



HAL
open science

Méthodologies de simulation des bruits automobiles induits par le frottement

Alex Elmaian

► **To cite this version:**

Alex Elmaian. Méthodologies de simulation des bruits automobiles induits par le frottement. Autre [cond-mat.other]. Université du Maine, 2013. Français. NNT : 2013LEMA1009 . tel-00839253

HAL Id: tel-00839253

<https://theses.hal.science/tel-00839253>

Submitted on 27 Jun 2013

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

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

THESE DE DOCTORAT

du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine
et de l'Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

PRÉSENTÉE AU

LABORATOIRE D'ACOUSTIQUE DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE

SPÉCIALITÉ : ACOUSTIQUE

PAR

Alex ELMAIAN

MÉTHODOLOGIES DE SIMULATION DES BRUITS AUTOMOBILES INDUITS PAR LE FROTTEMENT

Soutenue publiquement le 27 mai 2013 devant le jury d'examen composé de :

E. AUBRY	Professeur, ENSISA Mulhouse	Rapporteur
B. LAULAGNET	Maître de conférence HDR, INSA Lyon	Rapporteur
N. HAMZAOUI	Professeur, INSA Lyon	Examineur
J.-M. DUFFAL	Ingénieur, Renault SAS	Examineur
F. GAUTIER	Professeur, Université du Maine	Directeur de thèse
C. PEZERAT	Professeur, Université du Maine	Co-Directeur de thèse
J. GILBERT	Directeur de recherche, CNRS	Co-Directeur de thèse

VERSION PUBLIQUE

Avant-propos

Les travaux décrits dans ce mémoire ont été réalisés dans le cadre d'une thèse CIFRE (Conventions Industrielles de Formation par la REcherche) entre le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) et la société Renault SAS. Ceux-ci ont eu lieu à la *Direction de la Recherche, des Etudes Avancées et des Matériaux* de Renault, au sein de l'équipe *Mécanique des fluides, Vibrations et Acoustique* du service *Conception et Ingénierie Numériques*. Ces travaux s'intègrent également aux activités de l'opération de recherche *Vibro-acoustique* du LAUM.

Enfin, veuillez noter que seuls les résultats non confidentiels sont présentés dans cette version publique du mémoire de thèse. En particulier, le chapitre 4 et les éléments qui y réfèrent ont été retirés de cette version.

Remerciements

Je tiens tout d’abord à remercier mes directeurs de thèse, Messieurs François GAUTIER et Charles PEZERAT, Professeurs à l’Université du Maine, et Monsieur Joël GILBERT, Directeur de Recherche CNRS, pour leur implication, la rigueur scientifique qu’ils ont su m’inculquer ainsi que la bienveillance dont ils ont fait preuve à mon égard durant ces trois années de thèse.

J’adresse par ailleurs toute ma reconnaissance à Monsieur Nacer HAMZAOUI, Professeur à l’INSA Lyon, pour avoir accepté de présider le jury de thèse. J’exprime également mes remerciements à Madame Evelyne AUBRY, Professeur à l’ENSISA Mulhouse, et Monsieur Bernard LAULAGNET, Maître de Conférence HDR à l’INSA Lyon, pour avoir rapporté ce travail de thèse.

J’adresse également mes profonds remerciements à Monsieur Jean-Marc DUFFAL, ingénieur de recherche chez Renault, pour m’avoir encadré et fait bénéficier de son soutien et de ses conseils avisés. De même, je désire exprimer ma reconnaissance à Monsieur Guillaume BAUDET, chef de l’équipe *Mécanique des Fluides, Vibrations et Acoustique* et Monsieur Jean-Pascal REILLE, chef du service *Conception et Ingénierie Numériques* de Renault, pour leur accueil au sein de leur équipe et service respectifs.

Je ne saurais oublier les personnes que j’ai eu le plaisir de côtoyer au quotidien, qui ont œuvré d’une quelconque manière pour faire avancer ces travaux, qui m’ont apporté leur aide lorsque cela était nécessaire et enfin celles qui ont contribué à la très bonne atmosphère de travail dans laquelle j’étais baigné tout au long de ces trois années.

Pour finir, je souhaite remercier ma famille et les personnes qui me sont chères pour leur soutien permanent s’étendant bien au-delà de la thèse.

Résumé

Les bruits automobiles induits par le frottement sont à l'origine de nombreuses plaintes clients et occasionnent des coûts de garantie considérables pour les constructeurs automobiles. Les objectifs de la thèse consistent à comprendre la physique à l'origine de ces bruits et proposer des méthodologies de simulation afin de les éradiquer.

Un système générique est tout d'abord étudié. Ce système discret met en jeu un contact entre deux masses et une loi de frottement de Coulomb présentant une discontinuité à vitesse relative nulle. Des calculs de valeurs propres complexes de ce système linéarisé autour de sa position d'équilibre glissant sont menés et montrent la présence d'instabilités par flottement voire par divergence. Les simulations temporelles montrent quant à elles que les non-linéarités de contact permettent de stabiliser les niveaux vibratoires en cas d'instabilité selon quatre régimes distincts. De plus, malgré ses trois degrés de liberté, ce système est capable de reproduire les mécanismes de stick-slip, sprag-slip et couplage modal ainsi que les bruits de crissement, grincement et craquement rencontrés sur les systèmes automobiles. Des études paramétriques sont également présentées et mettent en avant des bifurcations de Hopf ainsi que l'effet déstabilisant potentiellement induit par l'amortissement. Des méthodologies permettant de catégoriser les réponses en termes de bruit et de mécanisme sont par la suite proposées. Les occurrences et risques de ces derniers sont alors analysés et des tendances sont dégagées. Enfin, la relation entre les bruits et les mécanismes est établie.

L'attention est ensuite portée sur un système automobile particulier. Afin d'étudier son comportement crissant, les analyses de stabilité et les simulations temporelles sont désormais menées sur des modèles éléments-finis. Les simulations temporelles permettent d'observer l'établissement de vibrations auto-entretenues et d'identifier, parmi tous les modes instables prédits lors des analyses de stabilité, celui qui est réellement à l'origine de l'instabilité. L'effet du coefficient de frottement sur les motifs de coalescence et les cycles limites est également investigué. Le risque de crissement est ensuite évalué pour des conditions d'utilisation variées du système. La méthodologie, basée sur des analyses de stabilité, permet de retrouver les principaux constats expérimentaux obtenus sur banc d'essai. Le rôle des géométries et des matériaux constituant le système est également discuté. Enfin, une solution permettant de réduire de façon significative le risque de crissement est proposée.

Mots clés

Bruit automobile, Frottement, Cissement, Grincement, Craquement, Couplage modal, Stick-slip, Sprag-Slip, Cycle limite, Vibration auto-entretenu, Bifurcation de Hopf

Abstract

Automotive friction-induced noises are the source of many customer complaints and lead to huge warranty costs for car manufacturers. The objectives of the thesis are to improve the understanding of the physics at the origin of these noises and to propose numerical methodologies to eradicate them.

A generic system is first investigated. This discrete system includes a contact between two masses and a Coulomb friction law with a discontinuity at zero relative velocity. Calculations of complex eigenvalues of the linearized system around its sliding equilibrium position are carried out and show the presence of flutter and even divergence instabilities. Time simulations show that contact non-linearities permit to stabilize the vibrational levels in case of instability according to four distinct behaviors. Furthermore, despite its three degrees of freedom, this system is able to reproduce the stick-slip, sprag-slip and mode-coupling mechanisms as well as the squeal, squeak and creak noises encountered in automotive systems. Parametric studies are also presented and highlight Hopf bifurcations as well as the destabilizing effect potentially induced by damping. Methodologies allowing the categorization of the responses in terms of noise and mechanism are then proposed. Occurrences and risks of these noises and mechanisms are thus analyzed and trends are highlighted. The relationship between noises and mechanisms is also established.

A specific automotive system is then considered. In order to study its squeal behavior, stability analysis and time simulations are now carried out on finite element models. Time simulations allow to observe the establishment of self-excited vibrations and to identify, among all the unstable modes predicted by the stability analysis, the one which is actually the source of the instability. The effect of friction on the coalescence patterns and limit cycles is also investigated. The risk of squeal is then evaluated in different operating conditions. The methodology, based on stability analysis, leads to results in good agreement with the experimental observations. The role of geometries and materials constituting the system is also discussed. Finally, a solution with significantly low risk of squeal is proposed.

Keywords

Automotive noises, Friction, Squeal, Squeak, Creak, Mode-coupling, Stick-slip, Sprag-Slip, Limit cycle, Self-excited vibrations, Hopf bifurcation

Table des matières

Introduction	1
1 Etat de l’art des bruits automobiles induits par le frottement	3
1.1 Bruits automobiles induits par le frottement	3
1.1.1 Squeak & Rattle	3
1.1.2 Crissement de frein	10
1.1.3 Crissement d’essuie-glace	15
1.1.4 Crissement de lécheur de vitre	19
1.1.5 Autres bruits	23
1.2 Catégorisation des bruits automobiles induits par le frottement	24
1.2.1 Craquement	25
1.2.2 Crissement	26
1.2.3 Grincement	26
1.3 Mécanismes à l’origine des bruits induits par le frottement	31
1.3.1 Stick-Slip	31
1.3.2 Sprag-Slip	37
1.3.3 Couplage modal	39
1.4 Positionnement du sujet	42
2 Modélisation d’un système générique	45
2.1 Modèle phénoménologique	45
2.1.1 Discussion sur la structure du modèle	45
2.1.2 Présentation du modèle retenu	48
2.1.3 Mise en équations	49
2.2 Analyse de stabilité	50
2.2.1 Mise en place	50
2.2.2 Application et mise en évidence d’instabilités	52
2.3 Simulation temporelle	56
2.3.1 Mise en place	56
2.3.2 Réponse linéaire et correspondance avec l’analyse de stabilité	62
2.3.3 Réponse non-linéaire et mise en évidence de cycle limite	63
2.4 Analyse des réponses vibratoires	68
2.4.1 Mise en évidence des différents régimes	68

2.4.2	Reproduction des différents mécanismes	68
2.4.3	Reproduction des différents bruits	72
2.5	Expérimentation	74
2.5.1	Mise en place d'un banc d'essai	74
2.5.2	Analyse d'une mesure type	75
2.5.3	Reproduction des différents bruits	76
2.5.4	Validation du modèle générique	77
2.6	Conclusion	80
3	Analyse du système générique	83
3.1	Sensibilité aux paramètres de modélisation	83
3.1.1	Effet des paramètres du modèle générique	83
3.1.2	Effet de l'amortissement et mise en évidence du paradoxe de déstabilisation	88
3.2	Catégorisation des réponses vibratoires	92
3.2.1	Catégorisation par mécanisme	92
3.2.2	Catégorisation par bruit	93
3.3	Sensibilité aux conditions d'utilisation	96
3.3.1	Mise en place d'un plan d'expériences complet	96
3.3.2	Relation entre les mécanismes et les bruits	97
3.3.3	Sensibilité des occurrences pour les trois mécanismes	98
3.3.4	Sensibilité des occurrences pour les trois bruits	100
3.3.5	Evaluation du risque associé à chaque paramètre, mécanisme et bruit	103
3.4	Conclusion	105
4	Partie confidentielle	107
	Conclusions et perspectives	109
	Bibliographie	113
	Nomenclature	129
	Annexes	131
A	Système générique	131
A.1	Mise en évidence d'instabilités par flottement et par divergence	132
A.2	Comparaison des risques de différents systèmes génériques	133

Introduction

Les bruits automobiles indésirables sont à l'origine de nombreuses plaintes clients et occasionnent des coûts de garantie considérables pour les constructeurs automobiles, car ils sont généralement traités de façon curative. De plus, ils sont perçus par le client comme un manque de qualité du véhicule et affectent directement l'image de la marque. Cette impression de non-qualité peut parfois s'étendre à l'ensemble du véhicule et constituer la cause de non-achat d'un véhicule. Les travaux présentés dans ce mémoire concernent spécifiquement les bruits qui sont induits par le frottement. Ces bruits sont particulièrement gênants et sont la conséquence d'instabilités vibratoires qui se manifestent au niveau des structures en contact. De nombreux travaux ont été menés afin de déterminer l'origine des instabilités induites par le frottement. Très souvent, l'étude porte sur des systèmes de frein car ils sont de bons clients pour l'apparition de bruit à cause de leur fonction primaire qui nécessite des efforts de frottement élevés. D'autres systèmes automobiles sont également concernés par cette problématique. Nous pouvons citer à titre d'exemples les essuies-glaces, les charnières de porte, les sièges, les lécheurs de vitre, les toits-ouvrants ou encore les planches de bord. Les différents matériaux, géométries et conditions d'excitation en jeu génèrent par ailleurs une grande variété de bruits induits par le frottement. Nous parlons notamment de bruits de crissement, de grincement ou encore de craquement. Une telle diversité dans les signatures acoustiques de ces bruits laisse sous-entendre que les mécanismes qui en sont à l'origine ne sont pas les mêmes. Plusieurs théories ont émané des travaux sur les instabilités induites par le frottement. Il ressort de la littérature que les principaux mécanismes initiateurs d'instabilités vibratoires sont le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal. Comme nous le verrons, ces mécanismes ont déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études, certaines portant sur des modèles analytiques, d'autres sur des modèles éléments-finis.

Les objectifs généraux de la thèse consistent à comprendre la physique à l'origine des bruits automobiles induits par le frottement et proposer des méthodologies de simulation de ces bruits. L'une des particularités du travail réside dans le fait que nous souhaitons couvrir, en tout cas dans un premier temps, l'ensemble des phénomènes à l'origine des bruits pouvant intervenir dans un véhicule. C'est pourquoi nous aborderons cette problématique grâce à l'étude d'un système générique représentatif d'un contact entre un frotteur et un support frotté. Contrairement à la majorité des modèles discrets envisagés dans la littérature, ce système à trois degrés de liberté sera choisi de manière à pouvoir reproduire les trois mécanismes évoqués précédemment. Par l'étude d'un tel système, nous chercherons en particulier à comprendre les conditions d'apparition des instabilités vibratoires à l'origine des bruits ainsi que les paramètres influents. Par ailleurs, les phénomènes que nous souhaitons étudier sont extrêmement sensibles à la moindre variation des paramètres de modélisation. Afin de ne pas généraliser des faits qui

ne seraient valables qu'au voisinage d'un point d'étude, des plans d'expériences numériques complets doivent être menés. Les résultats seront d'autant plus robustes qu'ils balayeront une vaste plage de paramètres.

Ce mémoire de thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre vise à établir un état de l'art des bruits automobiles induits par le frottement. Pour cela, nous aborderons dans un premier temps la problématique associée à certains bruits constituant un challenge important pour les constructeurs automobiles. Une synthèse des travaux expérimentaux et numériques ayant été menés pour analyser et supprimer ces bruits sera présentée. Puis, nous verrons de quelle manière sont catégorisés ces bruits. Nous aborderons ensuite les différentes théories permettant d'expliquer l'apparition de vibrations induites par le frottement responsables de bruit. Enfin, nous terminerons ce chapitre en précisant le positionnement des travaux par rapport à l'état de l'art actuel sur le sujet.

Le deuxième chapitre concerne la mise en place d'un système générique, choisi de manière à être capable de reproduire à lui seul une grande partie des phénomènes observés sur l'ensemble des structures automobiles. Dans un premier temps, la modélisation de ce système sera décrite. La mise en place des analyses de stabilité et des simulations temporelles menées sur ce modèle sera ensuite détaillée. Puis, nous nous intéresserons aux différents comportements vibratoires pouvant être simulés avec ce modèle. Enfin, nous terminerons ce chapitre en présentant la mise en œuvre expérimentale de ce système générique.

Le troisième chapitre est consacré à l'exploitation du modèle générique. Dans un premier temps, grâce à des études de sensibilité aux paramètres de modélisation, nous mettrons en avant la nature fugace des instabilités vibratoires induites par le frottement et expliquerons pourquoi l'obtention de tendances est complexe pour ce genre de phénomènes. Puis nous nous intéresserons plus spécifiquement à l'effet de l'amortissement sur la stabilité du système et mettrons en avant le paradoxe de déstabilisation. Ensuite, des méthodologies permettant de catégoriser les configurations présentant des vibrations entretenues selon la nature des mécanismes sollicités et des bruits générés seront présentées. Enfin, un plan d'expériences numériques sera mené. La relation entre les mécanismes et les bruits sera investiguée, tout comme les tendances des occurrences et risques de chaque mécanisme et bruit vis-à-vis des paramètres de modélisation.

Le quatrième chapitre se focalise sur le crissement d'un système automobile particulier. Comme précisé dans l'avant-propos, ce chapitre a été retiré de la version publique du mémoire de thèse pour des raisons de confidentialité.

Nous concluons ce mémoire en synthétisant les résultats et en proposant des perspectives aux travaux qui ont été menés pendant la thèse.

Chapitre 1

Etat de l'art des bruits automobiles induits par le frottement

Ce premier chapitre vise à établir un état de l'art des bruits survenant sur des systèmes automobiles et mettant en jeu des pièces en contact avec frottement. Pour cela, nous aborderons dans un premier temps la problématique associée à certains bruits constituant un challenge important pour les constructeurs automobiles. Une synthèse des travaux expérimentaux et numériques ayant été menés pour analyser et supprimer ces bruits sera présentée. Puis, nous verrons de quelle manière sont catégorisés ces bruits. Ensuite, nous aborderons les différentes théories permettant d'expliquer l'apparition de vibrations induites par le frottement responsables de bruit. Enfin, nous terminerons ce chapitre en précisant le positionnement des travaux par rapport à l'état de l'art actuel sur le sujet.

1.1 Bruits automobiles induits par le frottement

1.1.1 Squeak & Rattle

Problématique

La problématique des bruits appelés squeak & rattle est relativement récente pour les constructeurs automobiles. Elle a réellement pris essor dans le milieu des années 1990 et fait suite à l'amélioration des principales sources acoustiques du véhicule. En effet, d'importants progrès réalisés en parallèle sur les bruits du groupe moto-propulseur (GMP), les bruits de roulement et les bruits aéro-dynamiques ont permis de réduire significativement le niveau sonore à l'intérieur d'un habitacle automobile. Auparavant masqués, certains bruits émergent alors et deviennent ainsi perceptibles par le conducteur et les éventuels passagers. Cette tendance s'accroît d'autant plus que les motorisations électriques, moins bruyantes que les motorisations thermiques, arrivent progressivement sur le marché. Dans les enquêtes récentes, ces bruits, jugés indésirables, constituent le premier problème de qualité comme l'attestent Chen et Trapp [1]. Cette sensation de non-qualité s'étend parfois à l'ensemble du véhicule et entraîne une image négative de la marque. Les bruits parasites se sont donc imposés comme un important challenge pour la majorité des constructeurs automobiles.

Les termes squeak & rattle, littéralement grincement et grésillement, sont largement utilisés dans

le domaine automobile afin de désigner les bruits transitoires, souvent sources de désagrément pour le client [1,2]. Bien que les enjeux soient importants, les articles techniques sur ces bruits sont relativement peu nombreux. L'un des premiers chercheurs à s'y intéresser est Nolan en 1992 [3–5]. A l'époque, la dénomination de squeak & rattle est utilisée mais aucune distinction entre les deux termes n'est encore bien établie. Ce n'est que plus tard qu'une classification des bruits parasites sera adoptée par tous les chercheurs qui ont travaillé sur cette problématique. Contrairement à ce que la dénomination squeak & rattle pourrait laisser paraître, la classification n'est pas basée sur le type de bruit émis mais plutôt sur leur mécanisme initiateur. Le squeak, ou grincement, est alors défini comme un phénomène généré par des contacts tangentiels entre deux pièces, tandis que le rattle, ou grésillement, est le résultat de contacts orthogonaux. Autrement dit, les squeak & rattle sont des bruits respectivement induits par les frottements et les impacts entre deux structures. Cette classification est illustrée en figure 1.1, extraite des travaux de Desvard [6].

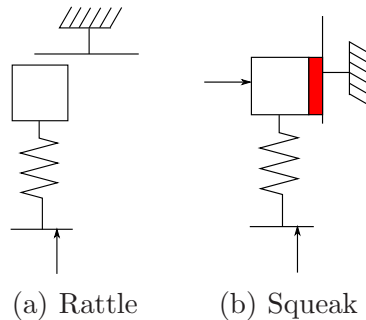


FIGURE 1.1 – Nature du contact à l'origine des squeak & rattle (Desvard [6])

Dans l'état de l'art des squeak & rattle proposé par Kavarana et Rediers en 1999 [7], il est précisé que ces bruits sont de manière générale dus à des excitations induites par la route comprises principalement entre 0 et 100Hz. D'autres sources d'excitation peuvent intervenir comme le précisent Chen et Trapp dans [1, 8]. Ils citent notamment les excitations dues au groupe moto-propulseur, les excitations aéro-dynamiques ou encore les effets d'inertie (accélération ou décélération). Néanmoins, ces sources d'excitation interviennent à des degrés moindre par rapport à l'excitation route.

Les systèmes automobiles concernés par cette problématique des squeak & rattle sont nombreux et une liste exhaustive ne pourrait être dressée. Dans ses travaux [8], Kuo identifie les périmètres les plus sujets au bruit :

- les ouvrants (55%),
- la planche de bord (12%),
- le sous bassement extérieur (17%),
- les sièges (9%),
- le volant et la colonne de direction (7%).

Ce constat est partiellement en accord avec celui de F. Chen et M. Trapp [1] qui précisent dans une étude plus récente que les planches de bord, les sièges et les ouvrants représentent à eux seuls plus de

la moitié des squeak & rattle pouvant être recensés sur un véhicule.

Une planche de bord est effectivement un bon client pour l'apparition de squeak & rattle. En effet, ce composant est constitué de nombreuses surfaces assemblées. De plus, il se situe relativement proche des sources d'excitation telles que le groupe moto-propulseur ou encore le contact pneus-chaussée avant. Une planche de bord est également composée de nombreux accessoires et d'une multitude d'attaches, souvent responsables de l'apparition de squeak & rattle, à cause notamment de tolérance sur les jeux lors de leur fabrication. Par ailleurs, le design impose souvent des choix de matériaux plastiques spécifiques dont les propriétés dépendent de la température. Cette dépendance vis-à-vis des paramètres environnementaux ainsi que le vieillissement de tels matériaux contribuent d'autant plus à l'apparition des squeak & rattle.

Les sièges sont également concernés par cette problématique car de nombreux mécanismes les constituent. Nous pouvons par exemple citer les glissières, qui permettent de faire avancer ou reculer le siège, et les articulations qui autorisent entre autres le réglage du dossier ou l'accès aux places arrière du véhicule. La complexité de ces mécanismes rend difficile le traitement des squeak & rattle. Par ailleurs, le choix du matériaux venant revêtir le siège est d'une grande importance. A titre d'exemple, il arrive en effet que le siège vienne en contact avec la console centrale. Dans ce cas, un mauvais choix de matériaux peut induire des bruits de grincement.

Les ouvrants (portières, toit ouvrant, coffre) représentent une grande partie des squeak & rattle observés sur véhicule. L'élimination de ces bruits est d'autant plus complexe que les questions suivantes doivent être appréhendées prioritairement : sécurité, effort d'ouverture et de fermeture, bruit aérodynamique, intrusion de poussière, étanchéité, corrosion...

D'autres structures sont également concernées par les squeak & rattle comme en témoignent les études sur les enrouleurs de ceinture [9–12] ou encore les consoles centrales [13].

Approche expérimentale

De nombreux dispositifs expérimentaux existent pour mettre en avant des squeak & rattle. Evidemment, le choix est bien souvent conditionné par la taille du périmètre d'étude. Dans ses travaux [14], Brines distingue deux niveaux d'étude : le véhicule complet et le sous-système. Le premier sert à vérifier la performance finale d'un véhicule et permet une évaluation assez proche de celle que pourra faire le futur utilisateur. Le second est plutôt destiné à la vérification de pièces par les fournisseurs, comme le précise Peterson [1].

La méthode la plus ancienne mais probablement la plus sûre pour l'évaluation d'un véhicule complet en termes de squeak & rattle est de rouler sur des routes dites accidentées. Ces routes ont des profils assez sévères et sont choisies de manière à exacerber l'apparition des squeak & rattle, en amplifiant les niveaux d'excitation tout en maintenant la gamme de fréquence d'excitation d'une route normale. Les routes pavées sont fréquemment utilisées. Ce type de test est préconisé pour vérifier la qualité sonore des véhicules. Cependant, l'analyse fine de ces bruits est délicate en condition de roulage. C'est pourquoi les industriels se sont tournés vers des moyens d'essais statiques, ou simulateurs, comme illustré sur la figure 1.2 issue des travaux de Cerrato-Jay [15].



FIGURE 1.2 – Banc à rouleaux (Cerrato-Jay [15])

Les simulateurs sont généralement constitués de 4 vérins hydrauliques. Certains sont disposés dans des chambres environnementales dans lesquelles la température et le taux d'humidité peuvent être contrôlés. Les chambres peuvent également être équipées d'un simulateur d'ensoleillement. Les excitations imposées au véhicule correspondent à des excitations de type route. L'utilisation d'un simulateur présente de nombreux avantages par rapport à des tests sur route. Tout d'abord, elle facilite la recherche des sources et causes des squeak & rattle comme le précise Brines [1]. En effet, des zones telles que le compartiment moteur, le sous-basement, les suspensions ou encore la ligne d'échappement sont désormais accessibles. De plus, le véhicule peut être désassemblé pour identifier ou localiser un bruit, jusqu'à le rendre quasiment inroulable sur route. Ensuite, les simulateurs peuvent exposer le véhicule à des températures ou taux d'humidité donnés, à n'importe quel moment de l'année. Les simulateurs éliminent donc les dépendances aux conditions environnementales et améliorent la répétabilité des évaluations. Enfin, l'écoute des squeak & rattle est favorisée car les bruits du groupe moto-propulseur, les bruits aérodynamiques ainsi que les bruits de roulement ne viennent plus les masquer. La détection est donc facilitée, bien que l'évaluation en termes de criticité des bruits détectés n'est plus vraiment représentative. Il est à noter comme inconvénient le fait que les vérins ne fournissent généralement qu'un effort vertical au véhicule, alors que les autres degrés de liberté peuvent également faire émerger certains bruits [14].

Des tests sur des sous-systèmes sont également réalisés. Afin de générer les bruits parasites, l'excitation est cette fois plutôt imposée par l'intermédiaire d'un pot vibrant ou d'une table vibrante. Dans [1], Peterson expose les nombreuses difficultés inhérentes à ce genre de tests, telles que la reproduction des conditions aux limites de la sous-structure ou encore le choix de l'actionneur. Par ailleurs, pour l'étude d'un sous-système automobile, l'excitation à utiliser est moins évidente que pour un véhicule complet. En effet, les fonctions de transfert entre les pneus et les points d'entrée du sous-système déforment le signal initial d'excitation route. Plusieurs chercheurs ont étudié cette question, certains d'entre eux optant finalement pour des signaux aléatoires basse-fréquence [9, 16, 17].

La localisation des squeak & rattle est encore aujourd'hui le point bloquant de l'approche expérimentale. D'un point de vue pratique, les constructeurs automobiles font appel à des experts des bruits parasites. La technique de l'holographie acoustique en champ proche a été envisagée pour répondre à ce problème,

bien que celle-ci ne soit généralement pas employée pour des bruits impulsifs et transitoires. Nous pouvons citer à titre d'exemple les travaux de Morgan [18], qui parvient à localiser la zone d'émergence du rattle intervenant dans un enrouleur de ceinture. Par la suite, Shin [19,20] applique cette technique à une structure plus complexe, puisqu'il s'agit d'une planche de bord automobile. Comme illustré en figure 1.3, il met en avant plusieurs zones d'émergence du bruit.

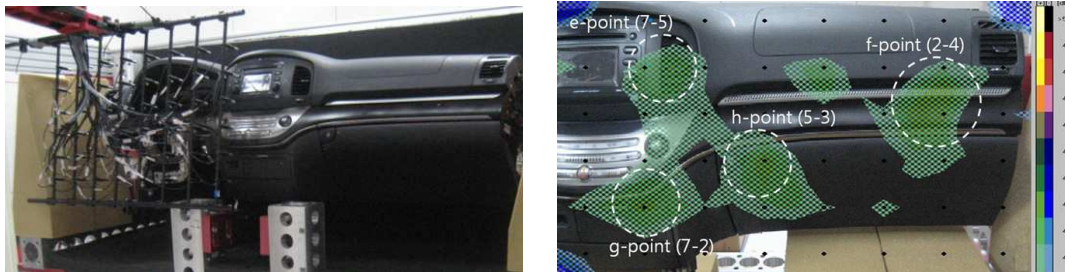


FIGURE 1.3 – Holographie acoustique appliquée à une planche de bord automobile (Shin [19])

Aujourd'hui, la technique la plus communément utilisée par les industriels pour la localisation des squeak & rattle est celle de la formation de voies (beamforming). Contrairement à l'holographie acoustique, cette technique d'imagerie autorise la localisation de sources sonores à grande distance, y compris dans un environnement bruyant. Le principe consiste à déterminer la direction et l'amplitude relative des sources en exploitant le déphasage perçu par les différents microphones de l'antenne [21]. A titre d'exemple, nous pouvons citer les travaux de Kawano et al. [22] visant à localiser les zones d'émergences dans un habitacle automobile par ce moyen. Caryer Cook et Ali [23,24] proposent également l'application d'une technique de formation de voies pour un habitacle automobile mais l'antenne est cette fois-ci sphérique, comme le montre la figure 1.4. Il apparaît cependant que la localisation peut être affectée par la fréquence de la source, la proximité de la source avec des surfaces réfléchissantes et la présence d'obstacles entre la source et l'antenne.



FIGURE 1.4 – Formation de voies avec une antenne sphérique (Caryer Cook [23])

Approche numérique

Les exigences de coût rendent difficile l'ajout de mousse, revêtement ou lubrifiant pour éliminer les squeak & rattle. C'est pourquoi l'idée est de passer d'une approche curative où les squeak & rattle sont traités après coup, à une approche où la problématique des squeak & rattle intervient le plus

en amont possible dans la phase de conception. Les marges de manœuvre sont ainsi plus importantes et les solutions moins chères. Les simulations numériques de ces phénomènes permettent en partie de répondre à cette attente.

Comme nous avons pu le voir, la problématique des squeak & rattle intervient principalement sur des structures complexes, composées de nombreuses pièces dont les interactions ne sont pas forcément simples à identifier. La simulation de tels phénomènes hautement non-linéaires au sein de structures aussi complexes n'est aujourd'hui pas permise, en partie à cause des temps de calcul exorbitants que cela nécessiterait. Ainsi, les logiciels existants pour traiter les squeak & rattle ne prennent pas en compte toute la physique à l'origine de ces bruits. Néanmoins, ils autorisent l'analyse de structures complexes, comme c'est le cas de NHance.BSR. Ce logiciel commercial est largement utilisé dans l'industrie automobile, comme en attestent ces articles [11, 25–30].

Cet outil est basé sur des calculs vibratoires linéaires et permet de localiser puis hiérarchiser les zones à risque de bruit. Le support choisi pour mettre en avant les capacités de ce logiciel est une planche de bord automobile. Tout d'abord, la réponse vibratoire suite à une excitation de type route est calculée par un code éléments-finis tiers, tel que Nastran. Le calcul est linéaire et aucune loi de contact n'est définie. Pour chacun des nœuds du modèle, la réponse en fréquence est transposée dans le domaine temporel par une transformée de Fourier inverse. Une détection de zones critiques est alors réalisée en se basant sur le déplacement relatif des nœuds et leur éventuelle interpénétration. Une cartographie des zones critiques est alors proposée, comme le montre la figure 1.5. Ensuite, un indice de criticité des zones identifiées comme étant à risque est calculé. Celui-ci permet une hiérarchisation des zones, tout en distinguant les bruits de squeak des bruits de rattle.

Ce logiciel a été utilisé pour traiter un grand nombre de systèmes, tous aussi complexes les uns que les autres, comme un véhicule complet avec les habillages intérieurs [25], un enrouleur de ceinture [11], une portière [28] ou encore une planche de bord [28]. Néanmoins, ses limitations sont multiples. La première réside dans le fait que des zones à risque de contact sont identifiées et non des zones à risque de bruit, étant donné qu'aucune loi de contact n'est intégrée dans les calculs. Une autre limitation porte sur l'indice de criticité, dont le calcul n'est pas transparent pour l'utilisateur. Certaines études ont justement été menées dans le but d'éclaircir ce point [6]. Il est notamment montré que l'indice de criticité est dépendant de l'interpénétration maximale, la vitesse d'impact, le jeu à l'origine ou encore la compatibilité des matériaux.

Les travaux menés par Desvard [6] permettent d'aller plus loin dans la démarche de caractérisation des squeak & rattle. En effet, ce dernier propose un outil de post-traitement des résultats de NHance.BSR afin de remonter au bruit émis ainsi qu'à la gêne occasionnée. Cette démarche n'a été appliquée qu'au bruit de rattle, même si une démarche similaire serait parfaitement applicable au bruit de squeak. L'idée consiste à utiliser un modèle simple d'impact et de l'appliquer aux zones de contact les plus critiques identifiées par le logiciel NHance.BSR. Ce modèle est un modèle de contact hertzien entre une plaque et un impacteur hémisphérique. La résolution est intégralement réalisée dans le domaine temporel et permet d'obtenir la pression caractéristique du bruit de rattle. La sortie de ce modèle est un indice de gêne calculé à partir de cette pression acoustique rayonnée. Une loi équivalente a également été mise en place. Le principe consiste à injecter des phénomènes physiques, non pris en compte par NHance.BSR,

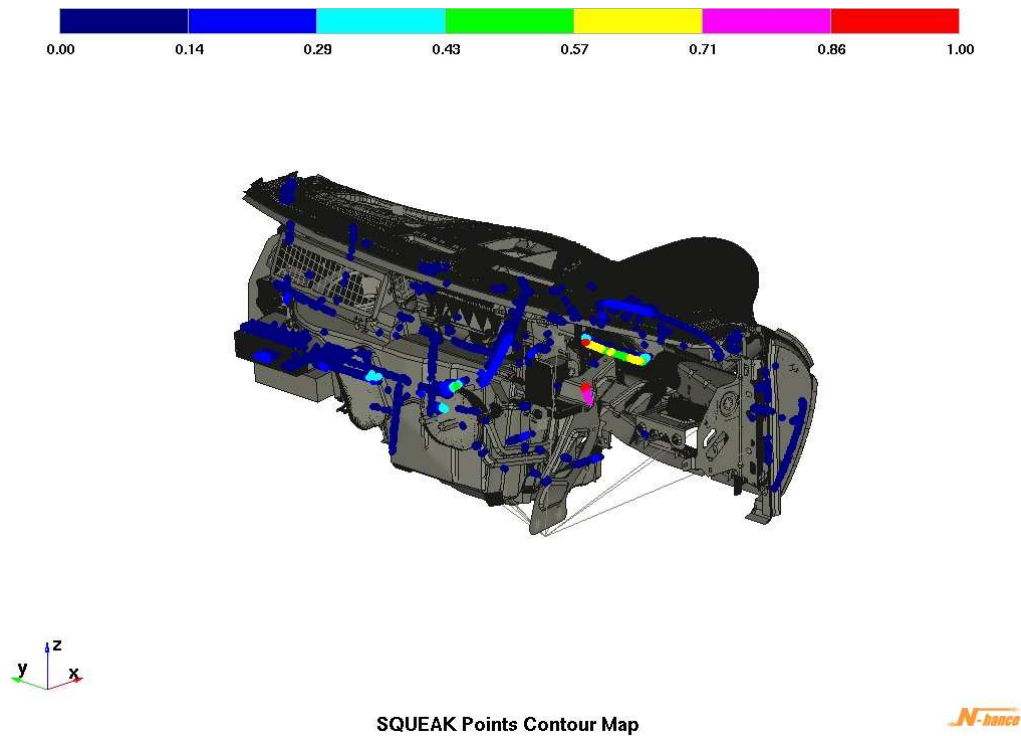


FIGURE 1.5 – Cartographie des zones critiques sur une planche de bord.

permettant de corriger l'indice de criticité et de le traduire directement en termes de gêne.

Bien que la simulation numérique ne permette pour le moment pas une absolue prédiction des squeak & rattle, elle fournit en revanche des tendances qui peuvent s'avérer utile lors de la comparaison de différents designs. La simulation s'est alors imposée comme un outil indispensable pour réduire le coût et le temps de développement des composants automobiles.

