'opération pour différentes positions du laser de part et d'autre d'une zone fissurée, Ulrich *et al.* montrent que les composantes non linéaires sont de plus fortes amplitudes sur la zone fissurée. Cette deuxième catégorie consiste donc à extraire la non-linéarité *après* la phase de retournement temporel.

Dans un premier temps, l'intérêt potentiel pour notre étude n'est pas tant la localisation de la source de non-linéarité (l'interface entre la prothèse et l'os) que l'obtention de forts niveaux de déformations dans un milieu fortement atténuant comme l'os. La seconde procédure, consistant à focaliser toute l'énergie (linéaire et non linéaire) à l'emplacement du récepteur, et à fortiori plus simple à mettre en oeuvre, est à ce titre plus avantageuse.

Combinaison des outils MPI et TR

L'extraction des non-linéarités, effectuée par filtrage ci-dessus, peut être effectuée en utilisant les outils d'inversion d'impulsions exposés en amont [129, 130, 134–136]. Une de ces procédures sera mise en oeuvre et détaillée au chapitre 4.

2.5 Méthodes en résonance

Les premières observations expérimentales de non-linéarité élastique effectuées en résonance peuvent sans doute être attribuées à Read [67] sur des échantillons de cuivre et de zinc monocristallins. En soumettant ces derniers à une vibration forcée autour d'un de leurs modes de résonance, Read observe que la fréquence de résonance f et le facteur de qualité Q (inversement proportionnel à l'atténuation) diminuent avec le niveau d'excitation. La diminution de f et de Q avec l'amplitude de déformation met respectivement en évidence un assouplissement du matériau (baisse du module élastique) et une augmentation de l'atténuation. Cette non-linéarité, dépendante de l'orientation du cristal, est attribuée à la présence de dislocations dans les échantillons.

Les expériences en résonance sont très généralement mises en oeuvre en utilisant le premier mode de compression d'un échantillon en forme de barreau. L'excitation est assurée par une pastille piézoélectrique collée à une extrémité de l'échantillon ou grâce à un haut-parleur sans contact. La mesure de déformation est quant à elle réalisée à l'extrémité opposée, grâce à un laser ou un accéléromètre.

Le modèle classique de Landau évoqué partie 2.4 prédit une dépendance quadratique de la fréquence de résonance avec l'amplitude de déformation, liée au paramètre δ de l'équation 2.2, sans dépendance de l'atténuation avec le niveau de déformation (atténuation exclusivement linéaire). Notons que le paramètre β ne contribue pas au décalage de la fréquence de résonance, la moyenne du champ de déformation pour ce terme non linéaire du premier ordre étant nulle sur une période d'excitation [137]. Les observations expé-

rimentales dans les matériaux micro-hétérogènes (celles de Read par exemple) montrent que cette dépendance n'est pas quadratique et que l'atténuation est dépendante du niveau d'excitation [67]. À ce titre, le modèle hystérétique utilisant l'espace de Preisach-Mayergoyz prédit une dépendance linéaire de la fréquence de résonance et du facteur de qualité avec l'amplitude de déformation, reliée au paramètre α de l'équation 2.3. En pratique, les observations expérimentales montrent que la dépendance varie approximativement entre une puissance de 1/2 et 2 selon le type de matériau [137]. D'autres modèles, tels que celui de Granato-Lücke [138], justement introduit pour les dislocations dans les métaux, celui de Davidenkov [139] et des modèles dérivés de ces deux premiers [140, 141] décrivent un comportement hystérétique plus complexe⁵, introduisant plus de paramètres pour ajuster les différentes dépendances observées.

Une variante de la méthode en résonance pour des matériaux peu atténuants (appelée Spectroscopie par Réverbération non linéaire ou NRS pour Nonlinear Reverberation Spectroscopy [142]) consiste à exciter le matériau à une fréquence proche d'un des modes de résonance de l'échantillon, jusqu'à atteindre un régime permanent. Après avoir coupé la source d'excitation, et jusqu'à extinction totale du signal, le matériau continue à osciller sur le mode de résonance le plus proche du signal d'excitation. Si le matériau est non linéaire, cette fréquence de résonance est dépendante de l'amplitude et va varier au cours de l'extinction du signal, ainsi que l'amortissement associé. Le matériau doit donc être peu atténuant pour que le signal de réverbération soit suffisamment long. Cette méthode s'avère être plus rapide que les méthodes de résonance classiques, pour une sensibilité comparable [142].

Enfin, il faut noter que les études en résonance peuvent également s'accompagner d'une analyse de l'amplitude des harmoniques (partie 2.4.1) aux fréquences nf de la fréquence de résonance f étudiée [68, 143].

2.6 Conditionnement, Relaxation, Non-équilibre

La présence de micro-hétérogénéités dans les matériaux, conduisant aux observations expérimentales non linéaires non classiques évoquées jusqu'ici, s'accompagne des phénomènes dits de "dynamiques lentes" [73], "conditionnement" [75], "effet mémoire" [85], "non-équilibre" [74] ou encore "relaxation" [85], ce dernier terme étant également utilisé couramment pour les modèles visco-élastiques en rhéologie. Les premières observations expérimentales peuvent encore une fois être attribuées à Read (voir les figures 2 à 5 de [67]).

En résonance, une étude systématique [73] sur plusieurs types de matériau consiste à

5. Par exemple, deux hystérésis distinctes pour la phase de compression et de traction ou une hystérésis inélastique ayant une déformation non-nulle pour une contrainte nulle.

suivre l'évolution de la fréquence de résonance d'un échantillon à faible amplitude de déformation (régime supposé linéaire) après une forte excitation. Cette fréquence de résonance, ainsi que le facteur de qualité associé, ne reviennent pas à leur valeur initiale instantanément, mais avec une dépendance logarithmique du temps (quelques minutes, heures, voire jours selon les matériaux). Le suivi de cette relaxation après conditionnement à forte amplitude, ainsi qu'une mesure non linéaire en résonance comme décrit au paragraphe 2.5, montre que les effets de dynamiques lentes (relaxation) et rapides (mesures non linéaire en résonance) sont liés. Une autre étude confirme que ce non-équilibre est bien associé aux non-linéarités non classiques. En effet, à faible amplitude de déformation ($< 5.10^{-7}$ pour le grès Berea), quand la non-linéarité peut encore être décrite par un modèle classique, le matériau étudié ne présente pas de phénomène de conditionnement [74].

De plus, une étude récente [75] montre l'influence des phénomènes de relaxation sur les mesures de non-linéarités décrites dans ce chapitre. Basé sur un protocole expérimental complexe combinant mesures lentes et rapides, cette étude montre que plus le conditionnement est effectué à une amplitude d'excitation élevée, plus la non-linéarité mesurée après ce conditionnement est élevée. De même, tout comme la relaxation suit une loi logarithmique du temps, le conditionnement permanent appliqué à un matériau (forte excitation appliquée continûment à un matériau) suit également une loi de ce type [77], atteignant un plateau ("full-conditioning" qui pourrait être traduit par conditionnement plein ou intégral) qui ne sera dépassé que si le matériau est soumis à une excitation plus élevée. Une autre étude récente sur une roche calcaire [76], basée sur l'acoustoélasticité dynamique (partie 2.3.2), montre que la non-linéarité moyennée sur un cycle acoustique provient quasi-exclusivement du conditionnement instantané du matériau au moment de la mise en résonance : la composante hystérétique est en fait quasiment négligeable. Après l'arrêt du signal d'excitation, une relaxation elle aussi quasi-instantanée se produit, environ équivalente aux deux tiers du conditionnement observé à la mise en route du signal. Le dernier tiers, relaxation lente suivant une loi logarithmique du temps, correspond aux dynamiques lentes observées précédemment [73].

Parmi les modèles permettant d'inclure ces phénomènes de non-équilibre, nous notons ceux de Vakhnenko *et al.* [144, 145], incluant un élément de type cliquet à leur modèle (ratchet en anglais) et celui de Scalerandi [146], ajoutant un terme non-déterministe au modèle de Preisach-Mayergoyz. Enfin, ceux de Gusev *et al.* [82, 83] conduisent aux phénomènes de dispersion en fréquence et en amplitude en introduisant des temps de relaxation caractéristiques, parfois d'origines thermiques [83]. Au final, de nouveaux protocoles expérimentaux devront être conduits dans le futur pour séparer les mécanismes de non-équilibre de ceux liés à la non-linéarité intrinsèque, permettant de développer des modèles physiques plutôt que phénoménologiques.

2.7 Conclusion du chapitre

Ce chapitre résume l'étendue des méthodes permettant d'observer et de quantifier l'élasticité non linéaire d'un matériau ou d'un système plus généralement, ainsi qu'une brève description des modèles existants dans le domaine. Les techniques mises en oeuvre dans cette étude et détaillées dans les chapitres suivants permettront de connaître leur efficacité pour le suivi de la stabilité de prothèses.

Chapitre 3

Spectroscopie acoustique non linéaire en résonance

Les deux chapitres précédents nous ont permis tout à la fois de comprendre les enjeux applicatifs de cette étude et le potentiel des méthodes d'acoustique non linéaire pour y répondre. En particulier, toutes les études décrites chapitre 2 et s'attachant à mesurer la non-linéarité à l'interface entre deux blocs s'avèrent encourageantes pour l'obtention d'un paramètre non linéaire sensible à la qualité de l'interface entre une prothèse et l'os péri-implantaire en reconstruction.

Dans ce chapitre, une méthode non linéaire en résonance (partie 2.5) est mise en oeuvre dans le cas d'une interface filetée entre une plaque d'aluminium et une vis en acier, système qui nous sert de modèle pour notre application. Ces deux matériaux ont été choisis pour leur faible non-linéarité intrinsèque ; ainsi, nous pourrions considérer qu'une seule source de non-linéarité localisée est présente dans le système (le contact vis/plaque). De plus, notre choix s'est porté sur une méthode en résonance pour les raisons suivantes. Tout d'abord, ces méthodes sont les plus fréquemment utilisées pour mesurer la non-linéarité d'un système, et parmi les mieux maîtrisées expérimentalement. En outre, ces méthodes présentent l'avantage, quand la géométrie est relativement simple, de pouvoir connaître la déformée modale associée à chaque mode étudié. De cette façon, et contrairement aux méthodes classiques de générations d'harmoniques où le choix d'une fréquence de travail est souvent choisie arbitrairement, chaque mode étudié et sa déformée modale associée peuvent être suivis tout au long de l'expérience, quelle que soit l'évolution du système et de son contenu spectral.

En définitive, nous espérons donc grâce à cette étude pouvoir répondre aux questions suivantes :

- Est-ce que la bonne sensibilité obtenue dans les études concernant deux blocs en contact peut également être obtenue dans le cas d'une interface plus complexe ?
- Quelle est l'évolution de chaque paramètre non linéaire avec le changement de la

qualité du contact ?

- Quel est l'apport de chaque paramètre non linéaire mesuré vis-à-vis de son homologue linéaire ?
- Quels modes de résonance sont les plus sensibles à la qualité du contact ?

3.1 Contexte théorique

Comme évoqué au chapitre 2.4.1, la mesure en résonance permet de remonter au paramètre non linéaire classique δ et/ou hystérétique α . Dans cette étude, nous faisons l'hypothèse d'un comportement non linéaire hystérétique, issu de la modélisation de Preisach-Mayergoyz : cette hypothèse sera vérifiée *a posteriori* en remarquant que le décalage de la fréquence de résonance avec l'amplitude d'excitation est **linéaire** pour la majorité des modes étudiés, et également en remarquant la présence d'une composante non linéaire dissipative (voir annexe A. Dans ce cadre, l'équation 3.1 conduit au paramètre élastique α_f (décalage de la fréquence de résonance), alors que l'équation 3.2 conduit au paramètre non linéaire dissipatif α_ξ (variation de l'amortissement) :

$$\frac{f - f_0}{f_0} = -\alpha_f \epsilon \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = 2\xi - 2\xi_0 = 2\xi_0 \left(\frac{V\epsilon_0}{V_0\epsilon} - 1 \right) = \alpha_\xi \epsilon \quad (3.2)$$

où f , ξ , V et Q sont la fréquence de résonance, le taux d'amortissement, l'amplitude d'excitation en volts et le facteur de qualité respectivement. L'indice "0" correspond à la valeur obtenue avec la plus petite amplitude d'excitation (hypothèse d'un régime linéaire). α_f et α_ξ sont tous les deux proportionnels au paramètre α de l'équation 2.3 évoquée partie 2.4.1. Enfin, l'équation 3.2, basée sur la mesure de l'amplitude des modes de résonance, permet d'extraire α_ξ sans mesurer ξ , un problème ardu dans le régime non linéaire où les modes deviennent asymétriques, ne permettant pas la mesure de référence à -3dB [73].

3.2 Protocole de mesure

3.2.1 Matériel

Le modèle étudié (figure. 3.1) est composé d'une vis en acier (M4, longueur 16mm) serrée à différents couples dans le coin d'une plaque d'aluminium ($10 \times 10 \text{ cm}^2$), en utilisant un tournevis dynamométrique. La gamme de couple utilisée est 15-150 N.cm. En-dessous de 15 N.cm, la vis peut être dévissée à la main. En outre, le couple maximal appliqué

n°	f_{exp} (Hz)	f_{mod} (Hz)	$ f_{mod} - f_{exp} $ (Hz)	$\frac{ f_{mod} - f_{exp} }{f_{exp}}$ (%)	Q_{exp} (.)
1	1846	1852	6	0.3	600
2	3447	3421	26	0.8	280
3	4665	4707	42	0.9	380
4	4832	4869	37	0.8	140
5	8140	8202	62	0.8	230
6	8373	8375	2	0.0	200
7	8567	8682	115	1.3	130
8	9369	9529	160	1.7	300
9	10330	10322	8	0.1	180
10	13800	13958	158	1.1	140
11	14010	14217	207	1.5	410
12	15600	15850	250	1.6	300
13	16040	16137	97	0.6	95
14	17300	17499	199	1.1	320
15	17450	17752	302	1.7	425
16	pas excité	18402			pas excité
17	19120	pas detecté			90
18	19380	19570	190	1.0	500
19	pas excité	20319			pas excité
20	20790	20880	90	0.4	380
21	21460	21459	1	0.0	290
22	23800	pas detecté			100

TABLE 3.1 – Comparaison entre les valeurs expérimentales (f_{exp}) et celle obtenues par la méthode des éléments finis (f_{mod}). Le facteur de qualité Q_{exp} est aussi indiqué pour information. Tous les modes sont identifiés exceptés deux (n°17 et 22), à cause des lacunes du modèle (voir le texte). Notons aussi que les deux modes dans le plan de la plaque sont obtenus par FEM, mais pas excités dans la configuration expérimentale (modes n°16 et 19), à cause de l'excitation principalement hors-plan des deux pastilles piézoélectriques.

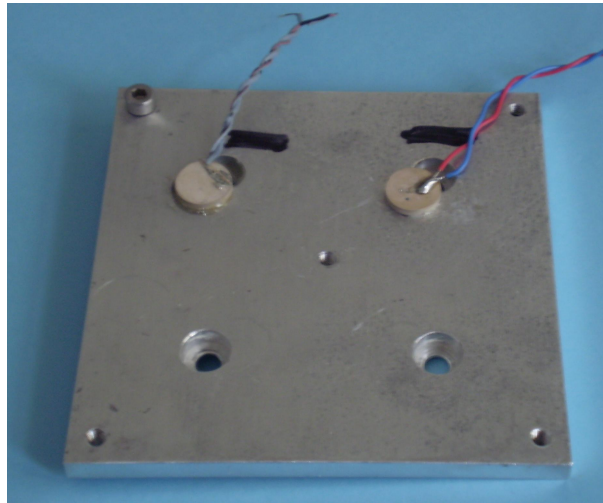


FIGURE 3.1 – Plaque d’aluminium utilisée dans cette expérience. Une vis de diamètre M4 est serrée en haut à gauche de la plaque. Deux pastilles piézoélectriques sont collées à la colle époxy sur la plaque, une pour l’excitation, l’autre pour la détection.

est 150 N.cm, une valeur proche de celle maximale admissible pour une vis en acier de ce diamètre (250 N.cm typiquement). Le système est suspendu par un fil de nylon pour obtenir des conditions de bords libres. Deux pastilles piézoélectriques (PZT-5A, diamètre 12mm, épaisseur 2mm) sont collées sur la plaque avec de la colle époxy, l’une étant utilisée comme émetteur, l’autre comme récepteur. L’excitation est fournie par une carte 14 bits génératrice de fonction (Spectrum M2i6012), branchée sur un amplificateur Tegam 2350. L’acquisition est quant à elle réalisée grâce à une carte Spectrum M2i4022 (14 bits également).

3.2.2 Identification par la méthode des éléments finis

La gamme de fréquence utilisée est 1-25 kHz. Au-dessus de 25 kHz, la densité de modes est trop importante et il devient difficile d’effectuer la mesure sur un mode isolé. Ces modes sont identifiés grâce à la méthodes des éléments finis en utilisant une résolution aux valeurs propres. Dans ce modèle, toutes les caractéristiques géométriques sont respectées, exceptés les filets à l’interface vis/plaque qui ne sont pas représentés. Nous modélisons les contact vis/plaque et pastilles/plaque comme parfaits (même déplacement). Les caractéristiques élastiques incluses dans le modèle pour la plaque d’aluminium, la vis d’acier et les pastilles piézoélectriques sont 70 GPa, 900 GPa et 70 GPa, respectivement pour le module d’Young E et 2700 kg/m^3 , 7850 kg/m^3 et 7750 kg/m^3 pour la densité ρ . Ces valeurs sont typiques de la littérature et n’ont pas été adaptées pour coïncider avec les valeurs des fréquences de résonance expérimentales. En outre, le modèle n’inclut aucun phénomène dissipatif. Les fréquences aux valeurs propres obtenues numériquement sont

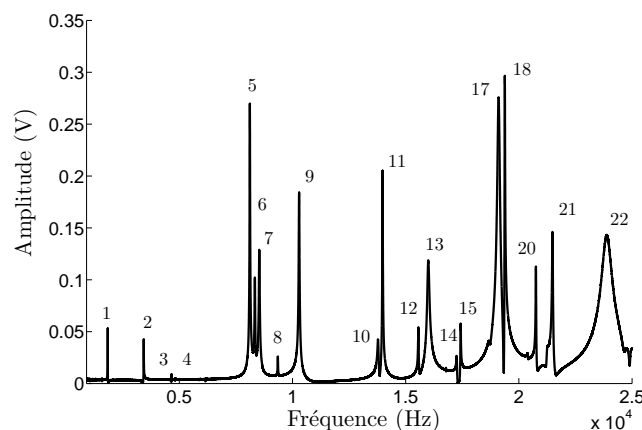


FIGURE 3.2 – Spectre obtenu pour un couple de serrage de 150N.cm sur la gamme de fréquence 1-25kHz. Chaque numéro correspond à un mode de la figure 3.3 et des tableaux 3.1 et 3.2.

ensuite comparées aux modes expérimentaux obtenus au couple maximum (150 N.cm). Les modes présents dans la gamme de fréquence 1-25 kHz correspondent principalement aux modes de flexion de la plaque (Fig. 3.3). Les déformées modales deviennent de plus en plus complexes à mesure que la fréquence augmente. Les modes n°16 et 19, correspondant à des modes dont le champ de déplacement est dans le plan de la plaque, ne sont pas présents expérimentalement à cause de l'excitation principalement dans la direction hors-plan des pastilles. Le tableau 3.1 indique que les différences absolues et relatives entre modèle et expérience (Fig. 3.2) sont relativement faibles, et que l'identification par la méthode des éléments finis est efficace. Cependant, deux modes présents expérimentalement à 19,1 kHz et 23,8 kHz ne sont pas identifiés dans le modèle (modes n°17 et 22 dans la table 3.1). Ceci peut sans doute être expliqué par le fait que le filetage n'est pas modélisé à l'interface vis/plaque.

3.2.3 Mesures

Chaque mode à la fréquence de résonance linéaire f_0 est excité par un chirp linéaire en fréquence d'une seconde, dont les fréquences de début et de fin correspondent aux fréquences $f_0 \pm 5\%$. Cette excitation est ensuite répétée pour 30 amplitudes croissantes. Les paramètres linéaires sont mesurés en ajustant un signal de type lorentzienne [73] à la courbe de résonance obtenue à la plus faible amplitude d'excitation (hypothèse d'un régime linéaire). Pour les résonances aux plus fortes amplitudes, une interpolation polynomiale est utilisée, permettant d'extraire la fréquence de résonance f et l'amplitude correspondante. Finalement, les paramètres non linéaires élastiques et dissipatifs α_f et α_ε sont extraits pour chaque mode, à partir des équations 3.1 et 3.2. La procédure est ensuite

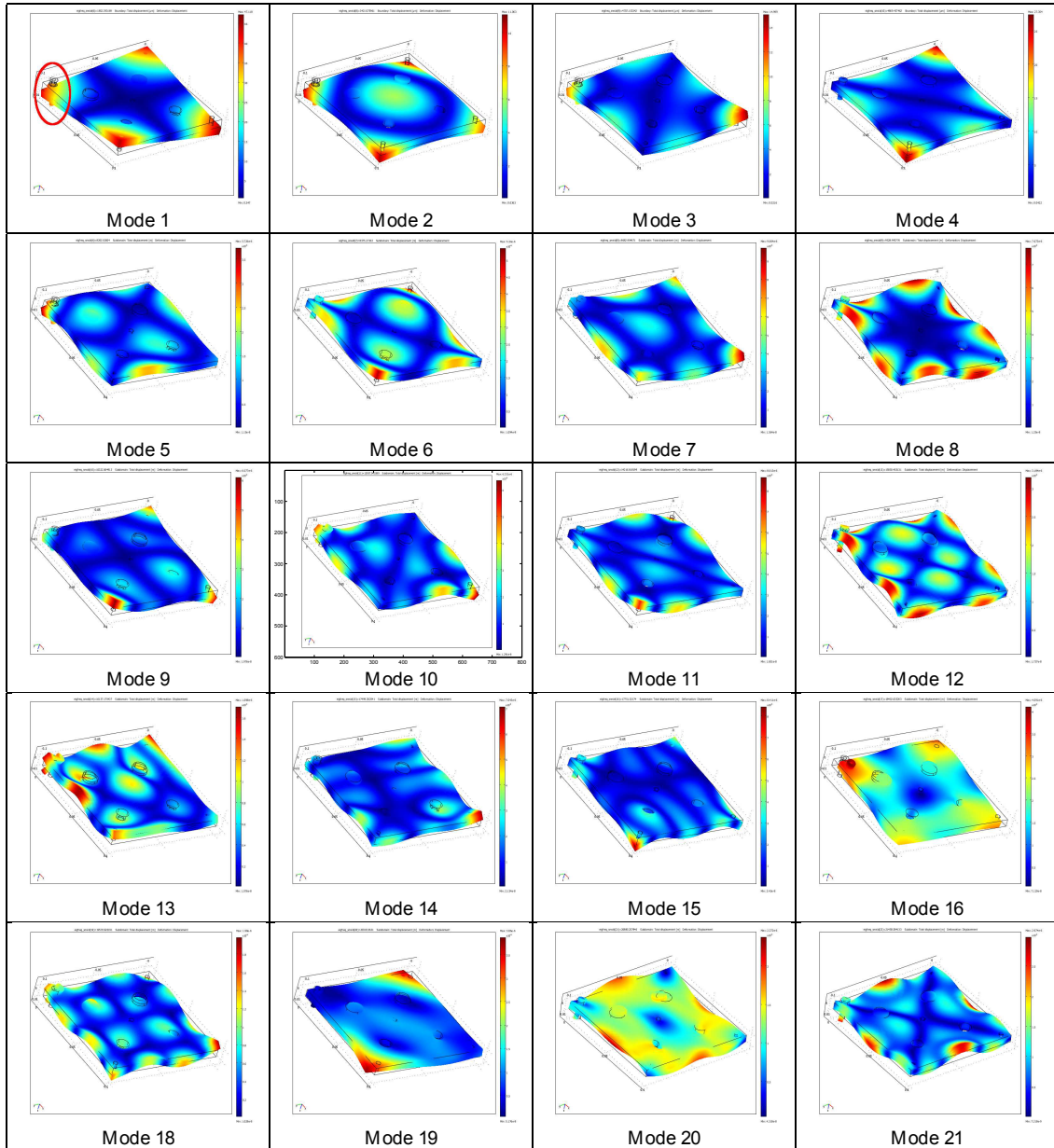


FIGURE 3.3 – Modes propres obtenus par la méthode des éléments finis. La position de la vis est indiquée par le cercle pour le mode 1. L'échelle des couleurs indique le champ de déplacement : les zones bleues (ou foncées en noir et blanc) représentent un déplacement nul (ou une déformation maximale), et les zones rouges (zones claires en noir et blanc) représentent un déplacement maximal (ou une déformation nulle). Les fréquences correspondantes sont représentées dans le tableau 3.1. Notons que ces modes correspondent principalement aux modes de flexion de la plaque exceptés les modes n°16 et 19, qui correspondent à des modes dans le plan de la plaque. Notons également l'absence de deux modes, seulement présents expérimentalement.

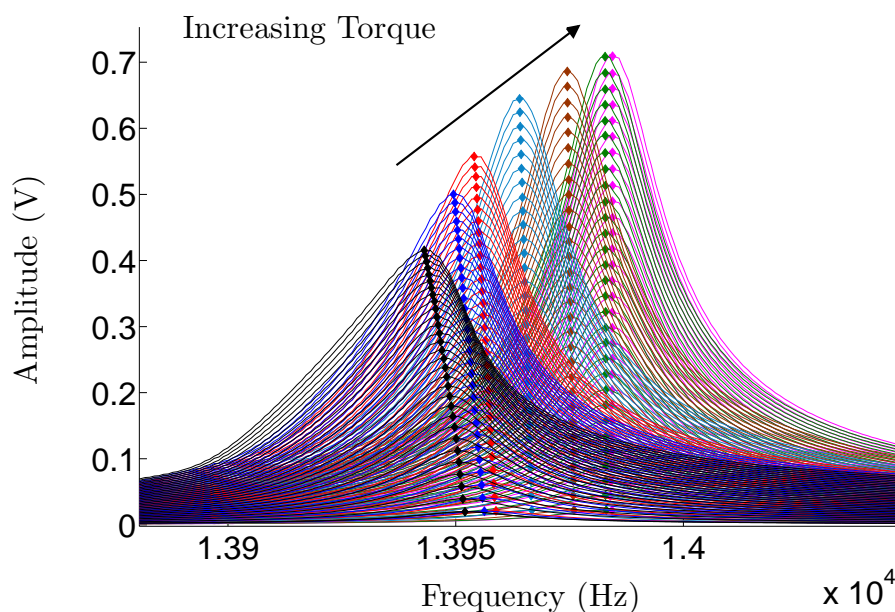


FIGURE 3.4 – Mode n°11 pour 30 amplitudes croissantes d’excitation et 7 couples entre 15 N.cm et 150 N.cm.

répétée pour des couples croissants.

Les expériences sont réalisées dans une salle contrôlée en température ($25 \pm 1^\circ\text{C}$). La durée d’excitation de une seconde pour l’excitation a été choisie comme un compromis entre un possible échauffement du système et l’obtention d’un régime permanent à chaque fréquence pendant le balayage.

Un temps de pause entre chaque excitation est également nécessaire pour limiter l’influence des phénomènes de relaxation/dynamiques lentes. Ce temps d’attente a été évalué au couple le plus faible (cas où est attendue la plus forte non-linéarité). La fréquence de résonance de chaque mode est tout d’abord mesurée à faible amplitude d’excitation. Le système est ensuite excité avec une excitation de une seconde à la plus forte amplitude utilisée dans l’expérience, puis de nouveau à la plus faible amplitude. Il apparaît alors que moins de cinq secondes sont nécessaires au système pour retrouver sa fréquence de résonance originale. Nous faisons l’hypothèse que ce temps caractéristique correspond au cas le pire (relaxation la plus lente), et par la suite, un temps de pause de 10 secondes est utilisé entre chaque excitation.

3.3 Résultats

Les modes compris dans la gamme de fréquences 1-10 kHz (n°1 à 9) présentent de faibles non-linéarités et une faible sensibilité au changement de couple de serrage. En revanche, la plupart des modes compris entre 10 et 25 kHz présentent des non-linéarités

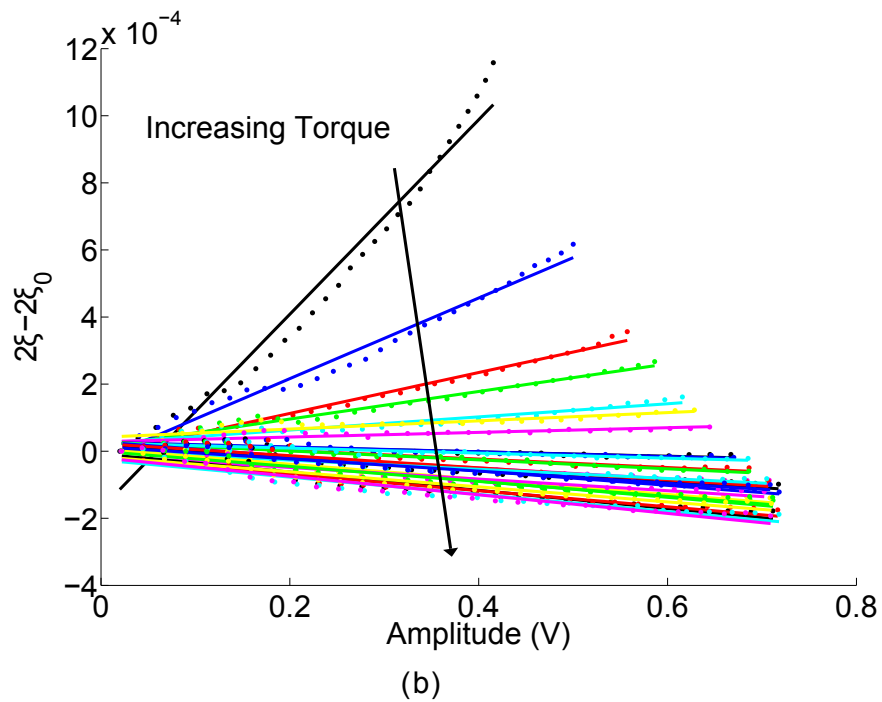
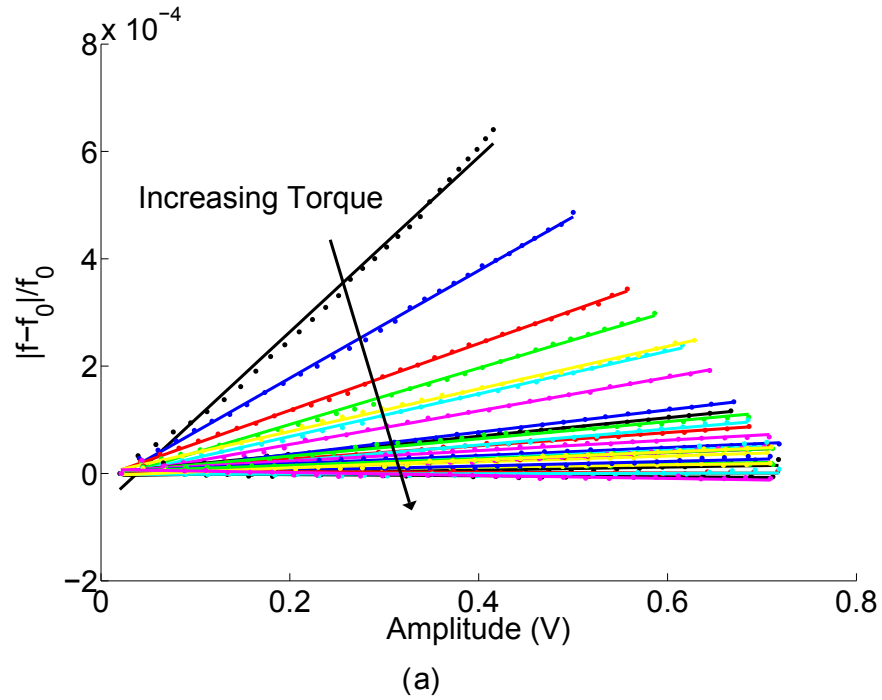
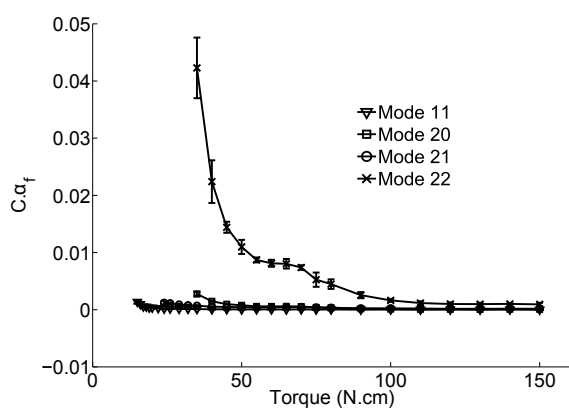
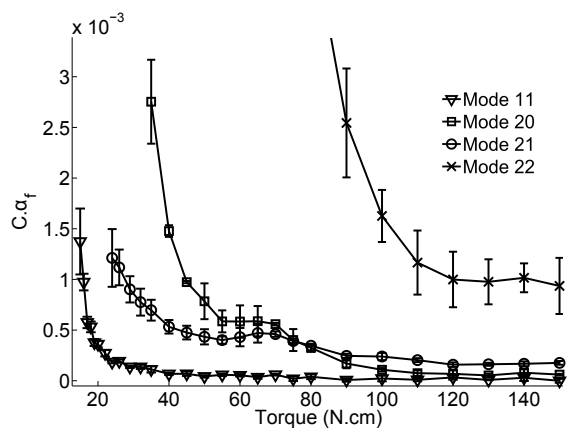


FIGURE 3.5 – (a) Décalage relatif de la fréquence résonance $|f - f_0|/f_0$ du mode n°11 en fonction de l’amplitude en volts du détecteur (proportionnel à la déformation) et pour 28 couples croissants. Chaque courbe est interpolée par une droite dont la pente correspond au paramètre $C\alpha_f$ où C est une constante. (b) Variation d’amortissement $2\xi - 2\xi_0$ du mode n°11 en fonction de l’amplitude en volts du détecteur (proportionnelle à la déformation) et pour 28 couples croissants. Chaque courbe est interpolée par une droite dont la pente correspond au paramètre $C\alpha_\xi$ où C est une constante.

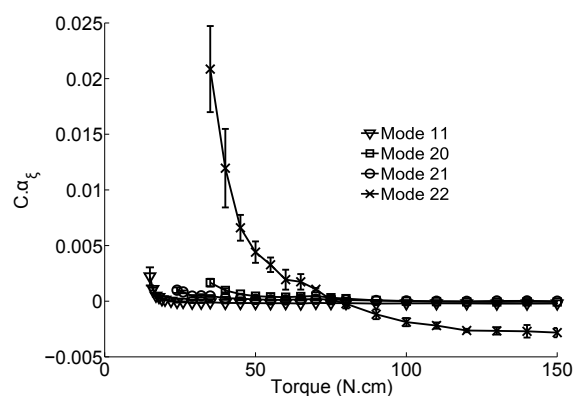


(a)

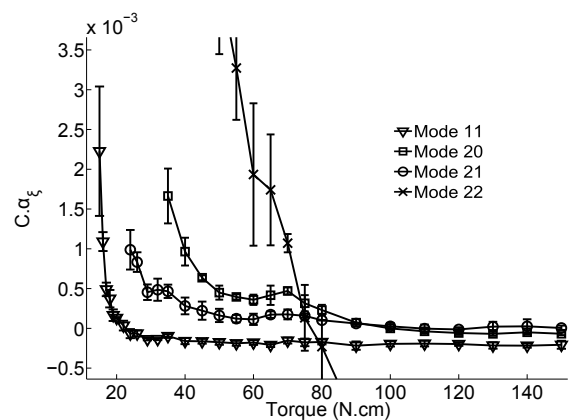


(b)

FIGURE 3.6 – (a) Paramètre élastique non linéaire $C\alpha_f$ en fonction du couple de serrage pour les modes n°11 (∇), 20 (\square), 21 (\circ) et 22 (\times), où C est une constante. Le mode n°11 est présent tout au long de la gamme de couple utilisée, alors que les modes 20, 21 et 22 émergent du bruit aux couples 35, 24 et 35 N.cm respectivement. (b) Zoom de (a) pour les modes 11, 20 et 21.



(a)



(b)

FIGURE 3.7 – (a) Même légende que la figure 3.6 pour les paramètres non linéaires dissipatifs.

plus élevées à faible couple. Par exemple, la figure 3.4 permet d'observer le comportement typique du mode n°11 pour 30 amplitudes d'excitation et 7 couples entre 15 et 150 N.cm. Dans un premier temps, nous pouvons observer qualitativement que la fréquence de résonance augmente avec le couple. De plus, de plus fortes amplitudes et un amortissement plus faible sont observés à forts couples. Enfin, le décalage de la fréquence de résonance avec l'amplitude d'excitation diminue avec l'augmentation du couple appliqué.

En effet, en première approximation, si nous considérons le système vibratoire le plus élémentaire (généralement appelé système masse-ressort), avec une masse m et une raideur k , la fréquence de résonance du système est $f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{k/m}$. Dans ce système, f est proportionnel à \sqrt{k} et c'est ce que nous observons quand le couple de serrage augmente : la rigidité du système augmente pour une même masse. De la même façon, le contact plaque/vis est de plus en plus contraint quand le couple augmente. Ainsi, la dissipation linéaire et la non-linéarité élastique sont présents à faibles couples, comme le révèle la figure 3.4, où la dissipation linéaire induit des modes plus larges et de plus faibles amplitudes, et la non-linéarité élastique induit un décalage de la fréquence de résonance plus élevé avec l'amplitude d'excitation.

Quantitativement, ces phénomènes sont représentés par les figures 3.5 à 3.9. Figure 3.5, le décalage relatif de la fréquence de résonance $|f - f_0|/f_0$ et la variation d'amortissement $2\xi - 2\xi_0$ sont tracés en fonction de l'amplitude d'excitation reçue par la pastille piézo-électrique détectrice. Sur cette figure, chaque courbe est interpolée par une droite dont la pente correspond au paramètre $C\alpha_f$ et $C\alpha_\xi$, où C est une constante (l'amplitude en volts est proportionnelle à la déformation). Ces pentes diminuent dramatiquement avec l'augmentation du couple de serrage, indiquant que le système tend vers un régime linéaire.

Figures 3.6 et 3.7, nous observons le comportement typique des paramètres non linéaires élastiques et dissipatifs respectivement pour 4 modes. Ces paramètres diminuent aux faibles couples et deviennent ensuite indépendants du couple. Notons également que le mode n°11 est présent tout au long de la gamme de couple, alors les modes 20, 21 et 22 apparaissent environ aux couples 35, 24 et 35 N.cm respectivement. Ces modes apparaissent progressivement dans le spectre avec l'augmentation du couple et en dessous de ces valeurs, le rapport signal à bruit est trop faible pour effectuer une mesure reproductible. Ces trois modes, apparaissant durant le serrage, peuvent être considérés comme des nouveaux événements dans le spectre. Figures 3.6 et 3.7, nous observons également que les paramètres α du mode 22 sont beaucoup plus élevés que les autres à faibles couples.

La figure 3.8 permet de comparer les paramètres linéaires et non linéaires élastiques pour le mode n°11. Il apparaît que le paramètre non linéaire est sensible au début de la gamme de couple (de 15 à 40 N.cm) alors que le paramètre élastique linéaire est sensible de 15 à 80 N.cm. Cependant, quand le paramètre non linéaire est sensible, il l'est plus que son homologue linéaire.

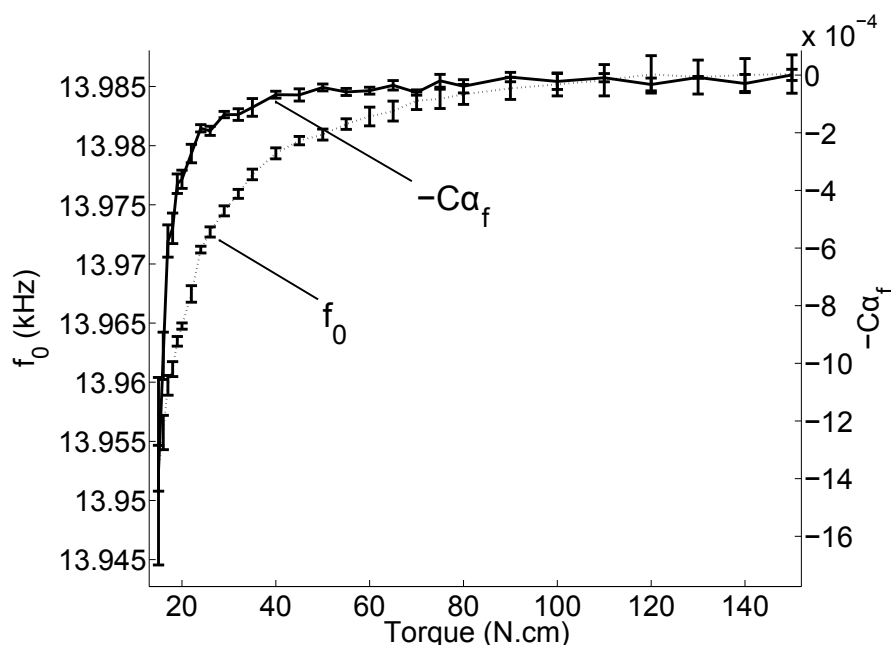


FIGURE 3.8 – Mode n°11. Évolution des paramètres élastiques linéaires (f_0 , trait pointillé) et non linéaires ($-C\alpha_f$, trait continu) en fonction du couple de serrage. La valeur opposée de $C\alpha_f$ est représentée pour permettre une comparaison des sensibilités.

Finalement, l'évolution des paramètres élastiques normalisés linéaires et non linéaires des modes 11, 20, 21 et 22 est représentée figure 3.9. On remarque que quand il est sensible, chaque paramètre non linéaire est plus sensible que son homologue linéaire. En outre, l'utilisation de plusieurs modes permet d'étendre la sensibilité de la méthode non linéaire sur une large gamme de couple. Une comparaison équivalente peut être faite pour les paramètres non linéaires dissipatifs. Le comportement global est très similaire, même si l'évaluation du facteur de qualité (paramètre linéaire) est plus bruitée, à cause de la présence de modes adjacents dans le spectre.

Les paramètres non linéaires fournissent une information différente sur le système, complémentaire aux paramètres linéaires. Ce point sera développé dans la discussion ci-après.

La variation des paramètres non linéaires est observée pour la plupart des modes ayant une ligne nodale dans la région de la vis, correspondant à un maximum de déformation. Ce maximum de déformation (et de contrainte) permet de sonder l'interface filetée. En effet, chaque oscillation en flexion induit un micro-déplacement relatif entre la plaque et la vis, révélant la nature non linéaire du contact. Au contraire, les modes ayant un maximum de déplacement sur la vis (correspondant à une déformation nulle), la plaque et la vis se déplacent conjointement, sans (ou avec un faible) micro-déplacement relatif, menant à de faibles valeurs non linéaire α , et indépendantes du niveau de serrage. Cependant, quelques exceptions existent. En effet, les modes n°6 ou 8 (autour de 9kHz) présentent

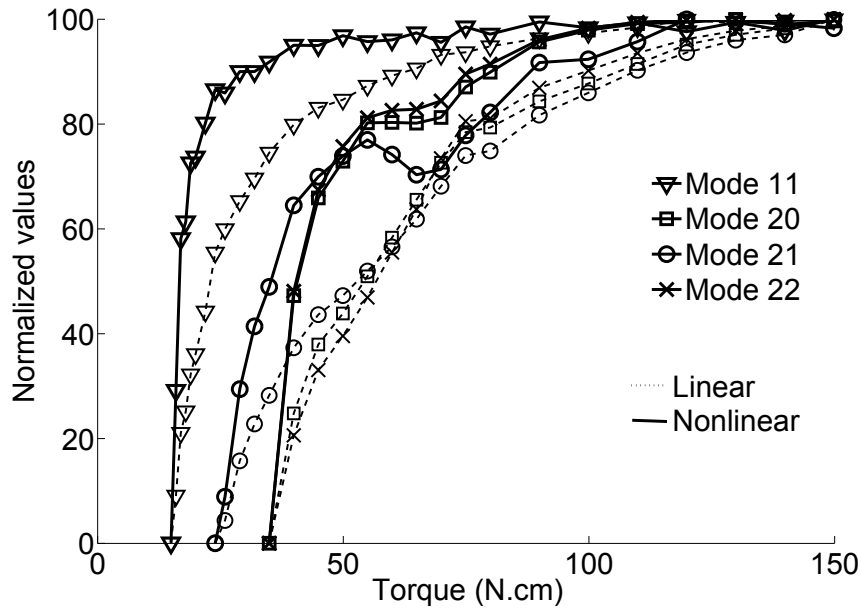


FIGURE 3.9 – Évolution des paramètres élastiques linéaires (f_0 , trait pointillé) et non linéaires ($-C\alpha_f$, trait continu), normalisées entre 0 et 100, pour les modes n°11 (∇), 20 (\square), 21 (\circ) et 22 (\times). La valeur opposée de $C\alpha_f$ est représentée pour permettre une comparaison des sensibilités.

une ligne nodale (maximum de déformation) similaire, mais leurs paramètres α demeurent indépendants du couple. Cette observation n'est pas complètement comprise, mais nous supposons que ces paramètres pourraient être dépendants du couple pour des valeurs inférieures à 15 N.cm. Le résultat concernant les sensibilités de chaque mode est résumé dans le tableau 3.2.

3.4 Discussion

Cette étude montre que la spectroscopie non linéaire en résonance est un outil adapté à l'étude d'une interface filetée. Dans le cadre d'un objectif appliqué, médical ou industriel, nous montrons que cette méthode fournit un paramètre α sensible. En outre, la comparaison entre les paramètres linéaires et non linéaires permet d'observer que ceux-ci ne mesurent pas les mêmes caractéristiques physiques. Les paramètres linéaires sont reliés aux variations des modules complexes et de la densité, alors que les paramètres non linéaires nous renseignent sur l'intégrité de l'interface et du matériau, similairement aux expériences présentées chapitre 2 et menées à l'interface entre deux blocs [100, 102, 104]. Dans le cas de l'interface étudiée, les paramètres non linéaires sont sensibles sur une gamme de couple plus étroite, mais sont plus sensibles que les paramètres linéaires dans cette gamme. De plus, en suivant différents modes du spectre et en analysant ceux qui

n°	Frequency (HZ)	Gamme de présence du mode (N.cm)	Gamme de sensibilité d' α_f (N.cm)	Gamme de sensibilité d' α_ξ (N.cm)	Ligne nodale à l'emplacement de la vis
1	1846	15-150	très faible	très faible	non
2	3447	15-150	très faible	très faible	non
3	4665	15-150	très faible	très faible	non
4	4832	15-150	très faible	très faible	oui
5	8140	15-150	très faible	très faible	non
6	8373	15-150	très faible	très faible	oui
7	8567	15-150	très faible	très faible	non
8	9369	15-150	très faible	très faible	oui
9	10330	15-150	très faible	très faible	non
10	13800	15-150	très faible	très faible	non
11	14010	15-150	15-40	15-30	oui
12	15600	15-150	15-40	15-40	oui
13	16040	15-150	très faible	très faible	non
14	17300	15-150	très faible	très faible	non
15	17450	15-150	15-40	15-40	oui
16	non excité				
17	19120	15-150	recouvrement avec 18	recouvrement avec 18	non détecté
18	19380	15-150	recouvrement avec 17	recouvrement avec 17	non
19	non excité				
20	20790	35-150	35-120	35-120	oui
21	21460	24-150	24-120	24-120	oui
22	23800	35-150	35-110	35-120	non détecté

TABLE 3.2 – Résumé des résultats obtenus pour chaque mode. La gamme de sensibilité du couple est indiquée pour α_f et α_ξ , ainsi que la présence d'une ligne nodale de déplacement à l'emplacement de la vis (correspondant à un maximum de déformation).

ne sont pas présents sur toute la gamme de couple étudiée, la gamme de sensibilité de l'approche non linéaire peut être étendue. Ce type particulier de spectroscopie non linéaire en résonance pourrait être implémenté à terme comme une "analyse modale non linéaire". Notons enfin qu'en terme de recherche plus académique, cette étude est l'une des premières à combiner les méthodes d'acoustiques non linéaire aux interfaces filetées.

3.4.1 Modélisation et origines de la non-linéarité

Aux faibles couples (Fig. 3.5), et pour quelques modes, l'évolution du décalage relatif de la fréquence de résonance et de la variation d'amortissement ne semblent pas linéaire mais plutôt quadratique. Aussi, en ajustant un polynôme du second degré sur ces courbes, il apparaît qu'une combinaison de δ et α (non-linéarité cubique et hystérétique respectivement) est plus appropriée, reflétant la coexistence des régimes classiques et hystérétiques simultanément. Néanmoins, une interpolation linéaire, parfois grossière à faible couple, permet de comparer un même paramètre sur la totalité de la gamme de couple.

Par ailleurs, cette étude souligne le besoin d'un modèle pour caractériser le comportement non linéaire d'une interaction filetée sous l'effet d'une excitation acoustique, et au-delà du formalisme d'espace PM présenté partie 3.1. Le comportement non linéaire du système vient de l'interface entre la vis et la plaque. En effet, de façon analogue aux roches où les grains (partie rigide) sont interconnectés grâce à une partie "collante" souple, l'interface vis/plaque peut être considérée comme un objet souple entre deux objets rigides (la plaque et la vis elles-mêmes). La non-linéarité va alors dépendre du niveau de contrainte à l'interface (i.e. le couple appliqué ici), la rugosité des deux surfaces, la présence d'un liquide, etc.

Ce modèle doit donc décrire (1) la coexistence des régimes classiques et hystérétiques aux faibles couples (2) une diminution des deux paramètres associés à ces deux régimes avec l'augmentation de la contrainte statique appliquée, avec une diminution plus rapide du paramètre classique.

En premier lieu, les aspérités à l'interface peuvent être modélisées comme des microsphères en contact, et décrites par la non-linéarité de Hertz. En effet, ce modèle peut décrire la présence du régime classique à faible couple. Comme évoqué partie 2.4.1, ce modèle permet de décrire le contact entre deux sphères non consolidées, chargées par une force normale au contact, et donnant une élasticité non linéaire classique [147]. Ensuite, les modèles dérivés de la théorie de Hertz-Mindlin peuvent prendre en compte un chargement à la fois normal et tangentiel, et la possibilité d'un glissement à l'interface menant aux comportements de type stick/slip (adhérence/glissement). Ce modèle mène à un régime hystérétique [109] et pourrait être efficace pour décrire l'interface filetée aux couples élevés. À partir de ces considérations, nous pouvons penser que le ratio "surface de contact sans glissement" sur "surface de contact avec glissement" est plus élevé à faible

couple, correspondant au passage du régime classique au régime hystérétique.

Figures 3.6, 3.7 et 3.9, nous observons que α_f et α_ξ restent constants ou augmentent légèrement avec le couple autour de 65-70 N.cm, et pour trois modes (20, 21 et 22). Ce comportement n'était pas attendu mais ne semble pas être un artefact de mesure puisqu'il est présent pour trois modes.

Une première explication permettant d'expliquer ce plateau pourrait être le comportement à l'interface entre la tête de la vis et la plaque. À faible couple, seules les parties filetées sont en contact et contribuent à la composante non linéaire. Avec l'augmentation du couple, cette composante diminue, et la surface correspondant à la tête de la vis et n'étant pas en contact avec la plaque jusqu'alors, pourraient être la cause de l'augmentation (ou stabilisation) de la non-linéarité aux couples 65-70N.cm, agissant comme une seconde source de non-linéarité. Enfin, pour les couples plus élevés, les deux sources de non-linéarité (partie filetée et tête de la vis) s'éteignent progressivement, jusqu'à atteindre un régime linéaire.

Une seconde hypothèse pourrait être liée à la rugosité des deux surfaces. Il permettrait d'expliquer le plateau obtenu pour des couples intermédiaires en séparant la gamme de couple d'étude en trois régimes. Un premier régime à faible couple où les deux surfaces sont en contact seulement partiel, menant à des contacts faibles à l'interface et une forte non linéarité, un second régime à fort couple où la non-linéarité est proche de zéro, reflétant le fait que les deux surfaces sont en contact et que toutes les aspérités sont écrasées, et un régime intermédiaire où les aspérités ne sont pas toutes en contact et produisant un niveau de non-linéarité intermédiaire. Finalement, le plateau observé aux couples intermédiaires pourrait être expliqué par le fait que les aspérités, pas encore en contact au cours du premier régime, produisent une seconde source de non-linéarité, par friction et/ou clappement, à une échelle (μm ou moins) plus petite qu'au cours du premier régime.

D'autres expériences plus fines pourraient permettre de conclure quant aux différentes hypothèses évoquées ci-dessus. Néanmoins, quel que soit l'explication, il est important de noter que les paramètres linéaires ne sont pas sensibles à ce changement de régime (voir la figure 3.9, où f_0 pour les modes 20, 21 et 22 augmente progressivement avec le couple).

3.4.2 Mesure multimodale - Analyse modale

Cette étude constitue à notre connaissance l'une des rares mise en œuvre de la spectroscopie non linéaire en résonance dans un contexte multimodal. Différents points peuvent par conséquent être mis en avant suite à ces mesures. Chaque mode doit être suffisamment isolé de ses voisins pour éviter les artefacts de mesure, tout spécialement pour les paramètres dissipatifs. À ce titre, la géométrie doit être la plus asymétrique possible pour éviter la présence de plusieurs modes propres autour d'une même fréquence. De plus, et

comme c'est le cas pour l'analyse modale classique (linéaire), les modes présents à basse fréquence sont généralement les plus adaptés, la densité de modes étant plus faible à basse fréquence. Enfin, nous observons que la configuration la plus adaptée pour effectuer une mesure sensible se produit quand les pastilles piézoélectriques émettrices et réceptrices sont situées sur un nœud de déformation (maximum de déplacement), ce qui permet de maximiser l'énergie de la fonction de transfert du système, et quand la source de non-linéarité est située sur un nœud de déplacement (maximum de déformation), permettant d'obtenir une bonne sensibilité du mode au couple de serrage. Aussi, nous pouvons noter que quand la source de non-linéarité est inconnue, la sensibilité ou l'insensibilité des différents modes peut contribuer à sa localisation [148].

3.4.3 Niveau de déformation

Le niveau de déformation appliqué par l'onde acoustique à l'interface filetée demeure inconnue (les paramètres non linéaires obtenus ne sont pas α , mais $C\alpha$, où C est une constante). Cependant, en utilisant les caractéristiques piézoélectriques des céramiques, nous pouvons obtenir un ordre de grandeur de la déformation appliquée au système. En effet, la déformation appliquée à l'émetteur est comprise entre 10^{-6} et 5.10^{-5} pour la plus faible et la plus forte amplitude respectivement, alors que le niveau de déformation reçu par le détecteur est compris entre 5.10^{-9} et 10^{-7} . Cette évaluation ne donne pas les valeurs de déformation au niveau du filetage mais des valeurs de cet ordre de grandeur sont attendues.

3.4.4 Évaluation du paramètre non linéaire dissipatif

Pour les couples élevés et pour la majorité des modes étudiés, nous remarquons que les paramètres α_ξ sont négatifs (les pentes sont faiblement négatives à fort couple figure 3.5b). Ces valeurs négatives correspondent, si le phénomène est physique, à un effet de transparence acoustique [149], soit l'inverse d'un phénomène dissipatif. De plus, quand l'expérience est menée sans la vis (plaque seule), le paramètre non linéaire dissipatif est également négatif, et avec des valeurs similaires. En outre, de nombreuses mesures en résonance effectuées au laboratoire sur des échantillons linéaires (PVC, PMMA [150]), ont systématiquement donné des valeurs α_ξ **négatives** quand le paramètre est calculé à partir de l'équation 3.2, ou **nulles** quand la méthode de référence à -3dB est utilisée (utilisable car le système est linéaire). Cette dernière méthode donne effectivement la valeur du facteur de qualité du système Q_0 tel que $Q_0^{-1} \approx \tan(\phi) \equiv E''/E'$ où E' est l'énergie élastique emmagasinée par le système, en phase avec la déformation appliquée, et E'' est le module de perte, composante déphasée de la déformation d'une valeur ϕ [151]. Malgré l'intérêt pratique de l'équation 3.2, permettant une estimation aisée de la non-linéarité dissipative

dans le domaine fréquentiel, certaines hypothèses sous-jacentes à cette équation seraient sans doute à remettre en cause.

3.5 Conclusions et perspectives

Pour en revenir aux problématiques soulevées en introduction, cette étude a permis d'obtenir un paramètre non linéaire sensible à la qualité de l'interface entre une plaque et une vis. En outre, nous avons évoqué dans la partie discussion les conditions expérimentales optimales permettant de choisir un ou plusieurs modes appropriés à l'obtention d'un paramètre sensible. Par ailleurs, une conclusion importante de cette étude est le fait que chaque paramètre non linéaire est très sensible sur une gamme de couple relativement étroite. De ce fait, il apparaît essentiel par la suite d'envisager une étude de type multimodal, ou plus généralement de travailler sur une large bande de fréquence. Enfin, quelles que soient les sensibilités des différents paramètres, il faut avant tout retenir que les paramètres non linéaires apportent une information complémentaire aux mesures de fréquence de résonance et d'amortissement linéaires, information directement liée à la qualité du contact.

Plusieurs questions restent en suspens pour se rapprocher de l'application finale. Notamment, la différence d'élasticité élevée entre les deux matériaux en contact, et la forte atténuation dans l'os pourraient s'avérer être des limitations à la sensibilité des paramètres non linéaires. Toutes ces questions seront évoquées au cours des chapitres suivants.

Chapitre 4

Utilisation du retournement temporel pour la mesure de non-linéarité élastique¹

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence la capacité d'une méthode non linéaire en résonance à suivre la qualité de l'interface entre une vis d'acier et une plaque d'aluminium. Il convient à présent de se rapprocher de l'application finale. Pour ce faire, les expériences menées par la suite devront notamment répondre à la question suivante : la bonne sensibilité obtenue entre deux matériaux relativement similaires (aluminium/acier) peut-elle être conservée dans le cas de deux matériaux très différents (en terme d'élasticité et d'atténuation principalement) ?

En outre, pour maximiser les chances d'observation d'un paramètre non linéaire sensible, l'amplitude de déformation utilisée pour sonder l'interface peut s'avérer cruciale, plus encore dans le cas où l'un des deux matériaux constituant l'interface, l'os, est fortement atténuant. Pour ce faire, notre choix va se porter sur l'utilisation des techniques de retournement temporel, qui permettent d'obtenir de fortes amplitudes de déformation focalisées dans le temps et dans l'espace [123, 124].

Les deux approches PI et SSM décrites partie 2.4.4 seront de plus combinées à l'outil de retournement temporel pour extraire la composante non linéaire des signaux enregistrés [130, 134–136].

Enfin, et tirant encore une fois les leçons du modèle précédent, l'utilisation d'une large bande de fréquence sera requise pour espérer obtenir un paramètre non linéaire sensible sur une large gamme de qualité de contact.

1. Ces expériences ont été réalisées au Laboratoire National de Los Alamos (LANL) au Nouveau Mexique (États-Unis), dans le cadre d'une collaboration entre le LANL et le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique.

4.1 Présentation de la méthode et mise en oeuvre expérimentale

Une interface implant dentaire/fantôme d'os est étudiée dans ce chapitre en utilisant deux méthodes différentes permettant de simuler le processus d'ostéointégration. La première expérience consiste à serrer un implant dentaire (diamètre 4,8mm, SwissPlus conique, Zimmer (Carlsbad, CA, USA)) à différents couples dans un fantôme d'os cortical (plaque $76 \times 18 \times 2 \text{ mm}^3$, mélange de courtes fibres de verre et de résine époxy possédant des propriétés macroscopiques élastiques (anisotropie comprise), d'atténuation et de densité proches de l'os cortical, Sawbones (Malmö, Suède)) (figure 4.1c). Lors d'une seconde expérience, la polymérisation d'une colle est suivie à l'interface entre une mâchoire fantôme et ce même implant. La colle à bois est choisie pour obtenir une polymérisation relativement lente, et n'impliquant pas de changement de température (réaction athermique). La mâchoire fantôme est précédemment fabriquée en collant une plaque de fantôme d'os cortical ($92 \times 26 \times 2 \text{ mm}^3$) à un fantôme d'os trabéculaire (Mousse polyuréthane rigide, cylindre de diamètre 30mm, hauteur 20mm, possédant des propriétés macroscopiques élastiques et de densité proches de l'os trabéculaire, Sawbones) avec une résine époxy.

Le dispositif expérimental décrit figure 4.1b est composé de huit pastilles piézoélectriques (diamètre 25mm, épaisseur 4mm) collées à la résine epoxy sur un étau. La plaque de fantôme d'os cortical ou la mâchoire fantôme, pour l'expérience liée au couple de serrage ou à la polymérisation de la colle respectivement, est serrée dans l'étau et un vibromètre laser est utilisé pour mesurer la vitesse particulaire axiale sur l'anneau de l'implant. L'étau agit comme un milieu fortement diffusant pour maximiser la qualité de la focalisation [152]. Il permet aussi de coller un nombre conséquent de pastilles piézoélectriques, permettant là encore d'améliorer la focalisation, sans affecter directement l'échantillon à tester.

Le protocole expérimental est le suivant (figure 4.1a-b). Les réponses impulsionnelles (sur une bande de fréquence limitée) sont collectées pour chacun des huit trajets source-récepteur, c'est-à-dire entre chaque pastille piézoélectrique émettrice et le laser faisant office de récepteur. Une source de type chirp linéaire $e(t)$ (75-125kHz) est utilisée pour l'excitation. Cette bande de fréquence est choisie pour maximiser le rapport signal à bruit du vibromètre laser, et la plus large possible pour les raisons invoquées dans l'introduction de ce chapitre. Dans le même temps, elle est choisie suffisamment étroite pour éviter la superposition du second harmonique avec le fondamental. Les réponses impulsionnelles sont obtenues en excitant le système successivement à partir de chaque pastille piézoélectrique et en enregistrant le signal détecté $s_n(t)$ (avec n le numéro de la pastille, de 1 à 8). La corrélation croisée de chaque signal détecté avec le signal d'entrée est obtenue comme

suit :

$$r_n(t) = s_n(t) * e(-t) \quad (4.1)$$

où $r_n(t)$ est proportionnel à la réponse impulsionnelle $h_n(t)$ du système entre les points d'excitation et de détection [153], et où $*$ est l'opérateur de convolution. La seconde étape consiste à focaliser l'énergie sur l'implant en utilisant le principe de réciprocité spatiale [133]. De cette manière, les huit réponses impulsionnelles $r_n(t)$ sont retournées temporellement et émises simultanément à partir des huit pastilles. Les signaux de focalisation $p(t)$ typiques obtenus sont visibles figure 4.2. L'étape 2 est répétée quatre fois pour permettre l'utilisation des outils PI et SSM, en envoyant successivement $r_n(-t)$, $-r_n(-t)$, $r_n(-t)/4$ et $-r_n(-t)/4$, donnant respectivement les signaux de focalisation $p_1(t)$ à $p_4(t)$.

Les composantes non linéaires PI et SSM sont obtenues respectivement de la façon suivante (figure 4.2) :

$$\kappa^{pi}(t) = p_1(t) + p_2(t) \quad (4.2)$$

$$\kappa^{ssm}(t) = p_2(t) - 4p_4(t) \quad (4.3)$$

La combinaison $\kappa_{lowamp}^{pi} = p_3(t) + p_4(t)$ est la composante PI à faible amplitude d'excitation (figure 4.2b). La combinaison $p_1(t) - 4p_3(t)$, qui aurait aussi pu être utilisée pour la composante SSM, donne des résultats très similaires à celle présentée.