1.1.2 Crissement de frein

Problématique

Le crissement de frein est sans nul doute le bruit automobile induit par le frottement ayant été le plus étudié. Il constitue en effet une problématique majeure pour les constructeurs automobiles ou les fournisseurs de systèmes de frein. En plus d'engendrer des coûts de garantie importants, ce bruit est perçu comme un manque de qualité du véhicule, voire comme un dysfonctionnement du système de frein. Malgré les nombreux travaux, à la fois expérimentaux et numériques, cette problématique reste encore ouverte à de nombreuses études étant donné le fait que les performances de freinage exigées progressent constamment et que les critères de confort acoustique sont de plus en plus contraignants, comme le souligne Coudeyras [31].

Le crissement de frein à disque est un phénomène sonore indésirable dû à des vibrations auto-entretenues engendrées par le frottement entre les garnitures des plaquettes de frein et le disque. Il apparaît comme étant un bruit haut en fréquence, généralement supérieur à 1kHz et marqué par un spectre de raies distinctes de forte intensité. Le crissement intervient pour des freinages à faible vitesse ($v < 50$ km/h) et faible pression de freinage ($p < 25$ bars) et son niveau sonore peut atteindre jusqu'à 110dB comme précisé par Coudeyras [31]. L'extrême sensibilité de ce phénomène aux paramètres d'environnement (température, hygrométrie, ...) et de fonctionnement (pression, vitesse, ...) confère au bruit de crissement un caractère fugitif. Enfin, il est à noter que contrairement à ce que pourrait penser le client, le crissement n'affecte pas la sécurité du freinage, comme peuvent le faire d'autres bruits souvent plus bas en fréquence.

Dans [32], Kinkaid dresse une synthèse des travaux ayant été menés sur les bruits de frein. Ceux-ci ont démarré il y a une cinquantaine d'années. Certains travaux sont expérimentaux et visent à connaître la nature du crissement ou à étudier son origine. D'autres sont numériques et visent à prédire et comprendre l'influence des paramètres sur l'apparition de bruit. Aussi, ces études peuvent être approchées sous l'angle de la tribologie ou celui de la dynamique des structures, les deux étant bien souvent complémentaires.

Approche expérimentale

Afin d'expliquer les mécanismes mis en jeu lors du crissement de frein et apporter des informations quant à la nature de ce bruit, de nombreux travaux expérimentaux ont été menés. La présence de pièces tournantes ou le caractère haute-fréquence voire instationnaire du phénomène peuvent compliquer la réalisation de mesures vibratoires et/ou acoustiques et conditionnent nécessairement le choix des moyens d'essai. C'est au cours des années 1960 qu'apparaissent les premières mesures de crissement de frein. A cette époque, Fosberry et Holubecki [33,34] mettent en avant une coïncidence entre l'occurrence de crissement et la décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse relative.

Plus tard, Felske introduit l'usage de l'holographie laser pour la visualisation et la mesure des déformées opérationnelles d'un système de freinage. Ses travaux, menés d'abord sur un frein à disque [35] puis sur un frein à tambour [36], seront suivis plus tard par ceux de Ichiba [37], Krupka [38], Chen [39] et Fieldhouse [40–43]. Il est à noter que la vibrométrie laser a également été utilisée pour étudier le

crissement de frein [44–48] mais cette méthode de mesure n’est pertinente que pour les crissements stationnaires en raison du balayage spatial qui doit être opéré pour couvrir l’ensemble des points d’étude du système, comme le souligne Fritz [49]. En étudiant le comportement instationnaire du frein par holographie laser, Fieldhouse et al. [40] montrent l’existence de modes de flexion de disque qui semblent tourner autour de l’axe de ce dernier. La dénomination de *travelling waves* est alors employée pour désigner ce phénomène.

Plusieurs chercheurs se sont également intéressés à l’utilisation de techniques d’imagerie acoustique. Nous pouvons citer à titre d’exemple les travaux de Cunefare et Rye [45] sur un frein à disque qui consistent à localiser la source acoustique en déplaçant une sonde intensimétrique autour du système. Flint et Hald [50] utilisent quant à eux la technique de l’holographie acoustique instationnaire en champ proche et mettent également en évidence le phénomène de travelling waves. Une utilisation d’une variante de cette technique est proposée par Wu et al. [51,52] et illustrée en figure 1.6. Ces études ont permis de mettre en évidence que ce sont les modes de disque hors du plan qui sont responsables du rayonnement acoustique. Seules quelques études [53,54] statuent sur le fait que les modes dans le plan peuvent également être impliqués lors d’un crissement.

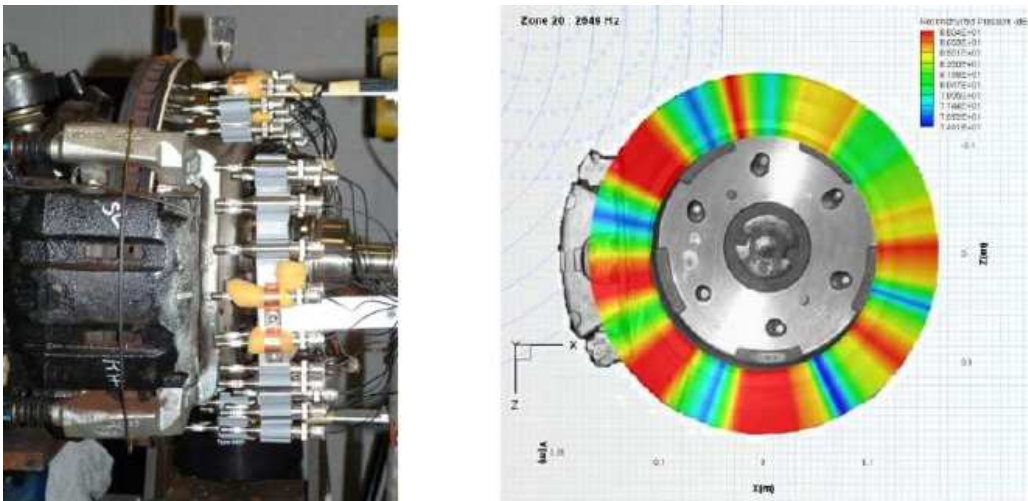


FIGURE 1.6 – Holographie acoustique sur un système de freinage (Wu [52])

Lors du développement d’un nouveau système de freinage, une validation expérimentale est toujours effectuée par les constructeurs automobiles ou les fournisseurs. Celle-ci inclut une évaluation de son comportement acoustique pour des conditions d’utilisation et d’environnement auxquelles le système peut être soumis en conditions réelles. Comme le précise Fritz [49], il existe deux types de banc permettant une telle évaluation. Dans les deux cas, le disque ou le tambour est entraîné en rotation et le système de freinage est actionné tout en contrôlant les paramètres importants que sont la vitesse de rotation, la pression hydraulique, l’hygrométrie et la température. Le premier type de banc est celui principalement utilisé par les fournisseurs car il se limite au périmètre train. Le second type de banc réclame quant à lui un véhicule complet. Ces bancs sont généralement utilisés par les constructeurs automobiles pour valider les nouveaux systèmes car ils permettent une prédiction plus précise des risques de crissement

en conditions réelles. La procédure consiste ensuite à effectuer plusieurs milliers de coups de freins dans des configurations prédéfinies en vitesse, pression, température et hygrométrie. Les performances acoustiques sont mesurées par un microphone. Les occurrences et fréquences des crissements sont évaluées, ainsi que leurs dépendances vis-à-vis des paramètres cités. Il a alors été montré que le crissement intervenait pour de faibles valeurs de pression hydraulique, vitesse et température. Il apparaît également qu'une hygrométrie élevée est un facteur aggravant.

De manière générale, les travaux expérimentaux montrent l'extrême sensibilité du crissement aux conditions d'utilisation et d'environnement. Les phénomènes observés sur bancs d'essais sont de ce fait difficilement répétables. Par ailleurs, il est constaté que de très légères modifications du système peuvent grandement influencer sur l'apparition du crissement, contribuant ainsi à son caractère fugace.

Approche numérique

La validation expérimentale des systèmes de frein s'avère indispensable pour les constructeurs automobiles. Etant donné la complexité et le coût engendré par la mise en place de tels essais, ces derniers s'accompagnent souvent de simulations numériques. La simulation permet d'analyser de manière plus approfondie le phénomène de crissement. En effet, elle facilite l'observation de certaines grandeurs physiques difficilement accessibles en essais à cause de l'instrumentation ou des conditions d'accès. Elle permet également d'effectuer des études de sensibilité qui seraient très coûteuses, voire inenvisageables expérimentalement.

Plusieurs théories ont émané pour expliquer le crissement de frein. La première apparaît au cours des années 1950 et établit le fait que l'instabilité à l'origine du crissement est engendrée par le mécanisme de stick-slip car elle est induite par des lois de frottement particulières [55]. En 1961, Spurr [56] montre que l'instabilité peut également être due non plus à des considérations tribologiques mais géométriques. Il met ainsi en avant le phénomène sprag-slip. En 1972, North [57] est le premier chercheur à considérer le crissement de frein comme un phénomène de couplage de modes. Ces théories seront présentées en détail dans le paragraphe 1.3. De nombreux modèles à quelques degrés de liberté ont ainsi été proposés pour expliquer le crissement de frein. Nous pouvons citer à titre d'exemple les modèles de Brommundt [58], Hoffmann et al. [59], Shin et al. [60] et Popp et al. [61]. Ces deux derniers modèles sont assez représentatifs d'un système de freinage comme nous pouvons le voir en figure 1.7. Une synthèse des modèles dits minimalistes proposés dans la littérature pour analyser le crissement de frein a récemment été proposée par Von Wagner et al. [62]. Dans cette même étude, ils proposent également leur propre modèle comprenant le disque de frein, les plaquettes et l'étrier reliés par des ressorts et amortisseurs. Les paramètres de ce modèle sont estimés par des essais expérimentaux et des cartes de stabilité sont tracées grâce au calcul des valeurs propres complexes du système.

Les travaux numériques menés sur ces modèles simples ont fourni des informations sur l'importance des lois de frottement, de la géométrie et de la dynamique des composants du système de freinage sur l'apparition d'instabilités vibratoires. Ces modèles restent néanmoins trop pauvres pour modéliser de manière prédictive les phénomènes intervenant sur un système de freinage réel. En effet, un système de freinage présente entre autres des lois matériaux non-linéaires, des jeux mécaniques et bien-sûr une certaine richesse modale, qui ajoutent de la complexité difficilement abordable dans le cadre de systèmes

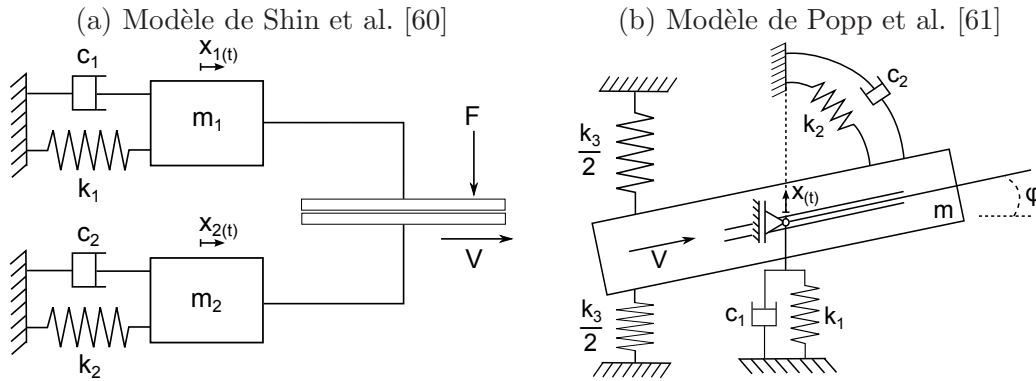


FIGURE 1.7 – Modèles minimalistes proposés dans la littérature pour expliquer le crissement de frein. (a) Modèle de Shin et al. [60], (b) Modèle de Popp et al. [61]

à seulement quelques degrés de liberté. La méthode des éléments-finis permet de pallier ceci. En effet, elle autorise la modélisation des conditions aux limites, des matériaux ou encore des interfaces de contact de manière plus réaliste. En 1989, Liles [63] est l'un des premiers à travailler sur une modélisation éléments-finis de frein comprenant le disque, les deux plaquettes et l'étrier. La réduction de l'ensemble est rendue possible par l'emploi de la synthèse modale et des comparaisons avec des analyses modales expérimentales permettent de valider le modèle. Depuis, de nombreux travaux sur des modèles éléments-finis ont été menés [64]. La plupart des travaux se sont concentrés sur des analyses de stabilité linéaires pour prédire l'initiation d'une instabilité vibratoire. Pour cela, des calculs de valeurs propres complexes sont généralement effectués et les déformées des modes instables du système de freinage sont analysées, comme le montre la figure 1.8. Comme pour les modèles minimalistes, les travaux sur les modèles éléments-finis mettent en évidence que les instabilités induites par le couplage de modes du système sont à l'origine du crissement. Plusieurs chercheurs ont d'ailleurs corrélé ces instabilités avec l'occurrence de crissement [49]. Notons enfin que cette approche est particulièrement utilisée dans l'industrie étant donné les faibles temps de calcul qu'elle requiert.

Cependant, l'analyse de stabilité linéaire a tendance à sur-estimer le risque de crissement étant donnée la richesse modale des modèles éléments-finis. En effet, lorsque plusieurs modes sont instables, il est difficile d'identifier lequel sera réellement responsable du crissement. De plus, les niveaux vibratoires intervenant en cas d'instabilité ne peuvent être prédits par cette approche. Cette première étape d'analyse linéaire peut ainsi être complétée par une analyse transitoire qui tient compte des non-linéarités du système [64]. Nous pouvons citer à titre d'exemple les travaux de Nagy et al. [65], AbuBakar et al. [66], Baillet et al. [67] et Massi et al. [68]. Ces travaux montrent que cette approche permet de connaître les niveaux de vibration atteints lors de l'établissement de cycles limites et que la fréquence des vibrations correspond à l'une des fréquences instables prédites par l'analyse de stabilité linéaire. Par ailleurs, ces travaux montrent que la divergence de la réponse est stabilisée par l'apparition de non-linéarités de contact, correspondant à une alternance de phases de glissement, d'adhérence et de décollement. Cependant, lorsque les systèmes étudiés ont une taille importante, l'analyse transitoire requiert des temps de calcul très importants et parfois déraisonnables en regard des contraintes de temps

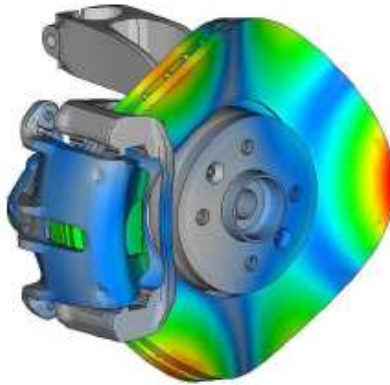


FIGURE 1.8 – Déformée d'un mode instable de système de freinage (Fritz [49]).

rencontrées dans l'industrie. Des méthodes non-linéaires moins coûteuses en temps de calcul que les traditionnelles méthodes temporelles ont alors été développées et appliquées au cas du crissement de frein. A titre d'exemple, nous pouvons citer les travaux de Sinou [69] qui emploie la méthode de la variété centrale et les approximants multivariés pour calculer avec une bonne précision les niveaux vibratoires des cycles limites. Nous pouvons également citer les travaux plus récents de Coudeyras [31] qui, à l'aide de la méthode de la balance harmonique, parvient à obtenir la réponse dynamique non-linéaire d'un modèle réduit de frein lorsque celui-ci contient un ou plusieurs modes instables.

Pour résumé, il existe deux principales approches afin d'appréhender numériquement la problématique du crissement de frein : l'analyse de stabilité linéaire et la simulation temporelle. Ces approches, souvent complémentaires, présentent chacune des avantages et inconvénients souvent décrits dans la littérature [64, 70]. L'analyse de stabilité basée sur le calcul des valeurs propres complexes est encore l'approche privilégiée en industrie, tandis que les études non-linéaires pour parvenir aux cycles limites gagnent en popularité au fur et à mesure des années, comme le souligne Ouyang [64]. Enfin, étant donnée la diversité des systèmes de frein, il n'existe pas de règles universelles pour la suppression du crissement de frein, expliquant ainsi la quantité des travaux actuels sur ce sujet.

1.1.3 Crissement d'essuie-glace

Problématique

Les prestations que doit assurer un système de balai d'essuie-glace sont multiples. La principale consiste à garantir la bonne visibilité du conducteur quelles que soient les conditions de pluie qu'il rencontre. Le balai d'essuie-glace doit donc permettre une bonne évacuation de l'eau du pare-brise. De plus, pour des questions de confort, l'essuyage ne doit engendrer aucun bruit, souvent source de désagrément pour le client. Par ailleurs, les contraintes économiques et écologiques sont de plus en plus présentes dans le domaine automobile et limitent le choix des matériaux constituant la lame, comme le précise Deleau [71]. Ces derniers doivent par exemple être recyclables et ne pas générer des efforts de frottement trop importants pour limiter la puissance des motorisations dédiées à la mise en mouvement des balais d'essuie-glace. Cependant, ces considérations viennent bien souvent au détriment de la prestation acoustique.

Aussi, le crissement d'essuie-glace apparaît comme étant aléatoire. Le système est en effet soumis à un grand nombre de paramètres environnementaux (quantité d'eau, température, propreté des surfaces, usure de la lame, ...) ayant une influence directe sur l'apparition du bruit. L'environnement de fonctionnement contribue donc à la complexité de l'analyse de ce phénomène.

Approche expérimentale

Les travaux de Koenen et Sanon [72] montrent, par l'utilisation d'un banc simplifié, que certaines conditions sont très propices au crissement. Ils soulignent effectivement le fait que pour des vitesses de l'ordre de 100 mm/s et des préchargements d'environ 15 N/m, le crissement intervient systématiquement quelles que soient les caractéristiques de la lame de l'essuie-glace. Le bruit peut alors être transitoire ou bien s'établir sur toute la durée du balayage. Par ailleurs, ils mettent en avant le fait que la quantité d'eau présente sur le verre influence grandement le coefficient de frottement à l'interface. Une valeur particulièrement élevée du coefficient de frottement peut ainsi être observée en phase dite séchante. Cette phase correspond à une transition entre une phase où la vitre est mouillée et une phase où la vitre est sèche, comme le montre la figure 1.9. L'occurrence de bruit plus élevée en phase séchante est un constat également observé par Zhang [73].

Les travaux de Deleau [71,74] s'appuient sur une étude tribologique pour expliquer les conséquences du frottement et de la rétention d'eau sur la réponse vibro-acoustique d'un contact entre une lame d'essuie-glace et un pare-brise. Grâce au dispositif expérimental montré en figure 1.10, il met en avant qu'un régime tribologique instable peut survenir sous certaines conditions liées à la géométrie ou à la vitesse de glissement. Il est à noter que l'approche expérimentale développée pour aborder la problématique de crissement utilise une simplification de la géométrie du profil. Il montre également que le crissement possède généralement un contenu fréquentiel entre 300Hz et 3000Hz et que celui-ci est principalement rayonné par l'élastomère lui-même. Le pare-brise joue alors le rôle d'isolant acoustique. Aussi, la longueur du balai ne semble pas être un paramètre influent sur le crissement émis. En effet, il met en avant le fait que les crissements obtenus avec un balai de 1m monté sur un véhicule et ceux obtenus avec un balai de 3cm monté sur un banc d'essai sont identiques. Il en conclut que le problème peut alors être traité en deux dimensions.

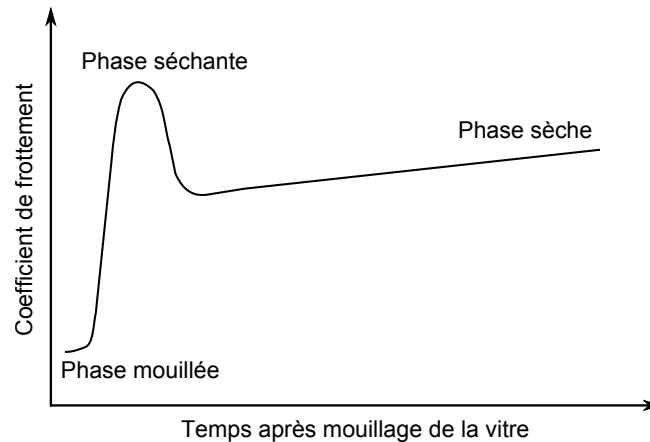


FIGURE 1.9 – Coefficient de frottement en phase mouillée, séchante et sèche (Koenen et Sanon [72])

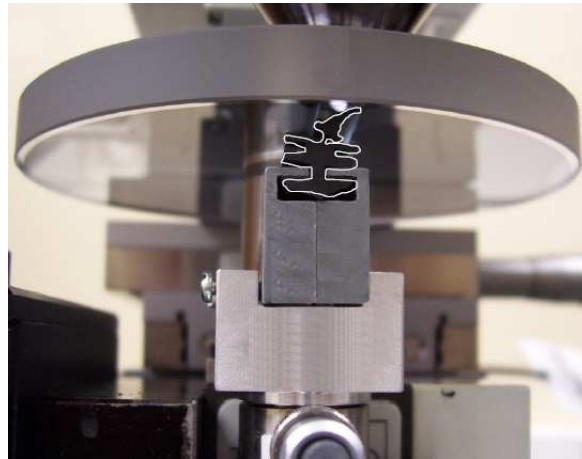


FIGURE 1.10 – Dispositif expérimental représentatif d'un contact entre une lame d'essuie-glace et un pare-brise (Deleau [71])

Approche numérique

Afin d'identifier les conditions d'apparition des instabilités pendant l'essuyage, des modèles discrets ont tout d'abord été investigués. Nous pouvons citer à titre d'exemple les travaux de Okura [75] en 2000, Goto [76] en 2001, Grenouillat [77] en 2002, Chevennement-Roux [78] et Stallaert [79] en 2006. L'approche commune de ces auteurs est de représenter l'essuie-glace par un système masse-ressort en contact frottant sur un plan rigide.

Okura et Oya [75] proposent une étude du bruit induit par le retournement de la lame. Ils mettent en place un modèle dont les résultats contribuent à la compréhension du phénomène. Ils arrivent ainsi à remonter aux paramètres fondamentaux permettant de contrôler l'effort intervenant lors du retournement de la lame. Ces travaux seront suivis par ceux de Goto et al. [76] portant cette fois sur le bruit de crissement. Les modèles phénoménologiques utilisés sont illustrés en figure 1.11.

En 2002, Grenouillat [80] s'intéresse à quantifier analytiquement les variations de pression que peuvent rencontrer les balais lors de l'essuyage. Ces variations de pression sont dues au galbe du pare-brise et affectent directement l'apparition de bruit [77]. En effet, il montre expérimentalement un effet combiné du préchargement et de l'angle d'attaque sur l'apparition de broutement. Cet effet est en partie retrouvé lors de l'analyse d'un modèle de sprag-slip à 4 degrés de liberté. Ce modèle, illustré en figure 1.11.c, permet également de montrer l'influence de la géométrie de la section de la lame ainsi que le matériau la constituant sur la stabilité du système. Il est à noter que l'hypothèse d'un phénomène de sprag-slip, détaillée en paragraphe 1.3.2 permet de comprendre pourquoi Matumura [81] en 1997 observait des instabilités vibratoires même si le coefficient de frottement était croissant avec la vitesse relative. L'origine de l'instabilité ne semble donc pas être tribologique mais plutôt géométrique. En 2004, Chang [82] étudie également le phénomène de broutement d'un système de balai d'essuie-glace. Par une analyse des exposants de Lyapunov, il met en avant des mouvements chaotiques, dont l'existence dépend de la vitesse de glissement des balais sur le pare-brise. Ce constat est d'ailleurs en accord avec celui de Suzuki et Yasuda [83] qui montraient que le bruit de broutement intervenait seulement dans une certaine gamme de vitesse.

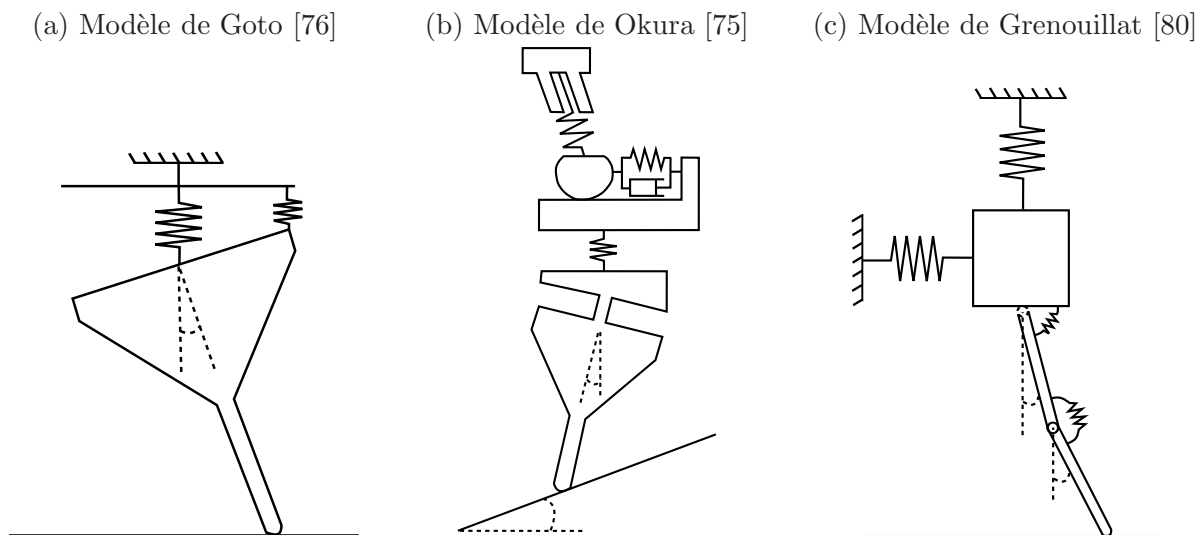


FIGURE 1.11 – Modèles discrets représentatifs d'un contact entre une lame d'essuie-glace et un pare-brise. (a) Modèle de Goto [76], (b) Modèle de Okura [75], (c) Modèle de Grenouillat [80]

Outre les travaux sur des modèles discrets, certains travaux ont été menés sur des modèles éléments-finis représentatifs de la géométrie réelle d'un essuie-glace. Dans [84], Chevennement-Roux et al. proposent une modélisation éléments-finis d'un système d'essuie-glace et calculent les valeurs propres complexes de celui-ci afin d'en étudier la stabilité. Des instabilités de type flottement dues à un couplage de modes du système sont obtenues, à des fréquences proches de celles observées expérimentalement. Des cartes de stabilité bi-paramétriques sont ensuite comparées aux constats expérimentaux et permettent de valider le modèle. Un exemple de couplage modal et de carte de stabilité est représenté en figure 1.12.

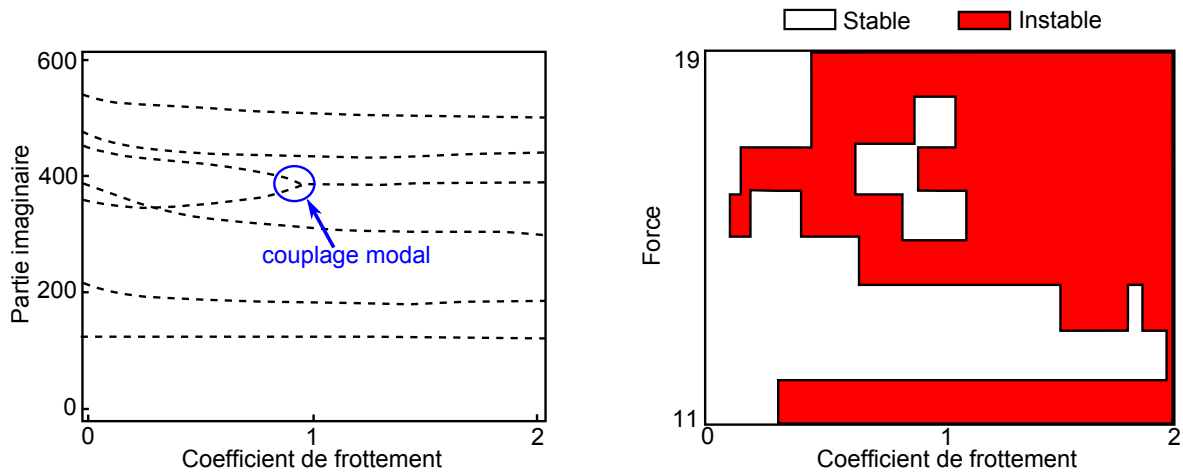


FIGURE 1.12 – Carte de stabilité bi-paramétrique (Chevennement-Roux [84])

Nous pouvons également mentionner les travaux de Awang et al. [85] basés sur des modèles éléments-finis 3D. Comme précédemment, des calculs aux valeurs propres complexes sont effectués et permettent de juger de la stabilité du système. Des instabilités sont ainsi obtenues aux alentours de 11Hz, en accord avec leurs constats expérimentaux. Des modifications de géométrie de la lame d'essuie-glace sont ensuite proposées. Ils montrent que certaines propositions ne présentent plus aucun risque d'instabilité.

1.1.4 Crissement de lécheur de vitre

Problématique

Le crissement de lécheur de vitre constitue pour les constructeurs automobiles un problème important et récurrent. Ce phénomène résulte du frottement entre la vitre et le lécheur de vitre intérieur et a fait l'objet de très peu d'études. En 2001, Lim [86] effectue des travaux sur la perception des bruits intervenant lors de la manœuvre de la vitre. Il montre notamment qu'il est impératif d'éradiquer le crissement de lécheur à tel point celui-ci pouvait être gênant pour le client. La prévention de ce bruit repose actuellement sur des règles métier empiriques et sur une démarche essai-erreur, intervenant a posteriori dans le cycle de conception du joint. Ainsi, les solutions pour remédier au crissement sont de type palliatif. La problématique est d'autant plus complexe que les joints de vitre doivent assurer plusieurs fonctions : essuyage, étanchéité, guidage en translation de la vitre et isolation acoustique du véhicule. Il ne faut donc pas détériorer une des prestations du joint dans le but d'éliminer le crissement.

Un schéma de principe d'intégration des lécheurs sur véhicule vu en coupe est présenté en figure 1.13. Il y apparaît que deux lécheurs permettent de maintenir et guider la vitre lors de sa montée ou descente : le lécheur extérieur et le lécheur intérieur. C'est ce dernier qui est responsable des bruits de crissement.

Approche expérimentale

Les résultats expérimentaux présentés par les sociétés Hutchinson et Metravib S.A. dans [87, 88] montrent que le bruit de crissement est un son pur se caractérisant par une fréquence fondamentale et des harmoniques. Il est mis en avant que la fréquence fondamentale se situe dans la gamme [1000Hz, 6000Hz] et qu'elle se retrouve à la fois dans les mesures vibratoires de la vitre (vibrations normales et tangentielles) et dans les mesures tribologiques du lécheur (efforts normaux et tangentiels). L'ensemble de leurs mesures leur permet de conclure sur une mise en résonance de la vitre par des oscillations auto-entretenues du lécheur. En particulier, ils ont montré que les dimensions, les caractéristiques des matériaux et les conditions d'encastrement de la vitre influent très peu sur les réponses acoustiques, vibratoires et tribologiques. La vitre se comporte donc comme un résonateur mais l'origine de la nuisance se situe bien au niveau du contact élastomère / verre. Il est alors conclu que les efforts pour réduire les crissements doivent se porter vers la modification des caractéristiques du lécheur, que ce soit au niveau de la structure ou des matériaux.

Dans [89,90], Barillon et Gatti présentent une synthèse des caractéristiques de crissement des lécheurs de vitre relevées chez Renault. Tout d'abord, le crissement semble apparaître de manière aléatoire. Ceci traduit en réalité le caractère fugace du phénomène et son extrême sensibilité aux paramètres d'environnement. De plus, le crissement apparaît essentiellement lors de la descente de vitre, en condition de vitre séchante (mi sèche - mi mouillée). Des travaux expérimentaux visant à caractériser le coefficient de frottement ont d'ailleurs mis en évidence que la phase séchante présente le coefficient de frottement le plus élevé, rejoignant ainsi les constats évoqués pour le crissement d'essuie-glace. Les phases sèches et mouillées ne sont quant à elles pas sujettes au crissement. Par ailleurs, l'écrasement du joint varie au cours de la translation de la vitre car celle-ci présente une forte courbure dans les deux directions. Ainsi, il a été observé que le crissement ne s'établissait pas forcément pendant toute la durée de la translation de la vitre. Il a également été constaté, à la fois sur véhicule et sur banc, que le crissement concerne

seulement le lécheur de vitre intérieur car les modifications géométriques sur ce joint conditionnent l'apparition du crissement. Enfin, contrairement aux observations faites dans les études [87, 88], les fréquences associées aux crissements sont inférieures à 1000Hz. Plus précisément, les crissements obtenus par Barillon et Gatti s'établissent dans une gamme de fréquence de [200Hz,800Hz], comme le montre la figure 1.14.

Approche numérique

Les élastomères sont des matériaux hyperélastiques qui tolèrent de très faibles variations de volume (quasi-incompressibles). Au caractère non-linéaire des lois de comportement viennent s'ajouter une non-linéarité géométrique due aux grands déplacements induits par la souplesse des lèvres des lécheurs de vitre et une non-linéarité due au contact avec frottement. En 1998, Vola [91] s'intéresse à la stabilité des positions de glissement stationnaire d'un élastomère sur un obstacle rigide. En s'inspirant, entre autres, des travaux de Barbarin [92], il met en place un critère permettant de déterminer les conditions d'apparition de phénomènes instables pour les positions de glissement stationnaire de solides hyperélastiques en grandes transformations. La mise en œuvre de ce critère nécessite la résolution d'un problème aux valeurs propres. Il montre sur des modèles 2D que les solutions instables sont dues à un phénomène de couplage modal et qu'elles sont toutes de type flottement (oscillations exponentiellement croissantes). Ce critère d'instabilité permet de discriminer les lécheurs crissants des lécheurs non-crissants, représentés en figures 1.15.a et 1.15.b. En montée de vitre, il met en évidence que l'absence du coude rend la version modifiée du lécheur beaucoup plus stable que la version initiale. Enfin, pour un cas crissant, l'obtention de la solution dynamique permet une bonne analyse du phénomène local à l'origine du bruit : succession de phases d'adhérence et de glissement, voire micro-martellement de la vitre par le lécheur. La réponse vibratoire présente alors un niveau important et la fréquence se situe bien dans la gamme de fréquences du crissement.

Plus récemment, Barillon et Gatti [89, 90] proposent d'effectuer un calcul des valeurs propres complexes sur un modèle 3D de lécheur de vitre. Les géométries réelles du joint et de la vitre sont représentées. La prise en compte de deux matériaux constitutifs du lécheur est désormais intégrée au modèle, comme le montre la figure 1.15.c. Les lèvres sont effectivement constituées d'un élastomère beaucoup plus souple que la partie en contact avec la feuillure du véhicule. Des analyses aux valeurs propres complexes sont effectuées suite au préchargement du joint sur la vitre et des instabilités par couplage modal sont obtenues, à des fréquences plus basses que celles obtenues par Vola [91].

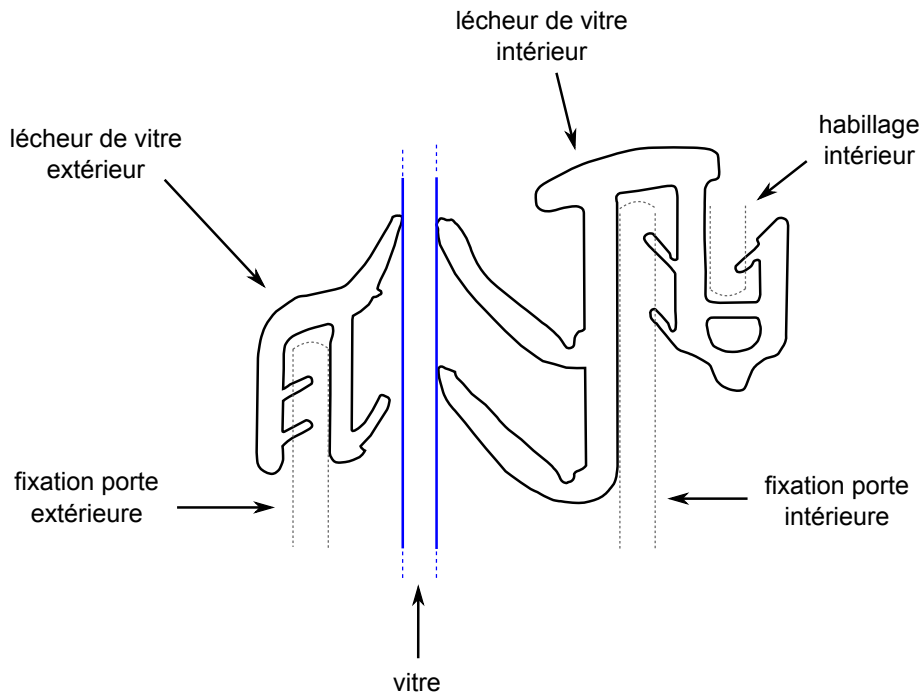


FIGURE 1.13 – Schéma d'intégration des lécheurs sur véhicule

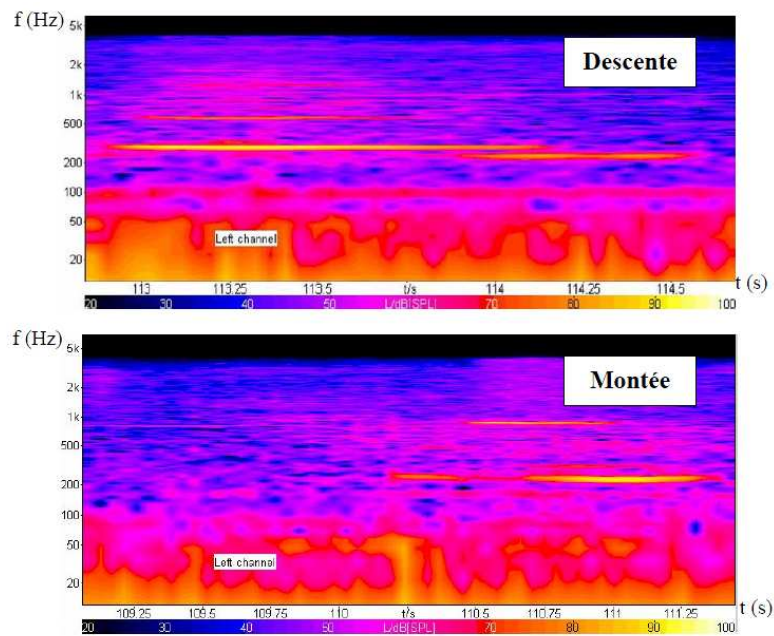


FIGURE 1.14 – Diagramme Temps - Fréquence d'un crissement en descente et montée de lécheur de vitre (Barillon [89], Gatti [90])

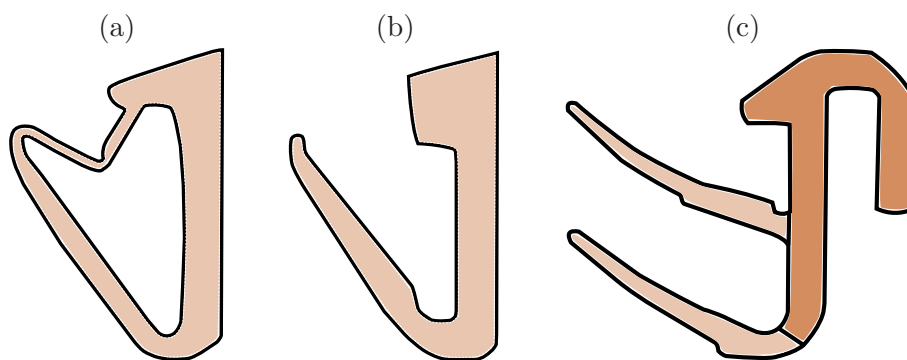


FIGURE 1.15 – Profils de lécheurs de vitre étudiés dans la littérature : (a) lécheur initial et (b) lécheur modifié (Vola [91]), (c) lécheur bi-matériaux (Gatti [90]).

1.1.5 Autres bruits

Structures concernées

La problématique des bruits induits par le frottement concerne un grand nombre de structures automobiles. Afin de connaître la nature de ces bruits et d'identifier les structures concernées, une base de données de bruits automobiles induits par le frottement a été constituée. Celle-ci contient une quarantaine de bruits et pas loin d'une vingtaine de périmètres différents. Nous pouvons citer à titre d'exemples :

- | | | |
|-------------------------|---------------------------|--------------------|
| – toit ouvrant | – lécheur de vitre | – porte de coffre |
| – rétroviseur | – essuie-glace | – aérateur central |
| – planche de bord | – charnière de porte | – frein à disque |
| – pommeau de vitesse | – bornier de connectivité | – gâche et serrure |
| – siège | – réservoir à carburant | – poignée de porte |
| – enrouleur de ceinture | – trappe à carburant | – ... |

Cette liste non-exhaustive met en exergue à la fois :

- la diversité des matériaux en contact
(acier / acier, plastique / plastique, caoutchouc / verre, cuir / plastique ...),
- la diversité des conditions d'apparition
(solicitation manuelle, en roulage, en manœuvre ...),
- la diversité des signatures acoustiques
(crissement, grincement, craquement, couinement, broutement ...).

Conditions d'apparition

Les bruits induits par le frottement peuvent intervenir suite à différents types de sollicitation. Les bruits constituant la base de données ont majoritairement été obtenus suite à une sollicitation statique, imposée par l'appui de la main de l'expérimentateur sur la structure. C'est notamment le cas des bruits obtenus avec la planche de bord, le siège, le pommeau de vitesse ou encore le réservoir à carburant. Certaines structures sont également susceptibles d'émettre un bruit lorsqu'elles sont manœuvrées. Le lécheur lors de la translation de la vitre, l'essuie-glace lors de l'essuyage, le toit ouvrant lors de son ouverture ou fermeture ainsi que le rétroviseur lors de son rabattement en sont des exemples. Enfin, certains bruits de la base de données ont été obtenus suite à une sollicitation dynamique. Des bruits de gâche, de siège, d'enrouleur de ceinture ou encore de planche de bord ont ainsi été enregistrés, soit en condition de roulage réel, soit sur banc 4 vérins simulant une excitation de type route.

Signatures acoustiques des bruits

De par leur géométrie, leur matériau, leur intégration dans le véhicule ou leur excitation, les structures automobiles peuvent potentiellement générer une grande variété de bruits induits par le frottement. Certains sont très bas en fréquence, de l'ordre de quelques dizaines de Hertz (craquement de

gâche : environ 20Hz). D'autres sont beaucoup plus hauts en fréquence, de l'ordre de plusieurs milliers de Hertz (crissement de frein : jusqu'à 10kHz). Renforcée par l'existence de multiples dénominations pour les désigner, la volonté de catégoriser ces bruits a émergé.

1.2 Catégorisation des bruits automobiles induits par le frottement

Il existe dans la littérature quelques propositions de catégorisation de bruits induits par le frottement. Dans ses travaux [93], Akay s'intéresse particulièrement aux bruits de freins automobiles et propose une catégorisation des bruits selon leur contenu fréquentiel. Une dizaine de dénominations anglaises est alors mise en avant, comme le montre la figure 1.16. Ces termes traduisent entre autres les bruits de crissement, grincement, grognement, bourdonnement ou encore hululement et s'étalent sur tout le spectre audible.

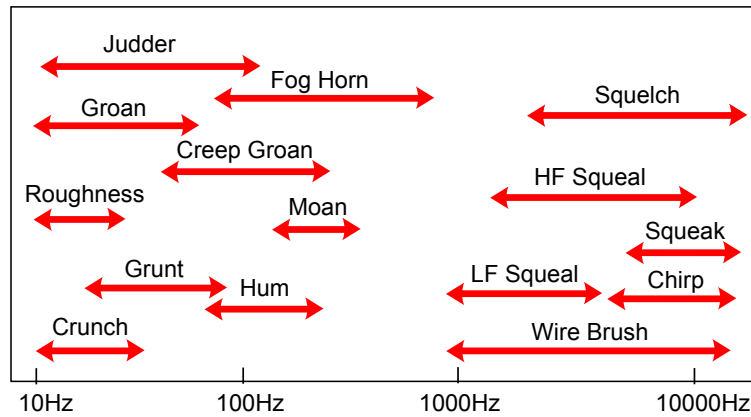


FIGURE 1.16 – Catégorisation des bruits de freins automobiles (Akay [93]).

De la même manière, les travaux de Sinou [69] mettent en avant différents types de bruit, cette fois-ci sur des systèmes de freinage aéronautiques. La catégorisation qu'il propose pour les bruits basse-fréquence est illustrée en figure 1.17. Comme précédemment, cette catégorisation est basée sur les contenus fréquentiels et met en avant des dénominations différentes de celles employées pour les bruits de freins automobiles. Par ailleurs, ces dénominations sont également attribuées à des pièces et modes de vibration particuliers du système de frein.

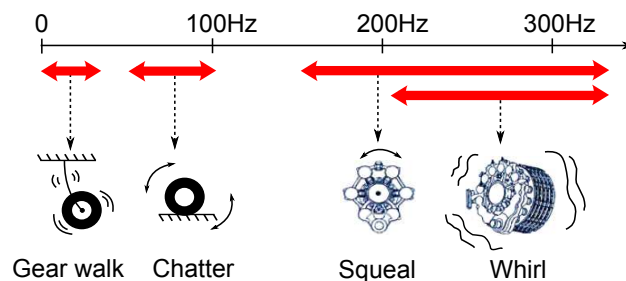


FIGURE 1.17 – Catégorisation des bruits de freins aéronautiques (Sinou [69]).

Les bruits d'essuie-glace ont également fait l'objet d'un travail de catégorisation par Sanon [94,95]. Des tests de dissemblance, de catégorisation et de préférence ont ainsi été menés sur les bruits transitoires considérés comme gênants par le client. Ces tests de perception ont montré que les bruits pouvaient être classés en 4 catégories : couinement (whining : $\sim 2\text{kHz}$), crissement (squeal : $\sim 700\text{Hz}$), raclement (scrapping : $\sim 70\text{Hz}$) et broutement (chatter : $\sim 15\text{Hz}$). Ces catégories dépendent principalement de leur contenu spectral et de leur gamme de fréquence. Enfin, nous pouvons mentionner qu'il existe un type de bruit large bande, appelé bruit de surface, qui a fait l'objet de plusieurs travaux [96,97]. Néanmoins, ce bruit induit par la rugosité et les contacts entre aspérités est relativement peu rencontré sur les structures automobiles et n'est généralement pas aussi gênant que les autres bruits évoqués précédemment.

Classiquement, les experts en bruits chez les constructeurs automobiles attribuent plutôt subjectivement des dénominations à chaque bruit. Le choix d'une dénomination plutôt qu'une autre est alors étroitement lié à la perception qu'ils se font du bruit. Lors de la constitution de la base de données de bruits automobiles induits par le frottement, il est apparu que trois dénominations étaient principalement utilisées : le craquement, le crissement et le grincement. Nous verrons qu'en observant le signal temporel de pression acoustique de ces bruits, il est possible de voir qualitativement en quoi ces dénominations diffèrent.

1.2.1 Craquement

Trois enregistrements de bruits de craquement obtenus sur structures automobiles sont illustrés en figure 1.18. Le craquement de banquette arrière est ici mis en évidence en exerçant manuellement un effort sur la structure et met en jeu des pièces constituées de matériaux métalliques. Nous pouvons remarquer sur l'histoire temporelle du signal de pression une succession de pics, à une fréquence d'environ 10Hz . Le craquement intervenant entre le fil de gâche et la serrure met également en jeu des pièces métalliques, souvent recouvertes de vernis. Ce bruit intervient lorsque de la poussière s'insère à l'intérieur du mécanisme de serrure et émerge en condition de roulage. Comme précédent, ce bruit est caractérisé par une succession de pics de pression intervenant quasiment à intervalle régulier, à une fréquence d'environ 10Hz . L'enregistrement vidéo de ce bruit obtenu sur un banc d'essai dédié permet notamment d'observer que c'est le relâchement d'énergie intervenant lors du passage d'un état d'adhérence à un état de glissement entre le fil de gâche et la serrure qui est à l'origine des pics de pression. Enfin, le craquement de trappe à carburant est également présenté et met en évidence des pics de pression se répétant à une fréquence d'environ 25Hz . Le bruit intervient lors de l'ouverture de la trappe et met cette fois en jeu des matériaux plastiques.

Au regard des courbes présentées, la signature temporelle des bruits de craquement est très particulière. Celle-ci est caractérisée par des pics de pression se répétant quasiment périodiquement. La fréquence de répétition de ces pics est de l'ordre de la dizaine de Hertz. Les analyses en ondelettes de Morlet sont également proposées en figure 1.18. Celles-ci présentent des résolutions temporelle de $2.3\text{e-}5\text{s}$ et fréquentielle de 20Hz et mettent en évidence la large gamme de fréquence excitée lors d'un craquement, traduisant ainsi le caractère impulsionnel de ce bruit. Ces constats ont été mis en avant pour trois bruits différents mais peuvent s'étendre aux autres bruits de craquement constituant la base de données.

1.2.2 Crissement

La figure 1.19 présente trois bruits de crissement enregistrés sur structures automobiles. Le premier est un crissement provenant de l'attache métallique entre un enrouleur de ceinture et son rail de translation vertical. Intervenant généralement en condition de roulage, ce bruit est ici mis en avant par une sollicitation manuelle. La courbe temporelle de pression acoustique montre une augmentation, une stabilisation puis une diminution du niveau de pression. L'évolution du niveau est relativement progressive tout au long du bruit et la fréquence fondamentale se trouve être aux environs de 2000Hz. Quant au siège, il est sollicité par un appui manuel sur le dossier. Il est à noter qu'une modulation du niveau de pression avec le temps est également observée. La fréquence associée à ce crissement est d'environ 3500Hz et l'analyse temps-fréquence montre que le contenu fréquentiel est constant tout au long du bruit. Enfin, les mêmes remarques peuvent être faite pour le crissement de toit ouvrant, si ce n'est que celui-ci est encore plus haut en fréquence puisque sa fréquence fondamentale se situe aux alentours de 4000Hz. Ce bruit est obtenu aussi bien lors de l'ouverture que de la fermeture du toit ouvrant et met en jeu un contact caoutchouc / verre.

Contrairement au craquement qui présente un certain caractère impulsionnel, le crissement présente de faibles variations de niveau de pression. Les courbes temporelles sont effectivement assez peu chahutées. Par ailleurs, le crissement possède un caractère plutôt tonal et les fréquences le caractérisant sont souvent élevées. Ces constats ont également été mis en avant pour d'autres bruits de crissement, tels que ceux intervenant sur les freins ou les essuies-vitres.

1.2.3 Grincement

Trois bruits de grincement sont présentés en figure 1.20. Le premier correspond à un grincement de porte, obtenu lors de l'ouverture et la fermeture de celle-ci. Les pièces en jeu sont constituées de matériaux métalliques, souvent recouverts de peinture. Le signal de pression acoustique montre que l'évolution temporelle est saccadée. Des pics de pression irrégulièrement espacés dans le temps semblent se distinguer. Les fréquences prépondérantes caractérisant ce bruit se situent dans la gamme [200Hz,1200Hz]. La planche de bord peut également générer des bruits de grincement, comme précisé dans le chapitre sur les squeak & rattle. L'enregistrement illustré présente la particularité d'avoir été réalisé suite à un effort exercé manuellement sur la façade avant de la planche de bord. Le signal de pression acoustique est également saccadé. Les fréquences prépondérantes se situent dans la gamme [300Hz,700Hz] et les pièces responsables du bruit sont constituées de matériaux plastiques. Concernant le siège, le grincement est généré, dans ce cas particulier, par le contact entre le cuir du siège et la console centrale. Le niveau de pression n'est pas constant tout au long du bruit et les variations peuvent être brutales comme c'est le cas surtout au début du bruit. Les fréquences prépondérantes de ce grincement de siège se situent dans la gamme [200Hz,1300Hz].

Des caractéristiques communes peuvent être tirées de ces bruits de grincement. Les fréquences prépondérantes sont moins distinctes et contenues dans une plage de fréquences inférieure à celles observées lors d'un bruit de crissement. Par ailleurs, l'évolution temporelle du signal de pression est très saccadée dans le temps et ces variations peuvent être abruptes. Au regard de ces constats, le grincement apparaît comme étant une typologie de bruit mixte entre un bruit de crissement et un bruit de

craquement.

Ces constats, fondés sur l'observation qualitative des signaux temporels de pression, permettent de proposer une catégorisation relativement simple, basée sur les dénominations classiquement utilisées par les experts ou les clients pour désigner les bruits. Cette catégorisation *naturelle* est particulièrement adaptée à l'ensemble des bruits automobiles et sera utilisée dans la suite de ces travaux. La question est maintenant de savoir ce qui est à l'origine de ces différents types de bruit. Une synthèse des principaux mécanismes initiateurs d'instabilités lors de contact avec frottement est proposée ci-après.

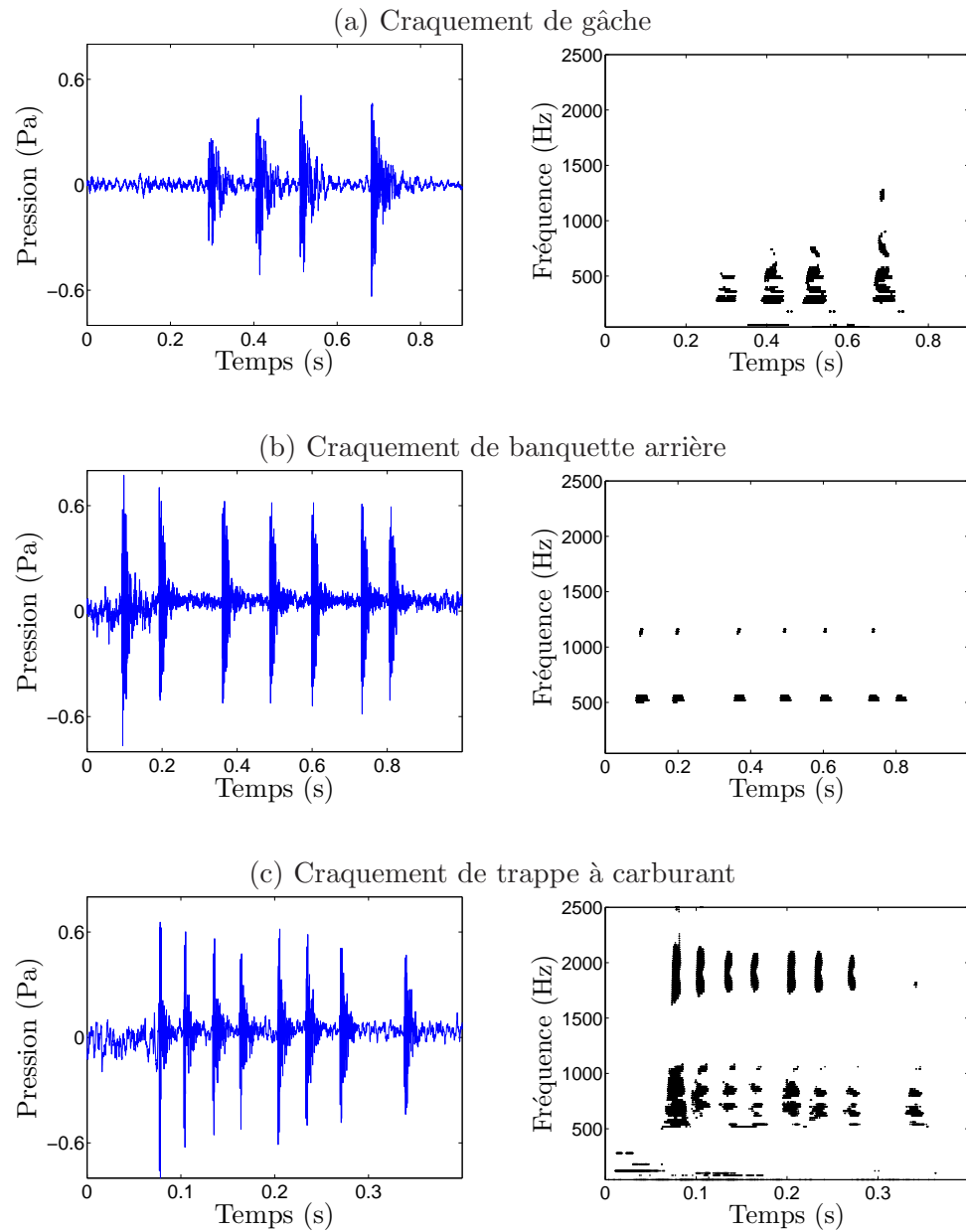


FIGURE 1.18 – Bruits de craquement enregistrés sur structures automobiles

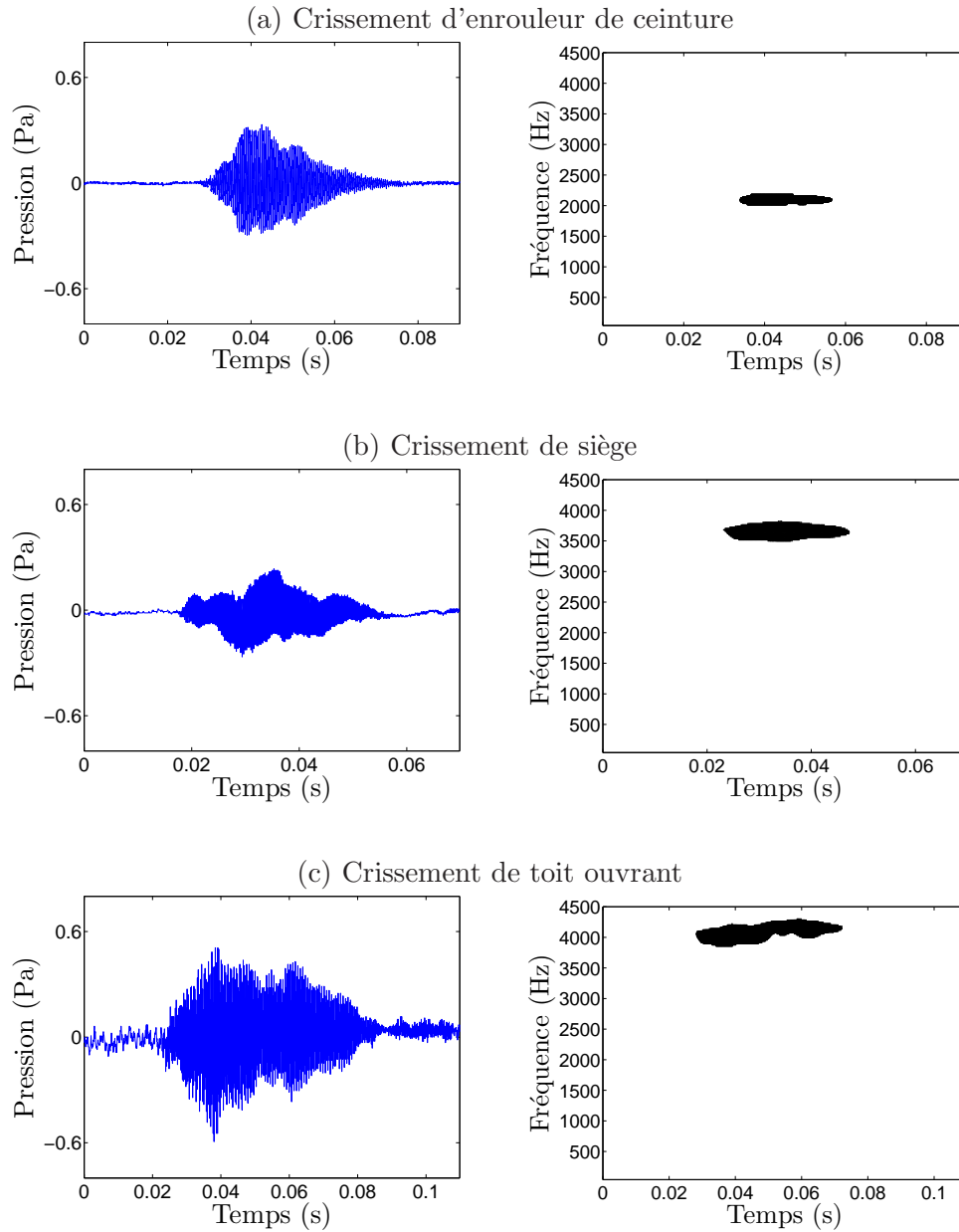


FIGURE 1.19 – Bruits de crissement enregistrés sur structures automobiles

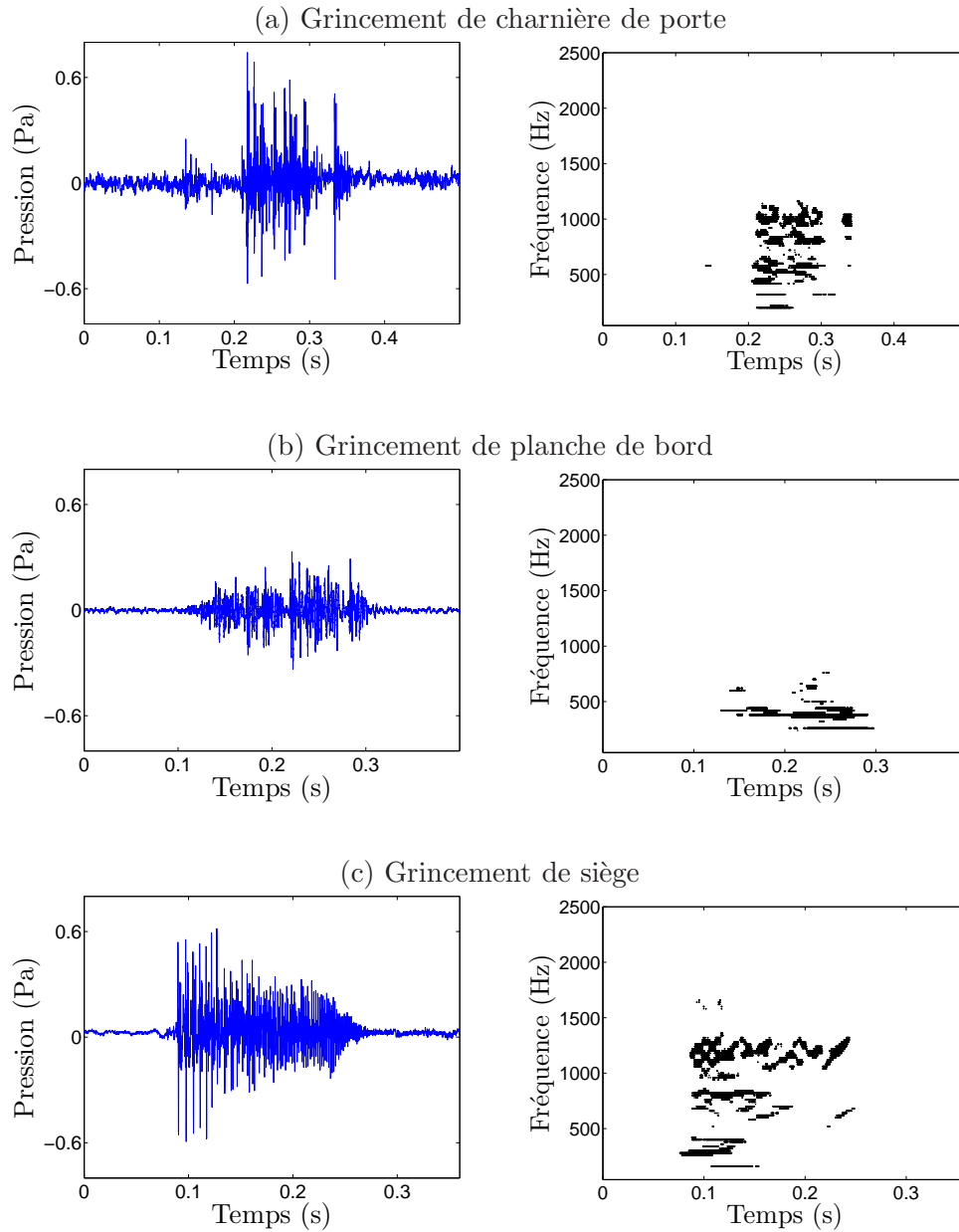


FIGURE 1.20 – Bruits de grincement enregistrés sur structures automobiles

1.3 Mécanismes à l'origine des bruits induits par le frottement

Depuis de nombreuses années, des travaux ont porté sur la compréhension des mécanismes à l'origine des bruits induits par le frottement. Une grande majorité des publications concerne l'étude des vibrations auto-entretenues à l'origine des crissements de freins automobiles. Plusieurs théories se sont succédées afin d'expliquer l'apparition d'un tel phénomène. Comme le soulignent Ibrahim [98,99], Oden et Martins [100], Crolla et Lang [101], elles peuvent être décomposées en deux catégories : celle pour laquelle l'instabilité est d'origine tribologique et celle pour laquelle l'origine porte davantage sur la structure elle-même. Ces mécanismes, à l'origine d'instabilités vibratoires induites par le frottement, sont synthétisés dans les récents travaux menés par Sinou [69], Fritz [49], Chevillot [102] et Coudeyras [31]. Il en ressort en particulier trois mécanismes, présentés dans la suite de ce chapitre par l'intermédiaire de modèles phénoménologiques.

1.3.1 Stick-Slip

Le premier mécanisme ayant permis d'expliquer l'apparition de vibrations auto-entretenues induites par le frottement est le stick-slip. Cette dénomination traduit la succession de phase d'adhérence et de glissement intervenant entre deux corps en contact frottant. Il ne peut intervenir uniquement pour des lois de frottement particulières, c'est pourquoi l'origine de cette instabilité est dite tribologique. En effet, ce mécanisme ne peut avoir lieu uniquement si une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse relative est observée. Cette décroissance peut aussi bien être linéaire, exponentielle, ou encore être caractérisée par une discontinuité à vitesse relative nulle. Dans ce dernier cas, le coefficient de frottement statique doit être supérieur au coefficient de frottement dynamique afin d'observer l'établissement de vibrations auto-entretenues. C'est en 1955 que le phénomène de stick-slip a été mis en avant pour la première fois, grâce aux travaux de Sinclair et Manville [55]. Depuis, de nombreux chercheurs ont étudié ce phénomène, comme en témoignent les travaux de Rabinowicz [103], Barnejee [104], Antoniou [105], Chambrette [106] ou encore Moiro [107].

Le modèle classiquement utilisé pour décrire le mécanisme de stick-slip est illustré en figure 1.21. Ce modèle à un degré de liberté correspond à une masse m posée sur un tapis roulant à une vitesse V . Cette masse est reliée à un support fixe par l'intermédiaire d'une raideur k et un préchargement F lui est également imposé. L'effort de contact normal F_N est caractérisé par $F_N = |F|$. Deux lois de frottement différentes sont considérées pour établir une relation entre l'effort normal F_N et l'effort tangentiel F_T . L'équation de mouvement de ce modèle à un degré de liberté s'écrit :

$$m\ddot{x} + kx = F_T. \quad (1.1)$$

Discontinuité entre le coefficient de frottement statique et dynamique

Considérons dans un premier temps une loi de frottement de Coulomb présentant un coefficient de frottement statique μ_s supérieur au coefficient de frottement dynamique μ_d . Dès lors que la vitesse relative est non-nulle, le coefficient de frottement demeure indépendant de la vitesse relative. Cette loi est illustrée en figure 1.22. L'effort tangentiel F_T intervenant entre la masse et le tapis roulant s'exprime alors comme suit :

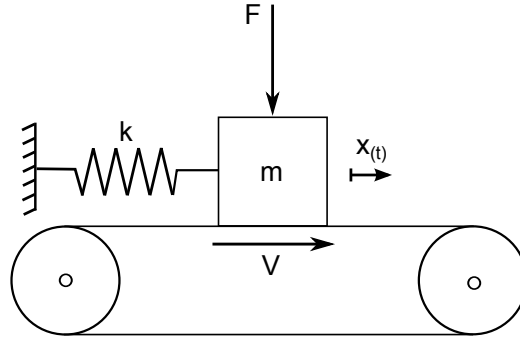


FIGURE 1.21 – Modèle phénoménologique de stick-slip

$$\begin{cases} \dot{x} = V, & |F_T| \leq \mu_s F_N & \text{adhérence,} \\ \dot{x} < V, & F_T = \mu_d F_N & \text{glissement positif,} \\ \dot{x} > V, & F_T = -\mu_d F_N & \text{glissement négatif.} \end{cases} \quad (1.2)$$

En fonction des conditions initiales, différentes trajectoires peuvent avoir lieu. Celles-ci sont illustrées sur le diagramme des phases présenté en figure 1.23.

- Il existe un point stationnaire S de coordonnées $(x_e, 0)$ avec $x_e = \mu_d F_N / k$. Si les conditions initiales (x_0, \dot{x}_0) correspondent aux coordonnées de ce point stationnaire, alors le système est en équilibre stable. La masse ne fait que glisser sur le tapis roulant sans osciller. La dénomination de *position d'équilibre glissant* pourra être employée par la suite. Aussi, si les conditions initiales (x_0, \dot{x}_0) sont à l'intérieur du cercle de centre S et de rayon V , alors la masse oscillera selon une trajectoire correspondant à un cercle C_L centré en S et passant par (x_0, \dot{x}_0) . Ces oscillations sont alors identiques à celles d'un système conservatif autour d'une position d'équilibre stable.
- Si les conditions initiales vérifient $\dot{x}_0 = V$ et $-x_a < x_0 < x_a$ avec $x_a = \mu_s F_N / k$, alors la trajectoire du système est décrite par une droite horizontale jusqu'au point G de coordonnées (x_a, V) . Il s'agit d'une phase d'adhérence, pendant laquelle $\dot{x} = V$ et $|F_T| \leq \mu_s F_N$. Après le point G , les conditions d'adhérence ne sont plus vérifiées et la masse se met à glisser sur le tapis roulant. Le système décrit alors une trajectoire elliptique Γ_L qui est quittée lorsque celui-ci atteint le point A . Un cycle limite de stick-slip est alors établi. En effet, ces trajectoires alternant phases d'adhérence et de glissement vont se répéter de manière cyclique et donner naissance à des vibrations auto-entretenues.
- Pour toutes autres conditions initiales, le système présente dans un premier temps une phase de glissement. Celle-ci dure plus ou moins longtemps et finit inévitablement par laisser place à une phase d'adhérence, dès lors que le système satisfait les conditions $\dot{x} = V$ et $|F_T| \leq \mu_s F_N$. Après la période de transition expliquée précédemment, le système est attiré par ce qui est appelé *cycle limite attracteur* [69] car il décrit les trajectoires correspondant à l'ellipse Γ_L et au segment $[A, G]$ et le phénomène de vibrations auto-entretenues s'établit de nouveau.

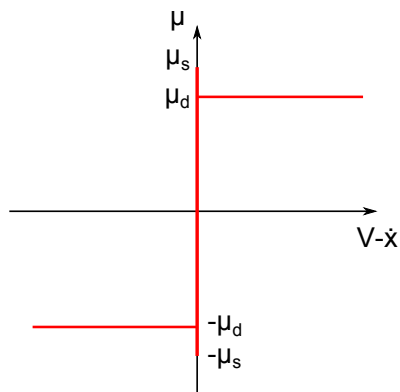


FIGURE 1.22 – Loi de frottement discontinue à vitesse relative nulle.