4.2 Résultats

4.2.1 Normalisation des paramètres non linéaires

Tout d'abord, la présence d'harmoniques est clairement visible figure 4.3 quand l'amplitude de déformation atteint un maximum au temps focal. En outre, le maximum de focalisation est de très faible amplitude pour la composante κ_{lowamp}^{pi} , confirmant l'hypothèse d'un régime linéaire pour la faible amplitude d'excitation. Le maximum du signal de focalisation évolue au cours des deux expériences menées (figures 4.5a 4.6a), conduisant comme il est attendu à des composantes non linéaires κ^i (with $i = pi$ or ssm) dépendantes de l'amplitude de focalisation. Par conséquent, ces paramètres non linéaires composés de différents harmoniques doivent être normalisés pour s'affranchir de ces changements d'amplitude de focalisation. Cette normalisation est dépendante du type de non linéarité [98]. Un comportement non linéaire purement hystérétique conduit seulement à la présence d'harmoniques impairs, ayant une dépendance quadratique avec l'amplitude du fondamental. Une non-linéarité classique, c'est-à-dire suivant la théorie de Landau [65], conduit à la présence d'harmoniques pairs et impairs, chaque harmonique m ayant une dépendance en puissance de m avec l'amplitude du fondamental. Dans cette étude, à cause de

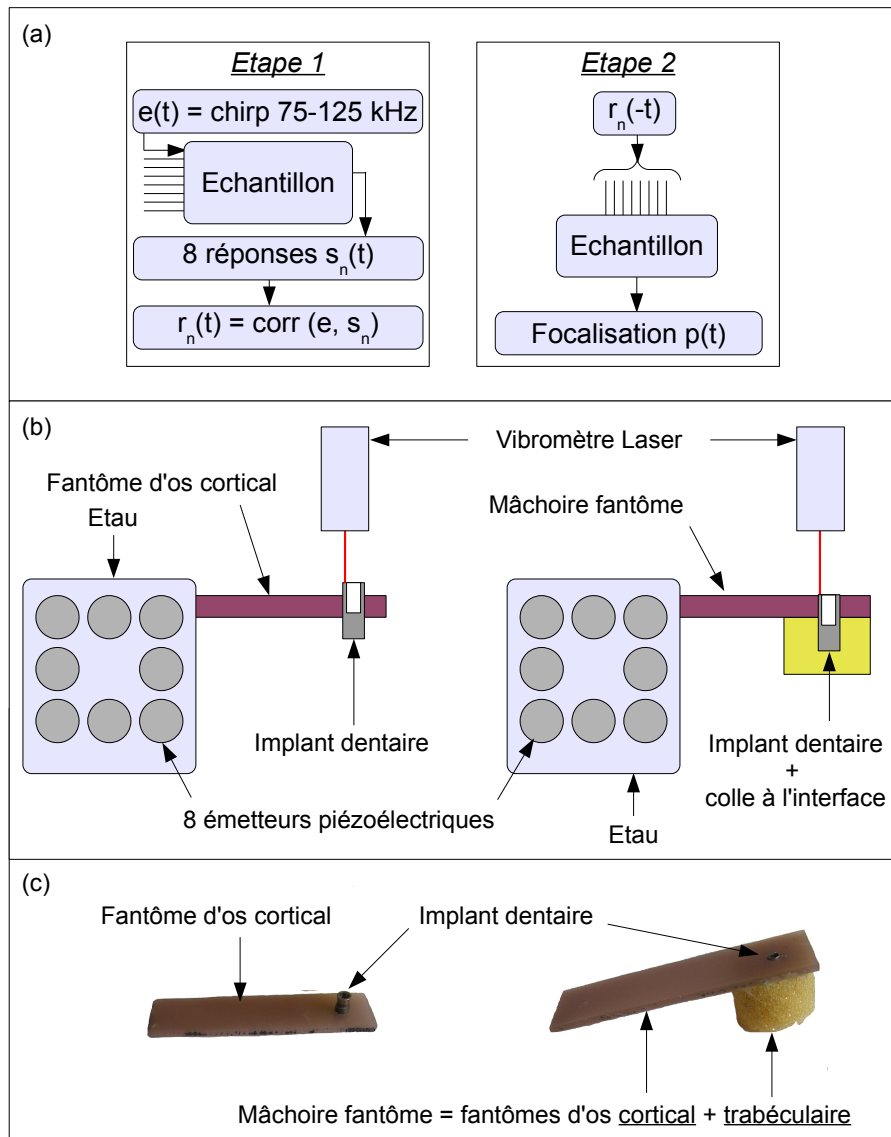


FIGURE 4.1 – (a) Protocole de retournement temporel. L'étape 1 est l'étape d'apprentissage permettant d'obtenir les 8 réponses impulsionnelles entre chaque pastille émettrice et le point visé par le laser. L'étape 2 est l'étape de focalisation. (b) Représentation schématique du montage expérimental. À gauche, montage lié à l'expérience du couple de serrage. À droite, montage lié à la polymérisation d'une colle. (c) Photographie des deux échantillons fantômes utilisés.

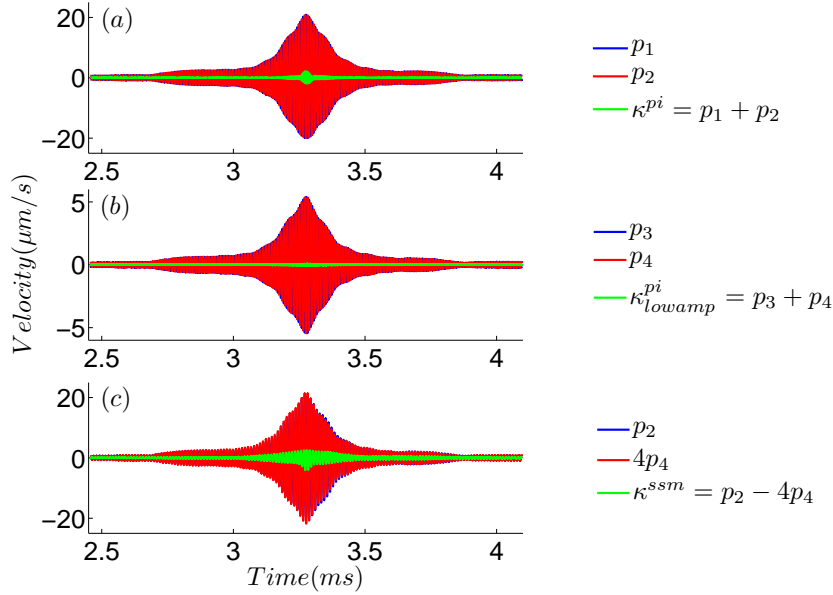


FIGURE 4.2 – Signaux de focalisation mesurés à 10Ncm et composantes non linéaires extraites en fonction du temps. **(a)** Signaux p_1 et p_2 mesurés, ainsi que la composante non linéaire κ^{pi} . **(b)** Signaux p_3 et p_4 mesurés, ainsi que la composante non linéaire κ_{lowamp}^{pi} . **(c)** Signaux p_2 et p_4 mesurés, ce dernier étant remis à l'échelle du premier, et la composante κ^{ssm} .

la présence d'harmoniques pairs et impairs dans le signal (figure 4.4), et sans prédominance des harmoniques impairs, nous faisons l'hypothèse que l'interface peut être décrite par une non-linéarité classique. Ainsi, le paramètre non linéaire normalisé ν_m^i (avec un entier $m \geq 2$) est calculé de la manière suivante :

$$\nu_m^i = \frac{\max(\kappa_{m,f}^i)}{\max(p_{1,f}^m)} \quad (4.4)$$

où $\kappa_{m,f}^i$ est la composante filtrée de κ^i autour de l'harmonique m et $p_{1,f}^m$ est la composante filtrée de p_1 autour de la fréquence fondamentale, élevée à la puissance m .

4.2.2 Description des résultats

Le maximum des signaux de focalisation p_1 , ainsi que l'évolution des paramètres non linéaires normalisés ν_m^i pour les deux expériences menées sont présentés figures 4.5 et 4.6 pour l'expérience du changement de couple et celle liée à la polymérisation de la colle respectivement. En outre, figure 4.5, deux expériences distinctes de changement de couple sont présentées. Tout d'abord, le serrage maximal atteint pour les expériences différents (50 et 75Ncm). Le serrage de l'implant au sein du fantôme d'os cortical étant destructif pour ce dernier, l'expérience est arrêtée quand l'implant se met à tourner dans le vide, et

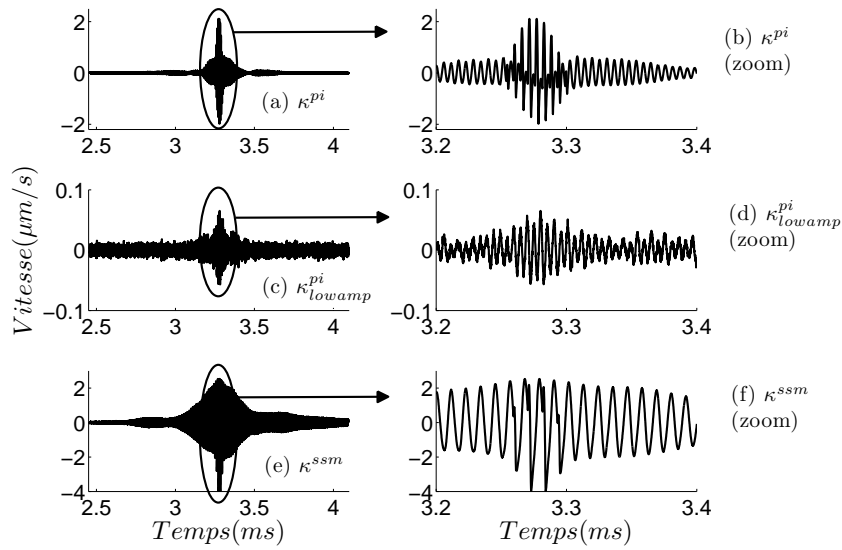


FIGURE 4.3 – Composantes non linéaires extraites à 10Ncm en fonction du temps et zoom sur ces signaux autour du temps focal. **(a)** Composante non linéaire κ^{pi} calculée à partir de l'équation 4.2. **(b)** Composante non linéaire κ^{pi} , zoom autour du temps focal. Notons la forte distorsion du signal au temps focal. **(c)** Composante non linéaire κ^{pi}_{lowamp} . Nous noterons la faible amplitude de la focalisation, signe d'une non-linéarité résiduelle. **(d)** Composante non linéaire κ^{pi}_{lowamp} , zoom autour du point focal. **(e)** Composante κ^{ssm} calculée à partir de l'équation 4.3. **(f)** Composante non linéaire κ^{ssm} , zoom autour du temps focal. Notons la forte distorsion du signal au temps focal.

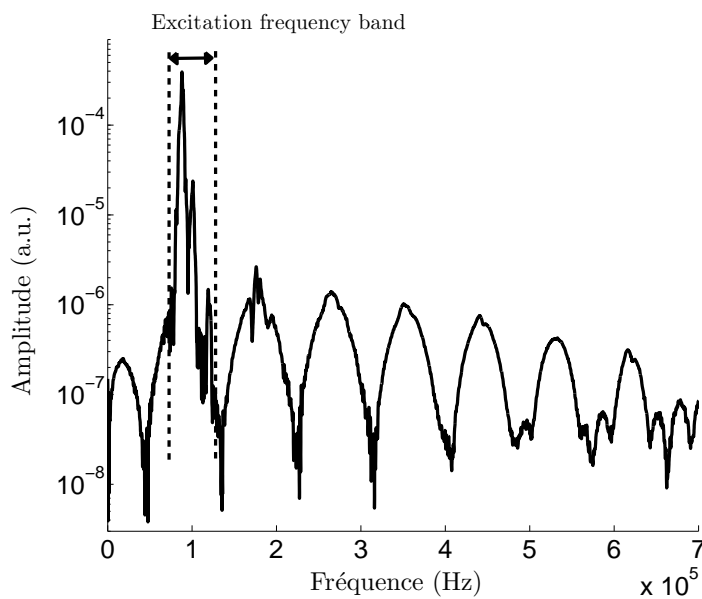


FIGURE 4.4 – Spectre du signal de focalisation p_1 pour un couple de 10 Ncm. Notons la présence d'harmoniques pairs et impairs, sans prédominance des harmoniques impairs.

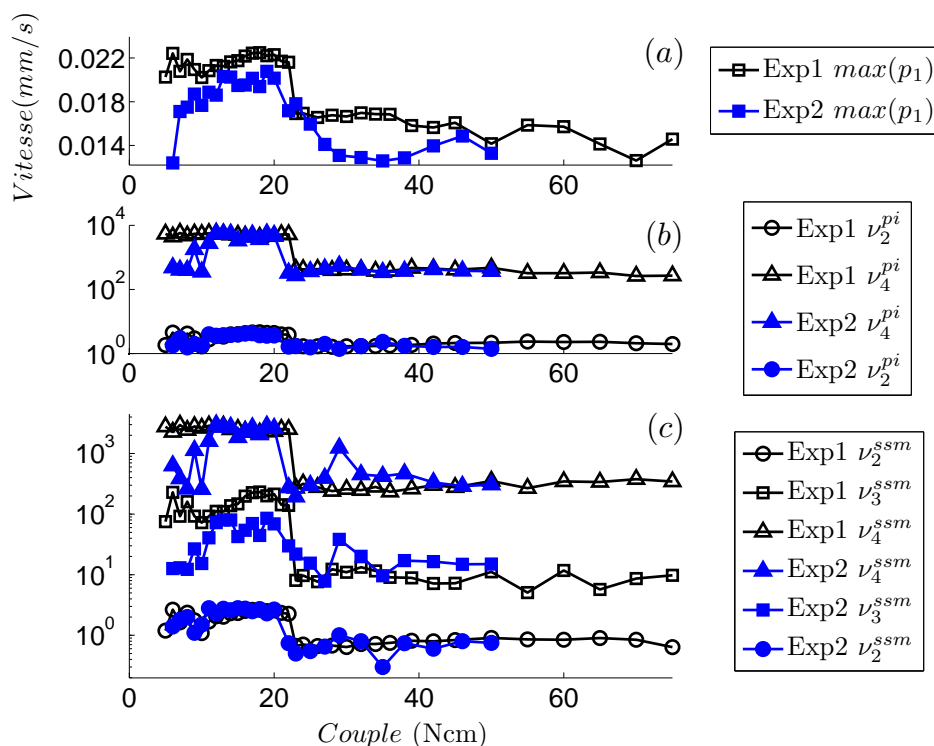


FIGURE 4.5 – Évolution du maximum de focalisation et des paramètres non linéaires en fonction du couple de serrage pour deux expériences. (a) Maxima des signaux de focalisation p_1 en fonction du couple. (b) Évolution des paramètres ν_2^{pi} et ν_4^{pi} . (c) Évolution des paramètres ν_2^{ssm} à ν_4^{ssm} .

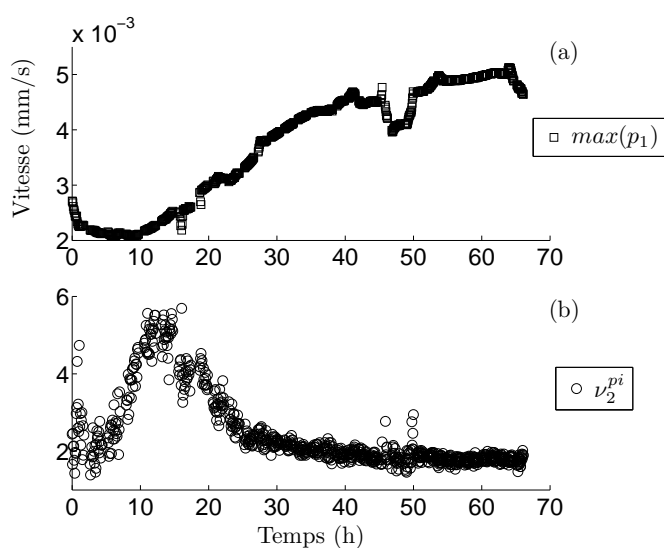


FIGURE 4.6 – (a) Évolution du maximum des signaux de focalisation p_1 en fonction du temps de polymérisation. (b) Évolution du paramètre ν_2^{pi} en fonction du temps de polymérisation.

un nouveau fantôme d'os est utilisé pour l'expérience suivante. La différence de serrage maximal obtenue peut être expliquée par la différence de diamètre initial de perçage de la plaque, quelques dixièmes de millimètres de différence suffisant sans doute à expliquer l'écart de couple atteint. Une seconde explication est liée à la vitesse à laquelle le couple est appliqué, paramètre qui n'est pas contrôlé dans cette expérience. Une vitesse d'application trop élevée, proportionnelle au taux de déformation, pourrait être la cause d'une rupture prématurée.

En comparant les figures 4.5a et 4.6a, nous observons que le maximum de focalisation diminue de quelques pour cent lors de l'augmentation du couple de serrage, alors qu'il augmente d'un facteur supérieur à deux durant la polymérisation de la colle. Nous reviendrons sur cette différence de tendance dans la discussion.

Les paramètres non linéaires ν_m^{pi} et ν_m^{ssm} sont quant à eux présentés respectivement figure 4.5b et 4.5c pour l'expérience liée au changement de couple. Jusqu'à cinq harmoniques (trois seulement sont présentés pour ne pas alourdir la figure) sont présents dans le signal et comme attendu, seuls les harmoniques pairs peuvent être extraits à partir de l'inversion d'impulsions. Une baisse soudaine du niveau de non-linéarité a lieu autour de 21-23Ncm. En outre, la tendance obtenue pour ces paramètres est approximativement la même que celle obtenue pour le maximum de focalisation (figure 4.5a).

Dans le cas de la polymérisation de la colle, seul le paramètre ν_2^{pi} correspondant à l'harmonique deux est présenté, les autres harmoniques n'émergeant pas du bruit. Pour le SSM, même le second harmonique n'émerge pas (pas présenté). Figure 4.6b, nous observons l'augmentation de la composante non linéaire ν_2^{pi} durant les trois premières heures de polymérisation, atteignant un maximum autour de la 15^e heure, puis diminuant. Un plateau est atteint après la 25^e heure environ.

4.3 Discussion

4.3.1 Évolution des paramètres non linéaires

Deux expériences liées à deux modèles expérimentaux simulant le scellement ou l'ostéointégration de prothèses ont été présentées dans cette partie. Alors que cinq harmoniques sont présents pendant l'expérience du serrage, un seul est détectable pendant le séchage. Pour cette dernière expérience, nous pensons donc que le faible niveau de non-linéarité obtenu est dû au fait que la colle amortit fortement la non-linéarité à l'interface.

Au début de cette expérience, le contact principal entre la mâchoire fantôme et l'implant est de type visqueux, donnant un faible niveau de non-linéarité (figure 4.6). La non-linéarité augmente ensuite avec le séchage atteignant un maximum autour de la 15^e heure. Elle diminue ensuite petit à petit jusqu'à la fin de la polymérisation. Le temps de

séchage donné par le fabricant (24h) coïncide bien avec le début du faible et stable niveau de non-linéarité.

Pendant l'expérience du serrage, aucun mouvement de l'implant n'est détecté visuellement ou au toucher pendant l'application d'un couple plus élevé, hormis pour les serrages très faibles (5-10Ncm) et au couple d'environ 20-23Ncm pour lequel la brusque diminution des paramètres linéaires et non linéaires a lieu (figure 4.5). De ce fait, nous pensons que le serrage de 22 à 23Ncm ou 20 à 21Ncm pour la seconde expérience conduit à un contact plus intime entre les deux matériaux.

4.3.2 Évolution des paramètres linéaires

Pour les deux modèles expérimentaux, nous nous attendions à une augmentation de l'énergie de focalisation avec le serrage ou le séchage, faisant l'hypothèse que l'énergie transmise d'un matériau à l'autre augmente avec ceux-ci (figures 4.5a et 4.6a). Nous pensons que la baisse observée figure 4.5a au cours du serrage est dû au fait que deux paramètres évoluent simultanément avec l'augmentation du couple. En effet, si le niveau de contrainte statique à l'interface augmente comme attendu, la position relative des deux objets évolue également, l'implant étant engagé de plus en plus "profondément" dans la plaque, ce qui a pour effet d'amortir l'énergie des modes de résonance présents dans la bande de fréquence. Cette hypothèse est vérifiée en utilisant une vis standard en lieu et place de l'implant, de géométrie et de densité différentes : l'énergie contenue dans la bande de fréquence diminue fortement dans ce cas. Le contenu énergétique dans la bande de fréquence d'étude est par conséquent majoritairement dû aux modes de l'implant et directement lié à la position de l'implant par rapport à la plaque de fantôme d'os.

4.3.3 Comparaison des deux modèles

L'expérience liée au couple de serrage met en jeu la véritable interface, fantôme d'os/implant, mais l'augmentation du couple implique également une évolution de la position relative des deux matériaux, phénomène absent lors du scellement ou de l'ostéointégration. Cette dernière caractéristique n'est pas présente pour l'expérience liée à la polymérisation de la colle mais un troisième composant doit être présent à l'interface (la colle), réduisant considérablement la réponse non linéaire. Au final, nous pouvons nous attendre à des conditions intermédiaires *in vivo*, entre des conditions complètement sèches (couple de serrage) et des conditions fortement visqueuses (séchage de la colle).

En outre, le serrage de l'implant métallique dans un matériau beaucoup moins rigide induit une déformation plastique, conduisant au taraudage progressif du fantôme d'os cortical. Le rapport des modules d'élasticité est en effet d'environ 7 entre les deux matériaux ($E = 110$ et 16 GPa respectivement pour le titane et le fantôme d'os [12, 154]). Ce

rapport élevé pourrait expliquer la transition abrupte obtenue autour de 20-23Ncm. Au chapitre précédent, le rapport des modules d'élasticité était plus faible (2.7 avec $E = 205$ et 75GPa respectivement pour l'acier et l'aluminium [12]) et les paramètres élastiques linéaires et non linéaires évoluaient de façon régulières avec le serrage, aucun comportement plastique n'était induit dans ce cas. Cet aspect est donc une limitation de l'expérience liée au changement de couple pour simuler un processus progressif de scellement ou d'ostéointégration. Au final, les deux modèles présentés dans ce chapitre exhibent différentes limitations, et seule une étude comparée de ces résultats permet d'envisager ce qui pourrait être obtenu *in vivo*.

4.3.4 Extraction de la non-linéarité

L'inversion d'impulsions (PI) permet seulement l'extraction des harmoniques pairs mais a l'avantage de complètement éliminer les fréquences fondamentales du signal (la composante κ^{pi} est proche de zéro sur la gamme de fréquence 75-125kHz). Cela permet à terme l'utilisation d'une bande de fréquence plus large, avec une superposition des fréquences fondamentales avec celles du second harmonique (pas appliqué ici pour comparer PI avec SSM). À l'inverse, la méthode de soustraction après mise à l'échelle permet d'obtenir toutes les composantes non linéaires : toutes les harmoniques et la composante non linéaire à la fréquence fondamentale [119]. Les composantes fondamentales n'étant pas annulées, la largeur de la bande de fréquence d'excitation reste donc limitée par la condition de non superposition du fondamental avec le second harmonique.

Finalement, il faut noter que pour l'expérience liée à la polymérisation de la colle où la non-linéarité extraite est faible, le second harmonique n'est pas détectable pour l'expérience SSM. Nous pensons que cela est dû au fait que la même gamme d'amplitude verticale de la carte d'acquisition a été conservée pour les focalisations à forte ($p_{1,2}$) et faible ($p_{3,4}$) amplitudes, conduisant à un rapport signal à bruit plus faible.

4.3.5 Limites et perspectives de l'étude

Tout d'abord, ne pas avoir mené l'expérience à plus de deux amplitudes d'excitation différentes se révèle être une première limitation. En effet, une hypothèse sur le type de non-linéarité et la dépendance en amplitude associée doit être faite pour normaliser les composantes non linéaires extraites. Si un régime non linéaire classique a été choisi à partir du contenu spectral, en évaluant les amplitudes respectives des harmoniques pairs et impairs, il n'est pas exclu que la véritable dépendance en amplitude s'écarte de ce régime sans que cela puisse être détectable à partir du contenu spectral. Pour la suite de l'étude, il conviendra donc de mener les expériences à plus de deux amplitudes d'excitation

pour obtenir les véritables dépendances.

Une seconde limitation réside dans la robustesse des résultats. L'expérience liée au changement de couple a été répétée deux fois et la tendance obtenue est proche pour les deux expériences (figure 4.5). En revanche, l'expérience liée à la polymérisation de la colle n'a été menée qu'une seule fois (figure 4.6). Ce dernier résultat doit de ce fait être pris avec plus de précaution.

Cependant, et au-delà de toutes ces limitations, les expériences présentées dans ce chapitre marquent un tournant pour cette étude. En effet, quelle que soit la véritable évolution des paramètres non linéaires pendant le séchage de la colle, une des informations importante est le fait que la colle visqueuse atténue fortement la non-linéarité. Un parallèle peut être établi entre ce modèle expérimental et plus spécifiquement le scellement des prothèses où un ciment est utilisé à l'interface. Ainsi, si le mimétisme entre colle et ciment est confirmé par un futur protocole *in vitro* ou *in vivo*, les faibles niveaux de non-linéarité obtenus ici n'augurent pas de perspectives encourageantes pour le cas particulier du scellement de prothèses.

Par ailleurs, pour l'expérience liée au changement de couple, une des informations importante est le fait que ce modèle expérimental est biaisé par le changement de position relative entre le fantôme d'os et l'implant, et également par la déformation plastique du fantôme d'os au cours du serrage. Un nouveau modèle expérimental devra donc être établi pour contourner ces deux limitations.

Finalement, ces deux expériences montrent tout de même que l'extraction de non-linéarité à l'interface fantôme d'os/implant est possible, malgré le contexte de forte atténuation, et de grande différence d'élasticité entre les matériaux.

4.4 Conclusion

En conclusion, l'évolution du niveau de non-linéarité a été mesurée pour deux modèles expérimentaux de scellement ou d'ostéointégration. Pour ce faire, l'utilisation d'une technique basée sur le retournement temporel a permis d'obtenir de forts niveaux de déformation localement, en focalisant l'énergie sur l'interface d'étude. Ceci a permis l'extraction de paramètres non linéaires dans des conditions de forte atténuation et de grande différence d'élasticité entre les deux matériaux en contact. Enfin, différentes limites concernant les deux modèles expérimentaux ont pu être identifiées, dont nous nous servirons pour conduire la suite de cette étude.

Chapitre 5

Mise en œuvre de deux méthodes non linéaires et large bande, adaptées aux conditions de forte atténuation

Comme lors du chapitre précédent, une interface implant dentaire/fantôme d'os est dans un premier temps étudiée. En revanche, la méthode permettant de simuler le processus d'ostéointégration est modifiée de façon à prendre en compte les inconvénients relevés lors du chapitre précédent :

- au cours du serrage à différents couples, la position relative de l'implant et du fantôme d'os est modifiée (l'implant "s'enfonce" à mesure que le couple augmente),
- en outre, la déformation plastique du fantôme d'os au cours du serrage provoque une évolution brusque des paramètres linéaires et non linéaires, phénomène absent au cours du scellement ou de l'ostéointégration d'une prothèse.

Notre choix se tourne donc vers un modèle d'étude où l'implant est pris en étau à différents niveaux de serrage entre deux fantômes d'os.

En outre, une instrumentation de l'implant est envisagée pour cette expérience. Les deux raisons principales motivant ce choix sont (i) le fait que cette configuration nous rapproche d'un dispositif *in vivo* et (ii) l'atténuation étant souvent peu propice à l'observation de non-linéarité, l'excitation du matériau le moins atténuant pourrait nous permettre d'augmenter la sensibilité.

Dans un deuxième temps, une interface os bovin/implant est étudiée. Pour ces deux interfaces, différents paramètres linéaires et non linéaires sont extraits pour comparaison. En outre, un paramètre basé sur la réponse élastique linéaire est également obtenu à partir d'un dispositif commercial utilisé en implantologie dentaire. Tout ce travail de comparaison permettra d'évaluer la capacité des méthodes non linéaires pour le suivi de l'ostéointégration et d'envisager différentes perspectives pour la suite à donner à cette étude.

5.1 Présentation de la méthode et mise en oeuvre expérimentale

5.1.1 Préparation des échantillons

Un bloc de fantôme d'os cortical est initialement découpé ($28 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$), et un perçage de diamètre 4,2mm est réalisé en son centre (figure 5.1). Dans un deuxième temps, le trou est taraudé grâce à l'implant dentaire lui-même (diamètre 4,8mm, SwissPlus conique, Zimmer (Carlsbad, CA, USA)). L'implant est alors retiré afin de procéder à la découpe du fantôme d'os cortical selon les deux traits pointillés de la figure 5.1. Les deux parties de fantôme d'os obtenues après découpe sont ensuite collées aux mors d'un étau grâce à de la colle cyanoacrylate. Grâce à cette dernière découpe, les deux parties de fantôme d'os ne sont jamais en contact quand l'implant dentaire est positionné entre celles-ci (figure 5.1). Ainsi, seul le contact entre l'implant et le fantôme d'os est possible et sa qualité modifiée lors du serrage ou du desserrage de l'étau. La même procédure est établie pour l'interface os bovin/implant. L'échantillon d'os bovin parallélépipédique $50 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ est extrait à partir d'une diaphyse de fémur. La procédure de perçage et de découpe est ensuite identique à celle mise en oeuvre pour le fantôme d'os. Enfin, deux pastilles piézoélectriques (PZT-5A, diamètre 3mm, épaisseur 2mm) sont collées de part et d'autre de l'implant pour exciter le système et enregistrer la réponse à cette excitation.

5.1.2 Protocole de mesure

Entre trois quarts (270°) et un (360°) tour d'étau est nécessaire pour passer d'un implant totalement desserré (implant mobile à la main) à un implant convenablement serré. Le terme "convenablement" sera explicité *a posteriori* lors de l'analyse des résultats. Partant d'un état desserré de l'implant, deux mesures sont effectuées à chaque étape pour s'assurer d'une bonne répétabilité, chaque étape étant séparée d'une rotation de 30° de l'étau. Le processus s'arrête après une rotation de 300° , soit 11 différents états de serrage. Toute cette opération est répétée trois fois, afin de s'assurer de la bonne reproductibilité des résultats obtenus.

Le signal d'excitation (chirp linéaire entre 60 et 120kHz) retenu pour cette expérience est proche de celui utilisé lors du chapitre précédent. Cette bande de fréquence est choisie car fortement énergétique, contenant de nombreux modes de l'implant (voir la discussion paragraphe 4.3 du chapitre précédent). À chaque état de serrage, 20 amplitudes d'excitation couvrant 1,5 ordre de grandeur sont utilisées pour sonder le système, en faisant l'hypothèse d'un régime linéaire pour l'amplitude la plus faible. Comme indiqué figure 5.2, le système est en outre excité à faible amplitude entre chaque amplitude d'excitation croissante afin de s'affranchir de faibles variations environnementales (température et/ou

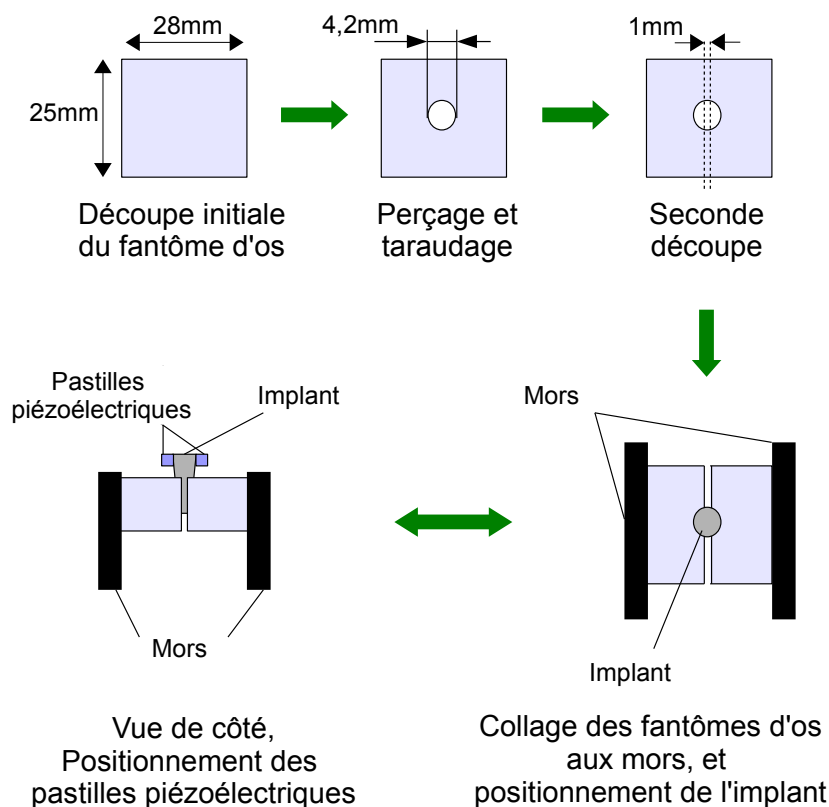


FIGURE 5.1 – Préparation du dispositif expérimental.

humidité). Chaque amplitude d'excitation croissante est en effet analysée en utilisant la faible excitation de référence la précédant [150], permettant une amélioration sensible du niveau de reproductibilité des mesures. Une pause de deux secondes est également appliquée entre chaque excitation afin de s'affranchir de tout conditionnement du système (paragraphe 2.6). Le même dispositif d'excitation (carte 14 bits, Spectrum M2i6012), d'amplification (Tegam 2350) et d'acquisition (carte 14 bits, Spectrum M2i4012) que celui utilisé au chapitre 3 est retenu pour cette expérience. De plus, l'étau est placé dans une enceinte contrôlée en température ($\pm 1^\circ\text{C}$).