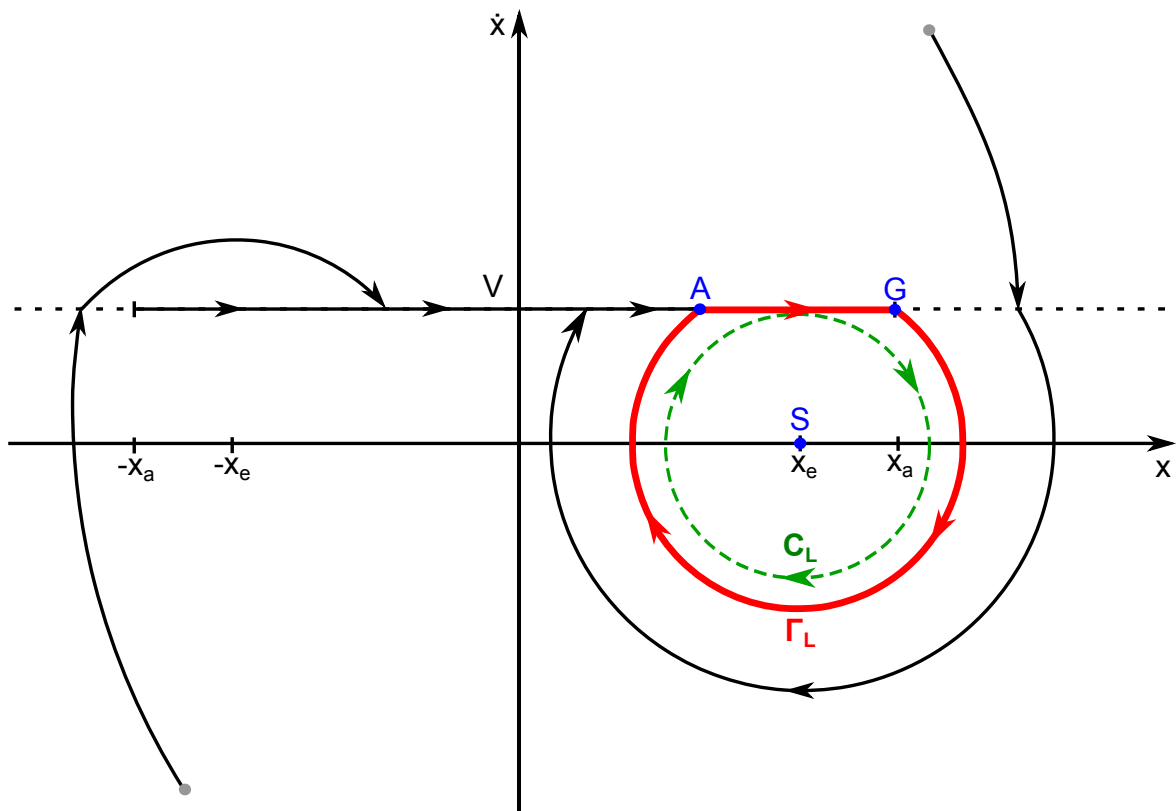


FIGURE 1.23 – Diagramme des phases - Notion de cycle attracteur.

Décroissance du coefficient de frottement dynamique avec la vitesse relative

Depuis très longtemps, des études expérimentales sont menées et visent à mettre en corrélation les caractéristiques du coefficient de frottement et l'apparition de bruit. En 1938, Mills [108] remarque que la décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse relative est étroitement liée à l'apparition de crissement sur un frein à tambour. Ces constats sont également valables pour le frein à disque comme le montrent un peu plus tard Fosberry et Holubecki [33,34]. Dès lors, des modèles de frottement n'ont cessé d'être développés. Leur effet sur la stabilité des systèmes avec frottement a fait l'objet de nombreux travaux, comme en témoignent ces publications [104, 106, 109–111].

A des fins d'illustration, nous utiliserons un coefficient de frottement présentant une décroissance linéaire de pente α avec la vitesse relative, comme le montre la figure 1.24. L'effort tangentiel F_T intervenant entre la masse et le tapis roulant peut alors s'exprimer comme suit :

$$\begin{cases} \dot{x} = V, & |F_T| \leq \mu_s F_N & \text{adhérence,} \\ \dot{x} < V, & F_T = \mu_s F_N (1 - \alpha(V - \dot{x})) & \text{glissement positif,} \\ \dot{x} > V, & F_T = -\mu_s F_N (1 + \alpha(V - \dot{x})) & \text{glissement négatif.} \end{cases} \quad (1.3)$$

En phase de glissement, l'équation dynamique du système peut alors être écrite :

$$m\ddot{x} - \alpha\mu_s F \dot{x} + kx = \pm\mu_s F(1 - \alpha V). \quad (1.4)$$

Comme nous pouvons le constater, la pente d'évolution du coefficient de frottement introduit dans l'équation 1.4 un terme équivalent à un amortissement négatif. Si le paramètre α est positif, alors le système est instable. Il est à noter que la présence d'un amortissement visqueux dans le modèle viendrait directement s'opposer à l'instabilité.

En fonction des conditions initiales, différentes trajectoires peuvent avoir lieu. Celles-ci sont illustrées sur le diagramme des phases présenté en figure 1.25, en considérant $\alpha > 0$ et $\alpha V \ll 1$.

- Si les conditions initiales vérifient $\dot{x}_0 \leq V$, une phase de glissement a lieu dans un premier temps. Pendant cette phase, le système décrit des spirales divergentes centrées au point $x_e^+ = \mu_s \frac{F}{k} (1 - \alpha V)$. La divergence est plus ou moins rapide selon la pente α de la loi de frottement. Dès lors que cette valeur est positive, le système finit par satisfaire les conditions d'adhérence $\dot{x} = V$ et $|F_T| \leq \mu_s F_N$. La trajectoire dans le diagramme des phases est alors décrite par la droite horizontale. Lorsque le système atteint les coordonnées (x_a, V) du point G , il se met à glisser et décrit comme précédemment une trajectoire elliptique. Cette phase de glissement dure jusqu'à ce que le système satisfasse de nouveau les conditions d'adhérence en A . Ce cycle se répète et donne alors naissance à des vibrations auto-entretenues.
- Si les conditions initiales vérifient $\dot{x}_0 \geq V$, une phase de glissement a également lieu et la trajectoire dans le diagramme de phase correspond à une spirale divergente, qui est cette fois-ci centrée au point $x_e^- = -\mu_s \frac{F}{k} (1 + \alpha V)$. Ces spirales finissent par croiser la courbe d'adhérence à un moment donné et les phases de glissement et adhérence se succèdent. Des vibrations auto-entretenues sont obtenues.

- Le point S de coordonnées $(x_e^+, 0)$ est un point stationnaire pour lequel le système est en équilibre instable. La moindre perturbation autour de cette position d'équilibre entraîne une divergence de la réponse et génère des vibrations auto-entretenuës dont la répétition de phases d'adhérence et de glissement est responsable. Comme précédemment, la notion de cycle limite attracteur est retrouvée.

Ces deux lois de frottement basiques permettent de mettre en évidence le phénomène de stick-slip. Cependant, des lois plus complexes existent dans la littérature et permettent de rendre compte plus finement des relations observées expérimentalement entre le coefficient de frottement et la vitesse relative. Nous pouvons à titre d'exemple évoquer les travaux récents de Berro et al. [112] qui utilisent un modèle de frottement lubrifié entre la masse et le tapis roulant. Cette loi de frottement, basée sur la cinétique de rupture des jonctions et les contraintes visqueuses entre les surfaces de contact, permet notamment de mettre en évidence la dépendance de la stabilité du système à la vitesse du tapis roulant.

Le stick-slip est un mécanisme qui a été très longtemps considéré comme étant à l'origine des vibrations auto-entrenues. Cependant, certains travaux ont montré que ce mécanisme ne pouvait pas être à l'origine de bruit tel que le crissement haute-fréquence. Nous pouvons en particulier citer les travaux de Chambrette [106], dans lesquels il est montré que des phases d'adhérence ne pouvaient intervenir dans les conditions d'apparition des crissements qu'il a observés. Par ailleurs, les travaux de Fleske [113] puis ceux de Boudot [114] ont montré qu'une loi de frottement décroissante avec la vitesse relative n'était pas une condition nécessaire à l'établissement de vibrations auto-entretenuës. De plus, des modifications de la structure d'un système jouent grandement sur l'apparition du crissement, et ce sans même intervenir sur ses caractéristiques tribologiques. C'est effectivement ce qui est observé lorsque des mises au point doivent être effectuées sur des systèmes de freinage notamment. Ainsi, le phénomène de stick-slip, intrinsèquement lié aux caractéristiques tribologiques, ne peut expliquer à lui seul l'ensemble des bruits induits par le frottement. C'est pourquoi d'autres théories ont vu le jour.

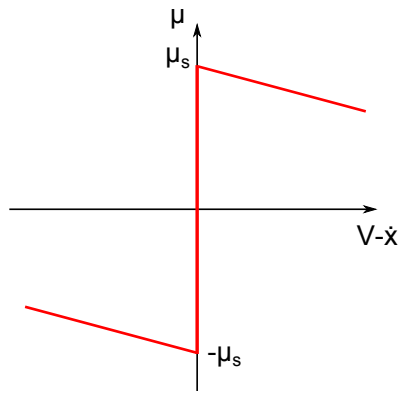


FIGURE 1.24 – Loi de frottement décroissante avec la vitesse relative.

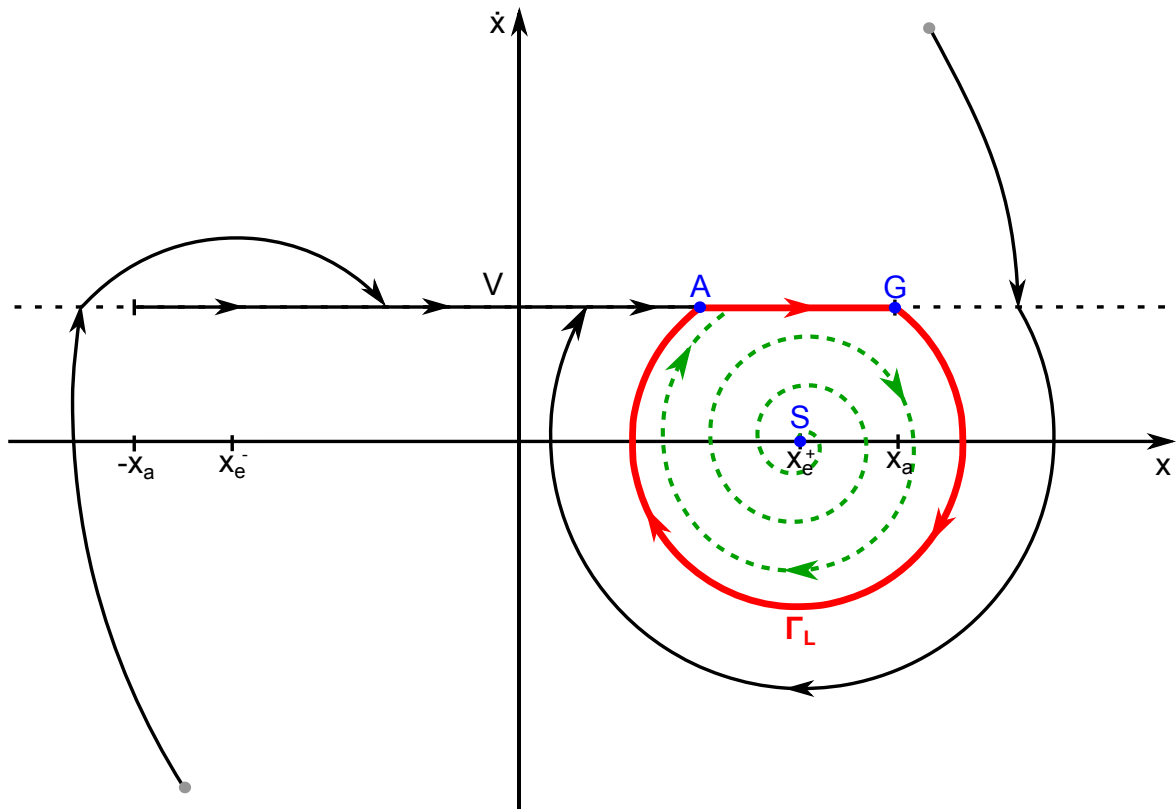


FIGURE 1.25 – Diagramme des phases - Notion de cycle attracteur.

1.3.2 Sprag-Slip

Le sprag-slip a été mis en avant la première fois par Spurr en 1961 [56] grâce à un modèle simple d'une poutre inclinée en contact avec un support rigide. Contrairement au stick-slip, ce phénomène peut intervenir pour un coefficient de frottement constant. L'origine de l'instabilité n'est donc pas tribologique mais géométrique. En effet, cette théorie considère que la cause de l'instabilité est une variation des forces de contact normale et tangentielle engendrée par la géométrie et la déformation du système. Inspiré des travaux de Kang [115], un modèle phénoménologique à un degré de liberté est proposé pour mettre en avant ce phénomène. Comme le montre la figure 1.26, il est constitué d'une masse m posée sur un tapis roulant à une vitesse V . La raideur k est désormais inclinée d'un angle θ . Un préchargement normal F est également imposé entre la masse et le tapis roulant.

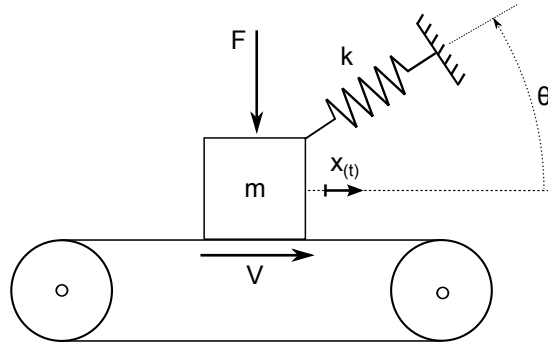


FIGURE 1.26 – Modèle phénoménologique de sprag-slip.

Les équations d'équilibre statique peuvent s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} \sum F_x &= F_T - kx \cos^2 \theta = 0, \\ \sum F_y &= F_N - F - kx \cos \theta \sin \theta = 0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Comme nous pouvons le remarquer, une notion de couplage intervient à la lecture de ces équations. L'équilibre des efforts en y dépend du déplacement en x de la masse. Le couplage entre la force normale et le déplacement tangent est ici induit par l'inclinaison θ de la raideur k . Considérons maintenant une relation de Coulomb indépendante de la vitesse relative, telle que $F_T = \mu F_N$. Les efforts de contact s'écrivent alors :

$$F_N = \frac{F}{1 - \mu \tan \theta} \quad \text{et} \quad F_T = \frac{\mu F}{1 - \mu \tan \theta}. \quad (1.6)$$

Tout d'abord, il est à noter que l'effort de contact normal F_N est négatif si $1 - \mu \tan \theta < 0$. Ceci n'est pas en accord avec le problème de contact frottant et sous-entend que la position d'équilibre glissant n'existe pas dans ces conditions, comme le souligne Kang [115]. Ensuite, les efforts de contact peuvent atteindre des amplitudes très importantes lorsque l'angle θ tend vers $\arctan(1/\mu)$ ou lorsque le coefficient de frottement μ tend vers $\cotan(\theta)$. Le mouvement du système peut se trouver bloqué et celui-ci entre alors dans une phase d'arc-boutement. Ce n'est qu'après avoir été suffisamment déformé

que le système se met de nouveau à glisser. Cette situation se répète alors de manière cyclique et donne lieu à un cycle limite de sprag-slip composé d'une phase d'arc-boutement et d'une phase de glissement.

Les travaux de Spurr ont été repris et généralisés par de nombreux chercheurs pour expliquer les vibrations auto-entretenues induites par le frottement. D'autres modèles discrets ont été proposés pour mettre en avant le phénomène de sprag-slip, comme en témoignent les travaux de Boudot [114], Grönefeld [116] et Kang [115]. Nous pouvons également citer les travaux de Ragot et al. [117] sur un système de double pendule frottant, illustré en figure 1.27. La résolution des équations d'équilibre statique montre en effet que le pendule peut passer de façon discontinue d'une position d'équilibre à une autre suite à une légère variation de paramètre.

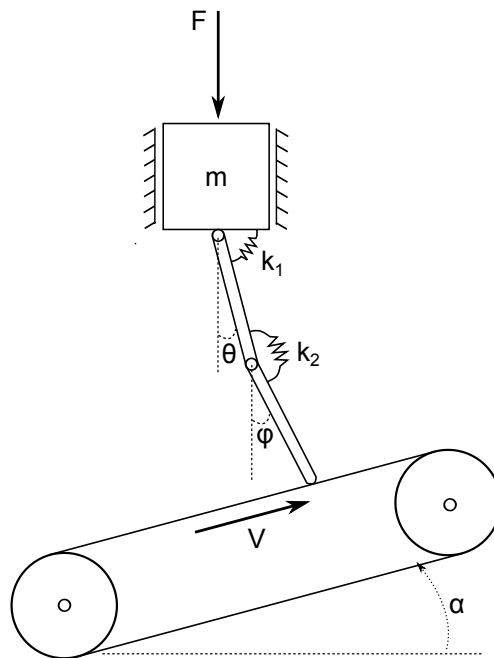


FIGURE 1.27 – Modèle d'un double pendule frottant (Ragot et al. [117]).

Le couplage géométrique a également fait l'objet de travaux portant sur des systèmes continus, généralement constitués d'un pion en contact avec un disque tournant [118–121]. En 1963, Jarvis et Mills [122] proposent un dispositif expérimental mettant en œuvre une poutre en contact avec un disque tournant. Ils montrent que les instabilités sont directement liées à l'angle d'incidence de la poutre sur le disque. Un modèle analytique est alors proposé, en reprenant les hypothèses de Spurr, à savoir que l'instabilité observée est initiée par les propriétés géométriques plutôt que par les propriétés tribologiques du système. Le modèle contient trois degrés de liberté et permet de mettre en évidence le phénomène de couplage modal.

1.3.3 Couplage modal

Tout comme le sprag-slip, l'origine de l'instabilité est dite géométrique. Elle peut donc être mise en avant pour des coefficients de frottement constants. En 1972, North [57] est le premier à considérer le crissement de frein comme une vibration induite par le frottement avec un coefficient de frottement constant. Il utilise alors un modèle à huit degrés de liberté, réduit à deux degrés de liberté un peu plus tard. En effet, les modèles minimalistes permettant de mettre en avant ce mécanisme doivent au minimum comporter deux degrés de liberté comme nous allons le voir par la suite.

Afin de présenter le phénomène de couplage modal, le modèle à 2 degrés de liberté de Hoffmann [59] est choisi et illustré en figure 1.28. Comme précédemment, un tapis roulant à une vitesse V entraîne une masse m sous l'effet du frottement. La masse m est reliée à un bâti par l'intermédiaire de raideurs k_1 et k_2 respectivement inclinées de α_1 et α_2 . La raideur k_3 correspond quant à elle à une raideur de contact normale entre la masse et le tapis. Un coefficient de frottement μ constant avec la vitesse relative est utilisé pour définir la relation entre l'effort tangentiel F_T et l'effort normal F_N de contact. Contrairement aux modèles phénoménologiques présentés précédemment, le déplacement vertical est cette fois-ci autorisé.

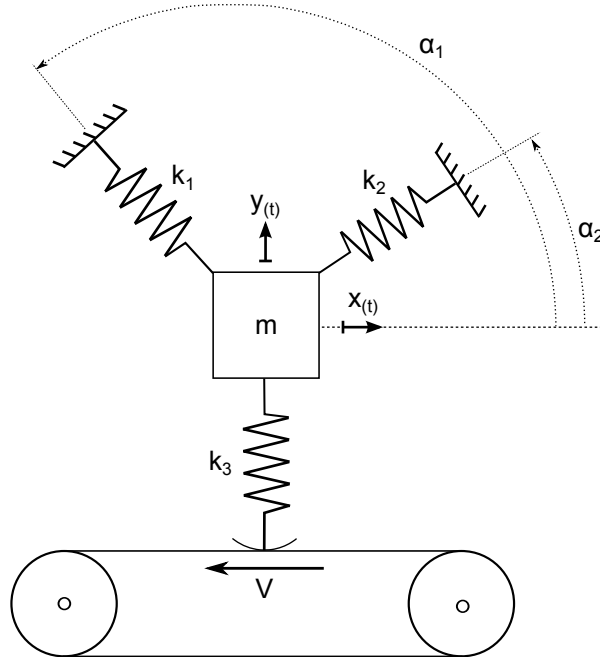


FIGURE 1.28 – Modèle phénoménologique de couplage modal (Hoffmann [59]).

Les équations de mouvement de ce modèle sont données par :

$$\begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_T \\ F_N \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

où les termes de la matrice de raideur s'expriment comme suit :

$$\begin{cases} k_{11} = k_1 \cos^2 \alpha_1 + k_2 \cos^2 \alpha_2, \\ k_{12} = k_{21} = k_1 \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 + k_2 \sin \alpha_2 \cos \alpha_2, \\ k_{22} = k_1 \sin^2 \alpha_1 + k_2 \sin^2 \alpha_2 + k_3. \end{cases} \quad (1.8)$$

Après linéarisation des équations autour de la position d'équilibre stationnaire et en écrivant la relation de Coulomb à l'interface, nous obtenons :

$$\begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} - \mu k_3 \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 0, \quad (1.9)$$

avec x et y désignant les termes de perturbation autour de la position d'équilibre glissant. En utilisant le même jeu de paramètres que Hoffmann [59], l'équation matricielle de mouvement peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} 2 & 1 - \Delta \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 0. \quad (1.10)$$

La stabilité du système est alors étudiée, en considérant que les déplacements s'expriment sous la forme $(x, y)^t = e^{st}$ avec $s = \lambda + i\omega$ correspondant aux valeurs propres complexes du système. Celles-ci vérifient les équations suivantes :

$$\det(s^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 2 & 1 - \Delta \\ 1 & 2 \end{bmatrix}) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad s^4 + 4s^2 + 4 - (1 - \Delta) = 0. \quad (1.11)$$

Cette équation caractéristique présente un discriminant égal à $4(1 - \Delta)$. Trois cas peuvent alors être distingués :

- $\Delta < 1$, les valeurs propres sont imaginaires pures et sont égales à $s_{1,2} = i\sqrt{2 \pm \sqrt{1 - \Delta}}$. Les fréquences associées aux deux modes du système sont alors distinctes.
- $\Delta = 1$, les valeurs propres sont imaginaires pures et sont égales à $s_{1,2} = i\sqrt{2}$. Les fréquences associées aux deux modes du système ont la particularité d'être égales. On parle alors de coalescence de modes.
- $\Delta > 1$, les valeurs propres ne sont plus imaginaires pures mais présentent des parties réelles non nulles et opposées. Celles-ci sont données par les équations 1.12. Le mode ayant la partie réelle strictement positive est instable tandis que l'autre est stable. La réponse temporelle est alors marquée par une divergence exponentielle.

$$\begin{aligned} s_1 &= \sqrt{\frac{\sqrt{3 + \Delta}}{2} - 1} + i\sqrt{\frac{\sqrt{3 + \Delta}}{2} + 1}, \\ s_2 &= -\sqrt{\frac{\sqrt{3 + \Delta}}{2} - 1} + i\sqrt{\frac{\sqrt{3 + \Delta}}{2} + 1}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

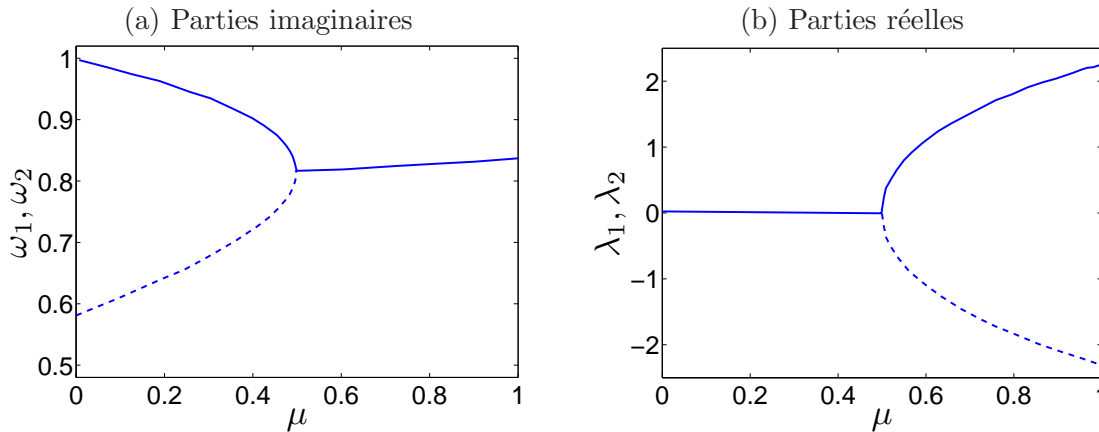


FIGURE 1.29 – Evolution des valeurs propres complexes avec le coefficient de frottement.

L'évolution des valeurs propres est souvent observée en fonction d'un paramètre de contrôle tel que le coefficient de frottement. Nous pouvons voir en figure 1.29 que pour de faibles valeurs de coefficient de frottement, les fréquences associées aux deux modes du système sont distinctes. Les parties réelles des deux valeurs propres sont à ce moment nulles et le système est par conséquent stable. Lorsque le coefficient de frottement augmente, nous pouvons constater que les fréquences des deux modes se rapprochent, jusqu'à devenir égales pour un certain coefficient de frottement que nous appellerons par la suite *coefficient de frottement critique*. Ce point particulier correspond au cas précédemment évoqué, où le discriminant du polynôme caractéristique est nul. Dans la littérature, ce point de passage est appelé *point de coalescence* ou encore *bifurcation de Hopf* [31, 69, 123–125]. Le verrouillage des modes est alors observé. Pour des valeurs de coefficient de frottement supérieures au coefficient de frottement critique, le système est considéré comme instable car l'une des valeurs propres possède une partie réelle positive.

Dans ses travaux sur ce modèle phénoménologique [59], Hoffmann met en avant le fait que l'effort de contact tangentiel introduit des termes de couplage dans les équations, tout comme les termes structuraux. Cependant, ces derniers sont symétriques contrairement aux termes de couplage induits par le frottement. Autrement dit, les termes de couplage induits par le frottement n'interviennent que dans les équations dans le plan du contact, c'est-à-dire dans la direction tangentielle au contact, comme le montrent les équations :

$$\begin{cases} \ddot{x} = -2x - (1 - \Delta)y, \\ \ddot{y} = -x - 2y. \end{cases} \quad (1.13)$$

Ainsi, un déplacement normal génère des efforts tangentiels mais cela n'est pas réciproque. Le modèle de Hoffmann n'intégrant pas de non-linéarité, une simulation temporelle pour une configuration instable mènerait à une croissance exponentielle de la réponse vers l'infini. Heureusement, sur des structures réelles, des non-linéarités de différentes natures sont toujours présentes et permettent de stabiliser les niveaux vibratoires, donnant alors naissance à des cycles limites. Ceci peut être illustré en reprenant les

travaux de Sinou et al. [126] dans lesquels un modèle à deux degrés de liberté est investigué. Comme le montre la figure 1.30, les non-linéarités sont introduites par l'intermédiaire de raideurs cubiques. Une méthode de réduction non-linéaire leur permet d'obtenir le cycle limite dans l'espace des phases.

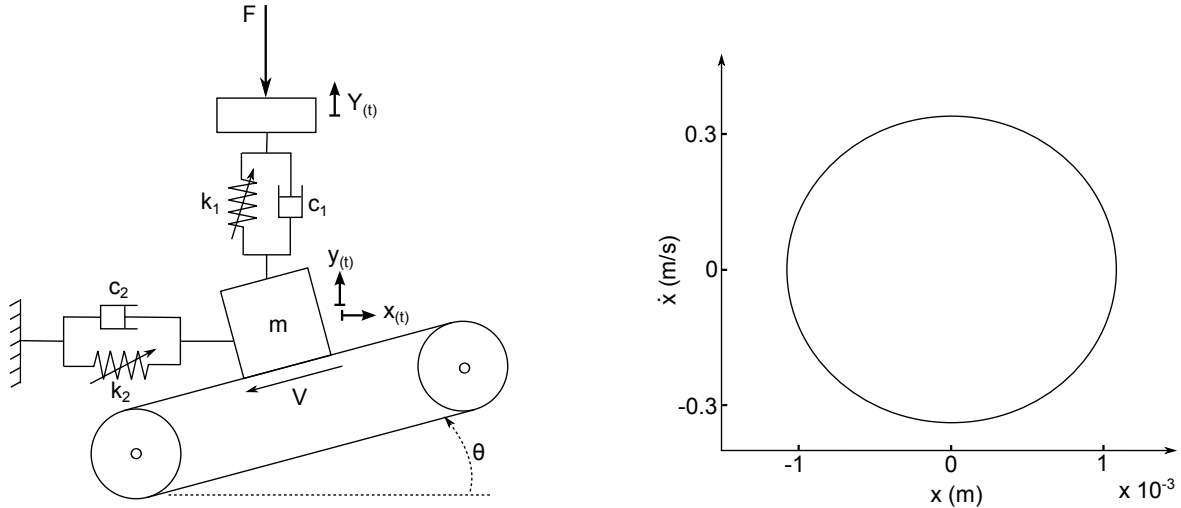


FIGURE 1.30 – Modèle phénoménologique avec raideurs cubiques et visualisation d'un cycle limite dans l'espace des phases (Sinou et al. [126]).

Comme nous venons de le voir, le phénomène de couplage modal peut être mis en avant par des calculs linéaires consistant en une étude des valeurs propres complexes d'un système linéarisé autour d'une position d'équilibre glissant. Cette démarche est très utilisée en industrie, puisqu'elle n'est que très peu consommatrice en temps de calcul et autorise facilement des études de sensibilité.

Pour synthétiser, il n'existe pas de théorie unique permettant d'expliquer l'ensemble des vibrations induites par le frottement. Les trois principaux mécanismes à l'origine des instabilités ont été présentés dans ce paragraphe. Le stick-slip met nécessairement en jeu des lois de frottement particulières pour lesquelles le coefficient de frottement statique est supérieur au coefficient de frottement dynamique ou pour lesquelles le coefficient de frottement décroît avec la vitesse relative. L'origine de l'instabilité est alors dite tribologique. Les mécanismes de sprag-slip et de couplage modal sont quant à eux des phénomènes d'origine géométrique puisqu'ils peuvent intervenir pour des coefficients de frottement constants dans des conditions géométriques marquées par un couplage des degrés de liberté du système.

1.4 Positionnement du sujet

Nous avons vu que de nombreux travaux ont été menés afin de déterminer l'origine des instabilités induites par le frottement. Très souvent, l'étude porte sur un système de freinage, qu'il soit automobile [31, 32, 49, 127], aéronautique [102, 128–130] ou ferroviaire [131–135], parce que sa fonction primaire nécessite des efforts de frottement élevés et sont donc des bons clients pour l'apparition de bruit. L'une des particularités de la première partie de ce travail de thèse réside dans le fait que l'attention n'est pas portée sur une structure spécifique mais sur l'ensemble des structures automobiles concernées par

les bruits induits par le frottement. En effet, l'objectif est d'améliorer la compréhension des bruits automobiles de manière générale. Pour cela, l'étude d'un système générique doit être mise en place. La question est maintenant de savoir comment définir ce modèle générique.

Nous avons vu qu'il existait une grande variété de bruits automobiles induits par le frottement. Une telle diversité dans les signatures acoustiques de ces bruits laisse sous-entendre que les mécanismes qui en sont à l'origine ne sont pas les mêmes. Par ailleurs, plusieurs théories ont émané des travaux sur les instabilités induites par le frottement. Il en ressort que les principaux mécanismes initiateurs d'instabilités vibratoires sont le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal. De manière à couvrir au maximum l'ensemble des phénomènes pouvant intervenir au sein d'une structure automobile, le système générique doit donc posséder dans ses gènes ces trois mécanismes.

Nous avons également vu dans la littérature qu'il existait des modèles phénoménologiques permettant de mettre en avant ces différents mécanismes. Ces modèles, parfois appelés minimalistes, se focalisent la plupart du temps sur un mécanisme en particulier. Les travaux intégrant au moins deux des mécanismes au sein d'un même modèle sont plutôt rares, nous pouvons quand même citer ceux de Hoffmann [111] et Kang [115]. Le modèle à étudier doit bien entendu s'inspirer de ces modèles déjà existants, tout en maintenant son caractère générique et en intégrant les trois mécanismes. La mise en place de ce modèle ainsi que son expérimentation font l'objet du chapitre 2.

L'attente vis-à-vis de ce modèle ne dépasse pas le cadre du qualitatif. Nous ne cherchons pas à prédire le comportement vibratoire d'une structure automobile réelle avec un modèle phénoménologique. En revanche, nous cherchons à comprendre dans quelles conditions les instabilités induites par le frottement apparaissent. Quels sont les paramètres influents sur les mécanismes à l'origine des bruits induits par le frottement ? Nous chercherons en particulier à établir un lien entre les trois mécanismes (stick-slip, sprag-slip, couplage modal) et les trois catégories de bruit pouvant être générées (craquement, crissement, grincement). Les tendances d'occurrence puis de risque vis-à-vis des paramètres de modélisation seront également investiguées, aussi bien pour les différents mécanismes que pour les différents bruits. Les phénomènes que nous souhaitons étudier étant extrêmement sensibles à la moindre variation des paramètres de modélisation, nous ne pouvons nous contenter d'études au nominal. Afin de ne pas généraliser des faits qui ne seraient valables qu'au voisinage d'un point d'étude, des plans d'expériences complets doivent être menés comme le montre Fritz [49]. Les résultats seront d'autant plus robustes qu'ils balayeront une vaste plage de paramètres. Une telle exploitation du modèle générique vise à contribuer à la compréhension des bruits automobiles induits par le frottement et fait l'objet du chapitre 3.

Après avoir étudié les bruits automobiles de manière générale, nous porterons notre attention sur un système spécifique. La problématique du crissement de lécheurs de vitre génère de nombreux coûts garantie pour les constructeurs automobiles. Pourtant, comme nous l'avons souligné, ce système automobile a fait l'objet de très peu d'études. L'objectif consiste donc à mettre en place une méthodologie de simulation du comportement vibratoire d'un lécheur de vitre préchargé sur une vitre, en accord avec ce qui aura été compris lors de l'étude du système générique. Ces simulations doivent permettre de comparer le potentiel de crissement de lécheurs ayant des profils et/ou des matériaux différents, de manière à orienter les fournisseurs vers une définition technique précise. La méthodologie développée

doit bien-sûr répondre aux contraintes industrielles afin qu'elle soit déployable aux ingénieurs chargés de l'utiliser en projet. Nous veillerons notamment à proposer une méthodologie qui soit adaptable à différentes géométries de lécheur, qui soit rapide à mettre en place et qui permette d'obtenir des résultats en des temps de calcul limités. L'étude du système de lécheur de vitre sera présentée dans le chapitre 4.

Chapitre 2

Modélisation d'un système générique

L'objet de ce chapitre consiste en la mise en place d'un système générique, choisi de manière à être capable de reproduire à lui seul une grande partie des phénomènes observés sur l'ensemble des structures automobiles. Dans un premier temps, la modélisation de ce système sera décrite. La mise en place des analyses de stabilité et des simulations temporelles menées sur ce modèle sera ensuite détaillée. Puis, nous nous intéresserons aux différents comportements vibratoires pouvant être simulés avec ce modèle. Enfin, nous terminerons ce chapitre en présentant la mise en œuvre expérimentale de ce système générique.

2.1 Modèle phénoménologique

2.1.1 Discussion sur la structure du modèle

Récemment, Butlin et Woodhouse [136] se sont intéressés à la pertinence des modèles minimalistes. Ils ont en particulier cherché à approximer, pour une plage de fréquence donnée, le comportement d'un modèle dit global qui rend compte de la dynamique d'un système réel par un modèle dit local qui ne possède que quelques degrés de liberté. Ils ont alors montré qu'une bonne approximation peut être obtenue si le modèle local possède au moins trois des modes les plus significatifs pour la plage de fréquence d'intérêt. Néanmoins, contrairement au modèle local étudié par Butlin et Woodhouse, le modèle générique que nous recherchons n'a pas pour vocation de prédire quantitativement le comportement vibratoire d'une structure particulière. Nous souhaitons en revanche que celui-ci couvre au maximum l'ensemble des phénomènes pouvant intervenir au sein des structures automobiles. Pour cela, il doit être capable de reproduire les trois mécanismes à l'origine des bruits induits par le frottement : le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal. Nous avons vu dans la littérature qu'il existait des modèles phénoménologiques permettant de mettre en avant ces mécanismes mais ceux-ci se focalisent généralement sur un mécanisme en particulier. Le modèle à étudier doit bien entendu s'inspirer de ces modèles déjà existants, tout en maintenant son caractère générique et en intégrant les trois mécanismes.

Une démarche mettant en jeu une complexité croissante a ainsi été adoptée pour rechercher ce modèle. Considérons dans un premier temps le modèle classique de stick-slip à un degré de liberté, présenté en figure 1.21. Ce modèle ne présente pas de couplage des degrés de liberté et ne peut donc pas faire intervenir les mécanismes tels que le sprag-slip et le couplage modal. Notons également que ce

modèle permet l'observation de phénomènes d'adhérence et de glissement mais pas de décollement, bien que cet état de contact peut potentiellement intervenir lors d'un contact frottant. Des évolutions de ce modèle ont donc été proposées, celles-ci étant obtenues en ajoutant progressivement et judicieusement des degrés de liberté comme le montre la figure 2.1.

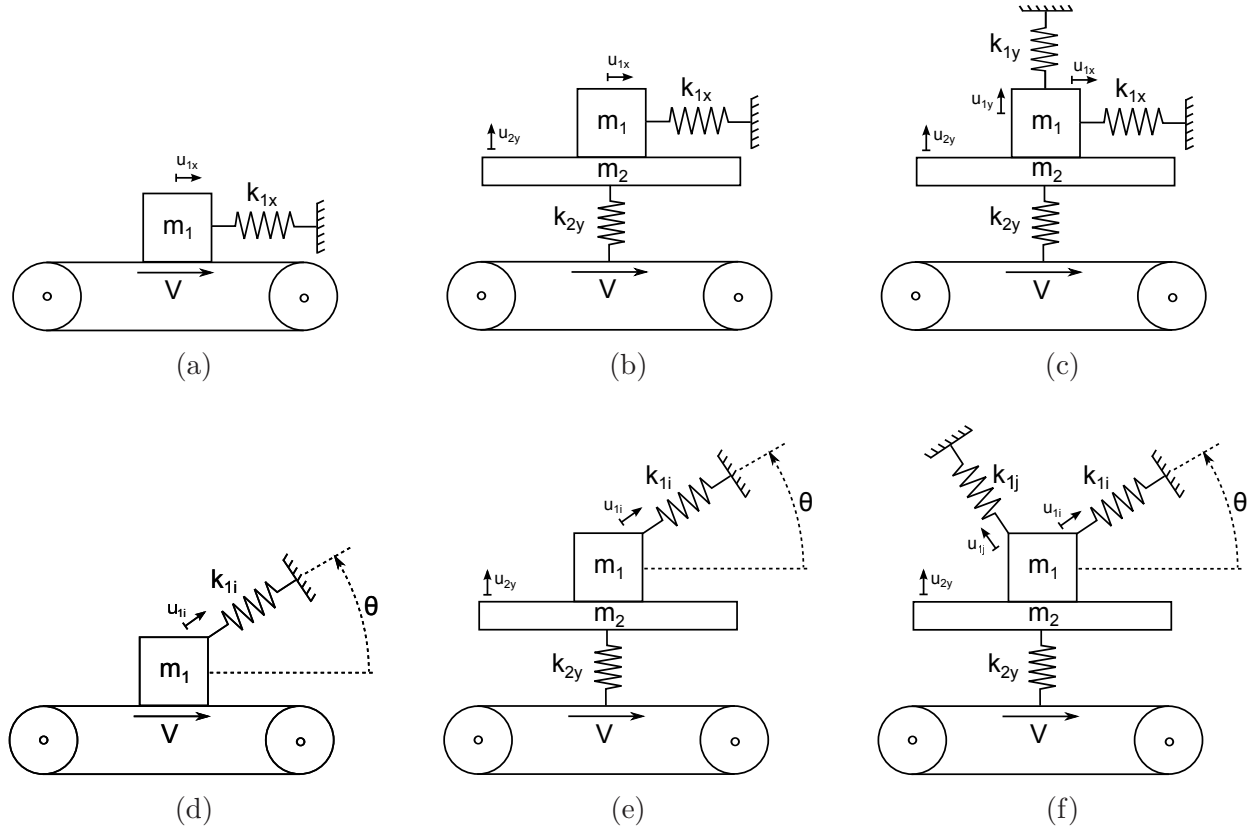
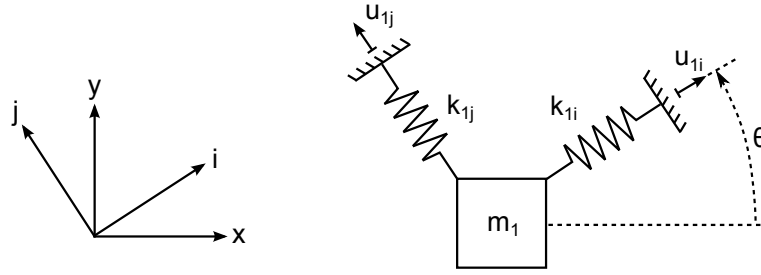


FIGURE 2.1 – Recherche du modèle générique par une démarche en complexité croissante.

Les modèles (a), (b) et (c) présentent respectivement 1, 2 et 3 degrés de liberté. Les raideurs k_{1x} et k_{1y} sont définies comme étant parallèle et perpendiculaire à la direction de l'excitation imposée par le tapis roulant. De la même manière, les modèles (d), (e) et (f) présentent respectivement 1, 2 et 3 degrés de liberté. Cependant, ils diffèrent des précédents modèles par l'orientation des raideurs k_{1i} et k_{1j} . Celles-ci sont en effet inclinées par rapport à la direction de l'excitation. Il s'avère que cette différence, a priori anodine, est primordiale pour l'apparition de sprag-slip et de couplage modal, comme évoqué dans le paragraphe 1.3.2. Afin d'expliquer ceci, considérons uniquement la masse 1 du modèle (f). Comme le montre la figure 2.2, nous pouvons définir θ comme étant l'angle formé par les repères (i, j) et (x, y) . Cet angle sera par la suite appelé angle d'incidence du système.

Soient F_i et F_j les efforts exercés sur la masse 1 dans les directions i et j . Ceux-ci s'expriment par :

$$\begin{Bmatrix} F_i \\ F_j \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{1i} & 0 \\ 0 & k_{1j} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{1i} \\ u_{1j} \end{Bmatrix}, \quad (2.1)$$

FIGURE 2.2 – Masse 1 et ses degrés de liberté en i et j

où u_{1i} et u_{1j} sont les déplacements de la masse 1 dans les directions i et j . Exprimons maintenant les efforts et déplacements dans les directions x et y . Le changement de base se traduit par les relations suivantes :

$$\begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_i \\ F_j \end{Bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{1i} \\ u_{1j} \end{Bmatrix}. \quad (2.2)$$

La relation entre les efforts F_x et F_y et les déplacements u_{1x} et u_{1y} est alors donnée par l'équation :

$$\begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{1i} \cos^2 \theta + k_{1j} \sin^2 \theta & (k_{1i} - k_{1j}) \cos \theta \sin \theta \\ (k_{1i} - k_{1j}) \cos \theta \sin \theta & k_{1i} \sin^2 \theta + k_{1j} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{Bmatrix}. \quad (2.3)$$

Nous remarquons que la matrice de raideur est caractérisée par des termes non-diagonaux non nuls. Ces termes traduisent un couplage entre les deux degrés de liberté et constituent une condition nécessaire (mais non suffisante [137]) pour l'apparition de sprag-slip et de couplage modal. Dans le cas présent, ils peuvent s'annuler sous trois conditions :

$$\begin{cases} \theta = 0^\circ, \\ \theta = 90^\circ, \\ k_{1i} = k_{1j}. \end{cases} \quad (2.4)$$

Si $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 90^\circ$, nous retrouvons le cas où les raideurs sont dans les directions parallèle et perpendiculaire à la direction de l'excitation. Les modèles (c) et (f) présentés en figure 2.1 sont alors identiques. Si $k_{1i} = k_{1j}$, les deux modèles sont également équivalents. Il n'y a pas de couplage entre les degrés de liberté et le système ne présente aucun risque de sprag-slip ou de couplage modal.

Le tableau 2.1.1 liste les phénomènes pouvant intervenir au sein de chacun des modèles présentés en figure 2.1. Parmi ceux-ci, il apparaît que seul le modèle (f) est en mesure de reproduire les trois mécanismes à l'origine des instabilités induites par le frottement. Par ailleurs, il autorise la prise en compte des trois états de contact pouvant potentiellement intervenir lors d'un contact frottant. Les caractéristiques du modèle générique recherché sont donc contenues dans ce modèle.

Modèle	Glissement	Adhérence	Décollement	Stick-Slip	Sprag-Slip	Couplage modal
(a)	✓	✓	✗	✓	✗	✗
(b)	✓	✓	✓	✓	✗	✗
(c)	✓	✓	✓	✓	✗	✗
(d)	✓	✓	✓	✓	✓	✗
(e)	✓	✓	✓	✓	✓	✗
(f)	✓	✓	✓	✓	✓	✓

TABLE 2.1 – Recherche du modèle générique par une démarche en complexité croissante.

2.1.2 Présentation du modèle retenu

Le modèle générique retenu est un modèle à trois degrés de liberté, présenté en figure 2.3. Il représente le contact entre un frotteur de masse m_1 et un support frotté de masse m_2 . Les raideurs k_{1i} et k_{1j} sont respectivement les raideurs en traction-compression et en flexion du frotteur et la raideur k_{2y} caractérise la liaison entre le support et le tapis roulant. Il est à noter que les ressorts exercent une raideur dans leur direction axiale uniquement. De plus, ceux-ci sont initialement comprimés, imposant ainsi un préchargement F au système. La vitesse V de la masse 2 dans la direction x génère un déplacement de la masse 1 sous l'effet du frottement. Des amortissements visqueux caractérisés par les coefficients c_{1i} , c_{1j} et c_{2y} sont également introduits. Enfin, l'angle d'incidence θ du frotteur sur le support est défini comme étant l'angle formé par les axes x et i .

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3.1, le phénomène de stick-slip correspond à une instabilité d'origine tribologique. Comme nous souhaitons intégrer ce mécanisme au sein du modèle générique, la loi de frottement revêt une importance particulière. La figure 2.4 présente plusieurs lois de frottement fréquemment rencontrées dans la littérature. Les lois (a) et (b) sont des lois de Coulomb, présentant comme caractéristique le fait que le coefficient de frottement dynamique est indépendant de la vitesse relative. Contrairement à la loi de frottement (a), la loi de frottement (b) présente un coefficient de frottement statique supérieur au coefficient de frottement dynamique. Cette propriété permet de mettre en évidence le phénomène de stick-slip [99]. Les lois de frottement (c) et (d) présentent quant à elles une continuité du coefficient de frottement à vitesse relative nulle ainsi qu'une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse relative. Cette décroissance est linéaire pour la loi (c) et exponentielle pour la loi (d). Ces deux lois permettent également d'obtenir le phénomène de stick-slip évoqué au paragraphe 1.3.1. Comme le montre les travaux [138,139], il existe un grand nombre de lois de frottement. Cependant, dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons à la loi de frottement la plus simple permettant de simuler le phénomène de stick-slip avec le modèle générique. C'est pourquoi, le choix de la loi de Coulomb présentée en figure 2.4.b est effectué. L'utilisation d'une loi plus compliquée n'est en effet pas nécessaire compte-tenu de l'exploitation assez générale que nous souhaitons mener avec ce modèle.

Par la suite, les coefficients de frottement statique et dynamique seront respectivement notés μ_s et

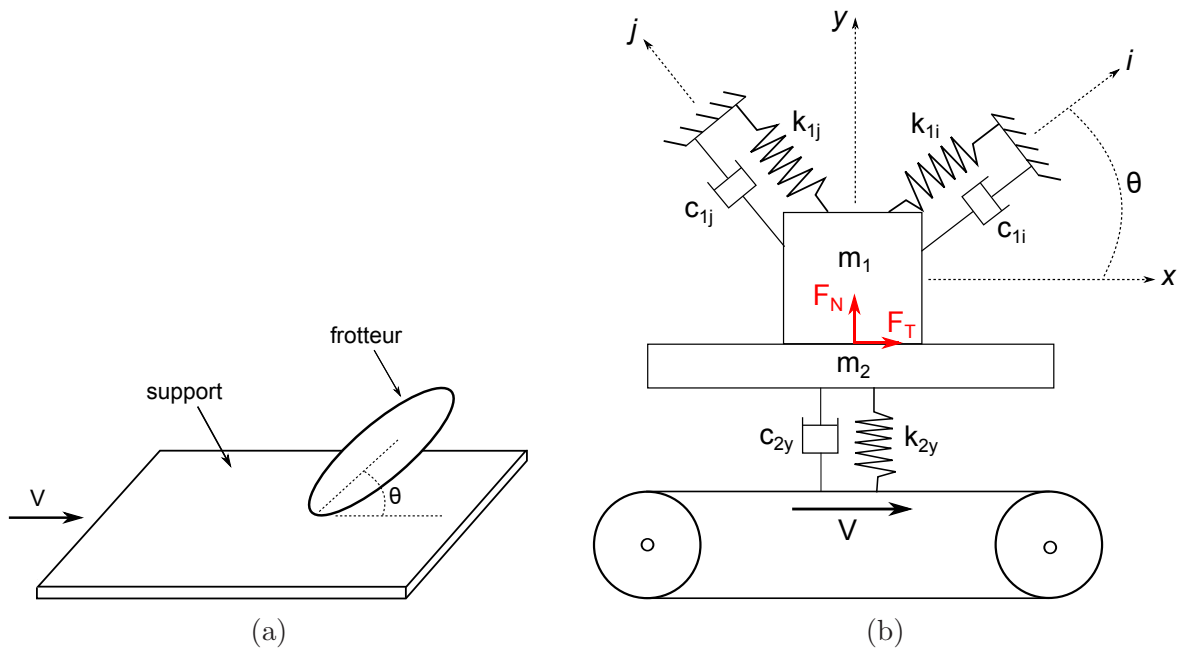


FIGURE 2.3 – Schéma de principe du système générique. (a) Représentation d'un contact entre un frotteur et un support frotté et (b) modèle à trois degrés de liberté associé.

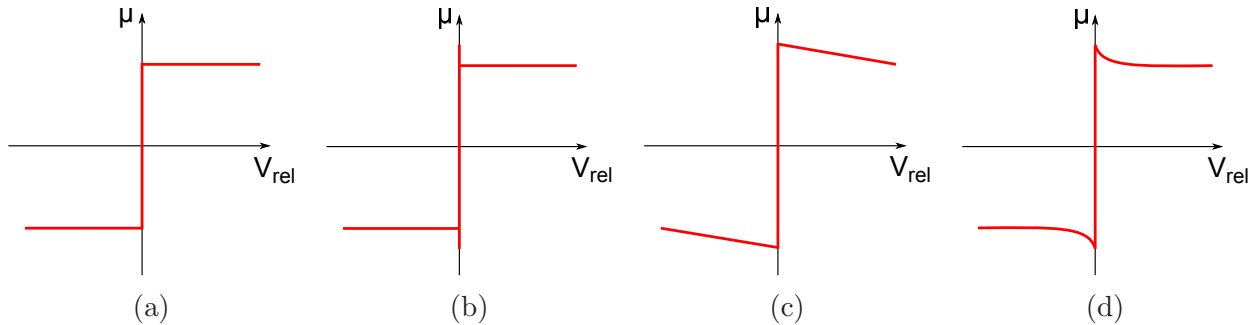


FIGURE 2.4 – Choix de la loi de frottement. (a) Coefficient de frottement constant avec la vitesse relative, (b) Coefficient de frottement dynamique constant avec la vitesse relative et inférieur au coefficient de frottement statique, (c) Coefficient de frottement décroissant linéairement avec la vitesse relative, (d) Coefficient de frottement décroissant exponentiellement avec la vitesse relative.

μ_d . Ils permettent d'établir une relation entre les efforts de contact normal F_N et tangentiel F_T , telle que $F_T \leq \mu_s F_N$ en cas d'adhérence et $F_T = \mu_d F_N$ en cas de glissement.

2.1.3 Mise en équations

L'équation du mouvement s'exprime :

$$\begin{cases} m_1 \ddot{u}_{1i} + c_{1i} \dot{u}_{1i} + k_{1i} u_{1i} = F_T \cos \theta + F_N \sin \theta, \\ m_1 \ddot{u}_{1j} + c_{1j} \dot{u}_{1j} + k_{1j} u_{1j} = F_N \cos \theta - F_T \sin \theta, \\ m_2 \ddot{u}_{2y} + c_{2y} \dot{u}_{2y} + k_{2y} u_{2y} = -F_N, \end{cases} \quad (2.5)$$

avec F_N et F_T les efforts de contact normal et tangentiel intervenant entre les deux masses. Les termes u_{1i} et u_{1j} représentent les déplacements de la masse 1 dans les directions i et j , tandis que u_{2y} correspond au déplacement de la masse 2 dans la direction y . La position d'équilibre glissant du système, obtenue en appliquant les relations $F_T = \mu_d F_N$ et $F_N = F$, s'exprime par le jeu d'équations suivant :

$$\begin{cases} k_{1i} u_{1i}^{eq} = (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) F, \\ k_{1j} u_{1j}^{eq} = (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) F, \\ k_{2y} u_{2y}^{eq} = -F, \end{cases} \quad (2.6)$$

où u_{1i}^{eq} , u_{1j}^{eq} et u_{2y}^{eq} correspondent à la compression ou à l'élongation que les ressorts doivent initialement subir de manière à ce que le système soit préchargé d'un effort F lors de l'état d'équilibre glissant. Des analyses de stabilité ainsi que des simulations temporelles du comportement vibratoire de ce modèle peuvent désormais être effectuées. Chacune des deux approches présente des avantages et inconvénients qui seront évoqués par la suite. La mise en place des calculs sera également décrite dans la suite de ce chapitre.

2.2 Analyse de stabilité

2.2.1 Mise en place

Cette étude consiste en une analyse aux valeurs propres complexes du système linéarisé autour de la position d'équilibre glissant. La linéarisation impose que le système se trouve constamment en état de glissement, les éventuels états d'adhérence et de décollement ne sont pas considérés. Ces conditions se traduisent par les équations :

$$F_T = \mu_d F_N \quad \text{et} \quad u_{2y} = u_{1y} = u_{1i} \sin \theta + u_{1j} \cos \theta. \quad (2.7)$$

Les équations du mouvement (2.5) peuvent maintenant être écrites comme suit :

$$\begin{cases} m_1 \ddot{u}_{1i} + c_{1i} \dot{u}_{1i} + k_{1i} u_{1i} = (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) F_N, \\ m_1 \ddot{u}_{1j} + c_{1j} \dot{u}_{1j} + k_{1j} u_{1j} = (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) F_N, \\ m_2 \ddot{u}_{1i} \sin \theta + m_2 \ddot{u}_{1j} \cos \theta + c_{2y} \dot{u}_{1i} \sin \theta + c_{2y} \dot{u}_{1j} \cos \theta + k_{2y} u_{1i} \sin \theta + k_{2y} u_{1j} \cos \theta = -F_N. \end{cases} \quad (2.8)$$

L'équation du mouvement peut être ramenée à l'expression matricielle suivante :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{X}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{X}} + \mathbf{K}\mathbf{X} = \mathbf{0}, \quad (2.9)$$

où $\mathbf{X} = \{u_{1i} \ u_{1j}\}^T$ est le vecteur déplacement du système. \mathbf{M} , \mathbf{C} et \mathbf{K} sont respectivement les matrices de masse, amortissement et raideur du système linéarisé. Celles-ci sont définies comme suit :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_1 + m_2 \sin \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) & m_2 \cos \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) \\ m_2 \sin \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) & m_1 + m_2 \cos \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{1i} + c_{2y} \sin \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) & c_{2y} \cos \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) \\ c_{2y} \sin \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) & c_{1j} + c_{2y} \cos \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_{1i} + k_{2y} \sin \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) & k_{2y} \cos \theta (\mu_d \cos \theta + \sin \theta) \\ k_{2y} \sin \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) & k_{1j} + k_{2y} \cos \theta (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Notons que le système ne présente plus que deux degrés de liberté au lieu de trois, à cause de la condition de contact permanent entre les deux masses imposée par la linéarisation. En définissant le vecteur d'état $\mathbf{Y} = \left\{ \mathbf{X} \ \dot{\mathbf{X}} \right\}^T$, l'équation (2.9) mène au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{C} & \mathbf{M} \\ \mathbf{M} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \dot{\mathbf{Y}} + \begin{bmatrix} \mathbf{K} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{M} \end{bmatrix} \mathbf{Y} = \mathbf{0}, \quad (2.13)$$

dont les solutions correspondent aux valeurs propres et vecteurs propres du système. Parmi les quatre valeurs propres possibles, seules deux d'entre elles ont une partie imaginaire supérieure ou égale à zéro et possèdent donc un sens physique. Celles-ci seront notées par la suite s_1 et s_2 . Notons que les valeurs propres sont indépendantes du préchargement F , de la vitesse V et du coefficient de frottement statique μ_s , à cause de la linéarisation effectuée autour de la position d'équilibre glissant. A cause du frottement et de l'amortissement, les valeurs propres sont généralement complexes. Elles peuvent donc s'exprimer de la manière suivante : $s_1 = r_1 + i\omega_1$ et $s_2 = r_2 + i\omega_2$. La partie réelle peut être vue comme la vitesse de croissance ou de décroissance de la réponse avec le temps tandis que la partie imaginaire correspond à la pulsation des modes associés aux valeurs propres. Les différents cas pouvant être rencontrés sont synthétisés dans le tableau 2.2.

Valeur propre	Vecteur propre	Stabilité	Réponse
$r_{1,2} = 0$ et $\omega_{1,2} > 0$	Réel	Stable	Oscillations constantes
$r_{1,2} < 0$ et $\omega_{1,2} > 0$	Complexe	Stable	Décroissance avec oscillations
$r_{1,2} < 0$ et $\omega_{1,2} = 0$	Complexe	Stable	Décroissance sans oscillation
$r_{1,2} > 0$ et $\omega_{1,2} > 0$	Complexe	Flottement	Croissance avec oscillations
$r_{1,2} > 0$ et $\omega_{1,2} = 0$	Complexe	Divergence	Croissance sans oscillation

TABLE 2.2 – Cas possible selon l'expression des valeurs propres s_1 et s_2 .

Si les parties réelles des deux modes sont négatives, alors le système est stable. En revanche, si la partie réelle de l'un des deux modes est positive, cela signifie que le système est instable. Une instabilité de type flottement intervient si le mode instable présente une fréquence non nulle. Cela résulte alors en une réponse oscillante divergeant exponentiellement et reflète la présence du phénomène de couplage

modal [59]. Autrement, une instabilité par divergence intervient si la partie imaginaire de la valeur propre associée au mode instable est nulle. Dans ce cas, la réponse diverge de manière exponentielle sans aucune oscillation, traduisant alors un phénomène de sprag-slip [140].

De manière générale, les vecteurs propres du système sont complexes. Ceux-ci sont notés V_1 et V_2 . Ils comportent une composante en i et en j et peuvent être exprimés avec une amplitude et un déphasage comme suit :

$$V_1 = \begin{bmatrix} |v_{1i}|e^{i\Psi_{1i}} \\ |v_{1j}|e^{i\Psi_{1j}} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad V_2 = \begin{bmatrix} |v_{2i}|e^{i\Psi_{2i}} \\ |v_{2j}|e^{i\Psi_{2j}} \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

avec v_{1i} , v_{1j} , Ψ_{1i} et Ψ_{1j} les amplitudes et phases du vecteur propre associé au mode 1 dans les directions i et j et v_{2i} , v_{2j} , Ψ_{2i} et Ψ_{2j} les amplitudes et phases du vecteur propre associé au mode 2 dans les directions i et j . Notons au passage que la réponse temporelle du système linéarisé est donnée par les équations suivantes :

$$\begin{cases} u_{1i}(t) = A|v_{1i}|e^{r_1 t}e^{i(\omega_1 t + \Psi_{1i})} + B|v_{2i}|e^{r_2 t}e^{i(\omega_2 t + \Psi_{2i})}, \\ u_{1j}(t) = A|v_{1j}|e^{r_1 t}e^{i(\omega_1 t + \Psi_{1j})} + B|v_{2j}|e^{r_2 t}e^{i(\omega_2 t + \Psi_{2j})}, \end{cases} \quad (2.15)$$

avec A et B les coefficients obtenus grâce aux conditions initiales.

2.2.2 Application et mise en évidence d'instabilités

Dans un premier temps, l'analyse de stabilité est menée dans le cas d'un système non-amorti. Le jeu de paramètres utilisé pour les simulations est donné dans le tableau 2.3. Ce jeu de paramètre est arbitraire mais permet néanmoins d'obtenir une instabilité de type flottement pour des valeurs élevées du coefficient de frottement, comme nous le verrons par la suite. Dans un second temps, la même analyse est menée dans le cas d'un système amorti, avec le jeu de paramètres donné dans le tableau 2.3. Ces deux cas ont été choisi afin de présenter les courbes dites de coalescence, souvent utilisées dans la suite de ce mémoire.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	θ	μ_d
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	°	-
Modèle non-amorti	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	0	0	0	60	[0,1]
Modèle amorti	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	10	10	10	60	[0,1]

TABLE 2.3 – Jeux de paramètres utilisés pour illustrer l'analyse de stabilité dans le cas du modèle générique non-amorti et amorti.

Cas d'un système non-amorti

Un système non-amorti est considéré. L'évolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique est présentée en figure 2.5. Il apparaît que pour de faibles valeurs de coefficient de frottement,

la partie réelle des deux valeurs propres est nulle. Le système est alors stable. De plus, les fréquences associées aux deux modes du système sont distinctes. La réponse est donc composée d'oscillations de niveau constant. Lorsque le coefficient de frottement augmente, nous pouvons constater que les fréquences ont tendance à se rapprocher jusqu'à devenir égales pour une certaine valeur du coefficient de frottement, que nous qualifierons par la suite de *critique*. Dans le cas présent, le coefficient de frottement critique est égal à 0.665 et correspond à la valeur pour laquelle le couplage des deux modes ou *coalescence* a lieu. Au-delà de cette valeur, l'un des deux modes possède une partie réelle positive. Ce mode est donc instable. L'autre mode est stable et possède quant à lui une partie réelle négative et opposée à celle du mode instable. Notons que la réponse globale du système est imposée par le mode instable qui domine très rapidement en amplitude sur le mode stable. Celle-ci se traduit donc en temporel par des oscillations croissantes à la fréquence caractérisant le mode instable. Dans le cas présent, le passage par la valeur critique du coefficient de frottement correspond à une bifurcation de Hopf du système [31, 69], menant à une instabilité par flottement. Aussi, nous parlerons de courbes de coalescence pour désigner les courbes des figures 2.5.a et 2.5.b, où sont respectivement représentées les parties réelles et les fréquences des valeurs propres associées aux deux modes du système en fonction d'un des paramètres du modèle. Aussi, nous pouvons illustrer ces valeurs propres dans le plan de Nyquist comme montré en figure 2.5.c. L'intérêt de cette illustration réside dans le fait qu'elle facilite la lecture des modes instables en particulier dans le cas où le système étudié présente un grand nombre de modes (modèles éléments-finis par exemple).

Il est également intéressant de connaître la nature des deux modes en observant l'évolution de leur déformée avec le coefficient de frottement. Afin de visualiser les trajectoires des déformées modales du système, les vecteurs propres sont animés par un cosinus, potentiellement déphasé si les vecteurs propres sont complexes :

$$\begin{cases} d_{1i}(t) = |v_{1i}| \cos(\omega_1 t + \Psi_{1i}), \\ d_{1j}(t) = |v_{1j}| \cos(\omega_1 t + \Psi_{1j}), \\ d_{2i}(t) = |v_{2i}| \cos(\omega_2 t + \Psi_{2i}), \\ d_{2j}(t) = |v_{2j}| \cos(\omega_2 t + \Psi_{2j}), \end{cases} \quad (2.16)$$

où d_{1i} , d_{1j} , d_{2i} et d_{2j} correspondent aux trajectoires des déformées modales des modes 1 et 2 dans les directions i et j . Notons qu'en l'absence d'amortissement, les vecteurs propres ne peuvent être complexes uniquement si le système est instable. Ces déformées modales sont ensuite normalisées et représentées dans le plan (x,y) . La figure 2.6 montre l'évolution des déformées pour certaines valeurs du coefficient de frottement dynamique. Il apparaît que pour des valeurs inférieures au coefficient de frottement critique, les déformées forment chacune un segment dans le plan (x,y) . Ceci est dû au fait que les vecteurs propres sont réels. Les pentes des vecteurs propres 1 et 2 sont respectivement égales à :

$$\frac{|v_{1i}| \sin \theta + |v_{1j}| \cos \theta}{|v_{1i}| \cos \theta - |v_{1j}| \sin \theta} \quad \text{et} \quad \frac{|v_{2i}| \sin \theta + |v_{2j}| \cos \theta}{|v_{2i}| \cos \theta - |v_{2j}| \sin \theta}. \quad (2.17)$$

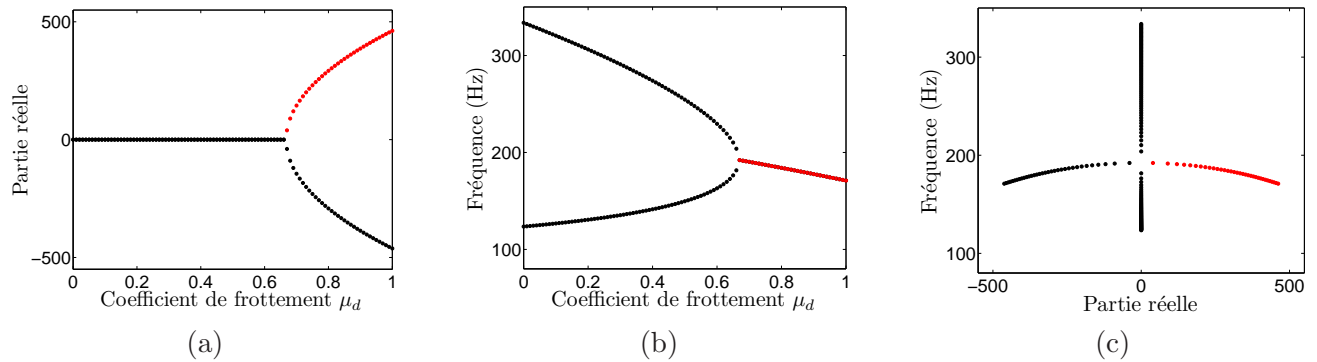
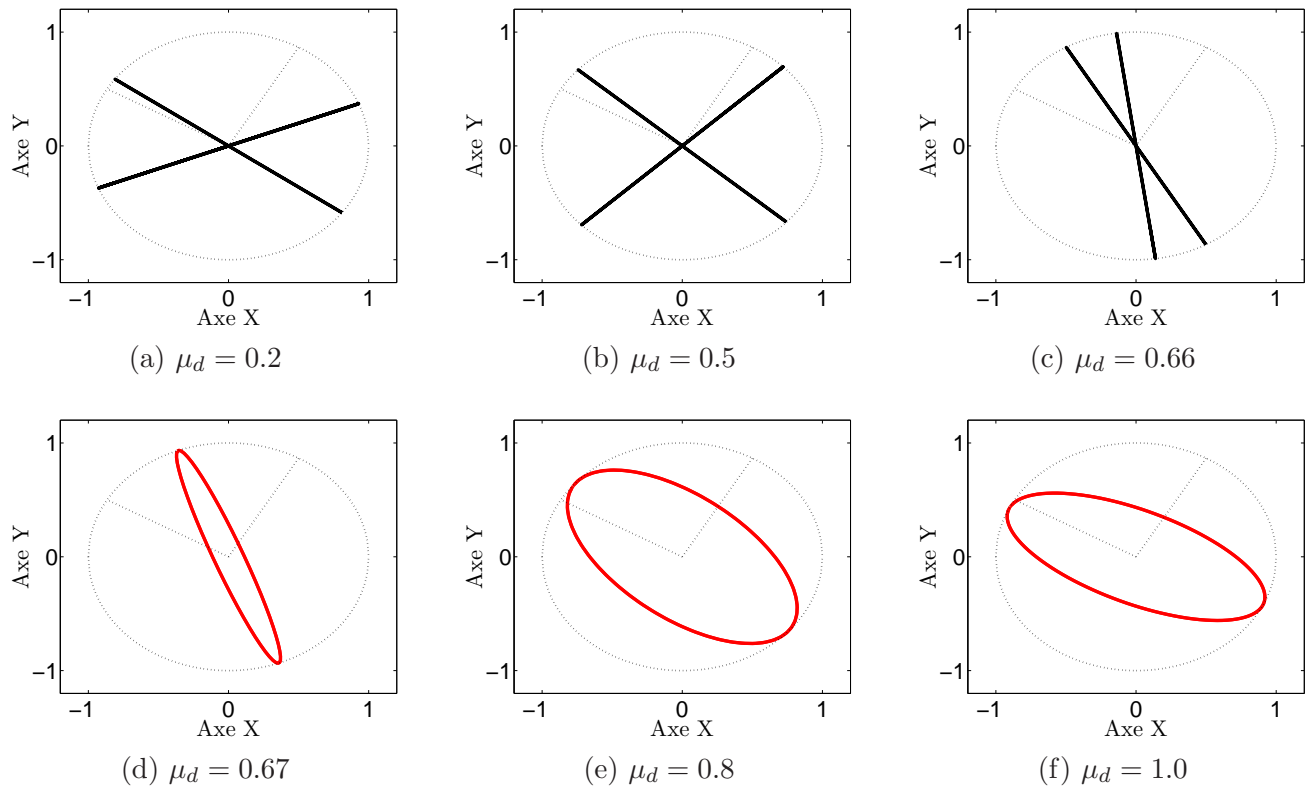
Au fur et à mesure que le coefficient de frottement augmente, les directions des déformées des deux modes se rapprochent. Au-delà du coefficient de frottement critique, les deux modes présentent des

déformées identiques mais totalement déphasées. Les vecteurs propres sont alors complexes conjugués. L'un des deux modes est stable tandis que l'autre est instable. Le comportement de la réponse étant induit par celui du mode instable, le système est alors soumis à une trajectoire elliptique dans le plan (x,y) . Cette représentation en ellipse permet de comprendre pourquoi, dans la littérature sur les crissements de frein, intervient la notion de *travelling waves*. Comme évoqué dans le chapitre 1.1.2, les *travelling waves* correspondent à des modes de flexion de disque semblant tourner autour de l'axe de ce dernier et sont généralement interprétées comme étant générées par la superposition de deux ondes se propageant autour du disque en sens opposé.

Cas d'un système amorti

Un système amorti est maintenant considéré. L'évolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique est présentée en figure 2.7. Il apparaît que pour de faibles valeurs de coefficient de frottement, la partie réelle des deux valeurs propres est décalée vers des valeurs légèrement négatives. Le système est alors stable. De plus, les fréquences associées aux deux modes du système sont distinctes. La réponse est donc composée d'oscillations dont le niveau est progressivement atténué à cause de l'amortissement. Lorsque le coefficient de frottement augmente, nous pouvons constater que les fréquences ont tendance à se rapprocher. Contrairement au cas du système non-amorti, les courbes sont lissées au voisinage du point de coalescence. Le coefficient de frottement critique est maintenant égal à 0.65. Au-delà de cette valeur, l'un des deux modes possède une partie réelle positive. Ce mode est donc instable. L'autre mode est stable et possède quant à lui une partie réelle négative. Contrairement au cas du modèle non-amorti, la partie réelle du mode stable n'est plus opposée à celle du mode instable à cause du décalage vers les valeurs négatives induits par l'amortissement. Par ailleurs, les fréquences des deux modes ne sont plus égales. Elles restent cependant très proches. La réponse temporelle est alors marquée par des oscillations croissantes à la fréquence du mode instable. L'instabilité observée est également de type flottement. La représentation des valeurs propres pour tous les coefficients de frottement dans le plan de Nyquist permet de mettre en avant la notion de *branches*, désormais distinctes grâce au lissage des courbes induit par l'amortissement au voisinage du point de coalescence. Les effets de l'amortissement sur les instabilités induites par le frottement ont déjà fait l'objet de quelques travaux [49, 141, 142]. Une étude paramétrique plus approfondie sera également présentée au paragraphe 3.1.2.