5.1.3 Analyse des signaux, paramètres non linéaires

Afin de maximiser les chances d'obtention d'un paramètre non linéaire sensible, différentes analyses des signaux sont effectuées. Parmi toutes les méthodes envisageables, il convient de noter que l'analyse de type résonance non linéaire effectuée au chapitre 3 n'est pas applicable dans cette configuration, la densité de mode et/ou l'atténuation étant trop importante(s), et ceci même à des fréquences plus basses (voir la discussion paragraphe 3.4.2). L'analyse des signaux s'est en revanche tournée vers la méthode de soustraction après mise à l'échelle (SSM) et une méthode basée sur l'utilisation de la corrélation

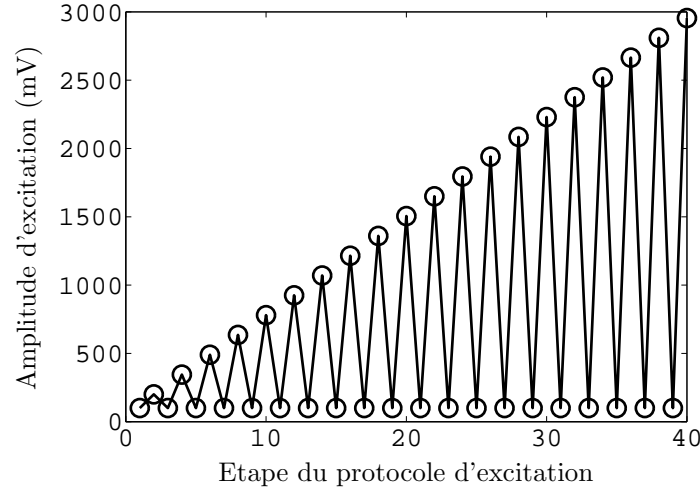


FIGURE 5.2 – Protocole d’excitation mis en oeuvre à chaque étape de serrage, de 100 à 3000mV entre la plus faible et la plus forte excitation, soit environ 1,5 ordre de grandeur ($\log(3000/100) \approx 1,48$). Pour améliorer sensiblement la robustesse des mesures et s’affranchir d’éventuelles variations environnementales (température, humidité, etc), une excitation à faible amplitude (100mV) est effectuée entre chaque amplitude d’excitation croissante. Ainsi, chaque signal d’amplitude croissante est analysé via le signal de référence à faible amplitude le précédant.

croisée, ces deux méthodes n’étant pas tributaires de la présence ou non de modes de résonance isolés.

Méthode de soustraction après mise à l’échelle (SSM)

La première analyse mise en oeuvre est de type SSM [119]. Un paramètre non linéaire $\Omega_{nl,i}$, pouvant être vu comme l’énergie de la composante non linéaire [119], est obtenu de la façon suivante pour chaque amplitude A_i d’excitation croissante ($1 \leq i \in \mathbb{N} \leq 20$) :

$$\Omega_{nl,i} = \frac{1}{T} \int_0^T \left[s_i(t) - \frac{A_i}{A_{ref}} s_{ref}(t) \right]^2 dt \quad (5.1)$$

où $s_i(t)$, $s_{ref}(t)$, A_{ref} et T sont respectivement le signal reçu correspondant à l’amplitude d’excitation A_i , le signal reçu pour la faible amplitude d’excitation précédant l’excitation d’amplitude A_i , la faible amplitude d’excitation (100mV, figure 5.2) et la durée de chaque signal (100ms). L’indice nl permet d’indiquer le caractère non linéaire du paramètre et évite toute confusion avec les paramètre linéaires décrits au cours du paragraphe 5.1.4. La figure 5.3 représente les deux signaux temporels acquis et la composante non linéaire obtenue après mise à l’échelle et soustraction.

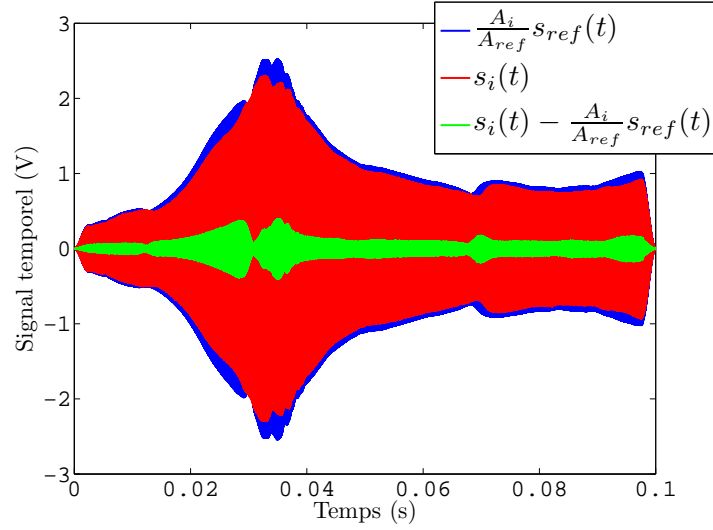


FIGURE 5.3 – Exemple de signaux temporels acquis. Le signal d’excitation étant un chirp linéaire entre 60 et 120kHz, la partie gauche du signal correspond aux basses fréquences, alors que la partie droite correspond aux hautes fréquences. Le signal $s_i(t)$ obtenu à l’amplitude d’excitation A_i est en rouge. Le signal $s_{ref}(t)$ obtenu à faible amplitude d’excitation A_{ref} et recalé en amplitude du facteur $\frac{A_i}{A_{ref}}$ est en bleu. La différence en vert des deux premières courbes est la composante non linéaire permettant d’obtenir le paramètre $\Omega_{nl,i}$.

Méthode basée sur la corrélation croisée

Le second type d’analyse est basé sur l’intercorrélation entre un signal obtenu à une amplitude d’excitation A_i et le signal linéaire de référence (à faible amplitude A_{ref}) [122, 155], tel que :

$$C_{ref,i}(\tau) = \int_0^T s_{ref}(t)s_i(t - \tau)dt \quad (5.2)$$

où $C_{ref,i}(\tau)$ est la fonction d’intercorrélation.

Ce type d’analyse s’inspire de celles utilisées par Tournat et al. [122] et Jia et al. [155], étudiant les régimes cohérent et/ou incohérent de diffusion non linéaire dans un milieu granulaire.

Trois paramètres sont extraits à partir de cette corrélation croisée : (i) le niveau d’intercorrélation à $\tau = 0$ (quand le déphasage entre les deux signaux est nul), (ii) la valeur de temps τ_{max} à laquelle l’intercorrélation est maximale et (iii) la valeur de ce maximum d’intercorrélation. Dans le cas d’un système parfaitement linéaire et sans bruit de mesure, τ_{max} est nul et les paramètres (i) et (iii) sont confondus. Concrètement, ces paramètres

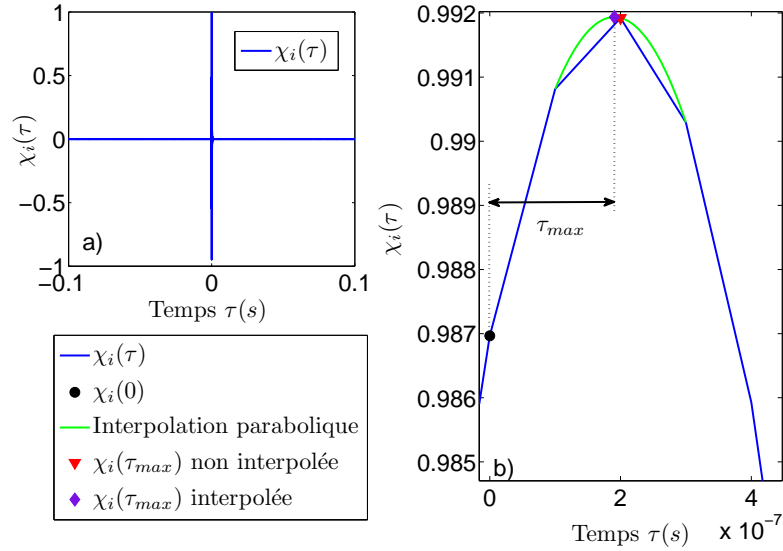


FIGURE 5.4 – (a) Fonction d’intercorrélacion normalisée $\chi_i(\tau)$ typique obtenue lors de cette expérience. (b) Zoom de (a) autour du maximum d’intercorrélacion permettant de visualiser les trois paramètres retenus $\tau_{max}^{nl,i}$, $\chi_{nl,i}^0$ et $\chi_{nl,i}^{\tau_{max}}$.

(i) et (iii) sont obtenus comme suit :

$$\chi_{nl,i}^0 = \chi_i(0) = \frac{C_{ref,i}(0)}{\sqrt{C_{i,i}(0)C_{ref,ref}(0)}} \quad (5.3)$$

$$\chi_{nl,i}^{\tau_{max}} = \chi_i(\tau_{max}) = \frac{C_{ref,i}(\tau_{max})}{\sqrt{C_{i,i}(0)C_{ref,ref}(0)}} \quad (5.4)$$

Le dénominateur des équations 5.3 et 5.4 normalise les deux paramètres non linéaires, leur permettant d’être indépendants de l’énergie des deux signaux comparés [122]. Ainsi, les paramètres $\chi_{nl,i}^0$ et $\chi_{nl,i}^{\tau_{max}}$ valent 1 si les deux signaux se ressemblent parfaitement, au facteur d’amplitude A_i/A_{ref} près. La figure 5.4 permet d’observer une fonction d’intercorrélacion normalisée typique obtenue lors de cette expérience, ainsi que les trois paramètres retenus. Notons que les valeurs du maximum d’intercorrélacion et du temps τ_{max} associé sont obtenus à partir d’une interpolation parabolique, faite sur les trois points entourant le maximum (figure 5.4). Cette interpolation permet d’obtenir une précision inférieure au pas d’échantillonnage (100ns à 10MHz) pour le paramètre τ_{max} et inférieure à la résolution verticale de la carte d’acquisition (14 bits) pour le paramètre $\chi_{nl,i}^{\tau_{max}}$.

Énergie des signaux de sortie

Afin d’extraire un indicateur non linéaire final, indépendant de l’amplitude d’excitation tel que les paramètres α introduits au chapitre 3, il conviendra également ici de représenter chaque paramètre non linéaire décrit ci-dessus en fonction de l’amplitude de sortie des

signaux. Cette amplitude de sortie n'étant pas constante, et ne travaillant pas autour d'un mode de résonance isolé comme au chapitre 3, une variable Λ_i représentant l'énergie de sortie des signaux (énergie au sens du traitement du signal) est introduite comme suit :

$$\Lambda_i = \frac{1}{T} \int_0^T s_i^2(t) dt \quad (5.5)$$

5.1.4 Analyse des signaux, paramètres linéaires

Paramètres linéaires équivalents

Afin d'évaluer la pertinence d'une utilisation de paramètres non linéaires pour cette application, il apparaît essentiel de mettre en regard ces paramètres à leurs homologues linéaires. Dès lors, les signaux linéaires acquis à faible amplitude d'excitation et utilisés précédemment pour obtenir les paramètres non linéaires sont également utilisés pour extraire quatre paramètres linéaires équivalents.

Ainsi, le premier signal acquis à faible amplitude d'excitation pour la première étape de serrage (état desserré) est soustrait à celui obtenu à l'étape de serrage j , permettant d'extraire un paramètre de type "SSM linéaire". Dans ce cas néanmoins, les amplitudes d'excitation étant les mêmes pour les deux signaux, la remise à l'échelle est inutile et la quantité obtenue $\Omega_{lin,j}$ peut être vue comme une quantité de dissemblance entre les deux états de serrage, obtenue comme suit :

$$\Omega_{lin,j} = \frac{1}{T} \int_0^T [s_j(t) - s_1(t)]^2 dt \quad (5.6)$$

où $s_1(t)$ est le premier signal de faible amplitude acquis à la première étape de serrage.

De façon équivalente, l'intercorrélacion est utilisée avec les signaux obtenus à faible amplitude d'excitation pour chaque étape de serrage, permettant d'obtenir trois paramètres linéaires $\chi_{lin,j}^0$, $\chi_{lin,j}^{\tau_{max}}$ et $\tau_{max}^{lin,j}$:

$$\chi_{lin,j}^0 = \frac{C_{1,j}(0)}{\sqrt{C_{1,1}(0)C_{j,j}(0)}} \quad (5.7)$$

$$\chi_{lin,j}^{\tau_{max}} = \frac{C_{1,j}(\tau_{max})}{\sqrt{C_{1,1}(0)C_{j,j}(0)}} \quad (5.8)$$

Nous remarquerons donc les similitudes entre les équations 5.1 et 5.6, 5.3 et 5.7 et 5.4 et 5.8. La première de chaque doublet correspond à l'extraction d'un terme non linéaire, alors que la seconde correspond à l'extraction d'un terme linéaire. Enfin, notons que chaque terme non linéaire est dépendant de l'amplitude d'excitation (indice i) et du niveau de serrage (indice j , mais non indiqué pour ne pas alourdir la notation des équations 5.1, 5.3 et 5.4), alors que chaque terme linéaire n'est dépendant que du niveau de serrage

(indice j).

Ces quatre paramètres, s'ils sont directement comparables avec les paramètres non linéaires, éclairent difficilement l'évolution des caractéristiques linéaires du système. Effectivement, nous pouvons nous attendre *a priori* à une augmentation des fréquences de résonance et à une baisse de l'énergie des modes présents dans la bande de fréquence avec le serrage. Pour ce faire, un second jeu de paramètres linéaires ayant plus de sens physique est utilisé. Le premier, Δt_{lin} , est basé sur le calcul du barycentre temporel (ou spectral ici puisqu'un *chirp* linéaire est utilisé pour l'excitation) et peut nous renseigner sur une éventuelle augmentation ou diminution des fréquences de résonance. Le second, ΔE_{lin} , consiste à évaluer l'énergie du signal à chaque étape de serrage et peut nous renseigner sur une augmentation ou une diminution de l'amortissement des modes. Ces deux paramètres, caractérisant respectivement l'élasticité et l'atténuation linéaire, utilisent encore une fois le résultat obtenu à la première étape de serrage comme référence :

$$\Delta t_{lin,j} = t_j - t_1 = \frac{\int_0^T t s_j^2(t) dt}{\int_0^T s_j^2(t) dt} - \frac{\int_0^T t s_1^2(t) dt}{\int_0^T s_1^2(t) dt} \quad (5.9)$$

où t_j caractérise le barycentre temporel du signal obtenu à l'étape j , et :

$$\Delta E_{lin,j} = E_j - E_1 = \frac{1}{T} \int_0^T s_j^2(t) dt - \frac{1}{T} \int_0^T s_1^2(t) dt \quad (5.10)$$

où E_j caractérise le barycentre temporel du signal obtenu à l'étape j .

Paramètres linéaires mesurés avec un dispositif commercial

Parmi les méthodes présentées au chapitre 1, la mesure dite RFA (Analyse de Fréquence de Résonance, paragraphe 1.2.4) permet d'évaluer la première fréquence de résonance en flexion du système "implant + tige magnétique" et fait partie des nouvelles méthodes pour le suivi *in vivo* de l'ostéointégration. La tige ferromagnétique permet d'exciter le système sans contact grâce à un transducteur de type EMAT¹ entre 1 et 10kHz.

En complément des paramètres linéaires et non linéaires décrits en amont, il semble donc opportun de comparer la sensibilité de ces derniers avec celle du paramètre commercial ISQ (Implant Stabilité Quotient, paragraphe 1.2.4), découlant directement de la mesure RFA. À chaque étape de serrage, deux mesures sont donc effectuées dans deux directions normales (ISQ₁ et ISQ₂, figure 5.5).

1. Electro-Magnetic Acoustic Transducer

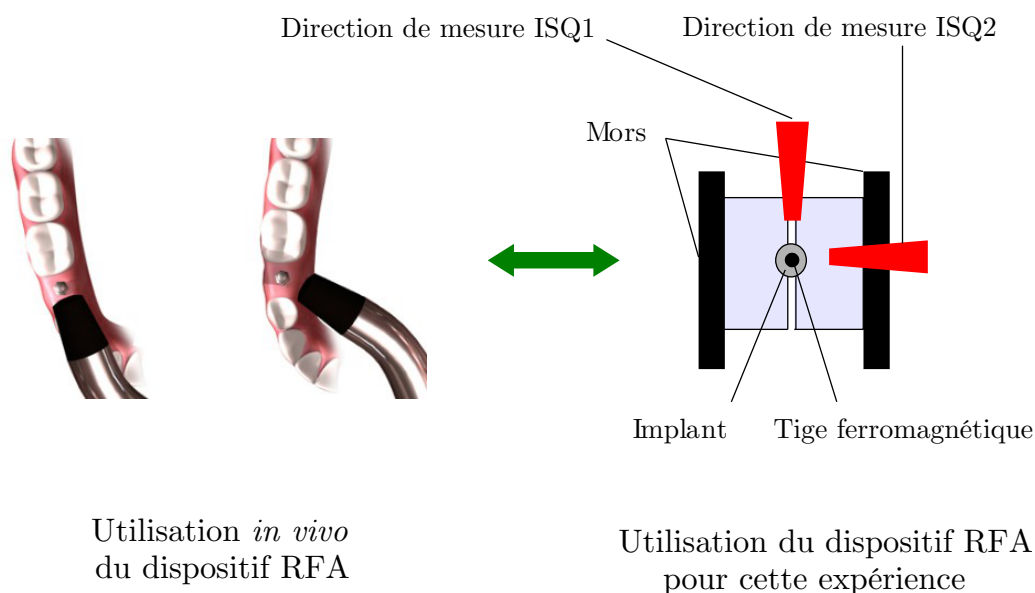


FIGURE 5.5 – Principe de la mesure RFA, dans le contexte *in vivo* à gauche [156], et dans le cadre de cette expérience à droite. La tige ferromagnétique est vissée à l’implant avant chaque mesure RFA, à un couple constant de quelques N.cm. Enfin, les deux trapèzes rouges indiquent les directions de mesure permettant d’obtenir les paramètres ISQ_1 et ISQ_2 .

5.2 Résultats pour l’interface fantôme d’os/prothèse

5.2.1 Paramètres non linéaires

Dépendance en amplitude

Les quatre paramètres non linéaires définis précédemment sont représentés figure 5.6 en fonction de l’énergie Λ pour les 11 niveaux de serrage. Deux protocoles d’excitation successifs ayant été menés à chaque état serrage, les barres d’erreur représente un écart-type et caractérisent la répétabilité de la mesure. L’évolution de chaque tendance obtenue montre que le système devient de plus en plus linéaire à mesure que l’implant est serré. Ainsi, la composante Ω_{nl} issue de l’analyse SSM devient de moins en moins dépendante de l’amplitude d’excitation, signe que la non-linéarité diminue avec le serrage. Le même constat peut être fait à partir du paramètre temporel τ_{max}^{nl} , devenant de plus en plus faible avec l’augmentation du serrage pour un niveau d’excitation équivalent. Enfin, les paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ se rapprochent de l’axe horizontal d’ordonnée 1 avec le serrage, caractérisant là encore une diminution de la non-linéarité.

Notons tout de même que pour les deux premiers niveaux de serrage, pour lesquels l’implant est mobile², les tendances obtenues diffèrent des autres niveaux de serrage, ceci

2. Pour ces deux niveaux de serrage, la mobilité est visible à l’oeil nu et perceptible au toucher, de

étant particulièrement visible pour les paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ (figure 5.6c et 5.6d), et dans une moindre mesure pour Ω_{nl} (figure 5.6a). Ainsi, pour χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ aux deux premiers niveaux de serrage, la dépendance en énergie apparaît relativement linéaire quelle que soit l'amplitude d'excitation, et ces courbes pourraient être approximées par des droites. En revanche, pour les autres niveaux de serrage, la dépendance en énergie est forte à faible niveau de déformation, puis diminue à partir de $\Lambda = 0.05V^2$. Enfin, il est intéressant de remarquer qu'un tel changement de tendance n'est pas visible pour le paramètre τ_{max}^{nl} .

Interpolations et extraction des paramètres non linéaires finaux

Les tendances obtenues figure 5.6 sont interpolées afin d'extraire un indicateur non linéaire à mettre en regard des paramètres linéaires. Le comportement atypique obtenu pour les paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ décrit ci-dessus complique le choix d'un type d'interpolation. En effet, un minimum de deux paramètres devrait être utilisé pour interpoler au mieux les tendances obtenues. Pour χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$, une interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^b + 1$ permettrait en effet de décrire correctement le changement de courbure (paramètre b), ainsi que le rapprochement des tendances vers l'axe horizontal d'ordonnée 1 (paramètre a). Cependant, ce type d'interpolation ne permettrait pas d'obtenir deux paramètres indépendants. Pour faciliter l'interpolation, les deux premiers niveaux de serrage ne sont donc pas pris en compte pour la suite de l'étude. En effet, ils ne présentent que peu d'intérêt pour notre application, l'implant étant mobile. L'interpolation est ensuite effectuée en deux étapes. La première consiste à interpoler les dépendances en énergie obtenues grâce aux deux paramètres a et b , pour les 9 niveaux de serrage restants. Cette étape permet d'évaluer une valeur b moyenne à tous les niveaux de serrage : $b = 0.5$ et $b = 0.4$ pour χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ respectivement. Une interpolation finale est dans un second temps réalisée avec la valeur b retenue. Même si l'interpolation finale est parfois quelque peu éloignée des points expérimentaux (figure 5.6c notamment), ce choix pragmatique demeure la solution la plus simple pour obtenir un seul paramètre évoluant avec le serrage. Enfin, il faut noter que les points expérimentaux des deux premiers niveaux de serrage sont conservés figure 5.6 car ils permettront une analyse plus approfondie des dépendances en amplitude obtenues dans la partie discussion.

Les paramètres Ω_{nl} et τ_{max}^{nl} sont de la même façon interpolés grâce à une fonction du type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{1,7}$ et $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,5}$ respectivement (figure 5.6a et 5.6b).

En résumé, quatre paramètres non linéaires sont retenus et pourront être comparés à leurs homologues linéaires décrits au paragraphe 5.1.4 :

- le paramètre a_{Ω}^{nl} issu de l'interpolation de type $a_{\Omega}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{1,7}$ pour l'analyse SSM.
- le paramètre $a_{\tau_{max}}^{nl}$ issu de l'interpolation de type $a_{\tau_{max}}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,5}$ pour le paramètre temporel τ_{max} .

façon similaire à une dent de lait devenant mobile peu avant sa chute.

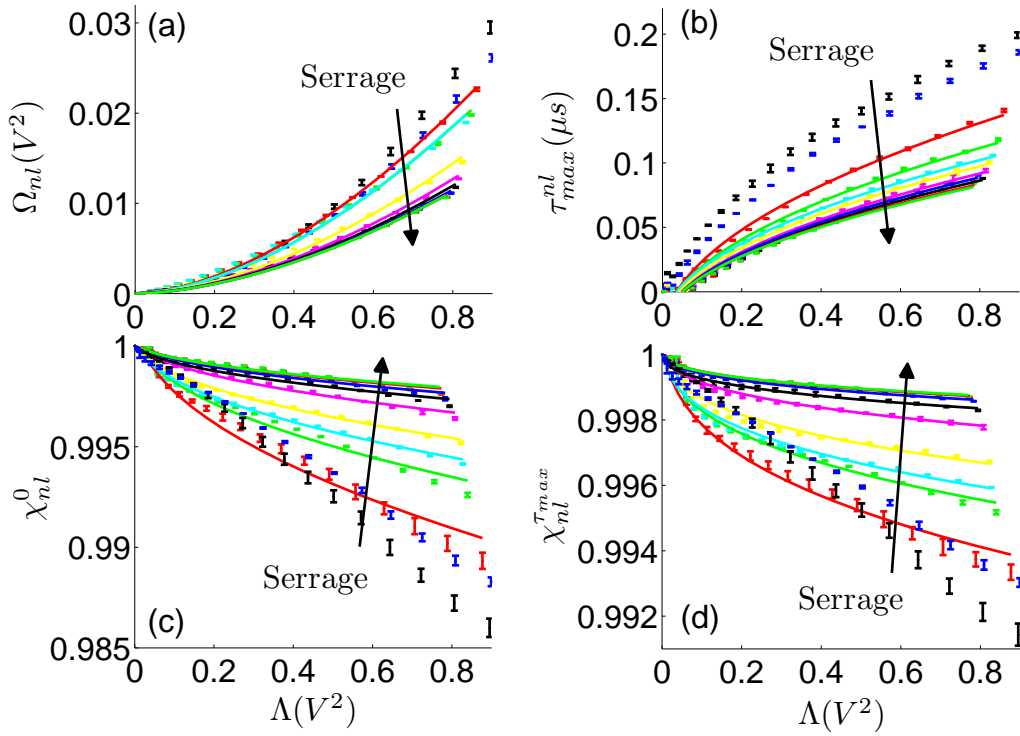


FIGURE 5.6 – Interface fantôme/implant : évolution des quatre paramètres non linéaires en fonction de l'énergie de sortie Λ , pour les 11 niveaux de serrage.

- (a) Paramètre Ω_{nl} et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{1,7}$ en traits pleins.
 (b) Paramètre τ_{max}^{nl} et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,5}$ en traits pleins.
 (c) Paramètre χ_{nl}^0 et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,5}$ en traits pleins.
 (d) Paramètre $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,4}$ en traits pleins.

- le paramètre $a_{\chi_{\tau_{max}}^{nl}}^{nl}$ issu de l'interpolation de type $a_{\chi_{\tau_{max}}^{nl}}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,4}$.
- le paramètre $a_{\chi_0^{nl}}^{nl}$ issu de l'interpolation de type $a_{\chi_0^{nl}}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,5}$.

Évolution des paramètres non linéaires retenus

L'évolution des quatre paramètres non linéaires retenus est présentée figure 5.7. L'expérience complète de serrage ayant été répétée trois fois, chaque barre d'erreur correspond à un écart-type et caractérise la reproductibilité de la mesure. Nous remarquons une diminution continue du paramètre a_{Ω}^{nl} lié à l'analyse SSM et du paramètre temporel $a_{\tau_{max}}^{nl}$. Ces deux diminutions traduisent bien le fait que le système devient de plus en plus linéaire à mesure que l'implant est serré. De même, l'augmentation des deux paramètres $a_{\chi_0^{nl}}^{nl}$ et $a_{\chi_{\tau_{max}}^{nl}}^{nl}$ se rapprochant d'une valeur nulle traduit une baisse de la non-linéarité avec le serrage. De façon générale, l'augmentation ou la diminution respective de ces quatre paramètres est plus forte sur la première gamme de serrage, entre 60° et 150°. En outre, si les deux paramètres a_{Ω}^{nl} et $a_{\chi_{\tau_{max}}^{nl}}^{nl}$ tendent vers une valeur constante à partir de 200-250°, les

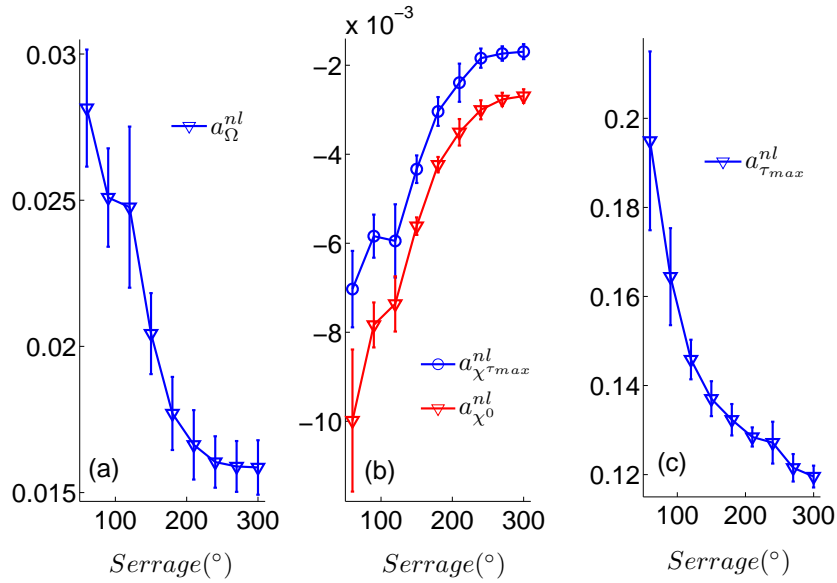


FIGURE 5.7 – Évolution des paramètres non linéaires retenus pour cette étude en fonction du niveau de serrage, correspondant aux interpolations de la figure 5.6. (a) Paramètre issu de l’analyse SSM. (b) Paramètres issus du maximum d’intercorrélacion et de la valeur d’intercorrélacion en zéro. (c) Paramètre correspondant à la dépendance en énergie du paramètre temporel τ_{max}^{nl} .

deux autres ($a_{\tau_{max}}^{nl}$ et $a_{\chi^0}^{nl}$) sont encore sensibles jusqu’au serrage maximal. Il est également important de noter que les barres d’erreur sont globalement plus grandes quand l’implant est desserré (non-linéarité élevée), ceci étant vrai pour les quatre paramètres.

5.2.2 Paramètres linéaires équivalents et commerciaux

Similairement au paragraphe précédent, l’évolution des paramètres linéaires décrits au paragraphe 5.1.4 est représentée figure 5.8. Chaque paramètre exprime ici la similitude entre un état de serrage donné et l’état de serrage initial (desserré). Nous remarquons pour ces quatre paramètres une forte différence entre les deux premiers états de serrage et les suivants, confirmant les tendances obtenues pour les paramètres non linéaires (figure 5.6c et 5.6d). Il faut également noter que le comportement de ces quatre paramètres n’est pas monotone. Nous pouvons traduire ce comportement non monotone en disant que plus l’implant est serré, moins le signal reçu ressemble au signal initial obtenu quand l’implant est desserré, excepté autour de 150° où la ressemblance réaugmente quelque peu.

Les évolutions des paramètres élastique Δt_{lin} et dissipatif ΔE_{lin} sont quand à elles représentées figure 5.9. Comme pour les quatre paramètres précédents, le premier état de serrage sert de référence et la valeur attendue dès lors pour un serrage nul (0°) est 0. Cependant, l’acquisition étant répétée deux fois à chaque serrage, la première de ces deux

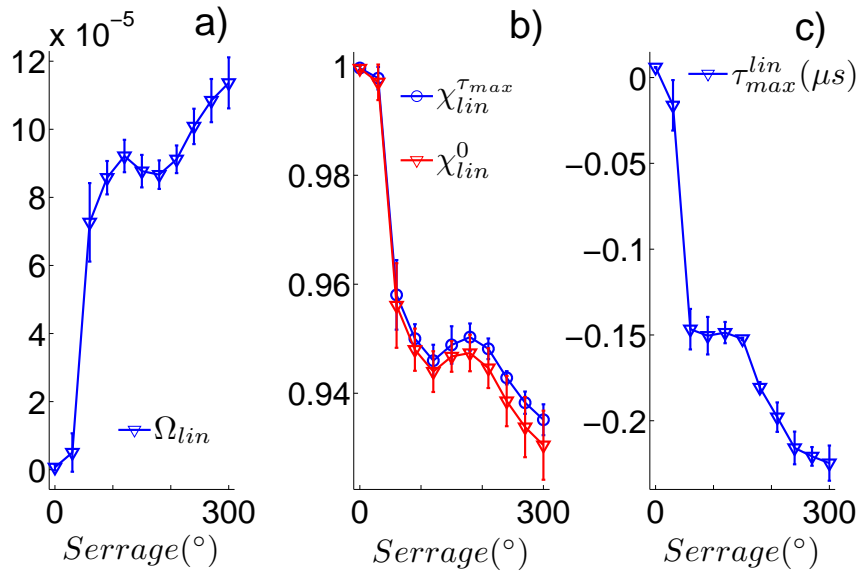


FIGURE 5.8 – Évolution des paramètres linéaires retenus au paragraphe 5.1.4 en fonction du niveau de serrage. **(a)** Paramètre issu de l’analyse SSM correspondant à l’équation 5.6. **(b)** Paramètres issus du maximum d’intercorrélation et de la valeur d’intercorrélation en zéro correspondant aux équations 5.7 et 5.8. **(c)** Paramètre temporel correspondant au maximum d’intercorrélation.