Alors que dans le cas du modèle non-amorti, seuls les modes instables présentaient des vecteurs propres complexes, dans le cas du modèle amorti, même les modes stables présentent des vecteurs propres complexes. En effet, les valeurs propres possèdent désormais une partie réelle non-nulle dans tous les cas et engendrent des vecteurs propres complexes, quel que soit le coefficient de frottement. Comme précédemment, les trajectoires décrites par les déformées sont représentées dans le plan (x,y) en figure 2.8. Nous remarquons donc que les trajectoires sont toutes elliptiques, même pour de faibles valeurs de coefficient de frottement. Nous remarquons également que pour $\mu_d = 0.66$, l'un des deux modes est instable, ce qui n'était pas le cas pour le modèle non-amorti. L'ajout d'amortissement semble donc déstabiliser le système. Ceci fera l'objet d'une discussion dans le paragraphe 3.1.2. Aussi, pour des valeurs élevées du coefficient de frottement, les trajectoires des deux déformées modales dans le plan (x,y) ne sont plus parfaitement confondues. Ceci s'explique par le fait que les deux vecteurs

FIGURE 2.5 – Evolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique μ_d .FIGURE 2.6 – Représentation des deux vecteurs propres dans le plan (x, y) pour différentes valeurs du coefficient de frottement dynamique. Les vecteurs propres des modes stables et instables sont respectivement représentés en noir et rouge dans le cas d'un système non-amorti.

propres ne sont plus complexes conjugués. Enfin, signalons qu'il est plus difficile de distinguer par cette représentation le coefficient de frottement critique pour lequel le système devient instable.

2.3 Simulation temporelle

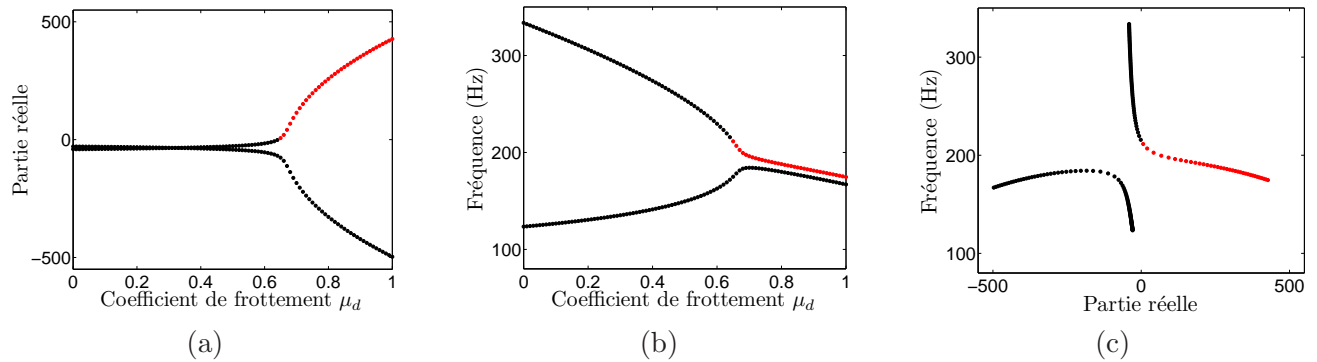
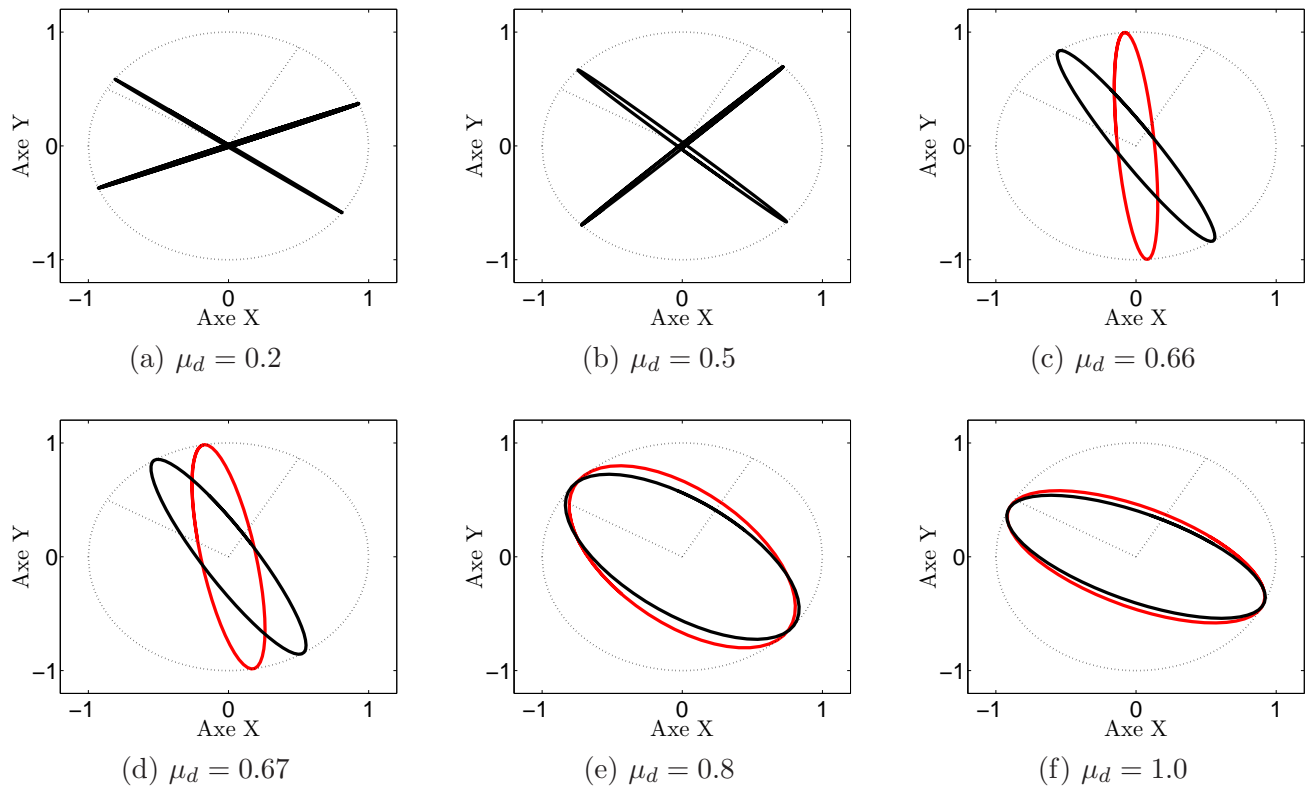
En 1978, Tondl [143] distingue deux types de vibrations auto-entretenues qu'il nomme *soft* et *hard*. Le premier type correspond à des vibrations auto-entretenues causées par une instabilité de la position d'équilibre glissant. Ces instabilités peuvent être prédites par une analyse de stabilité linéaire, comme cela vient d'être montré. Le second type correspond quant à lui à des vibrations auto-entretenues pouvant intervenir même lorsque la position d'équilibre glissant est stable, si une perturbation d'un certain niveau est imposée au système. Ce second type de vibrations auto-entretenues ne peut être prédit par une analyse de stabilité. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer des simulations temporelles pour les considérer. Par ailleurs, les simulations temporelles permettent d'obtenir les niveaux vibratoires associés aux instabilités, ce que ne permet pas une analyse de stabilité. L'inconvénient de cette approche réside dans le fait qu'elle est plus difficile à mettre en place, notamment à cause du fait qu'il faille assurer la convergence du schéma d'intégration temporelle ainsi que la bonne gestion des non-linéarités de contact. De plus, les temps de calcul sont généralement beaucoup plus importants pour une simulation temporelle que pour un calcul de valeurs propres. Néanmoins, le modèle générique ne présente que trois degrés de liberté. La mise en place s'avère donc plutôt souple et les calculs sont quasiment instantanés.

Pour les analyses de stabilité, des hypothèses liées à la linéarisation étaient effectuées. Désormais, il s'agit d'étudier le comportement réel du modèle par des simulations temporelles, en considérant les trois états de contact susceptibles d'intervenir entre les deux masses : le glissement, l'adhérence et le décollement. Afin de simuler le comportement vibratoire du système, des méthodes numériques spécifiques d'intégration temporelle et de gestion du contact sont utilisées.

2.3.1 Mise en place

Intégration temporelle

Il existe dans la littérature un grand nombre de schémas d'intégration temporelle. Les schémas sont dits explicites lorsque les quantités à un instant donné peuvent être directement déduites des quantités aux instants précédents. C'est notamment le cas des schémas de Heun, Runge-Kutta et des différences centrées. En revanche, les schémas sont dits implicites lorsque les quantités à un instant donné dépendent de ses dérivées au même instant. Les schémas de Newmark, Houbolt, Wilson- θ et collocation sont des exemples de schémas implicites. L'avantage de ces derniers réside dans leur nature inconditionnellement stable, contrairement aux schémas explicites qui nécessitent généralement des pas de temps très faibles pour satisfaire les conditions de stabilité. Néanmoins, comme le souligne Linck [144], les instabilités induites par le frottement peuvent s'établir à des fréquences élevées et il est souvent indispensable d'utiliser des pas de temps faibles pour bien décrire les phénomènes. Notons également que les schémas implicites sont généralement plus délicats à mettre en place compte tenu du fait qu'il faille pour chaque pas de temps résoudre un jeu d'équations non-linéaires pour remonter aux grandeurs dynamiques souhaitées. Pour les simulations temporelles du modèle générique, nous choisissons donc d'utiliser une variante explicite de la méthode de Newmark [145], appelée méthode

FIGURE 2.7 – Evolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique μ_d .FIGURE 2.8 – Représentation des deux vecteurs propres dans le plan (x,y) pour différentes valeurs du coefficient de frottement dynamique. Les vecteurs propres des modes stables et instables sont respectivement représentés en noir et rouge dans le cas d'un système amorti.

de type β_2 . Cette méthode a déjà été mise à l'œuvre pour des problématiques de vibrations induites par le frottement, comme en témoignent les travaux de Linck, Meziane et Laulagnet [70, 137, 144]. L'application de cette méthode au modèle générique est présentée dans ce paragraphe.

Considérons l'équation du mouvement écrite à l'instant t comme suit :

$$m\ddot{u}_{(t)} + c\dot{u}_{(t)} + ku_{(t)} = \sum F_{(t)}, \quad (2.18)$$

avec $\sum F_{(t)}$ les efforts extérieurs au système. Les formulations utilisées pour approximer les déplacements et vitesses sont issues des développements limités de ces deux grandeurs et s'écrivent :

$$\begin{cases} u_{(t)} = u_{(t-dt)} + dt\dot{u}_{(t-dt)} + \frac{dt^2}{2}\ddot{u}_{(t-dt)}, \\ \dot{u}_{(t)} = \dot{u}_{(t-dt)} + dt\ddot{u}_{(t-dt)} + dt\beta(\ddot{u}_{(t)} - \ddot{u}_{(t-dt)}), \end{cases} \quad (2.19)$$

avec dt le pas de temps et β une constante traduisant l'amortissement numérique associé au schéma d'intégration. Notons que la constante β est initialement introduite pour compenser le terme d'erreur du troisième ordre qui intervient lors du développement limité du déplacement. En injectant les équations (2.19) dans l'équation du mouvement (2.18), nous obtenons :

$$u_{(t+dt)} = \frac{1}{A} \left[Bu_{(t)} + Cu_{(t-dt)} + D\dot{u}_{(t-dt)} + E\ddot{u}_{(t-dt)} + F \sum F_{(t)} \right], \quad (2.20)$$

avec A, B, C, D, E et F des constantes définies comme suit :

$$\begin{cases} A = 1 + \frac{c}{m}\beta dt, \\ B = \frac{c}{m}\beta dt - \frac{k}{m} \frac{(1+2\beta)}{2} dt^2 + (3-2\beta), \\ C = -2(1-\beta), \\ D = -\frac{c}{m} \frac{dt^2}{2} + (2\beta-1)dt, \\ E = -\frac{c}{m} \frac{(1-\beta)}{2} dt^3, \\ F = \frac{1}{m} \frac{(1+2\beta)}{2} dt^2. \end{cases} \quad (2.21)$$

Nous retrouvons un schéma d'intégration de type explicite, où les déplacements aux instants $t + dt$ dépendent uniquement des déplacements aux instants t et $t - dt$, et des vitesses et accélérations à l'instant $t - dt$. Nous pouvons ensuite remonter aux vitesses et accélérations à l'instant t grâce aux formules suivantes :

$$\begin{cases} \dot{u}_{(t)} = \frac{1}{1+2\beta} \left[\dot{u}_{(t-dt)} + (1-\beta)dt\ddot{u}_{(t-dt)} + \frac{2\beta}{dt}(u_{(t+dt)} - u_{(t)}) \right], \\ \ddot{u}_{(t)} = \frac{2}{dt^2} [u_{(t+dt)} - u_{(t)} - dt\dot{u}_{(t)}]. \end{cases} \quad (2.22)$$

Notons que les résultats qui seront présentés sont obtenus en considérant $\beta = 0.5$ et $dt = 1e-5s$. En effet, si $\beta = 0.5$, le schéma est équivalent à un schéma aux différences centrées et ne présente aucun amortissement numérique. Il est dans ce cas explicite, consistant d'ordre 2 et conditionnellement stable comme le souligne Le Bot [146]. La limite de stabilité est définie telle que $dt \leq 1/(2\omega_{max})$, où ω_{max} est la pulsation maximale devant être considérée lors des simulations. Or, les jeux de paramètres utilisés lors des simulations présentées dans ce mémoire sont tels que le contenu fréquentiel des réponses ne s'étend jamais au-delà de 1000Hz. Le pas de temps limite pour assurer la stabilité du schéma se situe donc aux alentours de $dt = 3e-4s$. Néanmoins, nous choisissons un pas de temps bien inférieur à cette valeur de manière à améliorer la précision du schéma. Cela se justifie par le fait que le temps de calcul n'est quasiment pas impacté puisque celui-ci s'effectue instantanément compte tenu du faible nombre de degrés de liberté constituant le modèle générique.

Application de l'intégration temporelle au modèle générique

Appliquons maintenant le principe du schéma d'intégration temporelle de Newmark au modèle générique. Les équations du mouvement du système sont données par les équations :

$$\begin{cases} m_1 \ddot{u}_{1i}(t) + c_{1i} \dot{u}_{1i}(t) + k_{1i} u_{1i}(t) = F_{T(t)} \cos \theta + F_{N(t)} \sin \theta, \\ m_1 \ddot{u}_{1j}(t) + c_{1j} \dot{u}_{1j}(t) + k_{1j} u_{1j}(t) = F_{N(t)} \cos \theta - F_{T(t)} \sin \theta, \\ m_2 \ddot{u}_{2y}(t) + c_{2y} \dot{u}_{2y}(t) + k_{2y} u_{2y}(t) = -F_{N(t)}. \end{cases} \quad (2.23)$$

Afin de simplifier les expressions, nous utilisons les variables suivantes, correspondant aux expressions des déplacements à l'incrément de temps n , sans tenir compte des efforts de contact :

$$\begin{cases} R_{1i(n)} = \frac{1}{A_{1i}} [B_{1i} u_{1i(n)} + C u_{1i(n-1)} + D_{1i} \dot{u}_{1i(n-1)} + E_{1i} \ddot{u}_{1i(n-1)}], \\ R_{1j(n)} = \frac{1}{A_{1j}} [B_{1j} u_{1j(n)} + C u_{1j(n-1)} + D_{1j} \dot{u}_{1j(n-1)} + E_{1j} \ddot{u}_{1j(n-1)}], \\ R_{2y(n)} = \frac{1}{A_{2y}} [B_{2y} u_{2y(n)} + C u_{2y(n-1)} + D_{2y} \dot{u}_{2y(n-1)} + E_{2y} \ddot{u}_{2y(n-1)}]. \end{cases} \quad (2.24)$$

Les mouvements de la masse 1 en i sont calculés à chaque instant grâce aux équations (2.25) :

$$\begin{cases} u_{1i(n+1)} = R_{1i(n)} + \frac{F_1}{A_{1i}} [F_{N(n)} \sin \theta + F_{T(n)} \cos \theta], \\ \dot{u}_{1i(n)} = \frac{1}{1 + 2\beta} \left[\dot{u}_{1i(n-1)} + (1 - \beta) dt \ddot{u}_{1i(n-1)} + \frac{2\beta}{dt} (u_{1i(n+1)} - u_{1i(n)}) \right], \\ \ddot{u}_{1i(n)} = \frac{2}{dt^2} [u_{1i(n+1)} - u_{1i(n)} - dt \dot{u}_{1i(n)}]. \end{cases} \quad (2.25)$$

Les mouvements de la masse 1 en j sont calculés à chaque instant grâce aux équations (2.26) :

$$\begin{cases} u_{1j(n+1)} = R_{1j(n)} + \frac{F_1}{A_{1j}} [F_{N(n)} \cos \theta - F_{T(n)} \sin \theta], \\ \dot{u}_{1j(n)} = \frac{1}{1+2\beta} \left[\dot{u}_{1j(n-1)} + (1-\beta) dt \ddot{u}_{1j(n-1)} + \frac{2\beta}{dt} (u_{1j(n+1)} - u_{1j(n)}) \right], \\ \ddot{u}_{1j(n)} = \frac{2}{dt^2} [u_{1j(n+1)} - u_{1j(n)} - dt \dot{u}_{1j(n)}]. \end{cases} \quad (2.26)$$

Les mouvements de la masse 2 en y sont calculés à chaque instant grâce aux équations (2.27) :

$$\begin{cases} u_{2y(n+1)} = R_{2y(n)} + \frac{F_2}{A_{2y}} [-F_{N(n)}], \\ \dot{u}_{2y(n)} = \frac{1}{1+2\beta} \left[\dot{u}_{2y(n-1)} + (1-\beta) dt \ddot{u}_{2y(n-1)} + \frac{2\beta}{dt} (u_{2y(n+1)} - u_{2y(n)}) \right], \\ \ddot{u}_{2y(n)} = \frac{2}{dt^2} [u_{2y(n+1)} - u_{2y(n)} - dt \dot{u}_{2y(n)}]. \end{cases} \quad (2.27)$$

Calcul des efforts de contact

Trois états de contact sont maintenant considérés : le décollement, le glissement et l'adhérence. Les expressions des efforts de contact F_N et F_T diffèrent selon ces trois états.

Décollement

Les deux masses ne sont pas en contact. Les efforts de contact sont donc nuls.

$$\begin{cases} F_{N(n)} = 0, \\ F_{T(n)} = 0. \end{cases} \quad (2.28)$$

Adhérence

Pour calculer $F_{N(n)}$ et $F_{T(n)}$ lors de la phase d'adhérence, nous utilisons :

- l'équation de non-pénétration : $u_{1y(n+1)} = u_{2y(n+1)}$,
- l'équation d'adhérence : $u_{1x(n+1)} = u_{1x(n)} + V dt$.

Nous aboutissons alors aux expressions des efforts normal et tangentiel suivantes :

$$\begin{cases} F_{N(n)} = \chi_N \left[\frac{\cos \theta}{A_{1i}} R_{1j(n)} + \frac{\sin \theta}{A_{1j}} R_{1i(n)} - \left(\frac{\cos^2 \theta}{A_{1i}} + \frac{\sin^2 \theta}{A_{1j}} \right) R_{2y(n)} + \dots \right. \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \left. + \dots \cos \theta \sin \theta \left(\frac{1}{A_{1i}} - \frac{1}{A_{1j}} \right) (u_{1x(n)} + V dt) \right], \\ F_{T(n)} = \chi_T \left[(\cos \theta R_{1i(n)} - \sin \theta R_{1j(n)}) + F_1 \cos \theta \sin \theta \left(\frac{1}{A_{1i}} - \frac{1}{A_{1j}} \right) F_{N(n)} - (u_{1x(n)} + V dt) \right], \end{cases} \quad (2.29)$$

avec les constantes χ_N et χ_T définies telles que :

$$\chi_N = - \left[\frac{F_1}{A_{1i}A_{1j}} + \frac{F_2}{A_{2y}} \left(\frac{\cos^2 \theta}{A_{1i}} + \frac{\sin^2 \theta}{A_{1j}} \right) \right]^{-1} \quad \text{et} \quad \chi_T = - \left[F_1 \left(\frac{\cos^2 \theta}{A_{1i}} + \frac{\sin^2 \theta}{A_{1j}} \right) \right]^{-1}. \quad (2.30)$$

Glissement

Pour calculer $F_{N(n)}$ et $F_{T(n)}$ lors de la phase de glissement, nous utilisons :

- l'équation de non-pénétration : $u_{1y(n+1)} = u_{2y(n+1)}$,
- l'équation de glissement : $F_{T(n)} = \mu_d F_{N(n)}$.

Nous aboutissons alors aux expressions des efforts normal et tangentiel suivantes :

$$\begin{cases} F_{N(n)} = \chi_G [R_{1i(n)} \sin \theta + R_{1j(n)} \cos \theta - R_{2y(n)}], \\ F_{T(n)} = \mu_d F_{N(n)}, \end{cases} \quad (2.31)$$

avec la constante χ_G définie telle que :

$$\chi_G = - \left[\frac{F_1 \cos \theta}{A_{1j}} (\cos \theta - \mu_d \sin \theta) + \frac{F_1 \sin \theta}{A_{1i}} (\sin \theta + \mu_d \cos \theta) + \frac{F_2}{A_{2y}} \right]^{-1}. \quad (2.32)$$

Gestion des efforts de contact

A chaque pas de temps, une méthodologie est appliquée pour connaître l'état de contact intervenant entre les deux masses. Celle-ci est composée de trois phases :

- Phase 1 : Décollement

Le mouvement des deux masses est tout d'abord calculé en considérant que les deux masses ne sont pas en contact. Les efforts de contact sont alors nuls. Un test est ensuite réalisé. Si $u_{1y} > u_{2y}$, alors nous passons au pas de temps suivant. Sinon, cela signifie que les deux masses se sont interpénétrées. Les mouvements doivent être corrigés en considérant des efforts de contact. Nous passons alors en phase 2.

- Phase 2 : Adhérence

Les efforts de contact sont calculés grâce aux deux expressions présentées en équation (2.29). Le mouvement des deux masses est alors corrigé en prenant en compte ces efforts de contact. Un test est ensuite réalisé. Si $F_T \leq \mu_s F_N$, alors nous passons au pas de temps suivant. Sinon, cela signifie qu'il ne s'agit pas d'une phase d'adhérence et nous passons en phase 3.

- Phase 3 : Glissement

Les efforts de contact sont calculés grâce aux deux expressions présentées en équation (2.31). Le mouvement des deux masses est de nouveau corrigé en prenant en compte ces nouveaux efforts de contact. nous passons ensuite au pas de temps suivant.

Conditions initiales

La position d'équilibre glissant du système est donnée par les équations suivantes :

$$\begin{cases} u_{1i}^{eq} = (\mu_d \cos \theta + \sin \theta)F/k_{1i}, \\ u_{1j}^{eq} = (\cos \theta - \mu_d \sin \theta)F/k_{1j}, \\ u_{2y}^{eq} = -F/k_{2y}. \end{cases} \quad (2.33)$$

Si le système est initialement placé dans cette position, aucune vibration n'est observée. La masse 1 ne fait que glisser sur la masse 2 sans osciller. Afin d'observer les vibrations induites par le frottement, il convient d'imposer une perturbation au système. Cette perturbation peut avoir différentes origines. Elle peut par exemple être due à une imprécision numérique du code de calcul utilisé. Dans le cas d'un système présentant une instabilité de la position d'équilibre glissant (instabilité par flottement ou par divergence), cette perturbation suffit à faire diverger la réponse. Cependant, nous avons précédemment évoqué les travaux de Tondl [143] qui stipulent que toutes les vibrations auto-entretenues ne sont pas dues au caractère instable de la position d'équilibre glissant. Certaines sont en effet directement causées par la perturbation imposée au système. Celle-ci doit donc être maîtrisée car elle constitue un paramètre influent sur l'apparition d'instabilités vibratoires. Ainsi nous définissons la perturbation p_{0x} comme le décalage en x de la position initiale de la masse 1 par rapport à sa position d'équilibre glissant. Les conditions initiales du système, ie pour $n = 1$, sont alors données par le jeu d'équations suivant :

$$\begin{cases} u_{1i(n=1)} = (\mu_d \cos \theta + \sin \theta)F/k_{1i} + p_{0x} \cos \theta, \\ u_{1j(n=1)} = (\cos \theta - \mu_d \sin \theta)F/k_{1j} - p_{0x} \sin \theta, \\ u_{2y(n=1)} = -F/k_{2y}. \end{cases} \quad (2.34)$$

2.3.2 Réponse linéaire et correspondance avec l'analyse de stabilité

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la réponse linéaire du système. Nous considérons que le seul état de contact intervenant entre la masse 1 et la masse 2 est le glissement. Cette démarche permet de faire le parallèle avec l'analyse de stabilité, aussi appelée par la suite approche modale, présentée en paragraphe 2.2. En effet, les résultats issus des simulations temporelles sont directement comparables à ceux issus des calculs aux valeurs propres complexes, étant donné que les mêmes hypothèses sont employées. Cette démarche permet alors la visualisation des réponses en temporel des configurations précédemment prédites stables ou instables par les analyses de stabilité. A titre d'illustration, nous choisissons le jeu de paramètres correspondant au modèle non-amorti et précédemment présenté dans le tableau 2.3. Sur la figure 2.9, nous observons le déplacement en y de la masse 1, noté u_{1y} en fonction du temps pour deux configurations. La première ($\mu_d = 0.6$) est prédite stable par l'analyse de stabilité tandis que la seconde ($\mu_d = 0.67$) est prédite instable. Pour la première configuration, nous remarquons une réponse dont l'amplitude est constante, s'expliquant par l'absence d'amortissement dans le modèle. Nous remarquons également que deux fréquences régissent les oscillations. Ces constats sont en accord avec les résultats de l'analyse de stabilité linéaire qui prévoyait un système stable avec deux modes présentant des parties réelles nulles et des fréquences distinctes. Pour la seconde configuration, nous pouvons observer que la réponse ne contient qu'une seule fréquence et que son amplitude croît de

manière exponentielle. Ces constats sont également en accord avec les résultats de l'analyse de stabilité linéaire. En effet, celle-ci prédisait une réponse instable par flottement, gouvernée par le mode à partie réelle positive. La fréquence du mode en question correspond à la pseudo-fréquence des oscillations observées.

Intéressons-nous maintenant au contenu fréquentiel des réponses prédites stables par une analyse de stabilité. La figure 2.10.a montre les spectres normalisés, associés à quatre configurations présentant un coefficient de frottement dynamique inférieur au coefficient de frottement critique du système. Nous apercevons les pics des spectres se rapprocher au fur et à mesure que le coefficient de frottement augmente. Ceci traduit la notion de *coalescence de modes* d'un point de vue temporel. L'analogie avec les courbes de coalescence obtenues par le calcul aux valeurs propres complexes est montrée en figure 2.10.b, sur laquelle sont reportées les configurations de la figure 2.10.a.

La démarche consistant à simuler le comportement vibratoire du système linéarisé présente également l'intérêt de valider le schéma d'intégration temporelle utilisée. La figure 2.11.a présente une comparaison des fréquences issues des transformées de Fourier des réponses temporelles avec celles déduites de la partie imaginaire des valeurs propres. Nous constatons la concordance des résultats fournis par l'approche temporelle et l'approche dite modale. Nous pouvons effectuer le même type de comparaison sur les parties réelles. Pour cela, le décrément logarithmique δ est calculé et la partie réelle équivalente r en est déduite par les relations suivantes :

$$\delta = \ln \left(\frac{u_{1y}(t)}{u_{1y}(t + \frac{2\pi}{\omega})} \right) \quad \text{et} \quad r = -\delta \frac{\omega}{2\pi}. \quad (2.35)$$

Comme pour les fréquences, nous obtenons une très bonne corrélation entre les parties réelles issues de l'approche temporelle et celles issues de l'approche modale. Ces éléments permettent ainsi de valider le schéma d'intégration temporelle utilisé.

2.3.3 Réponse non-linéaire et mise en évidence de cycle limite

Désormais, nous souhaitons simuler le comportement vibratoire réel du système sans effectuer d'hypothèses de linéarisation. Ainsi, la condition de glissement permanent n'est plus imposée. Les trois états de contact sont considérés : le glissement, l'adhérence et le décollement. La figure 2.12.a présente la réponse temporelle associée à la configuration prédite instable par l'analyse de stabilité ($\mu_d = 0.67$). Nous constatons au début de la simulation une réponse constituée d'oscillations divergeant exponentiellement avec le temps. Contrairement à la réponse linéaire, la divergence est limitée dans le temps. En effet, des non-linéarités interviennent dans la réponse et viennent stabiliser les amplitudes des oscillations à partir de $t = 0.22s$. Des vibrations auto-entretenues sont alors obtenues. Celles-ci peuvent se traduire dans un diagramme des phases par un cycle limite, comme illustré en figure 2.12.b.

La figure 2.13 présente le résultat de transformées de Fourier menées lors de la divergence et de la stabilisation de la réponse. Il apparaît que lors de la divergence, une seule fréquence régit les oscillations. Cette fréquence, aux alentours de 200Hz, correspond à la fréquence du mode prédit instable lors de l'analyse de stabilité. Le système présente à ce moment un comportement vibratoire linéaire. La phase de

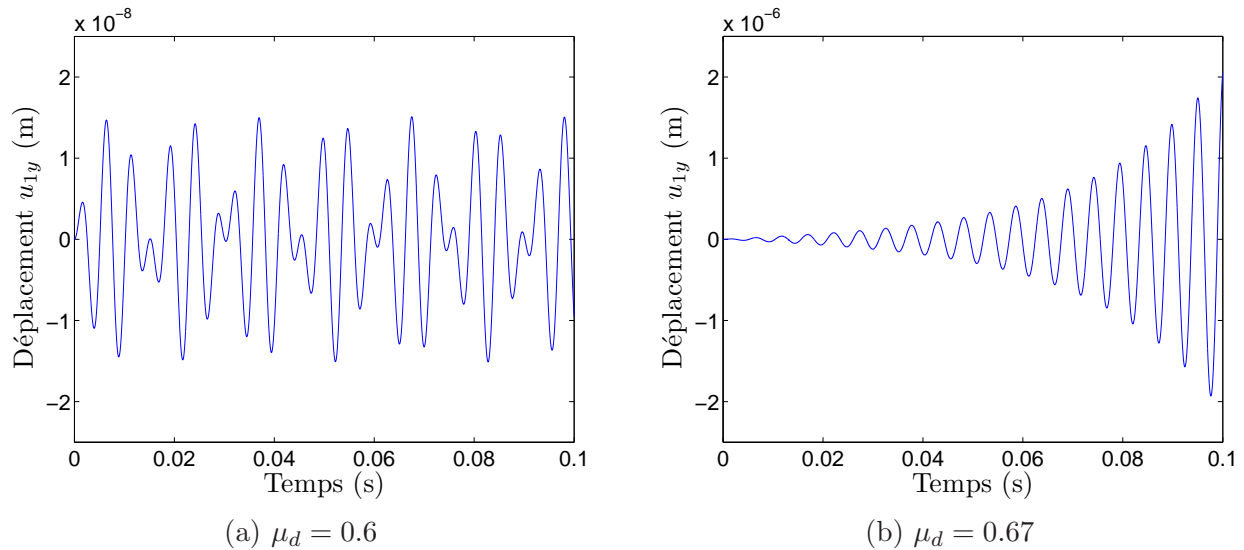


FIGURE 2.9 – Réponses temporelles linéaires pour une configuration prédite (a) stable et (b) instable par l'analyse de stabilité linéaire.

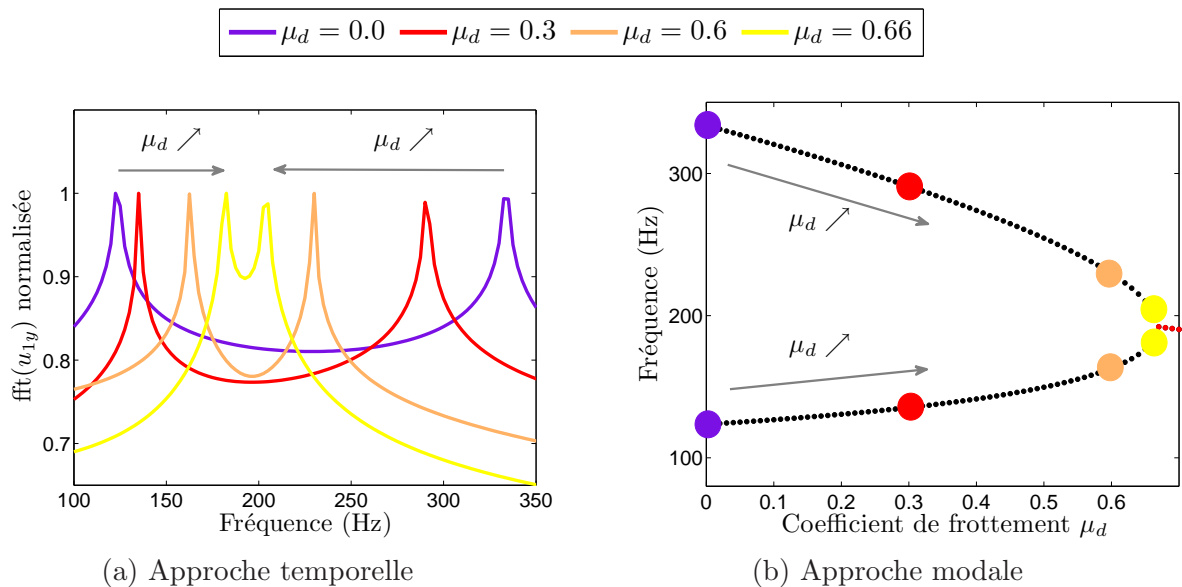


FIGURE 2.10 – Phénomène de coalescence observé par (a) l'approche temporelle et (b) l'approche modale. Correspondance entre les deux approches.

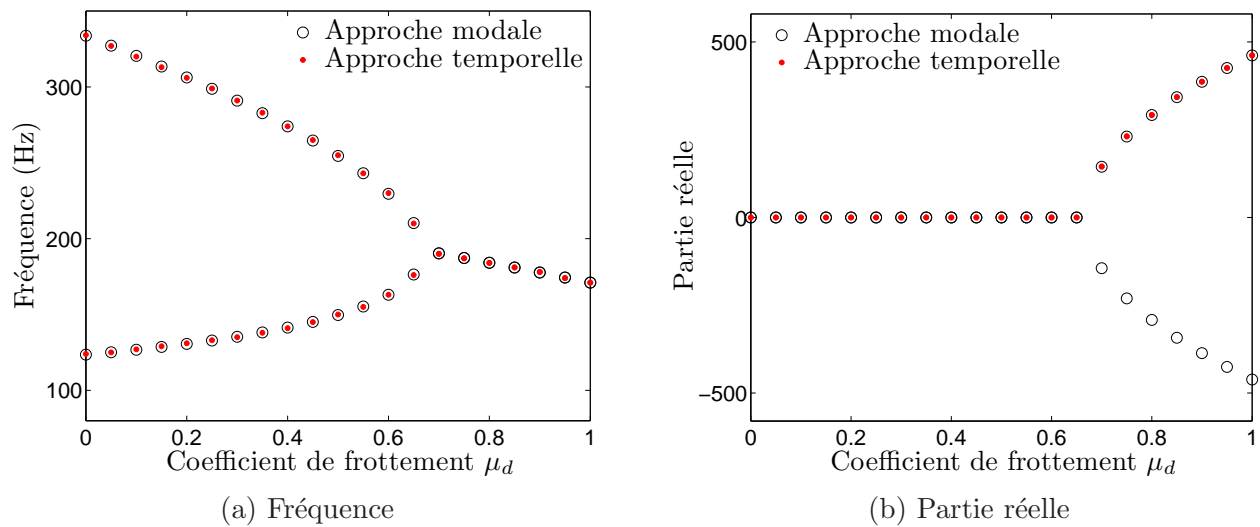


FIGURE 2.11 – Validation de l’approche temporelle par comparaison avec les résultats issus de l’approche modale. Comparaison des (a) fréquences et (b) parties réelles.