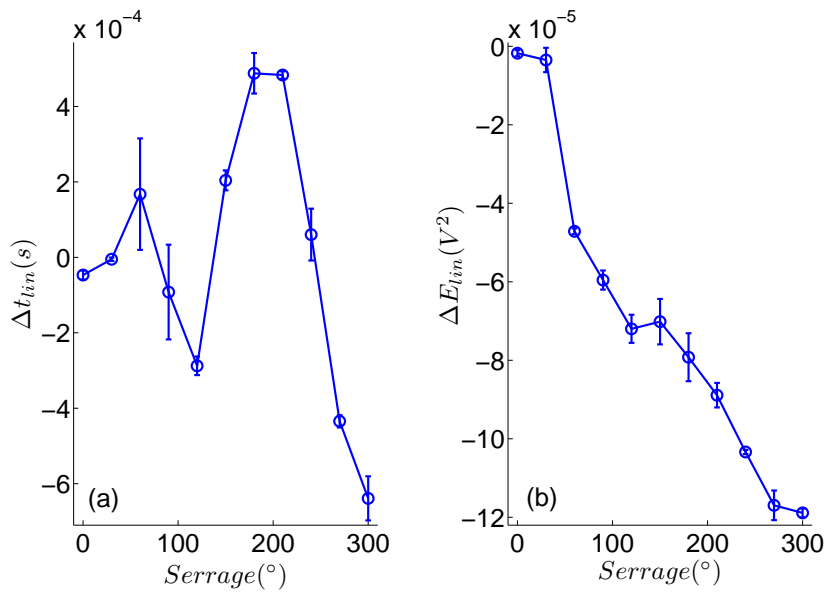


FIGURE 5.9 – Évolution des paramètres élastique Δt_{lin} et dissipatif ΔE_{lin} en fonction du niveau de serrage (équations 5.9 et 5.10).

acquisitions sert de référence et la deuxième est comparée à la première. La valeur indiquée en zéro est donc la moyenne entre la première acquisition de référence (valeur nulle) et la deuxième. Ainsi, en cas de répétabilité médiocre, la valeur obtenue peut légèrement s'écarter d'une valeur nulle. Ce raisonnement est aussi valable pour les quatre paramètres de la figure 5.8 précédente, où la valeur de référence est non plus 0 mais 1 pour les deux paramètres $\chi_{lin,j}^0$ et $\chi_{lin,j}^{\tau_{max}}$.

Figure 5.9, alors que l'on pourrait s'attendre à une augmentation de Δt_{lin} avec le serrage, synonyme d'augmentation des fréquences de résonance du système, aucune tendance ne se dégage pour ce paramètre. À l'inverse, le paramètre ΔE_{lin} diminue continûment. L'énergie des signaux diminue donc avec le serrage ce qui révèle une augmentation de l'atténuation. Cette tendance peut être expliquée par le fait que l'énergie injectée au système est plus à même de se propager dans le fantôme d'os atténuant quand l'implant est serré. Malgré tout, le comportement inattendu obtenu pour Δt_{lin} montre que ces deux paramètres peuvent être biaisés par la présence de modes à des fréquences proches des limites du *chirp* (60 et 120kHz). En effet, si par exemple un mode à une fréquence inférieure à 60kHz dans le cas desserré "apparaît" dans la bande de fréquence d'étude au cours du serrage, il sera susceptible de biaiser ces deux paramètres. Finalement, une situation idéale consisterait à avoir une réponse quasi-nulle tout au long du serrage pour les fréquences limites proches de 60 et 120kHz.

Par ailleurs, l'évolution des paramètres linéaires commerciaux est représentée figure 5.10. Les deux paramètres ISQ_1 et ISQ_2 augmentent continûment entre 50° et 300°, pour atteindre une valeur constante d'environ 67. Quand l'implant est très desserré, le dispositif s'avère dans l'incapacité de fournir une valeur cohérente, ceci expliquant la très faible reproductibilité des mesures aux deux premiers états de serrage. Finalement, à la vue de cette évolution, l'intérêt d'une nouvelle méthode serait de gagner en sensibilité sur la gamme de serrage 200-300°, quand un plateau est atteint pour ces deux paramètres.

Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus non plus à l'interface entre un implant et un fantôme d'os, mais entre un implant et un échantillon d'os bovin.

5.3 Résultats *in vitro* : interface os bovin/prothèse

5.3.1 Paramètres non linéaires

Dépendance en amplitude

De façon similaire à la figure 5.6 pour l'interface fantôme d'os/implant, la figure 5.11 présente les quatre mêmes paramètres non linéaires pour l'interface os bovin/implant. Les évolutions en fonction de l'amplitude d'excitation de ces quatre paramètres sont similaires qualitativement aux évolutions obtenues pour le fantôme d'os, mais différent quantitati-

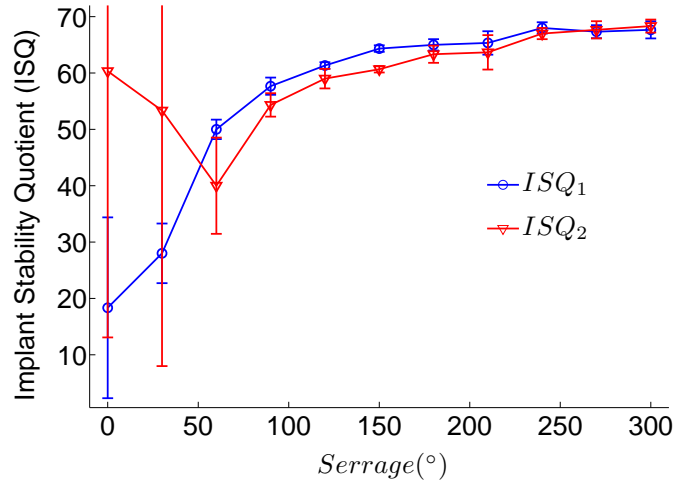


FIGURE 5.10 – Évolution des paramètres linéaires commerciaux ISQ_1 et ISQ_2 en fonction du niveau de serrage.

vement pour trois d'entre eux. Ainsi, le paramètre Ω_{nl} est le seul à pouvoir être interpolé grâce à une fonction de type $a_{\Omega}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{1,7}$, identique à celle utilisée précédemment pour le fantôme d'os. Le comportement atypique (figure 5.6c et 5.6d) obtenu pour les deux paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ aux deux premiers niveaux de serrage n'est pas observé pour l'os bovin : une interpolation respective de type $a_{\chi^0}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,8}$ et $a_{\chi^{\tau_{max}}}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,7}$ est donc choisie pour ces deux paramètres. Enfin, l'interpolation du paramètre τ_{max}^{nl} est réalisée grâce à une fonction de type $a_{\tau_{max}}^{nl}(\Lambda - \Lambda_1)^{0,4}$, le terme de puissance passant de 0,5 pour le fantôme d'os à 0,4 pour l'os bovin. L'analyse des différentes dépendances et des interpolations associées sera complétée dans la discussion.

Évolution des paramètres non linéaires retenus

L'évolution des quatre coefficients a relatifs aux quatre interpolations est présentée figure 5.12. On observe de façon similaire à l'interface fantôme d'os/implant une diminution continue des deux paramètres a_{Ω}^{nl} et $a_{\tau_{max}}^{nl}$, ainsi qu'une augmentation des autres paramètres $a_{\chi^{\tau_{max}}}^{nl}$ et $a_{\chi^0}^{nl}$. Les évolutions sont qualitativement comparables à celle obtenues pour le fantôme d'os.

5.3.2 Paramètres linéaires équivalents et commerciaux

La figure 5.13 présente l'évolution des paramètres linéaires pour l'interface os bovin/implant. Une forte évolution des quatre paramètres a lieu entre les troisième et sixième étapes de serrage, de façon similaire au brusque changement observé dans le cas du fantôme d'os (figure 5.8). Notons également que les niveaux de dissemblances dans le cas de

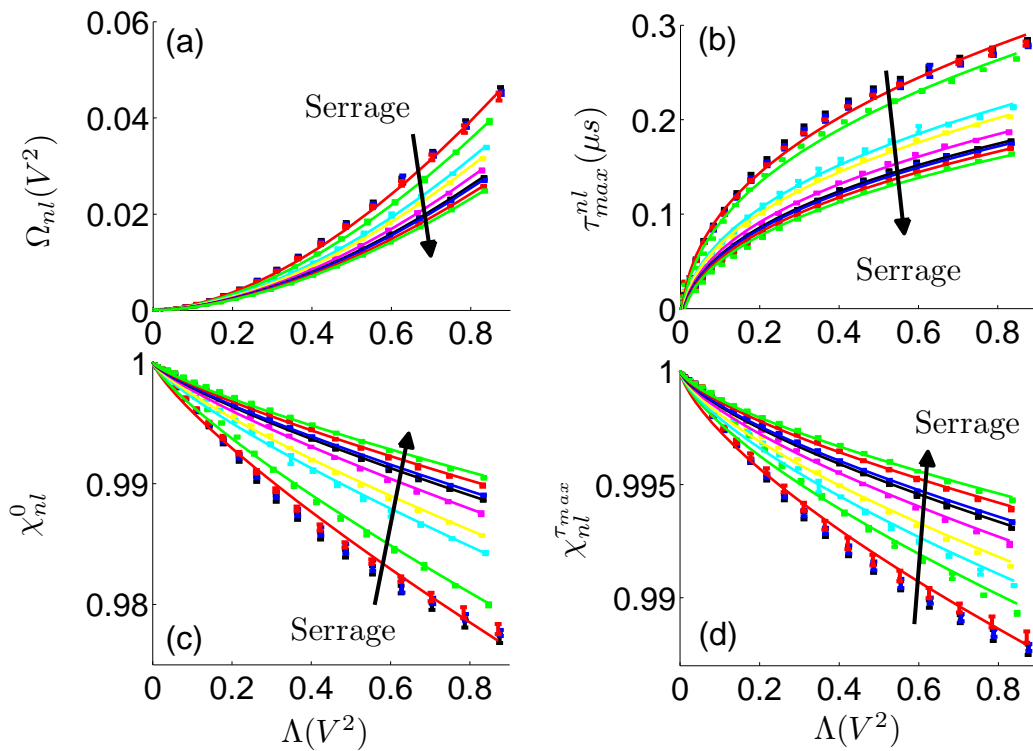


FIGURE 5.11 – Interface os bovin/implant : évolution des quatre paramètres non linéaires en fonction de l'énergie de sortie Λ , pour les 11 niveaux de serrage.

- (a) Paramètre Ω_{nl} et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{1,7}$ en traits pleins.
- (b) Paramètre τ_{max}^{nl} et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,4}$ en traits pleins.
- (c) Paramètre χ_{nl}^0 et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,8}$ en traits pleins.
- (d) Paramètre $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ et l'interpolation de type $a(\Lambda - \Lambda_1)^{0,7}$ en traits pleins.

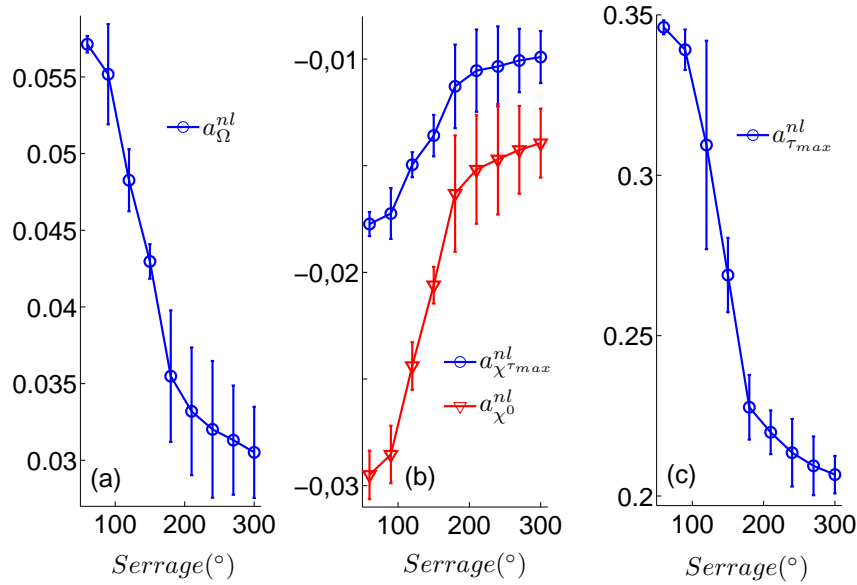


FIGURE 5.12 – Évolution des paramètres non linéaires retenus pour cette étude en fonction du niveau de serrage pour l’interface os bovin/implant, correspondant aux interpolations de la figure 5.11. **(a)** Paramètre issu de l’analyse SSM. **(b)** Paramètres issus du maximum d’intercorrélacion et de la valeur d’intercorrélacion en zéro. **(c)** Paramètre correspondant à la dépendance en énergie du paramètre temporel τ_{max}^{nl} .

l’os bovin sont moins prononcés d’un état de serrage à l’autre : les étapes de serrage 6 à 11 ne sont pas distinguables.

Les évolutions des paramètres élastique Δt_{lin} et dissipatif ΔE_{lin} sont quand à elles représentées figure 5.14. Si encore une fois, aucune tendance ne se dégage pour le premier d’entre eux, la diminution du deuxième dans le cas du fantôme d’os est observée ici de manière beaucoup moins claire. Les mêmes raisons que celle évoquées au paragraphe 5.2.2 peuvent expliquer ces comportements.

Enfin, les évolutions des deux paramètres ISQ sont quant à elles représentées figure 5.15 : les valeurs évoluent d’environ 30 à 65 après une phase de faible reproductibilité à faible serrage.

5.4 Discussion

L’expérience présentée dans ce chapitre peut être vue comme une version pragmatique de l’expérience de spectroscopie non linéaire en résonance menée au chapitre 3. Ce type d’expérience largement utilisé pour l’étude des matériaux industriels (incluant le contrôle non destructif) ou en géophysique se révèle relativement inapplicable dans le cas d’une forte atténuation, à cause du recouvrement des modes de résonance. En outre, l’étude

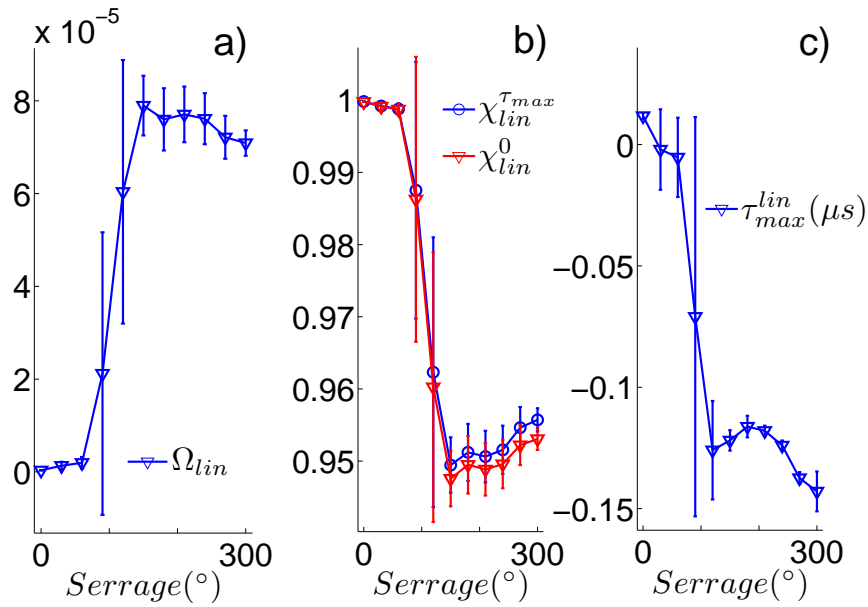


FIGURE 5.13 – Évolution des paramètres linéaires retenus au paragraphe 5.1.4 en fonction du niveau de serrage pour l’interface os bovin/implant. (a) Paramètre issu de l’analyse SSM correspondant à l’équation 5.6. (b) Paramètres issus du maximum d’intercorrélation et de la valeur d’intercorrélation en zéro correspondant aux équations 5.7 et 5.8. (c) Paramètre temporel correspondant au maximum d’intercorrélation.

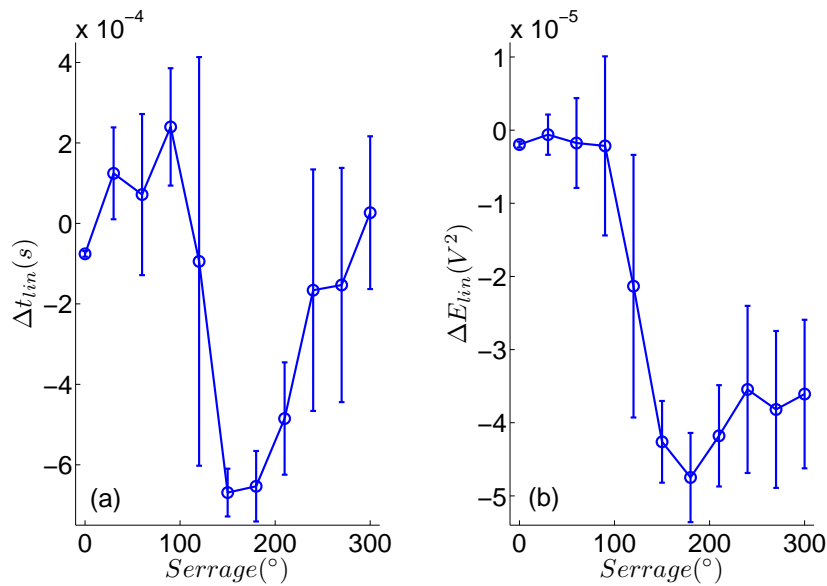


FIGURE 5.14 – Évolution des paramètres élastique Δt_{lin} et dissipatif ΔE_{lin} en fonction du niveau de serrage pour l’interface implant/os bovin. (équations 5.9 et 5.10).

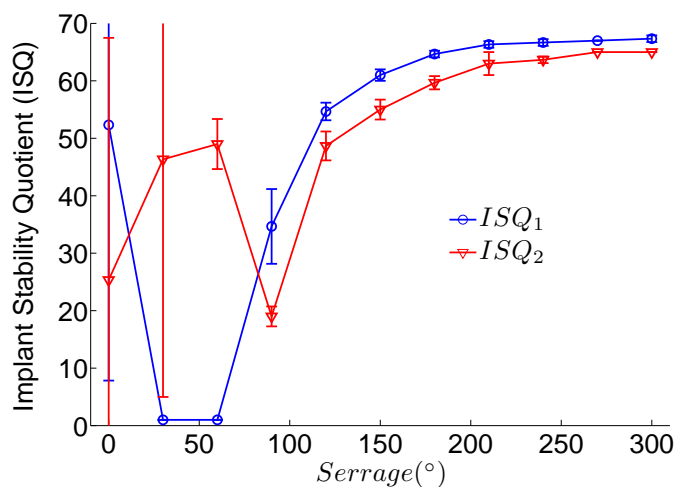


FIGURE 5.15 – Évolution des paramètres linéaires commerciaux ISQ_1 et ISQ_2 en fonction du niveau de serrage pour l'interface os bovin/implant.

menée au chapitre 3 a démontré l'intérêt de suivre l'évolution de plusieurs modes de résonance pour élargir la gamme de sensibilité (couple de serrage) des paramètres non linéaires. Ces deux aspects ont donc pu être pris en compte dans cette expérience, où d'une part l'interface d'étude est excitée sur une large gamme de fréquence contenant de nombreux modes de résonance, et où d'autre part, l'analyse des signaux a été adaptée de façon à pouvoir extraire différents paramètres non linéaires dans des conditions de forte atténuation.

Enfin, différents résultats et observations relevés au chapitre 4 ont pu être pris en compte dans cette dernière étude. La gamme de fréquence utilisée, quasiment identique pour les deux études (75-125kHz et 60-120kHz aux chapitres 4 et 5 respectivement) contient de nombreux modes de vibrations de l'implant permettant *a priori* un bon "sondage" de l'interface prothèse/os. De plus, les inconvénients relevés pour la simulation du processus d'ostéointégration au chapitre précédent ont pu être corrigés en utilisant un nouveau dispositif de serrage (figure 5.1). Finalement, l'instrumentation mise en place dans ce chapitre, impliquant une excitation de l'implant grâce à deux petites pastilles piézoélectriques se rapproche d'une configuration *in vivo*.

Dans cette partie seront détaillés de nombreux points relatifs autant à l'aspect applicatif de cette étude qu'aux aspects plus fondamentaux. Nous nous attarderons tout d'abord à comparer les résultats obtenus ici avec ceux obtenus aux chapitres 3 et 4 en discutant notamment des différentes sources de non-linéarité et des dépendances en amplitude obtenues pour les paramètres non linéaires. Une comparaison détaillée des différents paramètres extraits sera ensuite effectuée. Enfin, les perspectives de l'étude seront exposées en regard de ses différentes limitations.

5.4.1 Paramètres non linéaires

Dépendances en amplitude obtenues

Afin d'analyser les différentes dépendances en amplitude obtenues pour les paramètres non linéaires, il convient de rapprocher ces derniers des paramètres usuellement utilisés pour sonder la non-linéarité d'un matériau ou d'un système donné. Pour ce faire, nous nous plaçons dans un cas simple où un seul mode de résonance ω_0 est présent dans la bande de fréquence d'étude. Ce système à un degré de liberté est caractérisé en régime forcé par une équation du mouvement [148] :

$$\ddot{u} + \frac{\omega}{Q}\dot{u} + \omega_0^2 u = \Gamma \cos(\omega t) - \tilde{\delta} u^3 - \tilde{\alpha} [\text{sign}(\dot{u})(U^2 - u^2) - 2Uu] \quad (5.11)$$

où u , Q , ω_0 , ω et Γ sont respectivement le déplacement, le facteur de qualité (inverse de l'atténuation), la pulsation de résonance, la pulsation à laquelle le système est forcé et l'amplitude d'excitation homogène à une accélération. Le point indique une dérivée temporelle et les deux termes de droite caractérisent la non-linéarité du système. Le premier $\tilde{\delta}$ décrit la non-linéarité cubique et est équivalent au terme δ de l'équation 2.2. Le terme $\tilde{\alpha}$ décrit quant à lui la non-linéarité hystérétique et est équivalent au terme α de l'équation 2.3. Enfin, U est l'amplitude en déplacement de la réponse. Une façon simple de résoudre cette équation consiste à poser $u = U \cos(\omega t + \phi)$ [148]. Les deux termes U et ϕ sont dès lors :

$$U = \frac{\Gamma}{\sqrt{\left(\omega^2 - \omega_0^2 - \frac{3}{4}\tilde{\delta}U^2 + 2\tilde{\alpha}U\right)^2 + \left(\frac{\omega^2}{Q} + \frac{8}{3\pi}\tilde{\alpha}U\right)^2}} \quad (5.12)$$

$$\phi = \arctan \left[\frac{\frac{\omega^2}{Q} - \frac{8}{3\pi}\tilde{\alpha}U}{\omega^2 - \omega_0^2 - \frac{3}{4}\tilde{\delta}U^2 + 2\tilde{\alpha}U} \right] \quad (5.13)$$

L'amplitude et la phase d'un résonateur linéaire peuvent être facilement retrouvées en posant $\tilde{\delta} = \tilde{\alpha} = 0$. Le terme $u = U \cos(\omega t + \phi)$ décrit donc le comportement dans le cas où l'on se situe à une fréquence proche de la fréquence de résonance. En outre, il est important de noter que les deux équations ci-dessus dépendent de l'amplitude U , rendant la première d'entre elle implicite. Une hypothèse de faible non-linéarité est donc effectuée ici, et l'amplitude U est dans un premier temps estimée en se plaçant dans le cas d'un régime linéaire ($\tilde{\delta} = \tilde{\alpha} = 0$). Notons aussi que le terme hystérétique $\tilde{\alpha}$ de ce modèle conduit à une dépendance en amplitude linéaire de la fréquence de résonance et du facteur de qualité, alors que le terme cubique $\tilde{\delta}$ conduit à une dépendance quadratique de la seule fréquence de résonance [148].

Une seconde étape va ensuite permettre de nous rapprocher de l'expérience mise en œuvre dans ce chapitre. En choisissant non plus une excitation harmonique, à une fré-

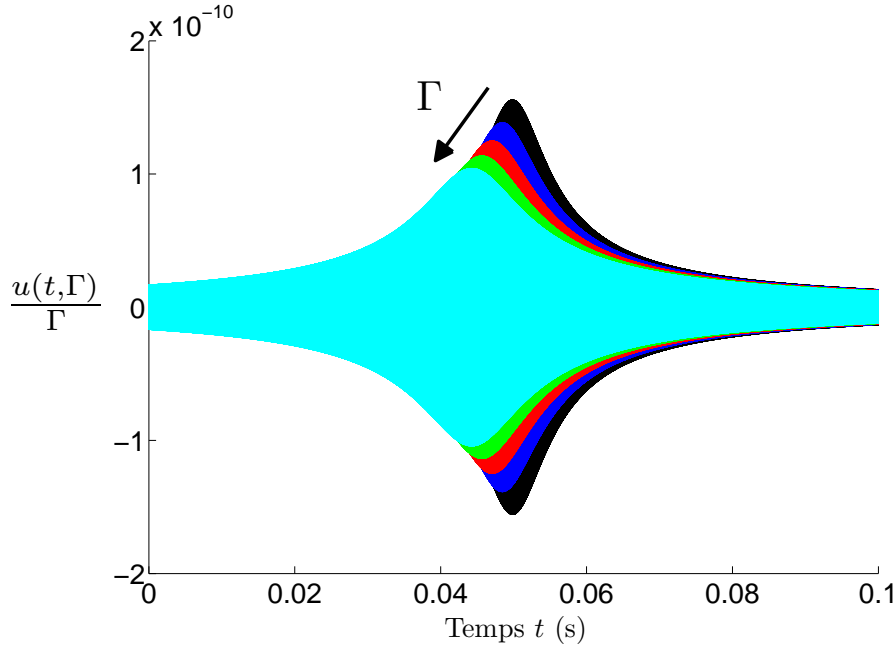


FIGURE 5.16 – Réponse typique $u(\Gamma, t)$ à une excitation de type *chirp* où $\Delta F = 60\text{kHz}$, $f_1 = 60\text{kHz}$, $T = 100\text{ms}$. Les parties gauche et droite de la courbe représentent donc respectivement les basses (60kHz) et hautes (120kHz) fréquences. Cette réponse est obtenue pour 5 amplitudes d'excitation croissante Γ , et normalisée par ce dernier paramètre. La normalisation permet d'observer clairement la baisse de la fréquence de résonance (non-linéarité élastique hystérétique et/ou cubique), ainsi que la baisse relative de l'amplitude, due à l'atténuation non linéaire du modèle hystérétique. En simulant ce type de réponse pour une amplitude d'excitation croissante et des coefficients non linéaires $\tilde{\delta}(< 0)$ et $\tilde{\alpha}(> 0)$ modérés (voir texte), les dépendances en énergie des quatre paramètres non linéaires utilisés dans l'expérience peuvent être évaluées en fonction du type de non-linéarité (cubique ou hystérétique). Ces dépendances sont présentées figures 5.17 et 5.18.

quence pure ω , mais un signal de type *chirp* linéaire $\Psi = 2\pi \frac{\Delta F}{T} t + 2\pi f_1$ où ΔF et f_1 sont respectivement la bande de fréquence d'excitation et la fréquence basse de départ, l'expression du déplacement u peut nous servir de signal test pour simuler l'expérience :

$$u(\Gamma, t) = U \cos \left(\int \Psi dt + \phi \right) \quad (5.14)$$

où U et ϕ correspondent aux équations 5.12 et 5.13, dans lesquelles le paramètre d'excitation ω est remplacé par l'excitation de type *chirp* Ψ .

Une réponse typique u , dépendante du temps et de l'amplitude d'excitation Γ est représentée figure 5.16, équivalente aux signaux temporels acquis au cours de l'expérience (figure 5.3). La pulsation de résonance linéaire $f_0 = \omega_0/(2\pi)$ est fixée à 90kHz, et la fréquence du *chirp* varie de 60 et 120kHz en 100ms, comme lors de l'expérience ($\Delta F = 60\text{kHz}$, $f_1 = 60\text{kHz}$, $T = 100\text{ms}$).

En simulant ce type de réponse pour une amplitude d'excitation Γ croissante et des coefficients non linéaires $\tilde{\delta}(< 0)$ et $\tilde{\alpha}(> 0)$ modérés, les dépendances en énergie des quatre paramètres non linéaires utilisés dans l'expérience peuvent être évaluées en fonction du type de non-linéarité (cubique ou hystérétique). Pour ce faire, les signaux tests u subissent la même analyse que les signaux expérimentaux (équations 5.1 à 5.4), permettant l'obtention des quatre paramètres non linéaires simulés Ω_{nl} , χ_{nl}^0 , $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ et τ_{max}^{nl} . Leurs dépendances en amplitude (ou en énergie pour une comparaison directe avec l'expérience) sont présentées figures 5.17 et 5.18, dans le cas d'une non-linéarité exclusivement cubique ($\tilde{\alpha} = 0$) et exclusivement hystérétique ($\tilde{\delta} = 0$) respectivement.

L'emploi du terme "modéré" pour qualifier les valeurs des paramètres non linéaires peut être défini comme suit. Les non-linéarités obtenues expérimentalement sont faibles, et à titre d'exemple, les paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ restent supérieurs à 0,97 quelle que soit l'amplitude d'excitation et le niveau de serrage (figure 5.11), alors qu'ils peuvent atteindre des valeurs inférieures à 0,7 dans les roches ou les milieux granulaires (figure 5.19). Ainsi, la valeur τ_{max} est toujours inférieure ou égale à une période du signal d'intercorrélacion, ce qui n'est pas le cas quand les non-linéarités sont plus fortes, où le maximum d'intercorrélacion peut être atteint plusieurs périodes avant ou après l'origine $\tau = 0$. Cette dernière condition peut donc définir en première approximation le terme "modéré", et celle-ci est vérifiée pour tous les résultats présentés dans ce chapitre.

Figure 5.20, les observations expérimentales obtenues pour l'interface os bovin/implant correspondant aux résultats de la figure 5.11 sont superposées aux résultats des modèles hystérétique et cubique. Les paramètres utilisés pour les modèles sont $Q = 80$, $1 \leq \Gamma \leq 2.10^{10}$, $(\tilde{\delta}, \tilde{\alpha}) = (0, 10^8)$ pour le modèle hystérétique et $(\tilde{\delta}, \tilde{\alpha}) = (-8.10^7, 0)$ pour le modèle cubique. Il est intéressant de remarquer que le modèle hystérétique est plus proche des résultats expérimentaux que le modèle cubique. Cette conclusion est également vraie pour l'interface fantôme d'os/implant, même si dans ce cas les termes de puissance expérimentaux des paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ sont plus éloignés du modèle hystérétique (tableau 5.1).

Une des hypothèses fortes de ce modèle, pouvant expliquer les différences entre les résultats expérimentaux et de simulation, est le fait qu'un seul mode de résonance est modélisé. Or le comportement global obtenu expérimentalement est le résultat de plusieurs modes de résonance, à des amplitudes différentes et possédant *a priori* des coefficients non linéaires $\tilde{\delta}$ et $\tilde{\alpha}$ dépendants du mode. Une autre caractéristique de ce modèle est la non prise en compte de l'amplitude des harmoniques qui, si elles se situent à une fréquence correspondant à un mode de résonance du système, peut avoir une influence non négligeable [148]. Par ailleurs, il faut signaler qu'une utilisation combinée des deux paramètres $\tilde{\delta}(< 0)$ et $\tilde{\alpha}(> 0)$ dans le modèle ne permet pas de se rapprocher plus convenablement des résultats expérimentaux.