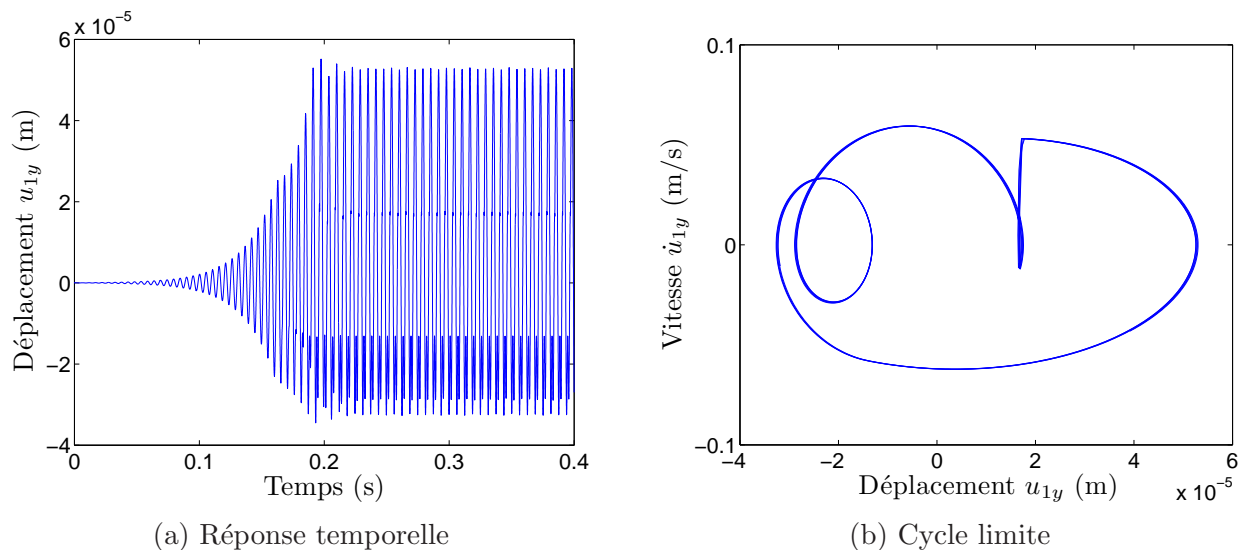


FIGURE 2.12 – (a) Réponse temporelle non-linéaire pour une configuration prédite instable par l’analyse de stabilité linéaire. (b) Représentation du cycle limite dans le diagramme des phases.

stabilisation de la réponse est quant à elle marquée par une fréquence fondamentale suivie de plusieurs harmoniques. Cela traduit l’apparition de non-linéarités dans le comportement vibratoire du système. Nous pouvons noter que la fréquence fondamentale reste au voisinage de la fréquence observée lors de la divergence de la réponse.

Intéressons-nous maintenant aux états de contact intervenant entre les deux masses et régissant le

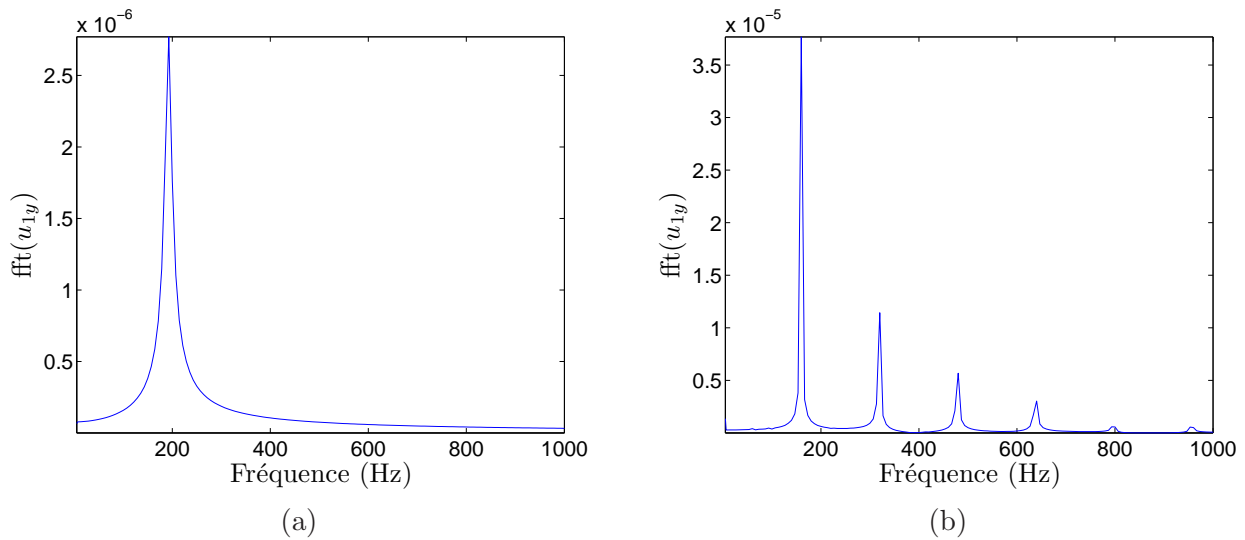


FIGURE 2.13 – Spectre de $u_{1y}(t)$ calculé sur (a) $[0,0.15]$ s et (b) $[0.25,0.4]$ s.

comportement vibratoire du système. Les figures 2.14.a et 2.14.b présentent un zoom sur la réponse temporelle et les états de contact lors de la divergence de la réponse. Nous constatons que les oscillations croissantes interviennent alors que seule une situation de glissement prend place entre les deux masses du système, confirmant ainsi le comportement linéaire du système lors de la divergence de la réponse. Dès lors que les amplitudes deviennent suffisamment importantes, des non-linéarités commencent à intervenir. Les figures 2.14.c et 2.14.d présentent un zoom sur la réponse temporelle et les états de contact lors de la transition entre la divergence et la stabilisation de la réponse. Nous observons que les oscillations sont encore croissantes et que celles-ci ne sont plus régies par une unique fréquence. A ce moment, les états de glissement, adhérence et décollement se succèdent. Le comportement vibratoire du système est alors conditionné par ces non-linéarités de contact. Notons que les phases de glissement, adhérence et décollement sont caractérisées par des durées globalement équivalentes. Enfin, les figures 2.14.e et 2.14.f présentent un zoom sur la réponse temporelle et les états de contact lors de la stabilisation de la réponse. Les oscillations présentent désormais un niveau constant et les non-linéarités sont encore plus marquées que précédemment. Différents états de contact interviennent dans la réponse. Les phases d'adhérence et de décollement constituent quasiment la totalité de la réponse. Le glissement n'apparaît que très brièvement lors de la transition d'un état de décollement vers un état d'adhérence.

Le modèle générique permet donc la simulation de vibrations auto-entretenues grâce à l'alternance des différents états de contact pouvant intervenir entre la masse 1 et la masse 2. Selon le jeu de paramètres utilisé, différents comportements vibratoires peuvent avoir lieu. Le paragraphe suivant dresse un état des lieux des différents régimes, mécanismes et bruits pouvant être simulés avec le modèle générique.

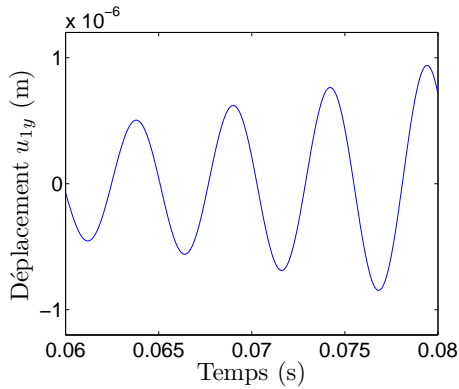
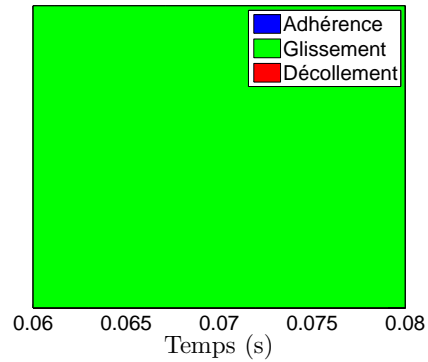
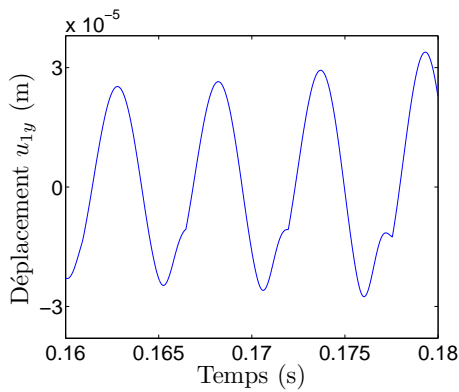
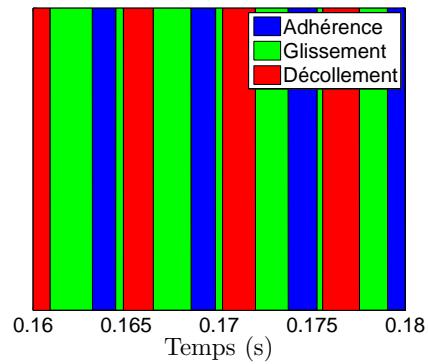
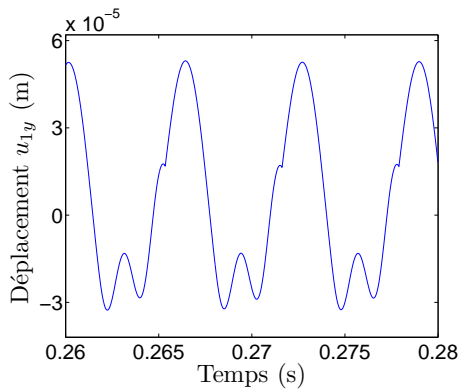
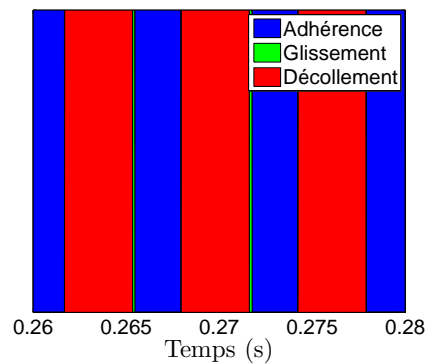
(a) Réponse temporelle pour $t \in [0.06, 0.08]$ s(b) Etats de contact pour $t \in [0.06, 0.08]$ s(c) Réponse temporelle pour $t \in [0.16, 0.18]$ s(d) Etats de contact pour $t \in [0.16, 0.18]$ s(e) Réponse temporelle pour $t \in [0.26, 0.28]$ s(f) Etats de contact pour $t \in [0.26, 0.28]$ s

FIGURE 2.14 – Réponse temporelle non-linéaire pour une configuration prédite instable par l'analyse de stabilité linéaire. Les déplacements u_{1y} et les états de contact intervenant à chaque instant entre la masse 1 et la masse 2 sont respectivement montrés à gauche et droite pour trois intervalles de temps distincts.

2.4 Analyse des réponses vibratoires

2.4.1 Mise en évidence des différents régimes

Nous avons vu que l'alternance des états de contact permet de stabiliser l'amplitude des oscillations et de donner naissance à des vibrations auto-entretenues. Selon le jeu de paramètres choisi, nous pouvons mettre en évidence quatre possibilités pour l'établissement de telles vibrations. Les configurations choisies afin d'illustrer ces possibilités sont détaillées dans le tableau 2.4.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Fig. 2.15.a	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	0.1	0.1	0.1	10	0.01	0.6	0.8	63.5	1e-8
Fig. 2.15.b	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	10	10	10	10	0.01	0.6	0.8	62.6	1e-8
Fig. 2.15.c	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	0.1	0.1	0.1	10	0.01	0.6	0.8	74	1e-8
Fig. 2.15.d	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	10	10	10	10	0.01	0.6	0.8	74	1e-8

TABLE 2.4 – Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des régimes.

Les résultats des simulations sont montrés en figure 2.15. Dans les quatre cas, la réponse temporelle du déplacement en x et en y de la masse 1 sont représentés ainsi que les états de contact intervenant entre les deux masses. La figure 2.15.a montre des vibrations auto-entretenues régies par une alternance de phases d'adhérence et de glissement. Aucune phase de décollement ne prend place dans la réponse. Il s'agit probablement du régime le plus couramment rencontré dans la littérature car il peut être mis en avant par le modèle classique de stick-slip à un degré de liberté. Ce régime est généralement rencontré lorsque le préchargement F est important ou lorsque la vitesse V imposée à la masse 2 est faible. La figure 2.15.b montre quant à elle des vibrations auto-entretenues régies par une alternance de phases de glissement et de décollement. Aucune phase d'adhérence ne prend place dans la réponse. Contrairement au premier cas, ce régime est généralement rencontré lorsque le préchargement F est faible ou lorsque la vitesse V imposée à la masse 2 est élevée. La figure 2.15.c montre des vibrations auto-entretenues régies par une alternance des états d'adhérence et de décollement. Notons que ce cas est difficile à obtenir. En effet, il existe très souvent une phase de glissement très brève pour assurer la transition d'une phase de décollement vers une phase d'adhérence. Enfin, la figure 2.15.d montre des vibrations auto-entretenues régies par une alternance des trois états de contact possibles. Les proportions de chacun de ces états de contact dépendent du jeu de paramètres utilisé pour la simulation.

2.4.2 Reproduction des différents mécanismes

Le modèle générique a été choisi de manière à couvrir une grande partie des phénomènes responsables de bruits induits par le frottement sur les structures automobiles. Nous devons donc vérifier sa capacité à générer des vibrations induites par les trois mécanismes physiques que sont le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal.

Tout d'abord, intéressons-nous au phénomène de stick-slip. Celui-ci est mis en avant grâce au jeu

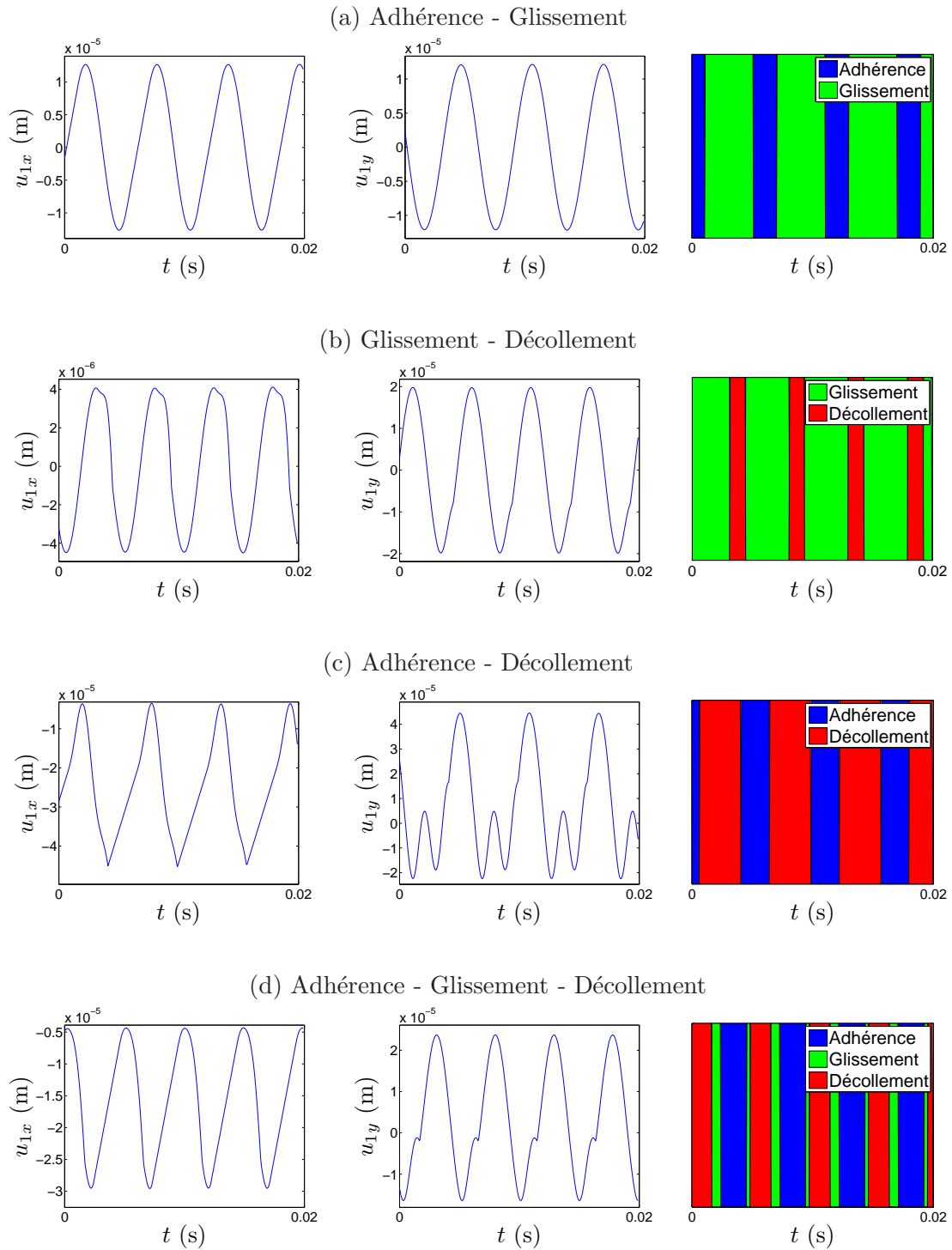


FIGURE 2.15 – Mise en évidence des quatre régimes de vibration identifiés.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Fig. 2.16.a	0.1	0.4	1e5	1e5	1e5	1	1	1	200	0.01	0.6	0.8	0	1e-5
Fig. 2.16.b	0.1	0.4	1e6	1e4	1e5	1	1	1	10	0.01	0.85	0.85	60	1e-8
Fig. 2.16.c	0.1	0.4	1e5	1e4	1e4	1	1	1	1	0.01	0.72	0.72	60	1e-8

TABLE 2.5 – Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des mécanismes.

de paramètres décrit en première ligne du tableau 2.5. Evidemment, le coefficient de frottement dynamique est inférieur au coefficient de frottement statique, condition nécessaire pour obtenir du stick-slip avec le modèle générique. De plus, l'angle d'incidence est nul. Par conséquent, le système ne présente aucun couplage des degrés de liberté et les phénomènes de sprag-slip et de couplage modal ne peuvent intervenir. Etant donné que la position d'équilibre glissant est stable, des vibrations auto-entretenues ne peuvent être obtenues seulement si la perturbation imposée au système est suffisamment importante. Le résultat de la simulation temporelle est présenté en figure 2.16.a et montre l'apparition de vibrations auto-entretenues. Le déplacement temporel de la masse 1 en x est alors caractérisé par une forme en dent de scie traduisant l'alternance de phase d'adhérence et de phase de glissement. Il est à noter en revanche que le déplacement temporel de la masse 1 en y reste constant tout au long de la simulation. Cela est dû à l'absence de couplage des degrés de liberté qui font que les vibrations générées dans la direction tangentielle au contact n'engendrent pas de vibration dans la direction normale au contact.

Le phénomène de sprag-slip est ici mis en avant grâce au jeu de paramètres décrit en deuxième ligne du tableau 2.5. Cette fois, l'angle d'incidence est non nul. Le système présente donc un couplage des degrés de liberté, condition nécessaire pour obtenir du sprag-slip. De plus, le coefficient de frottement dynamique est égal au coefficient de frottement statique. Par conséquent, le phénomène de stick-slip ne peut intervenir. L'analyse de stabilité menée sur cette configuration prédit une instabilité par divergence. Le résultat de la simulation temporelle est présenté en figure 2.16.b. Nous pouvons distinguer deux principales phases. La première entre 0 et 0.11s correspond à une divergence de la réponse, sans oscillation. A ce moment, la masse 1 ne fait que glisser sur la masse 2. Le comportement est linéaire et correspond à l'instabilité par divergence prédite par le calcul des valeurs propres complexes du système. La seconde phase entre 0.12s et 0.5s correspond à des vibrations auto-entretenues marquées par l'alternance des états de glissement, adhérence et décollement. Notons que contrairement au stick-slip, des vibrations sont générées dans la direction normale au contact grâce à l'introduction d'un couplage des degrés de liberté.

Enfin, le phénomène de couplage modal est mis en avant grâce au jeu de paramètres décrit en troisième ligne du tableau 2.5. Le couplage des degrés de liberté étant une condition nécessaire pour obtenir du couplage modal, l'angle d'incidence utilisé est non nul. Par ailleurs, le coefficient de frottement dynamique est égal au coefficient de frottement statique afin de ne pas faire intervenir d'instabilités vibratoires induites par le stick-slip. L'analyse de stabilité menée pour cette configuration prédit un système instable par flottement. Le résultat de la simulation temporelle est présenté en figure 2.16.c. Au début de la simulation, le déplacement de la masse 1 diverge de manière exponentielle tout en oscillant à une seule fréquence. La masse 1 ne fait que glisser sur la masse 2. Le comportement est linéaire et

correspond à ce qui est prédit par le calcul aux valeurs propres complexes du système. Ensuite, les non-linéarités de contact viennent stabiliser l'amplitude des oscillations, donnant alors naissance à des vibrations auto-entretenues.

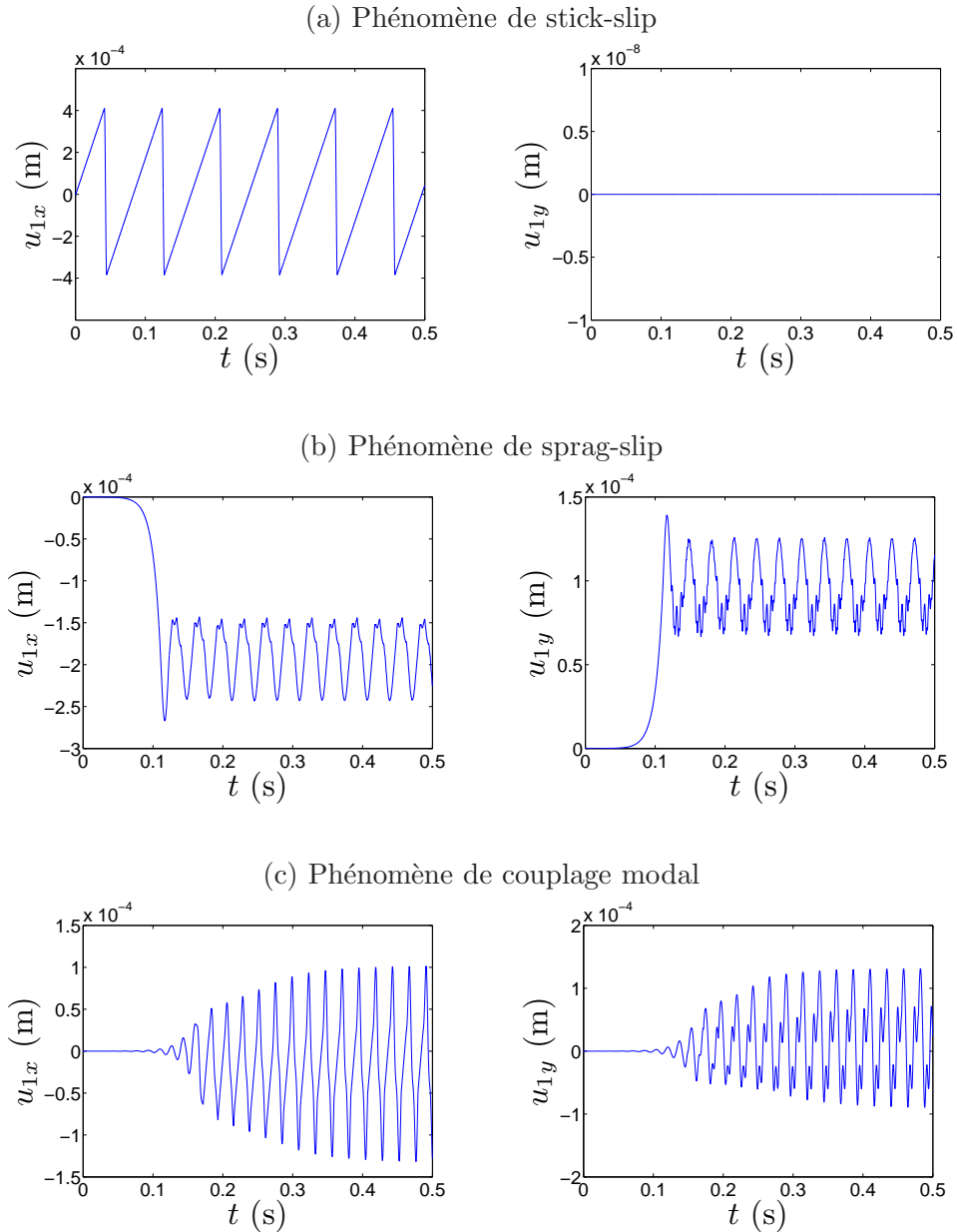


FIGURE 2.16 – Reproduction des phénomènes de (a) stick-slip, (b) sprag-slip et (c) couplage modal.

Comme nous venons de le montrer aux travers de ces exemples, le modèle générique est capable de simuler les vibrations auto-entretenues dont les mécanismes de stick-slip, sprag-slip et couplage modal sont à l'origine.

2.4.3 Reproduction des différents bruits

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons proposé une catégorisation des bruits automobiles induits par le frottement selon trois dénominations : le craquement, le crissement et le grincement. Ces catégories de bruit présentent des caractéristiques temporelles et fréquentielles assez spécifiques. L'objet de ce paragraphe consiste à voir si le modèle générique est capable de simuler des vibrations pouvant qualitativement être à l'origine de ces catégories de bruit. Pour cela, nous allons présenter les résultats de trois simulations dont les paramètres d'entrée sont donnés dans le tableau 2.6.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Fig. 2.17.a	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	5	5	5	1200	0.001	0.46	0.5	20	1e-5
Fig. 2.17.b	0.1	0.4	5e6	5e5	5e5	5	5	5	1	0.004	0.58	0.8	80	1e-8
Fig. 2.17.c	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	5	5	5	100	0.004	0.6	0.8	60	1e-8

TABLE 2.6 – Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des catégories de bruit.

Notons que pour ces simulations, un profil de vitesse sinusoïdal est imposé à la masse 2, traduisant ainsi des allers-retours de la masse 1 sur la masse 2. La figure 2.17 montre les accélérations de la masse 1. La réponse vibratoire associée à la première configuration est marquée par trois pics d'accélération. Hormis ces trois pics, l'accélération est nulle car la masse 1 adhère à la masse 2. Les pics d'accélération sont dus au passage d'un état d'adhérence à un état de glissement. Cette réponse vibratoire doit être comparée au signal de pression acoustique enregistré lors d'un bruit de craquement et présenté en figure 1.18. Le caractère impulsionnel propre à ce bruit est retrouvé avec le modèle générique. La deuxième réponse est quant à elle caractérisée par une instabilité vibratoire pour laquelle les oscillations présentent une amplitude qui varie progressivement tout au long de l'instabilité. Les états de glissement, d'adhérence et de décollement interviennent successivement entre la masse 1 et la masse 2. L'allure temporelle de la réponse vibratoire simulée est très proche de celle que nous pouvons obtenir pour un bruit de crissement, comme présenté en figure 1.19. Enfin, la troisième réponse montre également une instabilité vibratoire. Contrairement à précédemment, des variations brutales de l'amplitude des oscillations sont observées. Les phases d'adhérence sont également plus longues. De plus, des phases de décollement interviennent mais uniquement sur la fin de l'instabilité. Ceci confère à la réponse un caractère saccadé très marqué, comme ce qui est constaté pour le bruit de grincement présenté en figure 1.20.

Les caractéristiques associées aux bruits présentés dans le paragraphe 1.2 sont retrouvées avec ces simulations. Le modèle générique est donc capable de reproduire qualitativement les comportements vibratoires à l'origine des bruits de craquement, crissement et grincement.

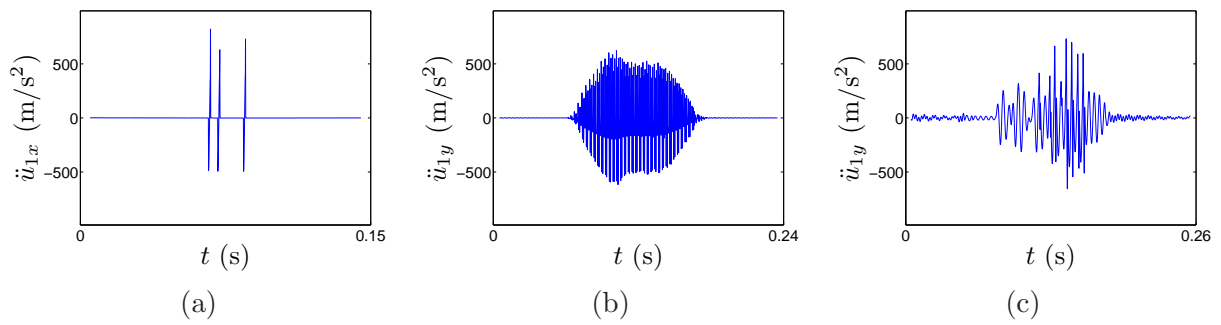


FIGURE 2.17 – Reproduction avec le modèle générique des comportements vibratoires à l’origine du (a) craquement, (b) crissement et (c) grincement.

2.5 Expérimentation

Après la modélisation, il convient désormais de proposer une expérimentation du système générique. L'expérimentation sert entre autres à confirmer des tendances et à vérifier la pertinence des résultats issus des simulations. Elle permet ainsi d'apporter des éléments de validation du modèle générique proposé.

2.5.1 Mise en place d'un banc d'essai

Description générale

Le principe consiste à développer un banc d'essai capable de reproduire des bruits induits par le frottement de type automobile à partir d'un seul et même système générique. Ce système doit être constitué de structures aux géométries simples et de matériaux automobiles. Le dispositif réalisé, inspiré des travaux de Desvard [6], est illustré en figures 2.18 et 2.19. Il est constitué d'une plaque encastrée sur ses deux extrémités, sur laquelle est positionnée une pièce appelée par la suite *frotteur*. Celui-ci peut être assimilé à la masse 1 du modèle générique, tandis que la plaque correspond à la masse 2. Une vitesse relative est imposée entre les deux structures par l'intermédiaire d'un pot vibrant (modèle B&K V406), dont la course est suffisamment importante pour qu'un bruit induit par le frottement puisse s'établir. Aussi, le profil de vitesse est sinusoïdal et imposé pour des raisons pratiques au frotteur et non à la plaque. Notons que ce point constitue une différence entre la situation expérimentale et la situation numérique. Cette différence est néanmoins mineure car c'est bien la présence d'un mouvement relatif entre les deux structures qui importe pour l'étude des instabilités vibratoires induites par le frottement. Par ailleurs, la pièce de fixation du frotteur peut être inclinée, modifiant ainsi l'angle d'inclinaison du frotteur sur la plaque. Enfin, des masselottes peuvent être ajoutées sur un plateau relié à la pièce de fixation du frotteur, modifiant ainsi le préchargement du système.

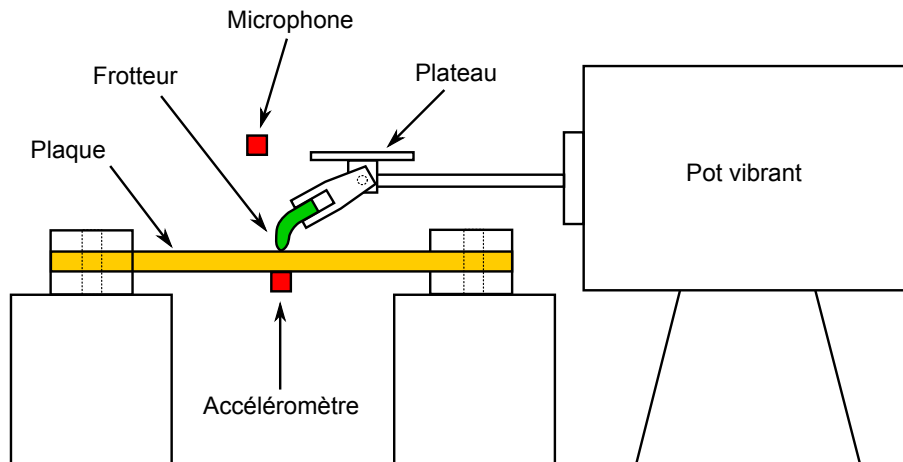


FIGURE 2.18 – Expérimentation du système générique - Schéma de principe du banc d'essai.

Afin de relever la pression acoustique rayonnée, un microphone 1/2 pouce (modèle B&K 4190) est disposé à proximité de la zone de contact. Un accéléromètre cubique mono-axe (modèle B&K M317A01)



FIGURE 2.19 – Expérimentation du système générique - Photos du banc d’essai.

placé sous la plaque permet de connaître l’accélération transversale de celle-ci. Le frotteur choisi est un joint en caoutchouc extrait de la partie arrière d’un lécheur de vitre intérieur et coupé en longueur pour ne garder que 30mm. Cette partie du joint n’étant pas flockée, il est possible d’obtenir du bruit assez facilement. Quant à la plaque, celle-ci est en polypropylène et présente une longueur de 165mm, une largeur de 98mm et une épaisseur de 3mm.

De manière à couvrir une grande partie des bruits automobiles induits par le frottement, des mesures ont été réalisées dans diverses configurations. Des études de sensibilité qualitatives ont ainsi été menées selon le préchargement, la vitesse relative, l’angle d’incidence, la température ou encore l’humidification de la plaque. Les acquisitions sont réalisées sur une durée de 3s. Le frotteur effectue alors plusieurs allers-retours sur la plaque, générant potentiellement un bruit induit par le frottement. Les phases allers et retours sont définies comme montré en figure 2.20 et diffèrent notamment par l’angle d’incidence perçu par le système.



FIGURE 2.20 – Définition des phases (a) allers et (b) retours.

2.5.2 Analyse d’une mesure type

Considérons une configuration bruyante pour laquelle la fréquence d’excitation imposée par le pot vibrant est de 8Hz. Le frotteur effectue donc 24 allers-retours pendant la durée de l’acquisition. Le signal enregistré par l’accéléromètre pendant 3 allers-retours consécutifs est donné en figure 2.21.a. Nous constatons que les phases allers sont successivement marquées par une croissance, une stabilisation et une décroissance de l’amplitude des oscillations, traduisant ainsi une instabilité vibratoire d’environ 0.05s. Notons que les vibrations auto-entretenues régissant la réponse sont ici atténuées par la diminution de la vitesse relative entre le frotteur et la plaque intervenant quand le pot vibrant atteint sa course

maximale (ici de 8mm). Nous pouvons également remarquer que les caractéristiques des instabilités vibratoires observées (allure de la réponse, amplitude maximale, fréquence) restent les mêmes lors de chaque phase aller, reflétant ainsi la bonne répétabilité des mesures. Les phases retours sont quant à elles marquées par des oscillations d'amplitude beaucoup plus faible et une absence d'instabilité vibratoire. La figure 2.21.b. présente la transformée de Fourier calculée au cœur de l'instabilité vibratoire entre 0.06 et 0.09s. Nous constatons la présence de deux pics correspondant à la fréquence fondamentale et sa première harmonique et se situant respectivement à 867Hz et 1734Hz.

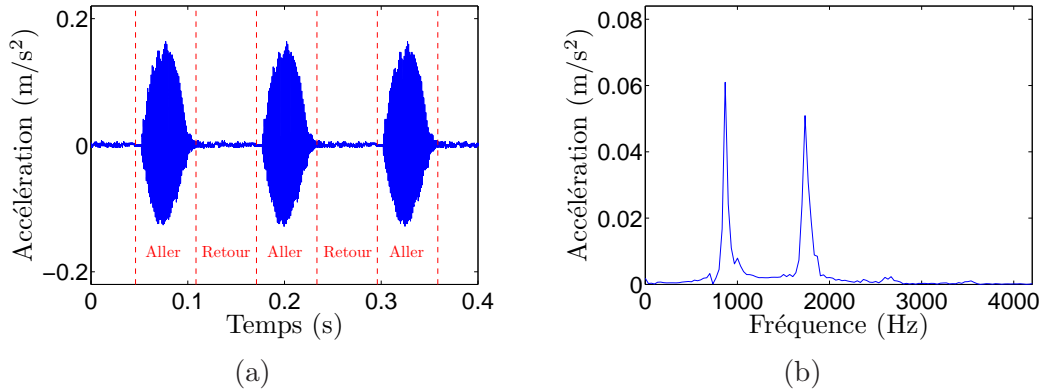


FIGURE 2.21 – Exemple de réponse vibratoire enregistrée par l'accéléromètre. (a) Réponse temporelle sur 0.4s et (b) spectre de la réponse au cœur des vibrations auto-entretenues entre 0.06 et 0.09s.