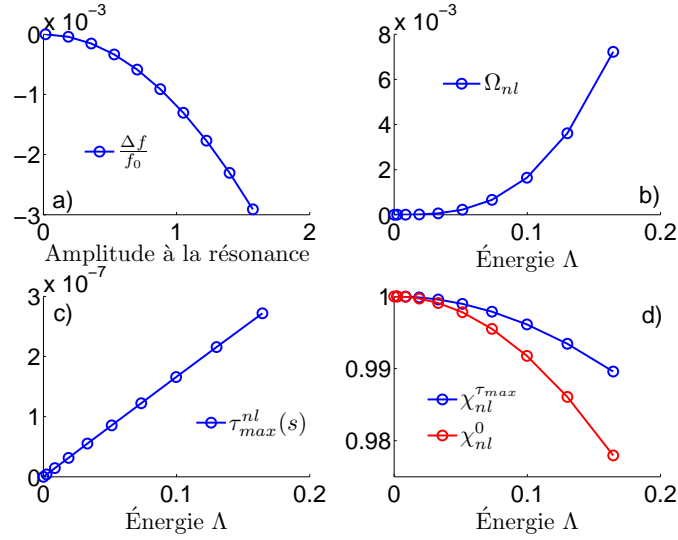


FIGURE 5.17 – Dépendance en amplitude ou en énergie dans le cas d’une non-linéarité cubique. Cette figure peut être comparée aux dépendances obtenues expérimentalement (figure 5.11). (a) Décalage de la fréquence de résonance en fonction de l’amplitude à la résonance. Nous noterons la dépendance quadratique attendue pour ce paramètre. (b) Paramètre Ω_{nl} en fonction de l’énergie du signal u . (c) Paramètre τ_{max}^{nl} en fonction de l’énergie du signal u . (d) Paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ en fonction de l’énergie du signal u .

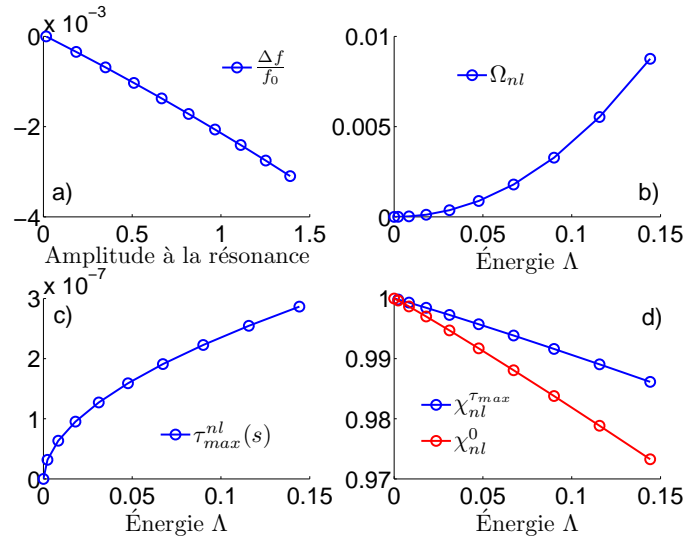


FIGURE 5.18 – Dépendance en amplitude ou en énergie dans le cas d’une non-linéarité hystérétique. Cette figure peut être comparée aux dépendances obtenues expérimentalement (figure 5.11). (a) Décalage de la fréquence de résonance en fonction de l’amplitude à la résonance. Nous noterons la dépendance linéaire attendue pour ce paramètre. (b) Paramètre Ω_{nl} en fonction de l’énergie du signal u . (c) Paramètre τ_{max}^{nl} en fonction de l’énergie du signal u . (d) Paramètres χ_{nl}^0 et $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ en fonction de l’énergie du signal u .

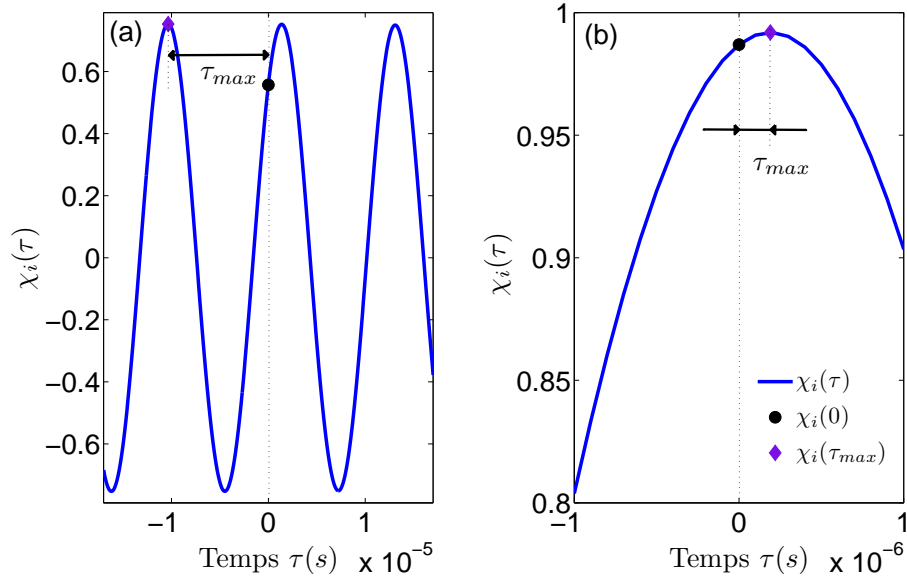


FIGURE 5.19 – Comparaison de deux fonctions d’intercorrélation, l’une correspondant à une forte non-linéarité, l’autre à une faible non-linéarité. **(a)** Cas d’une roche calcaire. Le maximum d’intercorrélation est atteint une période avant l’origine $\tau = 0$, signe d’une forte non-linéarité. **(b)** Fonction d’intercorrélation typique obtenue dans le cadre de cette expérience, correspondant à un faible niveau de non-linéarité, et identique à celle présentée figure 5.4.

Paramètre NL	modèle cubique	modèle hystérétique	expérience fantôme d’os	expérience os bovin
$(f - f_0)/f_0 = aU^b$	2	1		
$\Omega_{nl} = a(\Lambda - \Lambda_1)^b$	3	2	1.7	1.7
$\tau_{max}^{nl} = a(\Lambda - \Lambda_1)^b$	1	0.5	0.5	0.4
$\chi_{nl}^{\tau_{max}} = a(\Lambda - \Lambda_1)^b + 1$	2	1	0.4	0.7
$\chi_{nl}^0 = a(\Lambda - \Lambda_1)^b + 1$	2	1	0.5	0.8

TABLE 5.1 – Comparaison des termes de puissance (terme b) utilisés pour interpoler les résultats expérimentaux avec ceux obtenus pour les modèles exclusivement cubique et hystérétique. Les dépendances en amplitude pour le décalage de la fréquence de résonance d’une spectroscopie non linéaire en résonance classique sont également indiqués. Nous noterons la plus grande proximité entre le modèle hystérétique et les résultats expérimentaux.

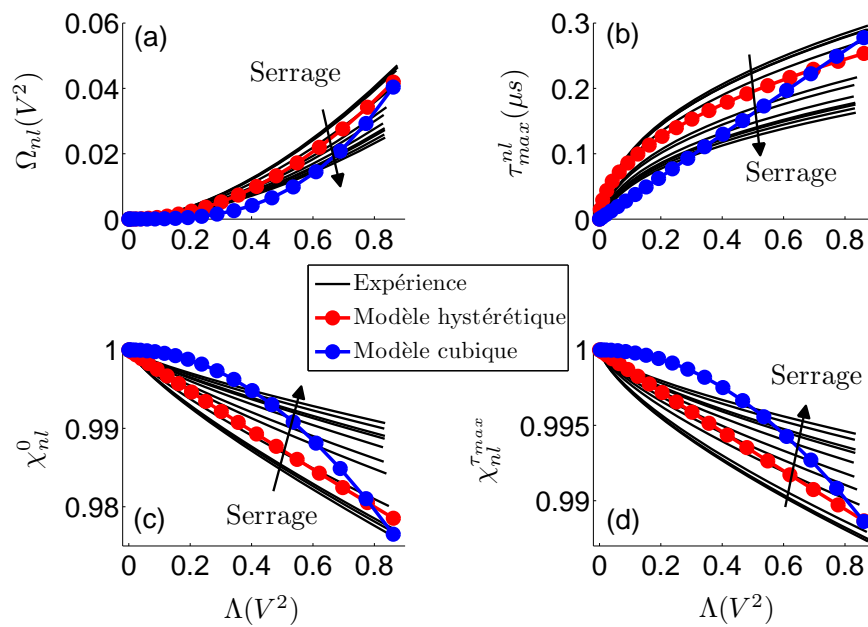


FIGURE 5.20 – Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus pour l'interface os bovin/implant (figure 5.11) et les modèles exclusivement cubique et hystérétique. (a) Paramètre Ω_{nl} . (b) Paramètre τ_{max}^{nl} . (c) Paramètre χ_{nl}^0 . (d) Paramètre $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$. Nous remarquons que le modèle hystérétique est plus proche des observations expérimentales que le modèle cubique.

Finalement, même si ce modèle pourrait être complexifié en prenant en compte par exemple la présence et les interactions de deux modes à des fréquences très proches, il permet d'évaluer simplement le type de non-linéarité obtenu et de caractériser le système expérimental par un paramètre non linéaire $\tilde{\delta}$ ou $\tilde{\alpha}$ effectif, résultat de la non-linéarité de tous les modes présents dans la bande de fréquence.

Source(s) de non-linéarité

La figure 5.21 présente les dépendances en énergie obtenues dans le cas où l'implant n'est en contact ni avec le fantôme d'os, ni avec l'os bovin. Pour comparaison, les états les plus serrés et desserrés des deux expériences sont également représentés. Trois principales observations peuvent être faites à partir de cette figure. Tout d'abord, pour l'interface desserrée os bovin/implant, la non-linéarité est systématiquement plus élevée que celle de l'implant seul. Ainsi, il semble que le faible état de contrainte à l'interface soit responsable de cette augmentation de non-linéarité. Le deuxième point correspond au fait que la non-linéarité mesurée pour l'interface desserrée fantôme d'os/implant est similaire à celle de l'implant seul. Dans ce cas, le faible état de contrainte à l'interface n'augmente pas la non-linéarité globale, celle-ci semblant provenir quasi-exclusivement de l'implant. En outre, la non-linéarité pour un état serré est plus faible que celle de l'implant seul : le fantôme d'os contribuerait donc à "atténuer" la non-linéarité de l'implant. Cette observation peut également être faite pour l'os bovin, mais de façon moins marquée. Finalement, la non-linéarité observée pour l'interface os bovin/implant est systématiquement plus élevée que celle de l'interface fantôme d'os/implant.

Par conséquent, ces observations diffèrent grandement de celles faites au chapitre 3, où la source de non-linéarité principale est l'interface entre la vis et la plaque. Ici, plusieurs "sources" de non-linéarité contribuent au résultat global obtenu, l'une ne semblant pas prépondérante devant les autres. Schématiquement, une première source de non-linéarité est l'interface entre les deux matériaux en contact, objet central de cette étude, liée notamment à la surface de contact (rugosité, présence de fluide) et à l'élasticité et l'atténuation intrinsèques des deux matériaux. Sur cet aspect, un état de surface plus rugueux de l'os pourrait expliquer la plus forte non-linéarité observée avec ce matériau. En outre, une deuxième source est liée à la non-linéarité de l'os ou du fantôme d'os. À ce titre, la quantité de micro-fissures ou la présence d'endommagement diffus dans l'os aurait un impact significatif sur la non-linéarité mesurée [150]. Le fantôme d'os, supposé non fissuré, posséderait quant à lui une non-linéarité (sinon identique) plus faible, et ceci pourrait encore une fois expliquer la plus faible non-linéarité mesurée dans le cas de l'interface fantôme d'os/implant. Enfin, une troisième source est la non-linéarité du système implant/pastilles piézoélectriques. Cette source est liée aux propriétés intrinsèques des matériaux le constituant et du collage entre implant et pastilles. Parmi ces deux dernières

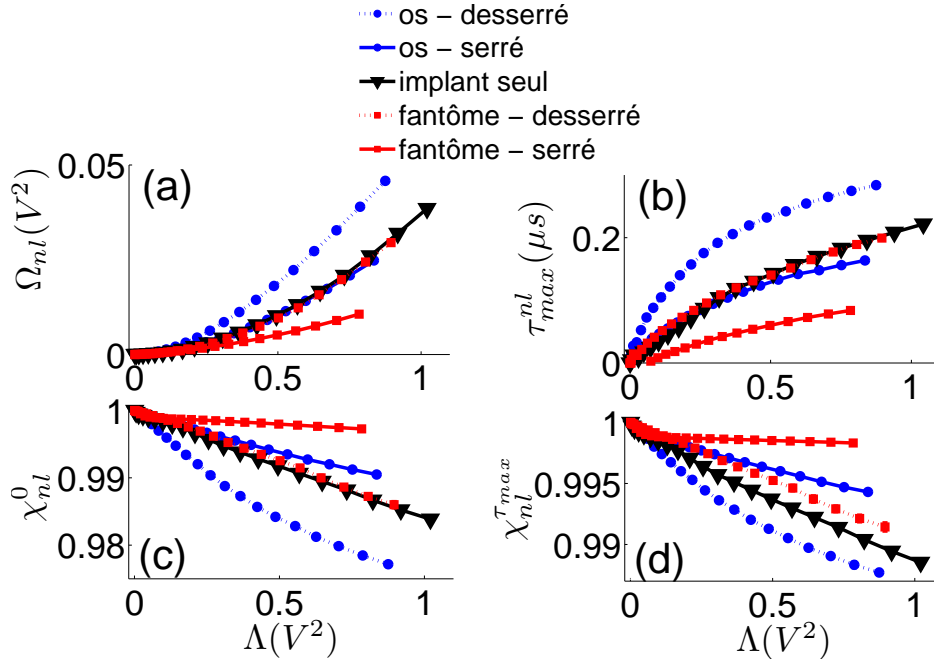


FIGURE 5.21 – Évolution des quatre paramètres non linéaires en fonction de l'énergie de sortie Λ pour le cas de l'implant seul (triangles noirs). Pour comparaison, les évolutions extrémales correspondant aux cas les plus et moins serrés (traits pleins et pointillés respectivement) sont rappelés pour le fantôme d'os (carrés) et l'os bovin (ronds). **(a)** Paramètre Ω_{nl} issu de l'analyse SSM. **(b)** Paramètre temporel τ_{max}^{nl} . **(c)** Paramètre χ_{nl}^0 correspondant à la valeur d'intercorrélation en zéro. **(d)** Paramètre $\chi_{nl}^{\tau_{max}}$ correspondant au maximum d'intercorrélation.

sources de non-linéarité, et au vu des valeurs de paramètres non linéaires obtenus pour l'os cortical humain [150], il est probable que la non-linéarité du système implant/pastilles soit prépondérante devant celle de l'os seul. Cette hypothèse devra toutefois être vérifiée par une étude comparative ultérieure.

Par ailleurs, cette combinaison de différentes sources de non-linéarité pourrait également expliquer les dépendances en amplitude parfois inattendues obtenues expérimentalement, si les sources de non-linéarités possèdent des seuils d'activation en amplitude différents (par exemple figure 5.6c où certaines dépendances en énergie ont une légère forme de sigmoïde).

Finalement, cette comparaison entre la non-linéarité de l'implant seul et celle mesurée en contact avec le fantôme d'os ou l'os bovin est une étape essentielle pour analyser correctement les résultats expérimentaux précédents. La non-linéarité de l'interface n'étant pas prépondérante devant les autres sources potentielles, il conviendrait donc, en amont, d'évaluer le niveau de ces dernières pour estimer celle seulement liée à l'interface.

5.4.2 Paramètres linéaires

De façon similaire aux paramètres non linéaires, l'évolution des paramètres linéaires est liée à la contribution de tous les modes de résonance présents dans la bande de fréquence. Notre choix s'est tout d'abord porté sur quatre paramètres directement équivalents aux paramètres non linéaires et caractérisant le niveau de dissemblance entre les signaux obtenus à chaque étape de serrage, en utilisant la première étape de serrage comme référence. Ainsi, ces quatre paramètres quantifient indistinctement toute évolution des caractéristiques élastiques ou dissipatives (linéaires) du système.

Ces quatre premiers paramètres, s'ils sont directement comparables avec les paramètres non linéaires, éclairent difficilement l'évolution linéaire du système (augmentations ou diminutions des fréquences de résonance et/ou de l'atténuation). En outre, s'ils sont utiles d'un point de vue méthodologique pour cette étude, ils seraient difficilement utilisables *in vivo*, car basés sur la valeur obtenue pour le premier état de serrage. Pour ce faire, un second jeu de paramètres linéaires est utilisé, basé sur l'énergie et le barycentre temporel du signal. Ces deux paramètres s'avèrent relativement inefficaces dans notre cas, à cause de la présence de modes proches des fréquences limites du *chirp*. Ces paramètres pourraient néanmoins être utiles à terme, dans le cas où l'énergie présente aux fréquences limites est négligeable devant l'énergie totale du signal.

5.4.3 Comparaison linéaire/non linéaire

Ce paragraphe s'attache à comparer la sensibilité des différents paramètres extraits lors de cette étude. Pour rendre cette comparaison succincte, seuls les paramètres les plus sensibles de chaque catégorie (non linéaire, linéaire et commerciale) dans la gamme utile de serrage seront pris en compte :

- En comparant les quatre paramètres non linéaires pour le fantôme d'os (figure 5.7) et l'os bovin (figure 5.12), le coefficient $a_{\tau_{max}}^{nl}$ issu des interpolations effectuées figures 5.6b et 5.11b s'avère être le plus sensible.
- De la même façon, en comparant les quatre paramètres linéaires des figures 5.8 et 5.13, le paramètre temporel τ_{max}^{lin} s'avère également être le plus sensible et/ou le plus monotone sur la gamme de serrage d'intérêt.
- Les deux paramètres linéaires élastique Δt_{lin} et dissipatif ΔE_{lin} , d'intérêts potentiels mais n'étant pas adaptés dans notre configuration (voir paragraphe 5.4.2), ne seront pas pris en compte.
- Enfin, le paramètre ISQ_2 issu du dispositif commercial est retenu pour sa plus grande sensibilité figures 5.10 et 5.15.

Au final, le paramètre non linéaire $a_{\tau_{max}}^{nl}$ est comparé à τ_{max}^{lin} figures 5.22 et 5.24 pour le fantômes d'os et l'os bovin respectivement. Ce même paramètre non linéaire est comparé

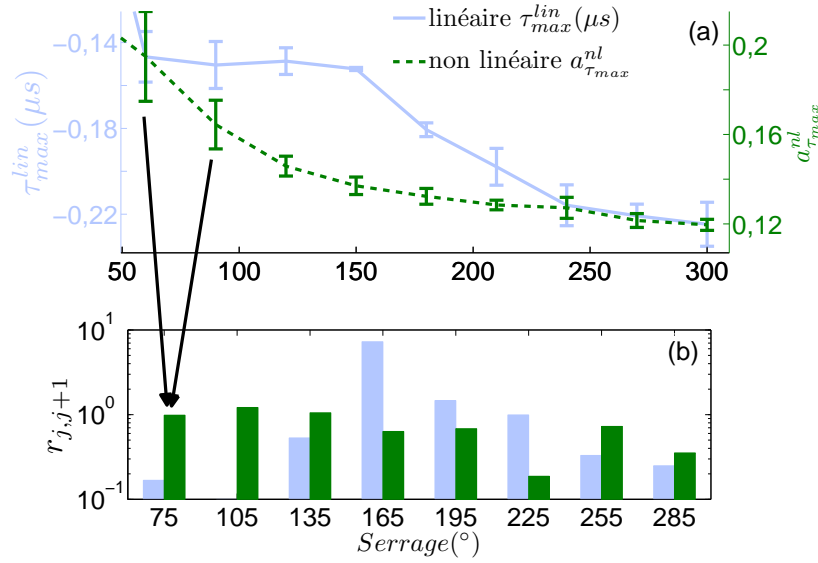


FIGURE 5.22 – (a) Comparaison des deux paramètres τ_{max}^{lin} et $a_{\tau_{max}}^{nl}$ sur la gamme de serrage 60-300° et pour l’interface fantôme d’os/implant. (b) Rapport $r_{j,j+1}$ issu de l’équation 5.15 permettant de comparer la sensibilité des deux paramètres d’un état de serrage au suivant. Le comportement légèrement non monotone autour de 100° pour le paramètre linéaire implique un rapport r négatif : il n’est dans ce cas pas représenté.

à $-ISQ_2$ figures 5.23 et 5.25 pour le fantôme d’os et l’os bovin respectivement. L’opposé de ISQ_2 est utilisé pour obtenir le même sens de variation pour les deux paramètres. De plus, pour ces quatre figures, l’analyse consiste à évaluer entre deux états de serrage successifs le rapport de la variation du paramètre sur la somme des écarts-type en ces deux points, tel que :

$$r_{j,j+1} = \frac{p_{j+1} - p_j}{e_j + e_{j+1}} \text{ ou } \frac{p_j - p_{j+1}}{e_j + e_{j+1}} \quad (5.15)$$

de sorte que le rapport $r_{j,j+1}$ soit majoritairement positif sur toute la gamme de serrage. p_j est la valeur du paramètre à l’état du serrage j et e_j est l’écart-type associé. Un rapport supérieur à 1 signifie que les barres d’erreur des deux points ne se "chevauchent" pas.

Figure 5.22, le paramètre linéaire n’est sensible qu’aux niveaux de serrage intermédiaires (150-250°), et n’est pas du tout sensible à faibles et forts serrages. À l’inverse, la diminution et la sensibilité continues du paramètre non linéaire tout au long de la gamme de serrage le rendent en comparaison adéquat pour notre application. Figure 5.23, les évolutions des paramètres non linéaire et commercial sont semblables. Les sensibilités sont également similaires, excepté peut-être aux plus forts serrages où le paramètre non linéaire semble posséder une sensibilité légèrement plus grande.

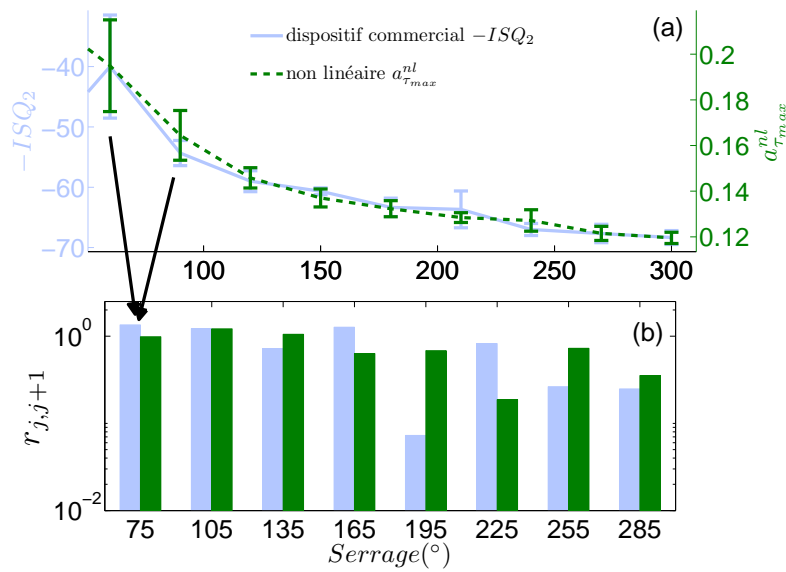


FIGURE 5.23 – (a) Comparaison des deux paramètres $-ISQ_2$ et $a_{\tau_{max}}^{nl}$ sur la gamme de serrage 60-300° et pour l’interface fantôme d’os/implant. (b) Rapport $r_{j,j+1}$ issu de l’équation 5.15 permettant de comparer la sensibilité des deux paramètres d’un état de serrage au suivant.

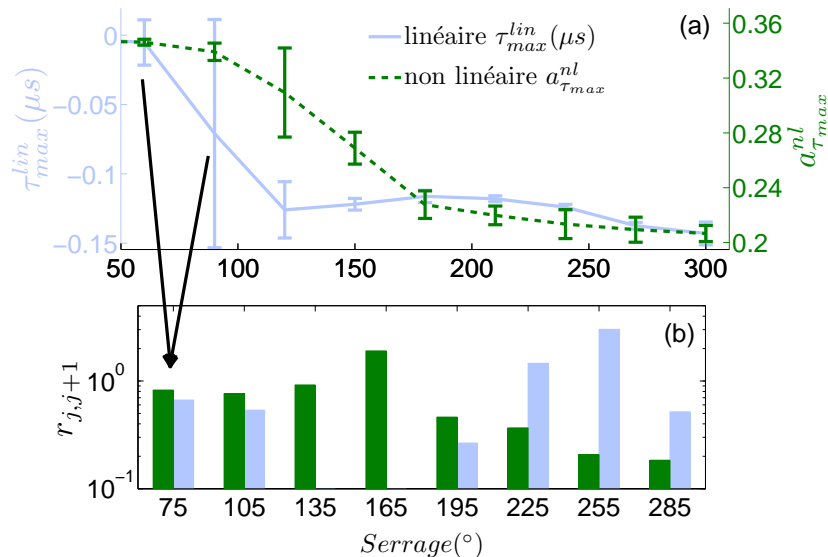


FIGURE 5.24 – (a) Comparaison des deux paramètres τ_{max}^{lin} et $a_{\tau_{max}}^{nl}$ sur la gamme de serrage 60-300° et pour l’interface os bovin/implant. (b) Rapport $r_{j,j+1}$ issu de l’équation 5.15 permettant de comparer la sensibilité des deux paramètres d’un état de serrage au suivant. Le comportement non monotone autour de 150° pour le paramètre linéaire implique un rapport r négatif : il n’est dans ce cas pas représenté.

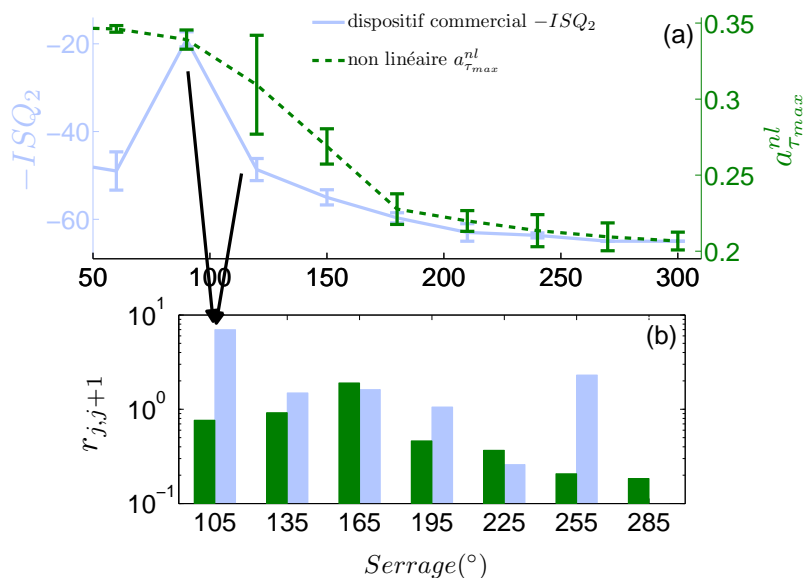


FIGURE 5.25 – (a) Comparaison des deux paramètres $-ISQ_2$ et $a_{\tau_{max}}^{nl}$ sur la gamme de serrage 60-300° et pour l’interface os bovin/implant. La valeur ISQ_2 obtenue à 60° est considérée comme aberrante et n’est pas retenue pour la comparaison, limitant la gamme de serrage à 90-300°. (b) Rapport $r_{j,j+1}$ issu de l’équation 5.15 permettant de comparer la sensibilité des deux paramètres d’un état de serrage au suivant.

Figure 5.24, la gamme de sensibilité du paramètre non linéaire est située à des niveaux de serrage intermédiaires (100-200° environ). En outre, le rapport r élevé obtenu à fort serrage pour le paramètre linéaire apparaît biaisé à cause du caractère non monotone de son évolution. De ce fait, même si le paramètre non linéaire apparaît sensible sur une gamme de serrage plus limitée que pour le fantôme d’os, son évolution monotone en fait un outil adapté pour notre application. Enfin, figure 5.25, les sensibilités des deux paramètres sont plus élevées à faible serrage, le paramètre linéaire paraissant plus sensible autour de 105°, en raison d’une meilleure reproductibilité. À fort serrage, la sensibilité la plus élevée change d’un paramètre à l’autre à chaque augmentation de serrage, aucune tendance ne se dégage.

En résumé, ces résultats sont encourageants car il apparaît que le paramètre non linéaire retenu, issue d’une approche nouvelle et non optimisée, est aussi sensible que le paramètre linéaire issu d’un dispositif commercial utilisé *in vivo*, ayant lui fait l’objet d’une optimisation poussée. Le paramètre non linéaire semble de surcroît légèrement plus sensible à forts niveaux de serrage pour l’interface implant/fantôme d’os. Dans cette zone, le dispositif commercial indique des valeurs comprises entre 65 et 68, supérieures ou égales à la valeur 65 définie par le fabricant comme une limite entre un implant instable et stable. Obtenir une sensibilité plus élevée dans cette zone s’avère donc être un second point positif.

Finalement, tout travail futur devra inclure un plus grand nombre d'échantillons osseux et des prothèses de géométrie et d'états de surface variés, pour évaluer de façon plus complète et plus fine l'apport des méthodes non linéaires. Enfin, quelques améliorations décrites au paragraphe suivant pourraient être mise en œuvre ultérieurement pour améliorer encore la sensibilité.

5.4.4 Limites et perspectives de l'étude

Amélioration du modèle expérimental

Le modèle expérimental présenté dans ce chapitre et constitué de deux échantillons d'os cortical prenant en étau un implant instrumenté permet de simuler simplement le processus d'ostéointégration. Il permet en outre d'éviter les inconvénients relevés au chapitre précédent lors du serrage à différents couples. Pour ce nouveau modèle, plusieurs améliorations pourraient être mises en œuvre par la suite pour minimiser la dispersion des résultats obtenus entre deux expériences de serrage. Notamment, un dispositif permettant de mesurer une valeur de contrainte ou déformation statique à l'interface pourrait être mis en place afin de clairement quantifier le niveau de serrage (par exemple un dispositif constitué de jauges de contrainte). En effet, dans cette expérience, le serrage est défini par un angle en degré ($^{\circ}$) correspondant à des "tours d'étau". Si cet angle permet de connaître l'augmentation relative de contrainte entre deux états de serrage, le choix de la position initiale de l'étau peut être délicat à établir. En pratique, les mesures de stabilité effectuées grâce au dispositif commercial ont permis *a posteriori* de valider la position initiale choisie.

Par ailleurs, si ce modèle expérimental d'ostéointégration fournit un outil performant pour évaluer la sensibilité des méthodes non linéaires, notons toutefois qu'il reproduit imparfaitement les conditions d'une prothèse insérée dans l'os. Une campagne *in vivo* devra être menée à terme pour valider les résultats obtenus grâce à ce modèle.

Dépendances en amplitude

Concernant le type de non-linéarité observé, il est important de noter la différence de conclusion entre cette étude et celle présentée au chapitre précédent. La lecture des différentes composantes fréquentielles effectuée au chapitre précédent permettait en effet de déduire un comportement non linéaire classique, alors que le résultat présenté dans ce chapitre s'apparente plutôt à une non-linéarité hystérétique.

Tout d'abord, la technique en résonance utilisée ici permet difficilement l'observation de la non-linéarité quadratique car cette dernière n'influence pas les fréquences de résonance des différents modes. Elle n'est en effet observable qu'à partir de l'évolution du second harmonique, qui a *a priori* une influence moindre vis-à-vis des évolutions

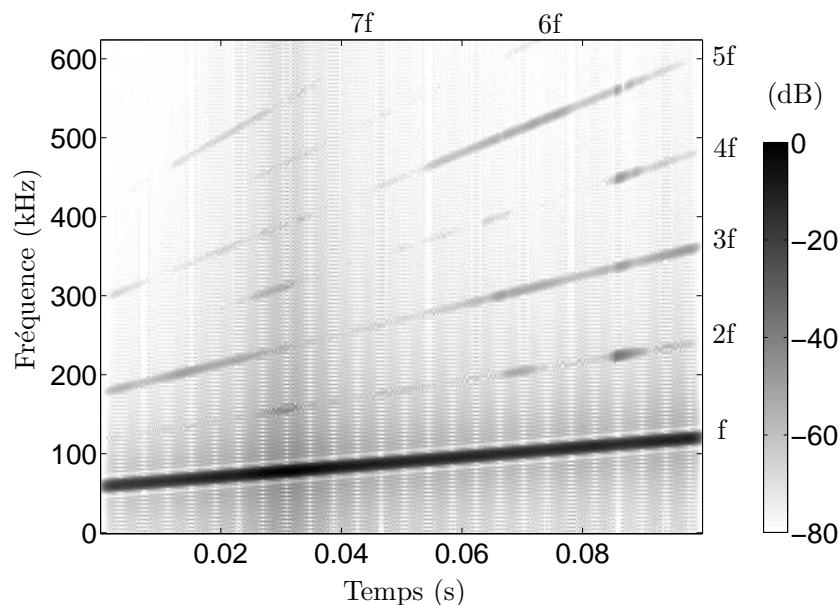


FIGURE 5.26 – Représentation temps-fréquence obtenue dans le cas de l’interface os bovin/implant à l’amplitude d’excitation la plus élevée, et pour l’état le plus desserré. Cette visualisation confirme la complexité du système, les harmoniques impairs n’étant prépondérants que sur certains intervalles de temps.

des fréquences fondamentales sur les paramètres non linéaires extraits dans cette étude. À ce titre, une observation des composantes spectrales des signaux obtenus dans cette étude permet, comme lors du chapitre précédent, de comparer les amplitudes relatives des harmoniques pairs et impairs. Les composantes du second (120-240Hz) et troisième (180-360Hz) harmoniques se chevauchant partiellement³, seule une visualisation temps-fréquence des signaux permet cette comparaison (figure 5.26). Cette analyse permet encore une fois de visualiser toute la complexité du système. En effet, si les harmoniques impairs semblent prépondérants sur certains intervalles de temps (0-0,02s et autour de 0,08s) et confirme le comportement non linéaire hystérétique, la question reste en suspens sur certains autres (0,02-0,04s et autour de 0,09s). Finalement, la conclusion tirée du modèle (partie 5.4.1), faisant état d’une non-linéarité plutôt hystérétique, peut être relativisée en observant figure 5.26 le comportement des harmoniques pairs et impairs. Ainsi, un travail ultérieur pourrait consister à ajouter au modèle l’influence du second harmonique, et permettrait peut-être de minimiser les différences obtenues entre les résultats expérimentaux et le modèle.

Une autre différence entre les deux études concerne les amplitudes de déformation

3. Cette superposition des premiers harmoniques n’est pas présente dans l’étude du chapitre précédent car la majeure partie de l’énergie est contenue en pratique sur une bande de fréquence restreinte (80-105Hz), permettant une analyse à partir du spectre directement (figure 4.4).

utilisées. Si elles sont difficilement quantifiables à cause de la géométrie complexe des modèles expérimentaux, le niveau de déformation est sans doute plus élevé dans le cas de l'étude précédente. Par conséquent, au vu des différentes sources de non-linéarité et de leur seuil d'activation en amplitude possiblement différent, il n'est pas exclu que cela contribue à ces observations finales divergentes.

Finalement, les dépendances en amplitude observées pour les quatre paramètres non linéaires sont directement liées au comportement des différents modes dans la bande de fréquence, ceux-ci activant toutes les sources de non-linéarité (interface, implant, os) dans des proportions différentes. Si l'utilisation du modèle présenté au paragraphe 5.4.1 permet de connaître les dépendances en amplitude correspondant à des cas expérimentaux simples (un seul mode, non-linéarité exclusivement classique ou hystérétique, non prise en compte des harmoniques), seul un travail expérimental plus approfondi permettra de prédire les dépendances en amplitude pour différents types de prothèses (matériau, géométrie, état de surface) et de qualité d'os. En parallèle, un travail plus fondamental devra être mené pour évaluer la nature de la non-linéarité de la seule interface entre titane et os, en limitant l'influence des autres sources de non-linéarité.

Améliorations envisageables pour un dispositif *in vivo*

En terme d'instrumentation, les deux petites pastilles piézoélectriques pour émettre et recevoir les signaux constituent une solution se rapprochant d'un dispositif *in vivo*. Cependant, pour s'en approcher davantage, un dispositif sans contact devra être mis au point, basé soit sur le même principe de magnétostriction que le dispositif commercial, soit en utilisant des transducteurs piézoélectriques à couplage aérien. Les deux questions clés qui détermineront ce choix seront (i) le niveau de déformation atteint par l'émetteur et (ii) le niveau de répétabilité et de rapport signal à bruit des mesures, souvent critiques dans le cas de dispositifs sans contact.

Par ailleurs, la technique large bande utilisée dans ce chapitre a permis d'obtenir un paramètre non linéaire aussi sensible que le paramètre issu du dispositif commercial sur toute la gamme de serrage. Ce résultat constitue une avancée par rapport à celui obtenu au chapitre 3, où chaque mode étudié n'était sensible que sur une partie limitée de la gamme de couple. De ce fait, augmenter encore la bande de fréquence de travail pourrait s'avérer payant pour gagner en sensibilité. En effet, une large gamme de fréquence, impliquant une gamme de longueur d'onde étendue, pourrait contribuer à sonder l'interface d'étude à différentes échelles (μm au mm pour le cas particulier de l'implant dentaire).

Enfin, cette étude large bande pourrait être enrichie en effectuant une analyse séparée des différentes composantes du signal (fondamental et les différents harmoniques) à partir des diagrammes temps-fréquence (figure 5.26). Cette analyse complémentaire pourrait peut-être permettre en pratique l'extraction de paramètres non linéaires plus sensibles

que les paramètres globaux extraits. Si les méthodes basées sur la mesure de l'amplitude des harmoniques sont généralement fragiles à cause du choix délicat d'une fréquence de travail, suivre l'amplitude des différents harmoniques avec l'excitation de type *chirp* et extraire un paramètre global (*i.e.* large bande) pour chaque harmonique serait sans doute une alternative robuste.

5.5 Conclusion

En conclusion, un nouveau dispositif de mimétisme de l'ostéointégration est présenté dans ce chapitre, associé à deux méthodes large bande, dans un contexte fortement atténuant où la superposition des modes ne permet pas une analyse classique des signaux. De plus, et en comparaison avec l'instrumentation utilisée au chapitre précédent, celle retenue pour cette expérience se rapproche d'une configuration utilisable *in vivo*. Les résultats montrent qu'un des paramètres non linéaires extrait à partir de l'analyse des fonctions d'intercorrélation est plus sensible que celui issu de la méthode de soustraction après mise à l'échelle. Ce paramètre montre une sensibilité comparable au paramètre linéaire utilisé en implantologie dentaire. Un travail plus conséquent incluant un plus grand nombre d'échantillons osseux et des implants de géométrie et d'états de surface plus variés devra être mis en œuvre dans le futur pour évaluer de façon plus complète et plus fine l'apport des méthodes ultrasonores non linéaires. Différentes perspectives de travail sont également abordées pour améliorer encore la sensibilité de ces méthodes. Plus généralement, ce dispositif de mimétisme pourrait aisément être adapté à d'autres sites anatomiques tels que l'interface entre un fémur et une prothèse de hanche. Enfin, la méthode large bande basée sur l'analyse des fonctions d'intercorrélation et mise en œuvre pour cette application médicale peut être d'un apport potentiel pour les techniques ultrasonores de contrôle et d'évaluation non destructives.

Conclusion

Ce travail de thèse s'est inscrit dans la perspective à long terme d'implémenter *in vivo* de nouvelles méthodes non invasives de contrôle du scellement ou de l'ostéointégration de prothèses osseuses. Bien qu'étant la plus utilisée cliniquement, la radiographie à rayons X souffre d'une faible sensibilité, limitant par exemple sa capacité à dépister précocement le descellement d'une prothèse. D'autres méthodes apparues ces quinze dernières années et basées sur la mesure de la réponse élastique et/ou dissipative linéaires ont donné des résultats concluants *in vitro*, mais leur efficacité *in vivo* est encore sujette à caution.

Dans cette étude, nous nous sommes appuyés sur l'hypothèse que la réponse élastique non linéaire pouvait apporter une information supplémentaire sur l'interface os/prothèse, et de ce fait améliorer la sensibilité des dispositifs existants. Les méthodes basées sur la mesure de la réponse non linéaire, ayant fait leur apparition dans les domaines de la géophysique et du contrôle non destructif des matériaux, ont montré une plus grande sensibilité que la réponse linéaire à la présence de contacts faibles au sein d'une structure rigide, tels que les fissures. Notre travail a consisté à comparer différentes méthodes non linéaires en terme de sensibilité et d'applicabilité *in vivo*. Différents modèles expérimentaux simples, permettant de simuler les processus de scellement et/ou d'ostéointégration, ont en outre été développés pour mettre en œuvre ces techniques non linéaires dans des conditions expérimentales contrôlées.

Une première mesure non linéaire sur un modèle constitué de deux matériaux peu atténuants a été mise en œuvre et présentée au chapitre trois. Cette expérience *a priori* favorable à la présence d'une réponse non linéaire sensible consiste simplement à serrer une vis d'acier à différents couples dans une plaque d'aluminium. La technique utilisée, basée sur la spectroscopie non linéaire en résonance, nous a permis de confirmer la plus grande sensibilité de la réponse non linéaire élastique. Elle a permis en outre de montrer que plusieurs modes de résonance du système devaient être utilisés pour obtenir une sensibilité élevée sur une large gamme de couple.

Deux modèles expérimentaux plus réalistes ont ensuite été étudiés, constitués d'un implant dentaire et d'un fantôme d'os. Le premier consiste, comme lors de l'expérience précédente, à serrer l'implant à différent couples dans le fantôme d'os. Le second consiste à suivre la polymérisation d'une colle à l'interface fantôme d'os/implant. Prenant appui

sur le résultat de l'expérience précédente, une méthode non linéaire large bande alliée aux techniques de retournement temporel est mise en œuvre. L'aspect "large bande" permet de couvrir plusieurs modes de résonance de l'implant, facilitant le sondage de l'interface d'étude. De plus, en focalisant l'énergie sur l'interface, les techniques de retournement temporel permettent d'obtenir de forts niveaux de déformation malgré des propriétés élastiques et dissipatives moins favorables : forte atténuation du fantôme d'os et forte différence d'élasticité entre les deux matériaux. Une réponse non linéaire conséquente et sensible à la stabilité de l'implant est obtenue pour les deux modèles expérimentaux. Enfin, et au delà de ces résultats, cette expérience marque un tournant dans cette étude en terme de modèles expérimentaux. En effet, l'expérience liée au serrage à différents couples dans le fantôme fait apparaître plusieurs inconvénients liés à la forte différence d'élasticité des deux matériaux en contact, caractéristique qui n'était pas présente dans l'expérience précédente. Enfin, l'expérience liée à la polymérisation de la colle se révèle moins favorable à la mesure d'une réponse non linéaire, à cause du caractère très atténuant de la colle à l'interface.

Un dernier modèle d'ostéointégration, développé pour pallier les inconvénients relevés lors de la seconde expérience, est finalement présenté au chapitre cinq. Deux méthodes large bande, adaptées aux conditions de forte atténuation et permettant l'utilisation d'une instrumentation simple et proche des conditions *in vivo*, sont mises en œuvre et comparées. La première s'appuie sur la technique de soustraction après mise à l'échelle et la deuxième sur l'utilisation de fonctions d'intercorrélation. Différents paramètres linéaires, soit directement équivalents aux paramètres non linéaires soit issus d'un dispositif commercial, sont également extraits et comparés aux résultats non linéaires. Le paramètre non linéaire le plus sensible, obtenu à partir des fonctions d'intercorrélation, s'avère plus sensible que les paramètres linéaires équivalents pour les deux interfaces d'étude : fantôme d'os/implant dentaire et os bovin/implant dentaire. Ce même paramètre, extrait à partir d'une méthode nouvelle et non optimisée, possède en outre une sensibilité comparable à celle d'un dispositif commercial, ayant lui fait l'objet d'une optimisation poussée.

Ces résultats montrent que tout travail futur devra s'appuyer sur un plus grand nombre d'échantillons composés de type de prothèses (géométrie, matériau, état de surface) et de qualité d'os différents, pour évaluer de façon plus complète et plus fine l'apport des méthodes non linéaires. Ce travail pourra être associé à l'utilisation d'une gamme de fréquence plus étendue, pour espérer gagner encore en sensibilité. Parallèlement, les perspectives de ce travail s'inscrivent dans l'élaboration d'un dispositif de mesure *in vivo* permettant une excitation et une mesure large bande et sans contact. Cette dernière étape permettra notamment de valider les modèles expérimentaux utilisés dans cette étude pour simuler les processus de scellement et d'ostéointégration.

Finalement, ce travail contribue à l'essor des méthodes non linéaires pour le suivi du

scellement et/ou de l'ostéointégration des prothèses, voire au-delà, pour le contrôle non destructif des matériaux. Par rapport aux précédentes études traitant de cette application et basées sur la mesure de la réponse élastique non linéaire, nous nous sommes attachés à simuler de nombreux états de stabilité de la prothèse, en ne nous limitant pas aux seuls cas extrêmes (prothèse stable ou instable). Ce travail a permis de comparer méticuleusement les sensibilités de différentes méthodes linéaires et non linéaires en retenant celles les plus adaptées à une configuration *in vivo*.

Bibliographie

- [1] J. Charnley. Arthroplasty of the hip. a new operation. *Lancet*, 1(7187) :1129, 1961.
- [2] P.I. Brånemark, BO Hansson, R. Adell, U. Breine, J. Lindstrom, O. Hallen, and A. Ohman. Osseointegrated implants in the treatment of the edentulous jaw. experience from a 10-year period. *Scandinavian journal of plastic and reconstructive surgery. Supplementum*, 16 :1, 1977.
- [3] P. Herberts and H. Malchau. Long-term registration has improved the quality of hip replacement : a review of the swedish thr register comparing 160,000 cases. *Acta Orthopaedica*, 71(2) :111–121, 2000.
- [4] M. Esposito, L. Murray-Curtis, M.G. Grusovin, P. Coulthard, and H.V. Worthington. Interventions for replacing missing teeth : different types of dental implants. *Cochrane Database Syst Rev*, 4 :1–41, 2007.
- [5] Ilser Turkyilmaz and Edwin A. McGlumphy. Influence of bone density on implant stability parameters and implant success : a retrospective clinical study. *BMC Oral Health*, 8 :32, 2008.
- [6] M. Atsumi, S.H. Park, and H.L. Wang. Methods used to assess implant stability : Current status. *Int. J. Oral Maxillofacial Impl.*, 22 :743–754, 2007.
- [7] S.C. Cowin. *Bone Mechanics Handbook*. CRC Press, 2001.
- [8] Murat Çehreli, Saime Sahin, and KIvanç Akça. Role of mechanical environment and implant design on bone tissue differentiation : current knowledge and future contexts. *Journal of Dentistry*, 32 :123 – 132, 2004.
- [9] R. Gapski, H.L. Wang, P. Mascarenhas, and N.P. Lang. Critical review of immediate implant loading. *Clinical Oral Implants Research*, 14(5) :515–527, 2003.
- [10] F. Javed and G.E. Romanos. The role of primary stability for successful immediate loading of dental implants. A literature review. *J. dentistry*, 38(8) :612–620, 2010.
- [11] T. Berglundh, I. Abrahamsson, N.P. Lang, and J. Lindhe. De novo alveolar bone formation adjacent to endosseous implants. *Clinical Oral Implants Research*, 14(3) :251–262, 2003.
- [12] J.B. Park and R.S. Lakes. *Biomaterials : an introduction*. Springer Verlag, 2007.
- [13] M. Geetha, AK Singh, R. Asokamani, and AK Gogia. Ti based biomaterials, the ultimate choice for orthopaedic implants-A review. *Progress in Materials Science*, 54(3) :397–425, 2009.
- [14] J.L. Ong and D.C.N. Chan. Hydroxyapatite and their use as coatings in dental implants : a review. *Critical reviews in biomedical engineering*, 28(5-6) :667–707, 2000.

- [15] L. Sun, C.C. Berndt, K.A. Gross, and A. Kucuk. Material fundamentals and clinical performance of plasma-sprayed hydroxyapatite coatings : A review. *Journal of biomedical materials research*, 58(5) :570–592, 2001.
- [16] P.R. Klokkevold, R.D. Nishimura, M. Adachi, and A. Caputo. Osseointegration enhanced by chemical etching of the titanium surface. a torque removal study in the rabbit. *Clinical Oral Implants Research*, 8(6) :442–447, 1997.
- [17] G. Mendonca, D. Mendonca, F.J.L. Aragao, and L.F. Cooper. Advancing dental implant surface technology-From micron-to nanotopography. *Biomaterials*, 29(28) :3822–3835, 2008.
- [18] C.N. Elias, Y. Oshida, J.H.C. Lima, and C.A. Muller. Relationship between surface properties (roughness, wettability and morphology) of titanium and dental implant removal torque. *Journal of the Mechanical Behavior of Biomedical Materials*, 1(3) :234–242, 2008.
- [19] L. Le Guehennec, A. Soueidan, P. Layrolle, and Y. Amouriq. Surface treatments of titanium dental implants for rapid osseointegration. *Dental Materials*, 23(7) :844–854, 2007.
- [20] DA Puleo and A. Nanci. Understanding and controlling the bone-implant interface. *Biomaterials*, 20(23-24) :2311–2321, 1999.
- [21] I.D. Learmonth, C. Young, and C. Rorabeck. The operation of the century : total hip replacement. *The Lancet*, 370(9597) :1508–1519, 2007.
- [22] TW Bauer and J. Schils. The pathology of total joint arthroplasty. I. Mechanisms of implant fixation. *Skeletal radiology*, 28(8) :423, 1999.
- [23] W.R. Krause, W. Krug, and JO Miller. Strength of the cement-bone interface. *Clin. Orthopaedics and Rel. Res.*, 163 :290, 1982.
- [24] M.J. Askew, J.W. Steege, J.L. Lewis, J.R. Ranieri, and R.L. Wixson. Effect of cement pressure and bone strength on polymethylmethacrylate fixation. *Journal of orthopaedic research*, 1(4) :412–420, 1983.
- [25] T.W. Bauer and J. Schils. The pathology of total joint arthroplasty. II. Mechanisms of implant failure. *Skeletal radiology*, 28(9) :483–497, 1999.
- [26] P.I. Branemark, G.A. Zarb, T. Albrektsson, and H.M. Rosen. Tissue-integrated prostheses. osseointegration in clinical dentistry. *Plastic and Reconstructive Surgery*, 77(3) :496, 1986.
- [27] T. Albrektsson, G. Zarb, P. Worthington, and A.R. Eriksson. The long-term efficacy of currently used dental implants : a review and proposed criteria of success. *Int J Oral Maxillofac Implants*, 1(1) :11–25, 1986.
- [28] C.E. Misch. *Dental implant prosthetics*. 2005.
- [29] JM Goodson, AD Haffajee, and SS Socransky. The relationship between attachment level loss and alveolar bone loss. *Journal of Clinical Periodontology*, 11(5) :348–359, 1984.
- [30] GA Zarb and A. Schmitt. The longitudinal clinical effectiveness of osseointegrated dental implants : the toronto study. part iii : Problems and complications encountered. *The Journal of prosthetic dentistry*, 64(2) :185–194, 1990.

-
- [31] T. Zumstein, C. Billstrom, and L. Sennerby. A 4-to 5-year retrospective clinical and radiographic study of neoss implants placed with or without gbr procedures. *Clinical implant dentistry and related research*, 2010.
- [32] D.E. Smith and G.A. Zarb. Criteria for success of osseointegrated endosseous implants. *The Journal of Prosthetic Dentistry*, 62(5) :567–572, 1989.
- [33] M. S. Schwarz, S. L. Rothman, M. L. Rhodes, and N. Chafetz. Computed tomography : Part i. preoperative assessment of the mandible for endosseous implant surgery. *Int. J. Oral Maxillofac. Implants*, 2 :137–41, 1987.
- [34] M. S. Schwarz, S. L. Rothman, M. L. Rhodes, and N. Chafetz. Computed tomography : Part ii. preoperative assessment of the maxilla for endosseous implant surgery. *Int. J. Oral Maxillofac. Implants*, 2 :143–8, 1987.
- [35] R. Bernhardt, D. Scharnweber, B. Muller, F. Beckmann, P.J. Thurner, H. Schliephake, P. Wyss, F. Beckmann, J. Goebels, and H. Worch. Comparison of microfocus-and synchrotron x-ray tomography for the analysis of osteointgration around Ti6Al4V implants. *European Cells and Materials*, 7 :42–51, 2004.
- [36] F. Jegoux, O. Malard, E. Goyenvalle, E. Aguado, and G. Daculsi. Radiation effects on bone healing and reconstruction : interpretation of the literature. *Oral Surgery, Oral Medicine, Oral Pathology, Oral Radiology, and Endodontology*, 109(2) :173–184, 2010.
- [37] N.L. Frederiksen. Diagnostic imaging in dental implantology. *Oral Surgery, Oral Medicine, Oral Pathology, Oral Radiology, and Endodontology*, 80(5) :540–554, 1995.
- [38] C. Johansson and T. Albrektsson. Integration of screw implants in the rabbit : a 1-year follow-up of removal torque of titanium implants. *The International journal of oral & maxillofacial implants*, 2(2) :69, 1987.
- [39] CB Johansson and T. Albrektsson. A removal torque and histomorphometric study of commercially pure niobium and titanium implants in rabbit bone. *Clinical Oral Implants Research*, 2(1) :24–29, 1991.
- [40] C. B. Johansson, C. H. Han, A. Wennerberg, and T. Albrektsson. A quantitative comparison of machined commercially pure titanium and titanium-aluminum-vanadium implants in rabbit bone. *International Journal of Oral & Maxillofacial Implants*, 13 :315–321, 1998.
- [41] D.Y. Sullivan, R.L. Sherwood, T.A. Collins, and PH Krogh. The reverse-torque test : a clinical report. *The International journal of oral & maxillofacial implants*, 11(2) :179, 1996.
- [42] N. Meredith, K. Book, B. Friberg, T. Jemt, and L. Sennerby. Resonance frequency measurements of implant stability in vivo - a cross-sectional and longitudinal study of resonance frequency measurements on implants in the edentulous and partially dentate maxilla. *Clinical Oral Implants Res.*, 8 :226–233, 1997.
- [43] W. Schulte, B. d’Hoedt, D. Lukas, L. Muhlbradt, F. Scholz, J. Bretsch, D. Frey, H. Gudat, M. Konig, and M. Markl. Periotest—a new measurement process for periodontal function. *Zahnärztliche Mitteilungen*, 73(11) :1229, 1983.
- [44] J. Olivé and C. Aparicio. Periotest method as a measure of osseointegrated oral implant stability. *Int J Oral Maxillofac Implants*, 5(4) :390–400, 1990.

- [45] J. Teerlinck, M. Quirynen, P. Darius, and D. Van Steenberghe. Periostest an objective clinical diagnosis of bone apposition toward implants. *International Journal of Oral and Maxillofacial Implants*, 6 :55–61, 1991.
- [46] D. Vansteenbergh, J. Tricio, I. Naert, and M. Nys. Damping characteristics of bone-to-implant interfaces - a clinical-study with the periostest(r) device. *Clinical Oral Implants Research*, 6 :31–39, 1995.
- [47] C. Aparicio. The use of the periostest value as the initial success criteria of an implant : 8-year report. *Int J Periodontics Restorative Dent*, 17 :150–61, 1997.
- [48] N. Meredith, B. Friberg, L. Sennerby, and C. Aparicio. Relationship between contact time measurements and ptv values when using the periostest to measure implant stability. *International Journal of Prosthodontics*, 11 :269–275, 1998.
- [49] R. S. Truhlar, F. Lauciello, H. F. Morris, and S. Ochi. The influence of bone quality on periostest values of endosseous dental implants at stage II surgery. *Journal of oral and maxillofacial surgery*, 55 :55–61, 1997.
- [50] R.S. Truhlar, H.F. Morris, and S. Ochi. Stability of the bone-implant complex. results of longitudinal testing to 60 months with the periostest device on endosseous dental implants. *Annals of Periodontology*, 5(1) :42–55, 2000.
- [51] H. Caulier, I. Naert, W. Kalk, and J.A. Jansen. The relationship of some histologic parameters, radiographic evaluations, and periostest measurements of oral implants : an experimental animal study. *The International journal of oral & maxillofacial implants*, 12(3) :380, 1997.
- [52] N. Meredith, D. Alleyne, and P. Cawley. Quantitative determination of the stability of the implant-tissue interface using resonance frequency analysis. *Clin. Oral Impl. Res.*, 7 :261–267, 1996.
- [53] MA Huwiler, BE Pjetursson, DD Bosshardt, GE Salvi, and NP Lang. Resonance frequency analysis in relation to jawbone characteristics and during early healing of implant installation. *Clinical Oral Implants Research*, 18(3) :275–280, 2007.
- [54] C. Aparicio, N.R. Lang, and B. Rangert. Validity and clinical significance of biomechanical testing of implant/bone interface. *Clin. Oral Impl. Res.*, 17 :2–7, 2006.
- [55] L. Sennerby, P. Andersson, D. Verrocchi, and R. Viinamäki. One-year outcomes of neoss bimodal implants. a prospective clinical, radiographic, and rfa study. *Clinical implant dentistry and related research*, 2010.
- [56] J. Zix, S. Hug, G. Kessler-Liechti, and R. Mericske-Stern. Measurement of dental implant stability by resonance frequency analysis and damping capacity assessment : Comparison of both techniques in a clinical trial. *International Journal of Oral & Maxillofacial Implants*, 23 :525–530, 2008.
- [57] M.S. de Almeida, C.D. Maciel, and J.C. Pereira. Proposal for an ultrasonic tool to monitor the osseointegration of dental implants. *Sensors*, 7(7) :1224–1237, 2007.
- [58] V. Mathieu, F. Anagnostou, E. Soffer, and G. Haiat. Ultrasonic evaluation of dental implant biomechanical stability : An in vitro study. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 37(2) :262–270, 2011.
- [59] P.L.S. Li, N.B. Jones, and P.J. Gregg. Vibration analysis in the detection of total hip prosthetic loosening. *Medical Eng. & Phys.*, 18(7) :596–600, OCT 1996.

-
- [60] R. Puers, M. Catrysse, G. Vandevoorde, R.J Collier, E. Louridas, F. Burny, M. Donkerwolcke, and F. Moulart. A telemetry system for the detection of hip prosthesis loosening by vibration analysis. *Sens. Act. A*, 85 :42–47, 2000.
- [61] L. C. Ramp, M. S. Reddy, and R. L. Jeffcoat. Assessment of osseointegration by nonlinear dynamic response. *International Journal of Oral & Maxillofacial Implants*, 15 :197–208, 2000.
- [62] A.P. Georgiou and J.L. Cunningham. Accurate diagnosis of hip prosthesis loosening using a vibrational technique. *Clin. Biomech.*, 16 :315–323, 2001.
- [63] A. Rowlands, F.A. Duck, and J.L. Cunningham. Bone vibration measurement using ultrasound : Application to detection of hip prosthesis loosening. *Medical Eng. & Phys.*, 30 :278 – 284, 2008.
- [64] M.C. Dahl, P.A. Kramer, P.G. Reinhall, S.K. Benirschke, S.T. Hansen, and R.P. Ching. The efficacy of using vibrometry to detect osteointegration of the agility total ankle. *Journal of biomechanics*, 43(9) :1840–1843, 2010.
- [65] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Theory of Elasticity, Third Edition (Theoretical Physics, Vol 7)*. Butterworth-Heinemann, 1986.
- [66] Y. Hiki and A.V. Granato. Anharmonicity in noble metals, higher order elastic constants. *Phys. Rev.*, 144(2) :411–419, 1966.
- [67] Thomas A. Read. The internal friction of single metal crystals. *Phys. Rev.*, 58 :371–380, 1940.
- [68] K. E. A. Van Den Abeele, J. Carmeliet, J. A. Ten Cate, and P. A. Johnson. Nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage, Part II : Single-mode nonlinear resonance acoustic spectroscopy. *Res. Nondestr. Eval.*, 12 :31–42, 2000.
- [69] R. A. Guyer and P. A. Johnson. Nonlinear mesoscopic elasticity : Evidence for a new class of materials. *Phys. Today*, 52 :30–36, 1999.
- [70] IY Belyeva, VY Zaitsev, and LA Ostrovskii. Nonlinear acoustoelastic properties of granular media. *Ac. Phys.*, 39 :11–14, 1993.
- [71] V.E. Nazarov, L.A. Ostrovsky, A. Soustova, and A .M. Sutin. Nonlinear acoustics of microinhomogeneous media. *Phys. Earth Planet. Int.*, 50 :60–73, 1988.
- [72] K. R. McCall and R. A. Guyer. Equation of state and wave-propagation in hysteretic nonlinear elastic-materials. *J. Geophys. Res.*, 99 :23887–23897, 1994.
- [73] P. Johnson and A. Sutin. Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117 :124–130, 2005.
- [74] D. Pasqualini, K. Heitmann, J. A. TenCate, S. Habib, D. Higdon, and P. A. Johnson. Nonequilibrium and nonlinear dynamics in berea and fontainebleau sandstones : Low-strain regime. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007.
- [75] A.S. Gliozzi, M. Scalerandi, P. Antonaci, and C.L.E. Bruno. Conditioning-induced elastic nonlinearity in hysteretic media. *Appl Phys A*, 100 :421–424, 2010.
- [76] G. Renaud, J. Rivière, S. Hauptert, and P. Laugier. The influence of acoustically-induced conditioning on nonlinear elastodynamics in limestone observed by dynamic acoustoelastic testing. *submitted to J. Geophys. Res.*, 2011.

- [77] V. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnede. Thermoelastic mechanism for logarithmic slow dynamics and memory in elastic wave interactions with individual cracks. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 2003.
- [78] V.Y. Zaitsev and L.A. Matveev. Strain-amplitude dependent dissipation in linearly dissipative and nonlinear elastic microinhomogeneous media. *Russ. Geology and Geophys.*, 47(5) :695–710, 2006.
- [79] L. Fillinger, V. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnède. Wave self-modulation in an acoustic resonator due to self-induced transparency. *EPL (Europhysics Letters)*, 76 :229, 2006.
- [80] V. Zaitsev and P. Sas. Dissipation in microinhomogeneous solids : Inherent amplitude-dependent losses of a non-hysteretical and non-frictional type. *Acta Acusta United with Acusta*, 86(3) :429–445, 2000.
- [81] Arthur S. Nowick. Variation of amplitude-dependent internal friction in single crystals of copper with frequency and temperature. *Phys. Rev.*, 80 :249–257, 1950.
- [82] V. Gusev, W. Lauriks, and J. Thoen. Dispersion of nonlinearity, nonlinear dispersion, and absorption of sound in micro-inhomogeneous materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 103 :3216–3226, 1998.
- [83] V. Gusev and V. Tournat. Amplitude- and frequency-dependent nonlinearities in the presence of thermally-induced transitions in the preisach model of acoustic hysteresis. *Phys. Rev. B*, 72, 2005.
- [84] L. Fillinger, V.Y. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnede. Nonlinear relaxational absorption/transparency for acoustic waves due to thermoelastic effect. *Acta acustica united with acustica*, 92 :24–34, 2006.
- [85] D. J. Holcomb. Memory, relaxation, and microfracturing in dilatant rock. *J. Geophys. Res.*, 86 :6235–6248, 1981.
- [86] KE Claytor, JR Koby, and JA TenCate. Limitations of Preisach Theory : Elastic aftereffect, congruence, and end point memory. *Geophysical Research Letters*, 36 :L06304, 2009.
- [87] R. A. Guyer, K. R. McCall, G. N. Boitnott, L. B. Hilbert, and T. J. Plona. Quantitative implementation of preisach-mayergoyz space to find static and dynamic elastic moduli in rock. *J. Geophys. Res.*, 102 :5281–5293, 1997.
- [88] M.F. Hamilton and D.T. Blackstock. *Nonlinear acoustics*. Academic Pr, 1998.
- [89] G. Renaud, S. Callé, and M. Defontaine. Dynamic acoustoelastic testing of weakly pre-loaded unconsolidated water-saturated glass beads. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128 :3344, 2010.
- [90] K.W. Winkler and X. Liu. Measurements of third-order elastic constants in rocks. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100 (3) :1392–1398, 1996.
- [91] RN Thurston and K. Brugger. Third-order elastic constants and the velocity of small amplitude elastic waves in homogeneously stressed media. *Phys. Rev*, 133(6A) :1604–1610, 1964.
- [92] G. Renaud, M. Talmant, S. Callé, M. Desfontaines, and P. Laugier. Asymmetric acoustic nonlinearity in micro-inhomogeneous solids observed by head wave-based dynamic acoustoelastic testing. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2010.

-
- [93] G. Renaud, S. Calle, and M. Defontaine. Remote dynamic acoustoelastic testing : Elastic and dissipative acoustic nonlinearities measured under hydrostatic tension and compression. *Appl. Phys Lett.*, 94, 2009.
- [94] G. Gremaud, M. Bujard, and W. Benoit. The coupling technique : A two-wave acoustic method for the study of dislocation dynamics. *J. Appl. Phys.*, 61(5) :1795–1805, 1987.
- [95] P.B. Nagy. Fatigue damage assessment by nonlinear materials characterization. *Ultrasonics*, 36 :375–381, 1998.
- [96] ID Mayergoyz. Hysteresis models from the mathematical and control theory points of view. *Journal of Applied Physics*, 57(8) :3803–3805, 1985.
- [97] F. Preisach. Uber die magnetische Nachwirkung. *Zeitschrift fur Physik*, 94 :277–302, 1935.
- [98] K.E.A. Van Den Abeele, P.A. Johnson, and A. Sutin. Nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage, part I : Nonlinear wave modulation spectroscopy (NWMS). *Res. Nondestr. Eval.*, 12 :17–30, 2000.
- [99] G. D. Meegan, P. A. Johnson, R. A. Guyer, and K. R. McCall. Observations of nonlinear elastic-wave behavior in sandstone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 94 :3387–3391, 1993.
- [100] O. Buck, W.L. Morris, and J.M. Richardson. Acoustic harmonic generation at unbonded interfaces and fatigue cracks. *Appl. Phys. Lett.*, 33 :371–373, 1978.
- [101] DJ Barnard, GE Dace, DK Rehbein, and O. Buck. Acoustic harmonic generation at diffusion bonds. *Journal of nondestructive evaluation*, 16(2) :77–89, 1997.
- [102] I. Y. Solodov, A. F. Asainov, and S. L. Ko. Nonlinear saw reflection - experimental-evidence and nde applications. *Ultrasonics*, 31 :91–96, 1993.
- [103] I. Y. Solodov. Acoustic non linearity of solid interfaces. *Russian Ultrasonics*, 25 :147–165, 1995.
- [104] I. Y. Solodov. Ultrasonics of non-linear contacts : propagation, reflection and nde-applications. *Ultrasonics*, 36 :383–390, 1998.
- [105] D.J. Whitehouse and JF Archard. The properties of random surfaces of significance in their contact. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 316(1524) :97, 1970.
- [106] V. Aleshin and K. Van Den Abeele. Microcontact-based theory for acoustics in microdamaged materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 55 :366–390, 2007.
- [107] RD Mindlin and H. Deresiewicz. Elastic spheres in contact under varying oblique forces. *J. of Appl. Mech.*, 20, 1953.
- [108] V Aleshin and K Van Den Abeele. Micro-potential model for stress-strain hysteresis of micro-cracked materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 53 :795–824, 2005.
- [109] V. Aleshin and K. Van Den Abeele. Preisach analysis of the Hertz-Mindlin system. *J. Mech. Phys. Solids*, 57 :657–672, 2009.
- [110] V. Tournat. *Effet non linéaire d’auto-démodulation d’amplitude dans les milieux granulaires : Théories et expériences*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, France, 2003.

- [111] V. Zaitsev and P. Sas. Nonlinear response of a weakly damaged metal sample : a dissipative modulation mechanism of vibro-acoustic interaction. *Journal of Vibration and Control*, 6(6) :803, 2000.
- [112] D Donskoy, A Sutin, and A Ekimov. Nonlinear acoustic interaction on contact interfaces and its use for nondestructive testing. *NDT & E Int.*, 34 :231–238, 2001.
- [113] T.J. Ulrich, P.A. Johnson, M. Muller, D. Mitton, M. Talmant, and P. Laugier. Application of nonlinear dynamics to monitoring progressive fatigue damage in human cortical bone. *Appl. Phys. Lett.*, 91, 2007.
- [114] C. Payan, V. Garnier, and J. Moysan. Effect of water saturation and porosity on the nonlinear elastic response of concrete. *Cement and Concrete Research*, 40(3) :473–476, 2010.
- [115] V. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnede. Luxemburg-Gorky effect retooled for elastic waves : A mechanism and experimental evidence. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :607–613, 2002.
- [116] V. Zaitsev, V. Nazarov, V. Gusev, and B. Castagnede. Novel nonlinear-modulation acoustic technique for crack detection. *NDT&E Int.*, 39 :184–194, 2006.
- [117] M.A. Averkiou. Tissue harmonic imaging. In *Ultrasonics Symp. IEEE*, volume 2, pages 1563–1572, 2000.
- [118] D.H. Simpson, C.T. Chin, and P.N. Burns. Pulse inversion Doppler : a new method for detecting nonlinear echoes from microbubble contrast agents. *UFFC IEEE*, 46 :372–382, 2002.
- [119] CLE Bruno, AS Gliozzi, M. Scalerandi, and P. Antonaci. Analysis of elastic nonlinearity using the scaling subtraction method. *Phys. Rev. B*, 79(6) :064108, 2009.
- [120] P.J.A. Frinking, A. Bouakaz, J. Kirkhorn, F.J. Ten Cate, and N. de Jong. Ultrasound contrast imaging : current and new potential methods. *Ultrasound Med. Biol.*, 26(6) :965 – 975, 2000.
- [121] R. Snieder, A. Grêt, H. Douma, and J. Scales. Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. *Science*, 295(5563) :2253, 2002.
- [122] V. Tournat and VE Gusev. Nonlinear effects for coda-type elastic waves in stressed granular media. *Physical Review E*, 80(1) :011306, 2009.
- [123] M. Fink. Time-reversal mirrors. *J. Phys. D*, 26 :1333, 1993.
- [124] M. Fink. Time reversed acoustics. *Physics Today*, 50 :34, 1997.
- [125] J.L. Thomas, F. Wu, and M. Fink. Time reversal focusing applied to lithotripsy. *Ultrasonic imaging*, 18(2) :106–121, 1996.
- [126] F. Vignon, JF Aubry, M. Tanter, A. Margoum, and M. Fink. Adaptive focusing for transcranial ultrasound imaging using dual arrays. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120 :2737, 2006.
- [127] A. Sutin, P. Johnson, and J. TenCate. Development of nonlinear time reversed acoustics (NLTRA) for applications to crack detection in solids. In *Proc. of the World Congress of Ultrasonics, sept*, pages 7–10, 2003.
- [128] T.J. Ulrich, P.A. Johnson, and A. Sutin. Imaging nonlinear scatterers applying the time reversal mirror. *J. Acoust. Soc. Am.*, 119 :1514–1518, 2006.

-
- [129] P.Y. Le Bas, K. Van Den Abeele, S. Dos Santos, T. Goursolle, and O. Bou Matar. Experimental analysis for nonlinear time reversal imaging of damaged materials. *Proc. of the ECNDT*, page Th.4.6.3, 2006.
- [130] T. Goursolle. *Propriétés acoustiques non linéaires classiques et non classiques : Applications au contrôle de santé des matériaux de l'industrie aéronautique*. PhD thesis, Université François Rabelais, Tours, 2007.
- [131] T.J. Ulrich, A.M. Sutin, R.A. Guyer, and P.A. Johnson. Time reversal and non-linear elastic wave spectroscopy (tr news) techniques. *Int. J. Non-linear Mech.*, 43 :209–216, 2008.
- [132] T.J. Ulrich, P.A. Johnson, and R.A. Guyer. Interaction dynamics of elastic waves with a complex nonlinear scatterer through the use of a time reversal mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 2007.
- [133] M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 39(5) :555–566, 1992.
- [134] T. Goursolle, S. Dos Santos, O. Bou Matar, and S. Calle. Non-linear based time reversal acoustic applied to crack detection : Simulations and experiments. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 43(3) :170–177, 2008.
- [135] T.J. Ulrich, A.M. Sutin, T. Claytor, P. Papin, P.Y. Le Bas, and J.A. TenCate. The time reversed elastic nonlinearity diagnostic applied to evaluation of diffusion bonds. *Appl. Phys. Lett.*, 93, 2008.
- [136] A. Sutin, B. Libbey, L. Fillinger, and A. Sarvazyan. Wideband nonlinear time reversal seismo-acoustic method for landmine detection. *J. Acoust. Soc. Am.*, 125 :1906–1910, 2009.
- [137] P. A. Johnson, B. Zinszner, and P. N. J. Rasolofosaon. Resonance and elastic nonlinear phenomena in rock. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 101 :11553–11564, 1996.
- [138] A. Granato and K. Lüke. Theory of mechanical damping due to dislocations. *J. Appl. Phys.*, 27(6) :583–593, 1956.
- [139] A.B. Lebedev. Amplitude-dependant elastic-modulus defect in the main dislocation-hysteresis models. *Phys. of Solid state*, 41(7) :1105–1111, 1999.
- [140] S. Asano. Theory of nonlinear damping due to dislocation hysteresis. *Journal of the Physical Society of Japan*, 29(4) :952–963, 1970.
- [141] V.E. Nazarov, A.V. Radostin, L.A. Ostrovsky, and I.A. Soustova. Wave processes in media with hysteretic nonlinearity. Part I. *Acoustical Physics*, 49(3) :344–353, 2003.
- [142] K. Van Den Abeele, W. Desadeleer, G. De Schutter, and M. Wevers. Active and passive monitoring of the early hydration process in concrete using linear and nonlinear acoustics. *Cem. Concr. Res.*, 39 :426–432, 2009.
- [143] K. E. A. Van Den Abeele, A. Sutin, J. Carmeliet, and P. A. Johnson. Micro-damage diagnostics using nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS). *Ndt & E Int.*, 34 :239–248, 2001.
- [144] O.O. Vakhnenko, V.O. Vakhnenko, and T.J. Shankland. Soft-ratchet modeling of end-point memory in the nonlinear resonant response of sedimentary rocks. *Phys. Rev. B*, 71 :174103, 2005.

- [145] V. O. Vakhnenko, O. O. Vakhnenko, J. A. TenCate, and T. J. Shankland. Modeling of stress-strain dependences for Berea sandstone under quasistatic loading. *Phys. Rev. B*, 76, 2007.
- [146] M. Scalerandi, A.S. Gliozzi, C.L.E. Bruno, and P. Antonaci. Nonequilibrium and hysteresis in solids : Disentangling conditioning from nonlinear elasticity. *Physical Review B*, 81(10) :104114, 2010.
- [147] L. Ostrovsky and P.A. Johnson. Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials. *Riv. Nuovo Cimento*, 24 :1–46, 2001.
- [148] K. Van Den Abeele. Multi-mode nonlinear resonance ultrasound spectroscopy for defect imaging : An analytical approach for the one-dimensional case. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122 :73–90, 2007.
- [149] V. Gusev and V.Y. Zaitsev. Acoustic dither injection in a medium with hysteretic quadratic nonlinearity. *Phys. Lett. A*, 314 :117–125, 2003.
- [150] S. Hauptert, G. Renaud, J. Rivière, M. Talmant, P. A. Johnson, and P. Laugier. High-accuracy acoustic detection of nonclassical component of material nonlinearity. *Submitted to J. Acoust. Soc. Am.*, 2011.
- [151] R.S. Lakes. *Viscoelastic materials*. Cambridge University Press Cambridge, UK, 2009.
- [152] O. Bou Matar, YF Li, and K. Van Den Abeele. On the use of a chaotic cavity transducer in nonlinear elastic imaging. *Applied Physics Letters*, 95 :141913, 2009.
- [153] R.A. Guyer and P.A. Johnson. *Nonlinear mesoscopic elasticity : the complex behaviour of rocks, soil, concrete*. Wiley Vch Pub, 2009.
- [154] J.-G. Minonzio, J. Foiret, M. Talmant, and P. Laugier. Impact of attenuation on guided mode wavenumber measurement in axial transmission on bone mimicking plates. *Accepted to J. Acoust. Soc. Am.*, 2011.
- [155] X. Jia, Th. Brunet, and J. Laurent. Elastic weakening of a dense granular pack by acoustic fluidization : Slipping, compaction, and aging. *Phys. Rev. E*, 84 :020301, Aug 2011.
- [156] [http ://www.osstell.com/products/using-osstell-instruments.aspx](http://www.osstell.com/products/using-osstell-instruments.aspx).
- [157] R. A. Guyer, K. R. McCall, and G. N. Boitnott. Hysteresis, discrete memory, and nonlinear-wave propagation in rock - a new paradigm. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3491–3494, 1995.
- [158] KR McCall and RA Guyer. A new theoretical paradigm to describe hysteresis, discrete memory and nonlinear elastic wave propagation in rock. *Nonlinear processes in geophysics*, 3(2) :89–101, 1996.
- [159] K. E. A. Van Den Abeele, P. A. Johnson, R. A. Guyer, and K. R. McCall. On the quasi-analytic treatment of hysteretic nonlinear response in elastic wave propagation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101 :1885–1898, 1997.

Annexe A

Espace de Preisach-Mayergoyz et non-linéarité hystérétique en résonance

Cette annexe vise à introduire de façon très succincte l'espace de Preisach-Mayergoyz (PM) et à montrer le lien entre ce modèle et les deux paramètres non linéaires hystérétiques introduits au chapitre 3. Pour une vision plus complète de ce modèle, le lecteur se référera aux ouvrages ou publications suivants [72, 87, 153, 157–159].

A.1 Espace de Preisach-Mayergoyz

L'espace de Preisach-Mayergoyz est basé sur l'utilisation d'unités hystérétiques, possédant chacune deux niveaux de pressions caractéristiques, une dite ouverte P_o , et l'autre fermée P_c tel que $P_c \geq P_o$ (figure A.1). Les fissures au sein des matériaux peuvent par exemple être représentées par ce modèle basique d'hystérésis. Chaque unité est également caractérisée par deux longueurs l_o et l_c , relatives aux deux niveaux de pressions telle que $l_o \geq l_c$.

En faisant l'hypothèse que toutes les unités hystérétiques d'un système possèdent les deux mêmes longueurs l_o et l_c , la longueur totale L de ce système pour un état élastique E donné et possédant N_T unités hystérétiques peut s'écrire [157] :

$$L(E) = l_o N_T + (l_c - l_o) N(E), \quad (\text{A.1})$$

où $N(E)$ représente le nombre d'unités dans un état fermé. Le produit $l_o N_T$ représente quant à lui la longueur totale du système à pression nulle (toutes les unités ouvertes). La déformation ϵ_H du système à l'état élastique E peut alors s'écrire comme suit :

$$\epsilon_H(E) = \frac{L(E) - L(0)}{L(0)} = -gn(E), \quad (\text{A.2})$$

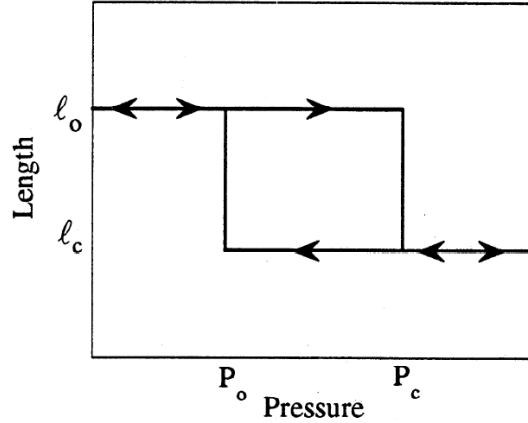


FIGURE A.1 – Unité hystérétique [72]. Chaque unité est décrite par une paire de pression (ouverte ou fermée), chaque pression étant associée à une longueur caractéristique d’ouverture ou de fermeture.

où $n(E) = N(E)/N_T$ est la fraction d’unités fermées et $g = (l_o - l_c)/l_o$ correspond à la déformation d’une unité. L’indice H indique la nature hystérétique de la variable ϵ .

Il est important de noter que la fraction $n(E)$ dépend fortement de l’historique de déformation vécue par le matériau. À titre d’exemple, un milieu subissant le protocole de pression décrit figure A.2 verra sa distribution d’unités hystérétiques évoluée de la façon décrite figure A.3. À chaque étape du protocole, le nombre d’unités ouvertes et fermées évolue, et le nombre d’unités à s’ouvrir ou à se fermer à chaque étape dépend des étapes précédentes. La réponse élastique du matériau sollicité dépend donc bien de l’histoire vécue par le matériau.

Dès lors, pour un système dynamique passant d’une pression P à $P + \Delta P$, l’évolution de la valeur de déformation associée est :

$$\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_C + \Delta\epsilon_H, \quad (\text{A.3})$$

où $\Delta\epsilon_C$ représente la contribution classique, soit linéaire, soit non linéaire (classique) au sens de Landau [65], et $\Delta\epsilon_H$ représente la contribution hystérétique :

$$\Delta\epsilon_C = \frac{\Delta P}{M_0(1 + \beta P + \delta P^2 + \dots)}, \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta\epsilon_H = g(n(P + \Delta P) - n(P)) \quad (\text{A.5})$$

où M_0 représente le module élastique linéaire et β et δ représentent les coefficients non linéaires classiques. Ces deux derniers termes seront négligés par la suite ($\beta = \delta = 0$) et l’on se contentera de la contribution linéaire.

Le module M , incluant les contributions linéaire et non linéaire hystérétique peut alors

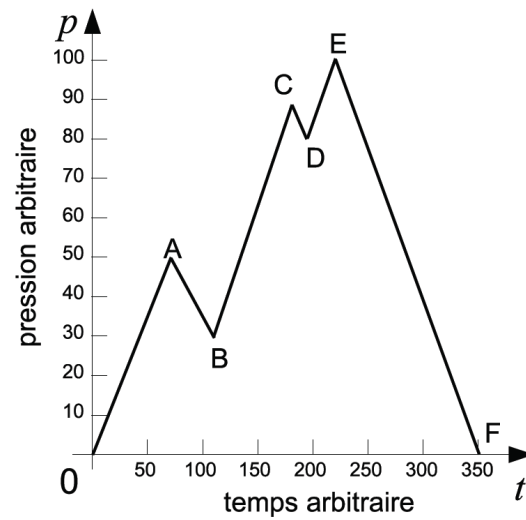


FIGURE A.2 – Exemple de protocole subi par un matériau [130]. L'évolution de la distribution d'unités hystérétiques associée est indiquée figure A.3.

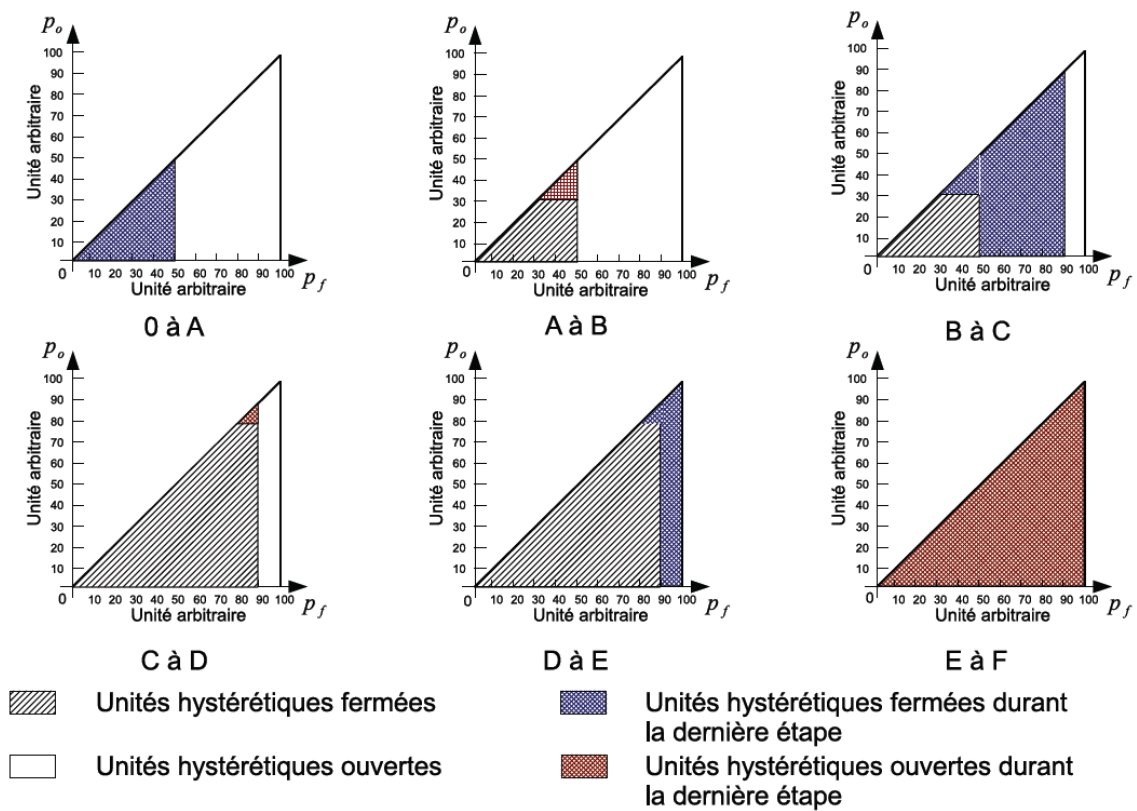


FIGURE A.3 – Évolution de la distribution d'unités hystérétiques associée au protocole de la figure A.2 [130].

s'écrire comme suit :

$$\frac{1}{M} = \lim_{\Delta P \rightarrow 0} \frac{\Delta \epsilon}{\Delta P} = \lim_{\Delta P \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{M_0} \frac{1}{\Delta P} + \lim_{\Delta P \rightarrow 0} \frac{g(n(P + \Delta P) - n(P))}{\Delta P}, \quad (\text{A.6})$$

soit :

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_0} + g \frac{dn(P)}{dP}, \quad (\text{A.7})$$

Le terme $\frac{dn(P)}{dP}$ peut être calculé en intégrant sur une ligne de l'espace PM, verticale si la pression augmente, ou horizontale si la pression diminue [158]. Pour un chargement dynamique entre $P - \Delta P$ et $P + \Delta P$, où l'excursion de pression ΔP est suffisamment petite, cette intégration donne :

$$\frac{dn(P)}{dP}^{\uparrow} = A (P - (\bar{P} - \Delta \bar{P})) = A (\Delta \bar{P} + p) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{dn(P)}{dP}^{\downarrow} = A ((\bar{P} + \Delta \bar{P}) - P) = A (\Delta \bar{P} - p) \quad (\text{A.9})$$

où A est une constante liée à la densité de distribution des unités hystérétiques, $p = P - \bar{P}$ et les flèches ascendantes et descendantes indiquent respectivement une augmentation et une diminution de pression. L'expression du module donne alors :

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_0} + Ag (\Delta \bar{P} \pm p) \quad (\text{A.10})$$

puis, après un développement limité au premier ordre sur p :

$$M = M_0 [1 - AM_0g (\Delta \bar{P} \pm p)] \quad (\text{A.11})$$

En reliant pression et déformation grâce au module linéaire M_0 ($p = M_0\epsilon$ et $\Delta \bar{P} = M_0\Delta\epsilon$), il vient :

$$M = M_0 [1 - AM_0g (M_0\Delta\epsilon \pm M_0\epsilon)] = M_0 [1 - \alpha (\Delta\epsilon \pm \epsilon)] \quad (\text{A.12})$$

où $\alpha = AM_0^2g$ est le paramètre non linéaire hystérétique. Enfin, le symbole \pm peut être remplacé par la fonction signe $sign(\dot{\epsilon})$ où $\dot{\epsilon}$ représente la dérivée temporelle de la déformation. Ce changement de signe à chaque demi-période de l'excursion en déformation est à l'origine de la forme en papillon de la courbe module-déformation $M(\epsilon)$.

A.2 Non-linéarité hystérétique en résonance

A.2.1 Paramètre élastique

En régime forcé, il convient de calculer la valeur moyenne du module obtenu précédemment sur une période d'excitation. En faisant l'hypothèse d'une excitation sinusoïdale $\epsilon(\theta) = \epsilon_0 \sin(\theta)$ où $\theta = \omega t$ est la fréquence adimensionnée, l'excursion maximale en déformation $\Delta\epsilon$ vaut dans ce cas ϵ_0 , et le module moyen $\langle M(\epsilon_0) \rangle$ vaut :

$$\langle M(\epsilon_0) \rangle = M_0 (1 - \alpha \epsilon_0) \quad (\text{A.13})$$

où la diminution linéaire du module avec l'amplitude d'excitation apparaît clairement : elle correspond à un assouplissement du milieu. En utilisant ensuite l'expression $\frac{f(\epsilon_0) - f_0}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\langle M(\epsilon_0) \rangle - M_0}{M_0}$ où $f(\epsilon_0)$ est la fréquence de résonance du système, il vient :

$$\frac{f(\epsilon_0) - f_0}{f_0} = -\frac{\alpha}{2} \epsilon_0 = -\alpha_f \epsilon_0 \quad (\text{A.14})$$

où α_f est le paramètre non linéaire élastique hystérétique utilisé au chapitre 3.

A.2.2 Paramètre dissipatif

Le comportement hystérétique de ce modèle conduit à un terme de dissipation non linéaire, que l'on peut calculer en évaluant l'aire de l'hystérésis observé entre contrainte et déformation, et correspondant à l'énergie perdue sur une période d'excitation. Pour ce faire, la contrainte comprenant les composantes linéaire et non linéaire hystérétique est calculé à partir de l'expression du module obtenu équation A.12 :

$$\sigma = \int M_0 [1 - \alpha (\Delta\epsilon + \text{sign}(\dot{\epsilon}) \epsilon)] d\epsilon \quad (\text{A.15})$$

Encore une fois, cette intégration est calculée en deux étapes, correspondant aux déformations croissantes et décroissantes :

$$\sigma^\uparrow = \int M_0 [1 - \alpha (\Delta\epsilon + \epsilon)] d\epsilon = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon) \epsilon + \frac{\epsilon^2}{2} \right) \right] + B_1, \quad (\text{A.16})$$

et

$$\sigma^\downarrow = \int M_0 [1 - \alpha (\Delta\epsilon - \epsilon)] d\epsilon = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon) \epsilon - \frac{\epsilon^2}{2} \right) \right] + B_2, \quad (\text{A.17})$$

Les constantes d'intégration B_1 et B_2 sont choisies telles que les deux courbes de contrainte-déformation soient continues aux points de rebroussement, et en choisissant un comportement symétrique en contrainte ($\sigma_{max} = -\sigma_{min}$). Cela conduit finalement aux deux

expressions :

$$\sigma^\uparrow = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon)\epsilon + \frac{\epsilon^2 - (\Delta\epsilon)^2}{2} \right) \right] \quad (\text{A.18})$$

et

$$\sigma^\downarrow = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon)\epsilon + \frac{-\epsilon^2 + (\Delta\epsilon)^2}{2} \right) \right], \quad (\text{A.19})$$

soit

$$\sigma = M_0 \left[\epsilon - \alpha \left((\Delta\epsilon)\epsilon + \text{sign}(\dot{\epsilon}) \frac{\epsilon^2 - (\Delta\epsilon)^2}{2} \right) \right], \quad (\text{A.20})$$

qui correspond bien à l'équation 2.3 introduite au chapitre 2. Cette équation issue du modèle PM forme une boucle hystérétique quadratique [82].

L'absorption dépendante en amplitude (non linéaire) et induite par le comportement hystérétique est évaluée en calculant l'aire de l'hystérésis, correspondant à l'énergie dissipée par période :

$$\Delta W = \oint \sigma_H(\theta) d\epsilon(\theta), \quad (\text{A.21})$$

où σ_H est la composante purement hystérétique de l'équation A.20 telle que :

$$\sigma_H = -M_0\alpha \left((\Delta\epsilon)\epsilon + \text{sign}(\dot{\epsilon}) \frac{\epsilon^2 - (\Delta\epsilon)^2}{2} \right), \quad (\text{A.22})$$

En considérant une excitation du type $\epsilon(\theta) = \epsilon_0 \cos(\theta)$ et en combinant les équations A.21 et A.22, il vient :

$$\Delta W = \oint \sigma_H(\theta) [-\epsilon_0 \sin(\theta)] d\theta = \frac{4}{3} \alpha M_0 \epsilon_0^3 \quad (\text{A.23})$$

Le facteur de qualité Q est ensuite relié à ΔW par :

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W}, \quad (\text{A.24})$$

où l'énergie de l'onde W peut être évaluée par $\frac{1}{2} M_0 \epsilon_0^2$. Par suite, le taux d'amortissement ξ inversement proportionnel au facteur de qualité Q vaut :

$$2\xi_H(\epsilon_0) \equiv \frac{1}{Q_H(\epsilon_0)} = \frac{4\alpha}{3\pi} \epsilon_0 \quad (\text{A.25})$$

Encore une fois, l'indice H indique le caractère hystérétique du phénomène décrit : l'hystérésis est ainsi responsable de l'augmentation du taux d'amortissement ξ (équivalent à une diminution du facteur de qualité), linéairement avec l'amplitude d'excitation. Dès lors, la différence d'atténuation entre un niveau d'excitation donné et un niveau d'excitation

faible (où un régime linéaire est considéré) peut s'écrire :

$$2\xi(\epsilon_0) - 2\xi_0 \equiv \frac{1}{Q(\epsilon_0)} - \frac{1}{Q_0} = \frac{4\alpha}{3\pi}\epsilon_0 = \alpha_\xi\epsilon_0 \quad (\text{A.26})$$

où α_ξ est le paramètre non linéaire dissipatif introduit au chapitre 3.

Finalement, il est important de noter que le modèle PM implique un rapport constant entre les paramètres non linéaires élastiques (équation A.14) et dissipatifs (équation A.26). Ce rapport est communément appelé le paramètre de Read [67] :

$$\frac{\frac{1}{Q(\epsilon_0)} - \frac{1}{Q_0}}{\frac{\Delta f(\epsilon_0)}{f_0}} = \frac{\alpha_\xi}{\alpha_f} = \frac{8}{3\pi} \quad (\text{A.27})$$

Liste des publications et communications personnelles

Publications

[1] J. Rivière, G. Renaud, S. Hauptert, M. Talmant, P. Laugier, P.A. Johnson "Nonlinear acoustic resonances to probe a threaded interface", *Journal of Applied Physics* **107**, 124901, 2010.

[2] S. Hauptert, G. Renaud, J. Rivière, P.A. Johnson, M. Talmant, P. Laugier "High-accuracy acoustic detection of nonclassical component of material nonlinearity", *Journal of the Acoustical Society of America* **130** (5), 2011

[3] J. Rivière, T.J. Ulrich, P.-Y. Le Bas, S. Hauptert, P. Laugier, P.A. Johnson "Time reversal elastic nonlinearity diagnostic applied to mock osseointegration monitoring using two experimental models", *Journal of the Acoustical Society of America* **131** (3), 2012

[4] G. Renaud, J. Rivière, S. Hauptert, P. Laugier "Reversible modification of nonlinear elastodynamics induced by acoustical self-conditioning in limestone", *Soumis au Journal of the Acoustical Society of America*

Communications

[1] J. Rivière, G. Renaud, S. Hauptert, P.A. Johnson, M. Talmant, P. Laugier, "Nonlinear Resonance Ultrasound Spectroscopy (NRUS) to monitor the tightening of bolts", *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rome, Italie, Septembre 2009 (poster)

[2] J. Rivière, G. Renaud, S. Hauptert, P.A. Johnson, M. Talmant, P. Laugier, "Monitoring of bolt tightening using Nonlinear Resonance Ultrasound Spectroscopy", *14th International Conference on Nonlinear Elasticity in Materials*, Lisbonne, Portugal, Juin 2009

[3] J. Rivière, G. Renaud, S. Hauptert, P.A. Johnson, M. Talmant, P. Laugier, "Using Nonlinear Resonance Ultrasound Spectroscopy to probe a threaded interface", *10^e Congrès Français d'Acoustique*, Lyon, France, Avril 2010

[4] J. Rivière, T.J. Ulrich, P.-Y. Le Bas, S. Hauptert, P. Laugier, P.A. Johnson, "Osseointegration evaluation using the time reversed elastic nonlinearity diagnostic", *16th International Conference on Nonlinear Elasticity in Materials*, Prague, République Tchèque, Juin 2011

[5] J. Rivière, T.J. Ulrich, P.-Y. Le Bas, S. Hauptert, P. Laugier, P.A. Johnson, "The time reversed elastic nonlinearity diagnostic applied to osseointegration monitoring", *3rd International Congress on Ultrasonics*, Gdansk, Pologne, Septembre 2011