Le signal enregistré par le microphone pendant 3 allers-retours consécutifs est donné en figure 2.22.a. Nous constatons que les phases allers sont successivement marquées par une croissance, une stabilisation et une décroissance du niveau de pression acoustique rayonnée, tandis que les phases retours sont marquées par un niveau acoustique très faible dû au bruit de fond environnant. Dans les faits, ces phases donnent lieu à une succession de bruits très brefs. Nous pouvons ainsi nous apercevoir par comparaison avec les courbes d'accélération présentées précédemment que ce sont les vibrations transversales de la plaque qui sont à l'origine du bruit rayonné. Aussi, le fait que le système ne fasse du bruit uniquement en phase aller souligne l'importance de l'angle d'incidence sur l'apparition des instabilités vibratoires. La figure 2.22.b. présente la transformée de Fourier du signal de pression calculée au cœur de l'instabilité vibratoire entre 0.06 et 0.09s. Comme précédemment, nous constatons la présence des deux pics à 867Hz et 1734Hz. Notons que la seconde harmonique à 2602Hz apparaît également mais à un degré moindre. Cette signature acoustique traduit un bruit ayant un caractère plutôt tonal. En effet, les fréquences sont assez élevées et restent inchangées tout au long du bruit. Au regard des constatations effectuées dans le paragraphe 1.2, ce bruit peut s'apparenter à du crissement. Le niveau acoustique atteint lors de cette mesure est d'environ 90dB.

2.5.3 Reproduction des différents bruits

Quelques études de sensibilité ont été menées afin de soumettre le système à différentes conditions d'utilisation. Selon les configurations, trois types de réponse ont été mis en évidence comme le montre

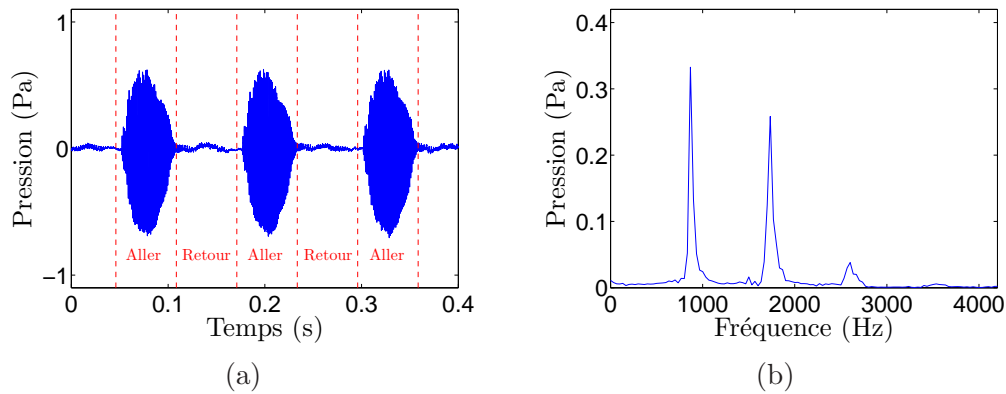


FIGURE 2.22 – Exemple de réponse acoustique enregistrée par le microphone. (a) Réponse temporelle sur 0.4s et (b) spectre de la réponse au cœur des vibrations auto-entretenues entre 0.06 et 0.09s.

la figure 2.23. Ces signaux acoustiques s'apparentent qualitativement à ceux caractérisant les bruits de crissement, grincement et craquement représentés en figures 1.19, 1.20 et 1.18. Il apparaît donc qu'un seul et même système, s'il est soumis à différentes conditions d'utilisation, est capable de générer les trois principales catégories de bruits induits par le frottement rencontrées sur des structures automobiles, confortant ainsi notre approche basée sur un système générique.

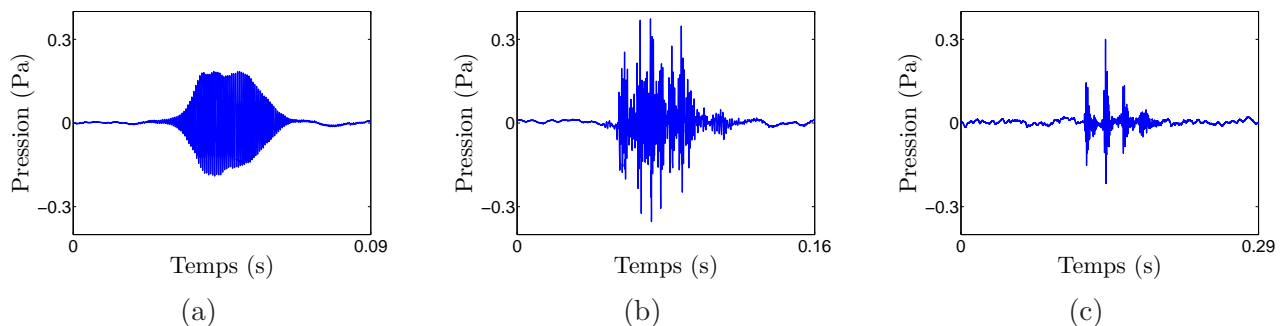


FIGURE 2.23 – Exemples de bruits enregistrés sur le banc d'essai.

2.5.4 Validation du modèle générique

Le modèle générique a été recherché de manière à prendre en compte la majeure partie des phénomènes pouvant être à l'origine des bruits induits par le frottement. Ce modèle à quelques degrés de liberté n'a donc pas pour vocation de prédire quantitativement les niveaux vibratoires de structures réalistes. C'est pourquoi, l'alimentation de ce dernier par des paramètres expérimentaux, déduits entre autres des caractéristiques géométriques et matériaux du frotteur et de la plaque, n'a pas été envisagée. Ainsi, le modèle générique n'est alimenté que par des paramètres arbitraires restant néanmoins réalistes. Compte tenu de ces remarques, les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques concernant le système générique sont d'ordre qualitatif.

Afin de valider la modélisation du système générique, nous souhaitons donc que les phénomènes observés expérimentalement sur le banc d'essai soient retrouvés numériquement lors des simulations temporelles menées sur le modèle générique. La mesure servant de support pour la comparaison est celle déjà présentée en figure 2.22. Le profil de vitesse sinusoïdal imposé par le pot vibrant génère des allers-retours du frotteur sur la plaque à une fréquence de 8Hz. Nous décidons d'imposer la même excitation numériquement. Le jeu de paramètres choisi pour cette comparaison est donné dans le tableau 2.7.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Fig. 2.24.b	0.1	0.4	5e6	5e5	1e6	1	1	1	1	0.01	0.6	0.6	75	1e-8

TABLE 2.7 – Jeu de paramètres utilisé pour la comparaison calcul-mesure.

Une comparaison qualitative de la réponse acoustique obtenue expérimentalement et de la réponse vibratoire obtenue numériquement est montrée en figure 2.24. Des zooms sur les deux premières secondes puis sur trois allers-retours sont illustrés pour les deux réponses. La simulation temporelle montre des instabilités vibratoires se manifestant sur chaque phase aller, tandis qu'aucune instabilité n'apparaît en phase retour. Ceci est en accord avec les constats faits précédemment pour la réponse expérimentale. Au regard de ces courbes, nous pouvons dire que les phénomènes observés expérimentalement sont reproduits par le modèle générique. La modélisation est ainsi validée. De plus, nous pouvons mentionner ici l'un des avantages de la simulation numérique, qui réside dans le fait qu'elle fournit une information quant aux états de contact intervenant tout au long de la réponse. Ainsi nous apprenons que les phases de glissement, d'adhérence et de décollement se succèdent lors des phases allers alors que seule une phase de glissement est obtenue lors des phases retours.

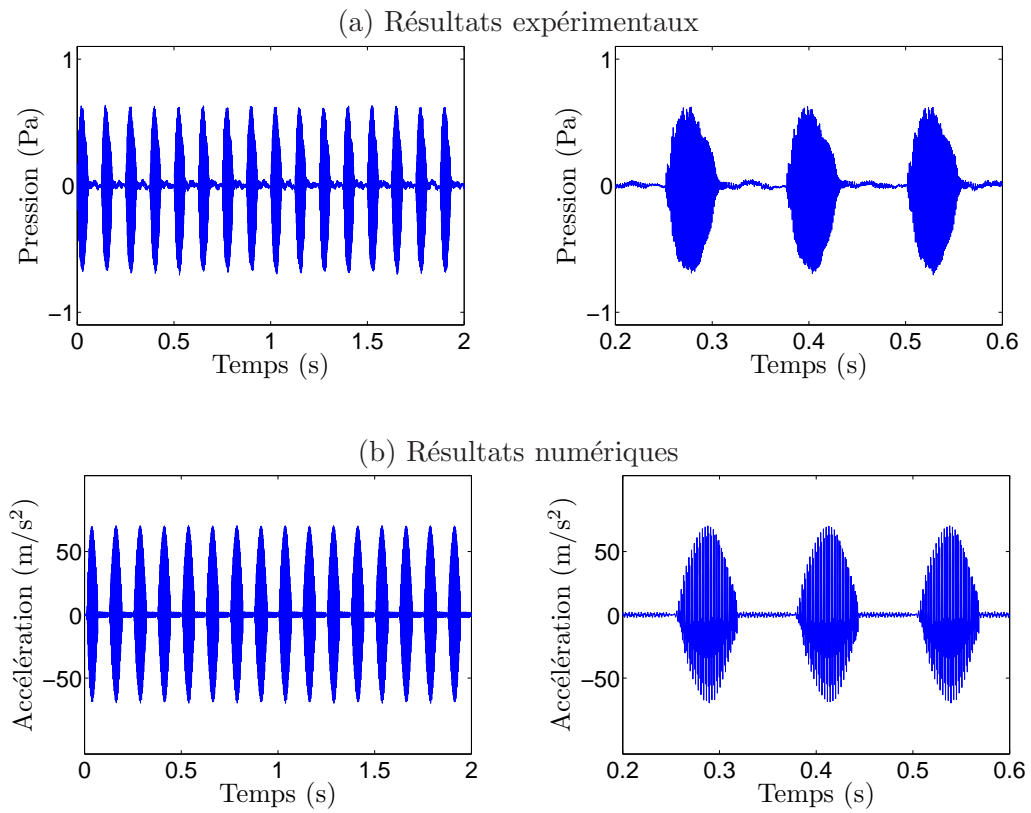


FIGURE 2.24 – Comparaison qualitative entre (a) la réponse acoustique obtenue expérimentalement et (b) la réponse vibratoire obtenue numériquement.

2.6 Conclusion

La mise en place d'un système générique, choisi de manière à être capable de reproduire à lui seul une grande partie des phénomènes observés sur l'ensemble des structures automobiles, a été présentée dans ce chapitre. Dans un premier temps, la modélisation de ce système a été décrite. Pour cela, une démarche mettant en jeu une complexité croissante a été entreprise de manière à rechercher le modèle au juste nécessaire présentant dans ses gènes les trois principaux mécanismes à l'origine des bruits induits par le frottement que sont le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal. Ce modèle possède trois degrés de liberté et représente deux masses frottant l'une sur l'autre. Des analyses de stabilité ont été effectuées sur ce modèle. Celles-ci sont basées sur un calcul aux valeurs propres complexes du système linéarisé autour d'une position d'équilibre glissant et permettent de prédire l'apparition d'instabilités vibratoires occasionnées par le sprag-slip et le couplage modal. En revanche, elles ne permettent pas de prédire l'apparition d'instabilité occasionnées par le stick-slip lorsqu'une loi de frottement de Coulomb est utilisée. Aussi, l'une des limitations de cette approche dite modale est qu'elle ne permet pas de remonter aux niveaux vibratoires intervenant lorsque des instabilités apparaissent. C'est pourquoi des simulations temporelles ont également été mises en place. Avec cette approche, les non-linéarités de contact sont désormais prises en considération. Les instabilités causées par les trois mécanismes peuvent être simulées et les niveaux vibratoires sont connus. Celles-ci mettent en avant le fait que l'alternance des états de contact permet de stabiliser l'amplitude des vibrations en cas d'instabilité. Quatre régimes de vibrations auto-entretenues ont ainsi été identifiés selon les états de contact intervenant dans la réponse. Aussi, selon les jeux de paramètres utilisés lors des simulations, nous avons mis en évidence que le modèle générique était capable de reproduire qualitativement les comportements vibratoires à l'origine des bruits de crissement, grincement et craquement.

L'expérimentation de ce système générique a également été présentée. Le banc d'essai réalisé est constitué de structures aux géométries simples et de matériaux automobiles. Les mesures vibratoires et acoustiques effectuées sur ce banc ont permis de montrer la pertinence du modèle générique et de ses résultats. En effet, bien que les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques ne soient que qualitatives, elles montrent que les phénomènes observés sur le banc sont bel et bien reproduits par le modèle. Aussi, quelques études de sensibilité ont été menées afin de soumettre le système à différentes conditions d'utilisation. Celles-ci ont montré qu'un seul et même système était capable de produire les trois principales catégories de bruits induits par le frottement observées sur structures automobiles, confortant ainsi notre approche basée sur un système générique (figure 2.25).

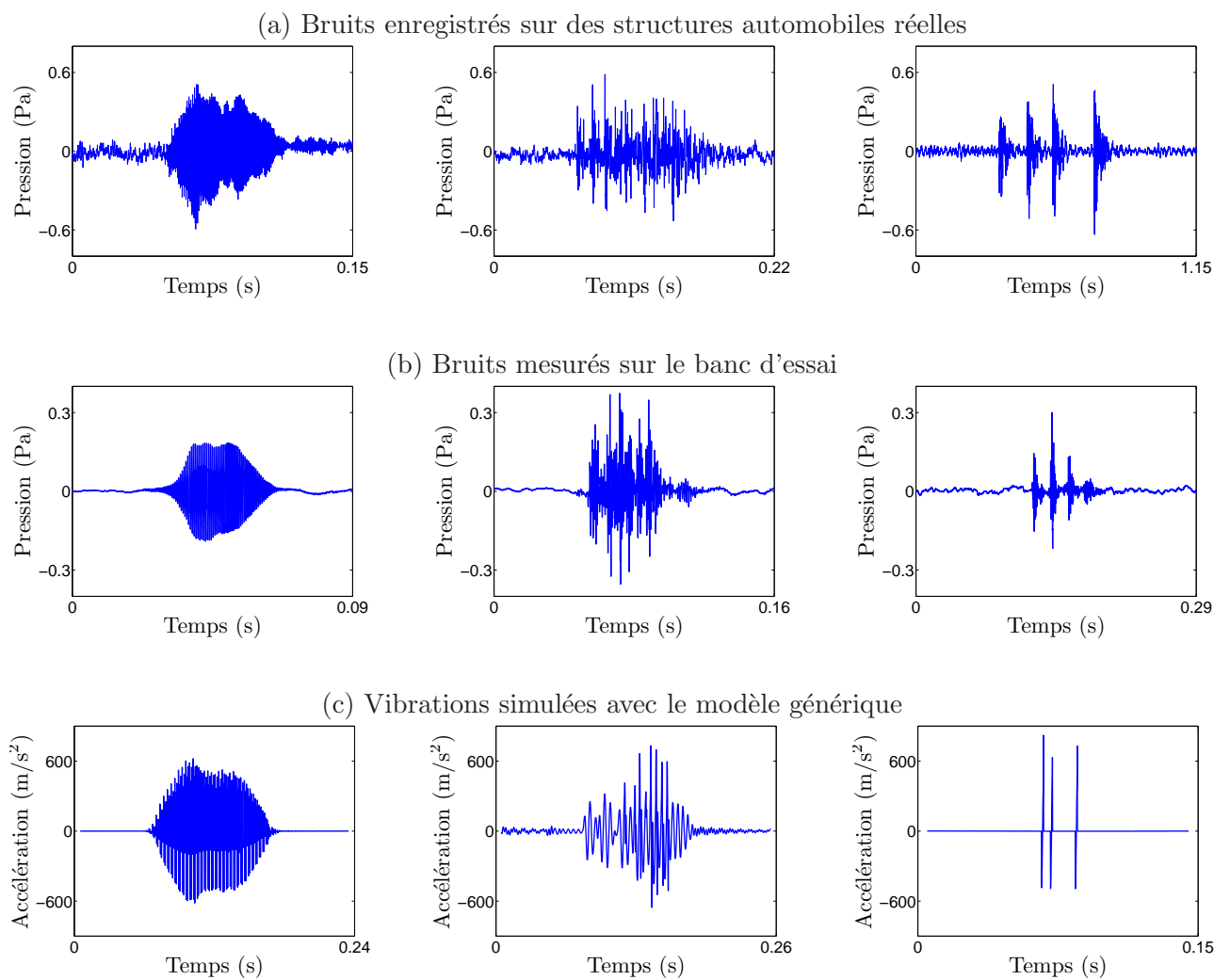


FIGURE 2.25 – Comparaison qualitative entre les bruits de crissement, grincement et craquement obtenus sur structures automobiles et ceux obtenus à partir d'un système générique.

Chapitre 3

Analyse du système générique

Maintenant que la pertinence des résultats issus du modèle générique a été vérifiée, il convient désormais d'exploiter le modèle de manière à apporter des éléments contribuant à la compréhension des phénomènes responsables des bruits induits par le frottement. L'exploitation du modèle générique fait donc l'objet de ce chapitre. Dans un premier temps, des études de sensibilité seront présentées. Puis nous nous intéresserons à l'effet de l'amortissement sur la stabilité du système et mettrons en avant le paradoxe de déstabilisation. Ensuite, des méthodologies permettant de catégoriser les configurations présentant des vibrations auto-entretenues selon la nature des mécanismes sollicités et des bruits générés seront présentées. Enfin, un plan d'expériences numériques sera mené. La relation entre les mécanismes et les bruits sera investiguée, tout comme les tendances de chaque mécanisme et bruit vis-à-vis des paramètres du modèle.

3.1 Sensibilité aux paramètres de modélisation

3.1.1 Effet des paramètres du modèle générique

Tout d'abord, nous nous intéressons à l'influence des paramètres de modélisation sur les comportements vibratoires du modèle générique. Pour cela, des études de sensibilité autour d'une configuration nominale sont effectuées. La configuration nominale est donnée dans le tableau 3.1 et correspond à une configuration pour laquelle une instabilité par flottement est prédite par l'analyse de stabilité.

Pour chaque configuration, une analyse de stabilité ainsi qu'une simulation temporelle de 1s sont effectuées. Les résultats de ces études sont illustrés en figures 3.1 et 3.2. Les sensibilités des fréquences et parties réelles issues des calculs aux valeurs propres complexes sont reportées pour chacun des 14 paramètres de modélisation. Les valeurs efficaces de l'accélération en x et y de la masse 1 et les taux

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Valeurs	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	1	1	1	10	0.01	0.6	0.8	70	1e-8

TABLE 3.1 – Jeu de paramètres utilisé pour la configuration nominale.

de glissement, décollement et adhérence sont calculés sur la fin de la simulation temporelle, entre 0.8s et 1s. Cela permet en cas d'instabilités vibratoires de calculer ces grandeurs lors des vibrations auto-entretenues et de ne pas considérer la phase transitoire. Les sensibilités de ces grandeurs vis-à-vis des 14 paramètres de modélisation sont également reportées sur les figures 3.1 et 3.2.

Effet sur les valeurs propres complexes

Nous pouvons déjà dissocier deux classes de paramètres. La première est constituée des paramètres m_1 , m_2 , k_{1i} , k_{1j} , k_{2y} , c_{1i} , c_{1j} , c_{2y} , μ_d et θ . Ces paramètres interviennent dans le calcul des valeurs propres complexes et influencent donc les fréquences et parties réelles du système. Les courbes associées aux paramètres m_2 et μ_d montrent une bifurcation de Hopf sur-critique, tandis que celles associées aux paramètres m_1 et k_{2y} montrent une bifurcation de Hopf sous-critique [31]. Aussi nous pouvons constater l'apparition de ces deux types de bifurcation sur les courbes associées aux paramètres k_{1i} , k_{1j} et θ . Il existe donc pour ces paramètres une plage de valeurs intermédiaire pour laquelle le système est instable. Notons que les points de bifurcation observés se retrouvent également dans la littérature sous les dénominations *mode lock-in* et *mode lock-out* [93], pouvant être traduites littéralement par *verrouillage de mode* et *déverrouillage de mode*. Concernant les paramètres d'amortissement c_{1i} , c_{1j} et c_{2y} , nous pouvons noter que les parties réelles décroissent légèrement avec l'augmentation de ces paramètres. Cependant, la plage de variation est telle que le système n'est pas stabilisé. Les deux modes sont toujours couplés, bien que leurs fréquences soient davantage éloignées avec l'amortissement. Une étude plus approfondie de l'effet de l'amortissement sera présentée par la suite. La seconde classe est constituée des paramètres p_{0x} , F , V et μ_s . Ces paramètres ont la particularité de ne pas intervenir dans le calcul des valeurs propres complexes du système, comme évoqué dans le paragraphe 2.2. Ainsi, l'évolution de ces paramètres n'entraîne pas de variation des fréquences et des parties réelles.

Effet sur la réponse temporelle

Intéressons-nous maintenant aux réponses temporelles. Les configurations ne présentant pas de vibration auto-entretenue sont caractérisées par des amplitudes de vibrations très faibles et par des taux de glissement égaux à 100%. En effet, dans ce cas, aucune non-linéarité de contact n'intervient et la masse 1 ne fait que glisser sur la masse 2. Dans le cas où la configuration présente des vibrations auto-entretenues, les amplitudes de vibrations sont élevées et des phases d'adhérence, de glissement et/ou de décollement peuvent potentiellement intervenir dans la réponse. La somme des taux correspondant aux trois états de contact est égale à 100%. Notons que seules des vibrations auto-entretenues de type *soft* au sens de Tondl [143] sont présentes parmi les configurations simulées. En effet, celles-ci sont obtenues dès lors que le calcul aux valeurs propres complexes prévoit un mode à partie réelle positive, traduisant une instabilité de l'équilibre glissant. Nous pouvons remarquer en figures 3.1 et 3.2 que le passage d'une réponse stable à une réponse instable (ou inversement) se traduit par une discontinuité du niveau vibratoire, caractéristique d'une bifurcation de Hopf. Ce caractère binaire, ici mis en avant avec les paramètres m_1 , m_2 , k_{1i} , k_{1j} , k_{2y} , μ_d et θ , permet d'expliquer en partie la nature fugace des bruits induits par le frottement. En effet, la moindre variation de l'un des paramètres suffit à entraîner un changement de comportement de la réponse, se traduisant par une suppression ou une apparition d'instabilité vibratoire. Aussi, lorsque le système est instable et qu'il est soumis à une variation de ses

paramètres de modélisation, des changements très marqués du comportement vibratoire du système sont observés. Ces changements sont caractérisés par une augmentation ou une diminution soudaine du niveau vibratoire. Ces changements sont également perceptibles sur les courbes traduisant les taux des états de contact intervenant entre les deux masses. En effet, chaque changement de niveau s'accompagne par une réorganisation des phases d'adhérence, de glissement et de décollement ainsi qu'une modification des proportions de chacune d'entre elles. Prenons par exemple le cas du préchargement F , illustré sur la troisième ligne de la figure 3.2. Quelle que soit la valeur de ce paramètre, le système est instable. Lorsque le préchargement est faible, des vibrations auto-entretenues de niveaux élevés ont lieu. Celles-ci sont alors régies par environ 75% de décollement et 25% d'adhérence. En augmentant ce paramètre, les niveaux vibratoires sont soudainement divisés par deux. A ce moment, le taux d'adhérence régissant les vibrations auto-entretenues augmentent d'environ 15%. Puis l'augmentation du préchargement de 3N à 13N s'accompagne d'une augmentation progressive des niveaux vibratoires. Les proportions des états de contact ne sont alors pas affectées. En revanche, au-delà de 13N, une réorganisation des états de contact intervient. L'état d'adhérence est davantage présent par rapport à celui de décollement et des phases de glissement significatives prennent place. A ce moment, l'amplitude des vibrations auto-entretenues est de nouveau soudainement diminuée. Ce genre de changement de comportement vibratoire peut être observé pour tous les paramètres de modélisation, même ceux pour lesquels l'analyse de stabilité ne prévoit pas d'instabilité de la position d'équilibre glissant, et contribue à la nature fugace voire quasiment aléatoire des bruits induits par le frottement. Enfin, les figures 3.1 et 3.2 permettent d'affirmer le fait que les parties réelles ne sont pas en corrélation directe avec le niveau obtenu lors des vibrations auto-entretenues. En effet, au regard des courbes présentées, il apparaît par exemple que des amplitudes de vibrations croissantes et/ou décroissantes, de façon continue ou non, apparaissent alors que les parties réelles restent constantes. Ce cas de figure intervient notamment avec l'évolution des paramètres F , V ou à un degré moindre μ_s . Aussi, les tendances sur les amplitudes ne sont pas aussi claires que celles constatées sur les parties réelles étant données les discontinuités observées. Ainsi, une croissance des parties réelles comme obtenue avec les paramètres m_2 et μ_d ne s'accompagne pas d'une croissance des niveaux des vibrations auto-entretenues. Il en est de même pour les décroissances des parties réelles obtenues avec l'évolution des paramètres m_1 et k_{2y} . Il est également intéressant de noter que lorsque des bifurcations à la fois de type sous-critique et sur-critique apparaissent comme c'est le cas avec les paramètres k_{1i} , k_{1j} et θ , deux régimes de vibrations auto-entretenus sont observés. L'un est composé principalement d'adhérence, tandis que l'autre est principalement composé de décollement.

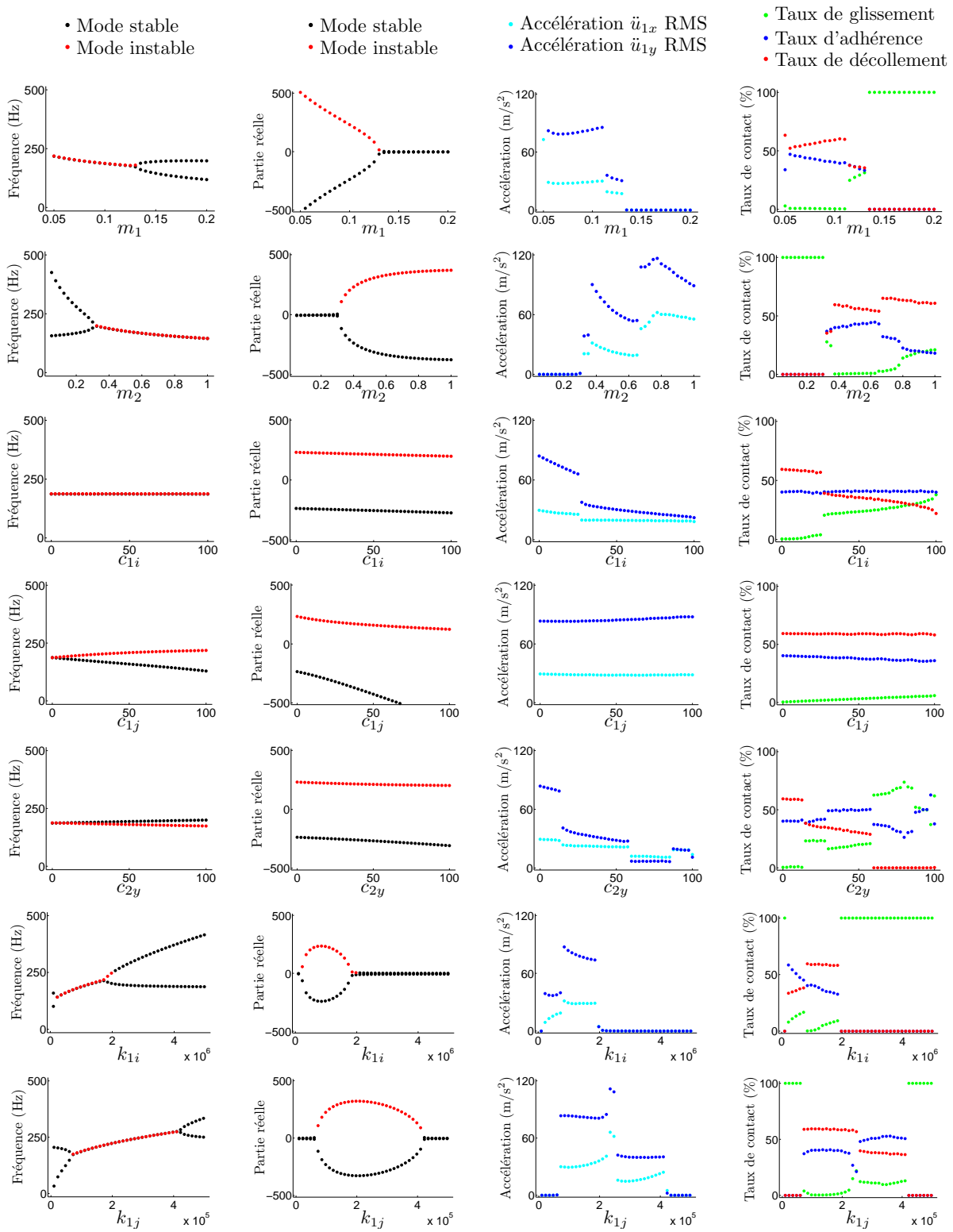


FIGURE 3.1 – Sensibilité de la réponse vibratoire aux paramètres de modélisation.

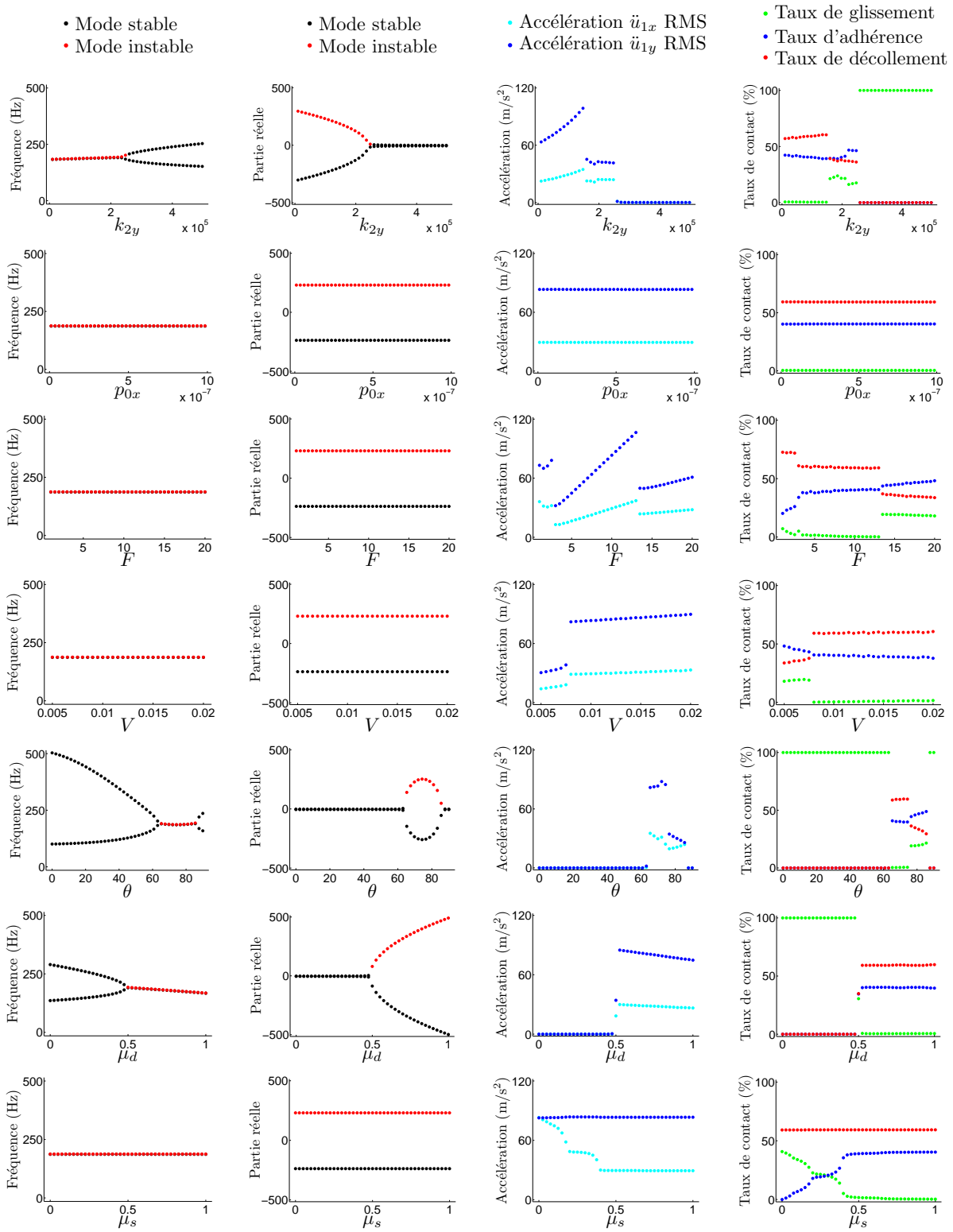


FIGURE 3.2 – Sensibilité de la réponse vibratoire aux paramètres de modélisation.

3.1.2 Effet de l'amortissement et mise en évidence du paradoxe de déstabilisation

L'amortissement est introduit dans le modèle générique sous forme visqueuse par l'intermédiaire des coefficients c_{1i} , c_{1j} et c_{2y} . Pour le moment, nous avons vu dans les paragraphes 2.2.2 et 3.1.1 que l'amortissement avait pour effet de lisser les courbes de coalescence au voisinage du point de bifurcation de Hopf et d'atténuer les niveaux lors de l'établissement de vibrations auto-entretenues. Nous allons maintenant, au travers de simulations supplémentaires, préciser ces effets. Pour cela, nous allons dans un premier temps étudier la stabilité du système en augmentant progressivement les coefficients d'amortissement jusqu'à 100N.s/m. Le jeu de paramètres utilisé correspond à celui décrit dans le tableau suivant :

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	F	V	μ_d	μ_s	θ	p_{0x}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	N	m/s	-	-	°	m
Valeurs	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	1	1	1	10	0.01	0.6	0.8	65	1e-8

TABLE 3.2 – Jeu de paramètres utilisé pour illustrer l'effet de l'amortissement.

Effet de l'amortissement sur les valeurs propres complexes

La figure 3.3 présente les courbes de coalescence en fonction du coefficient de frottement dynamique du système ainsi que les diagrammes de Nyquist associés. Les modes stables sont représentés par des points noirs tandis que les modes instables sont représentés par des points rouges. Dans le cas du modèle non-amorti, l'analyse de stabilité prévoit une instabilité par flottement aux alentours de $\mu_d = 0.56$.

L'effet du coefficient d'amortissement c_{1i} est présenté en figure 3.3.a. Nous voyons que l'effet principal consiste à décaler les parties réelles vers les valeurs négatives, lorsque le coefficient de frottement est inférieur au coefficient de frottement critique. Aussi, nous remarquons sur le diagramme de Nyquist que ce décalage ne s'opère que pour le mode ayant la fréquence la plus haute. Cela laisse à penser que l'amortissement modal caractéristique du mode le plus haut en fréquence est très dépendant du coefficient c_{1i} , contrairement à l'amortissement modal associé au mode le plus bas en fréquence. Aussi, nous constatons un effet très minime sur les fréquences des deux modes. Celles-ci sont inchangées lorsque le système est stable et restent très proches quand le système est instable.

La figure 3.3.b présente quant à elle l'effet du coefficient d'amortissement c_{1j} . Il apparaît que les valeurs propres sont nettement plus affectées par la variation de ce paramètre. Les parties réelles sont décalées vers les valeurs négatives aussi bien pour le mode 1 que pour le mode 2 et lorsque le système est stable ou instable. Aussi, un effet de lissage très important des courbes de coalescence est observé. Cela permet d'identifier clairement les deux branches associées aux modes du système sur le diagramme de Nyquist. Il apparaît d'ailleurs que c'est le mode ayant la fréquence la plus haute qui est instable. Aussi, lorsque le système est instable, les fréquences des deux modes sont clairement distinctes contrairement au cas non-amorti. Dans le cas présent, une différence d'environ 100Hz est observée. Si nous observons l'évolution des parties réelles avec le coefficient de frottement, nous pouvons voir que l'ajout d'amortissement a tendance à déstabiliser le système. En effet, le coefficient de frottement critique à partir duquel l'instabilité par flottement apparaît est inférieur dans le cas amorti ($\mu_d = 0.48$)

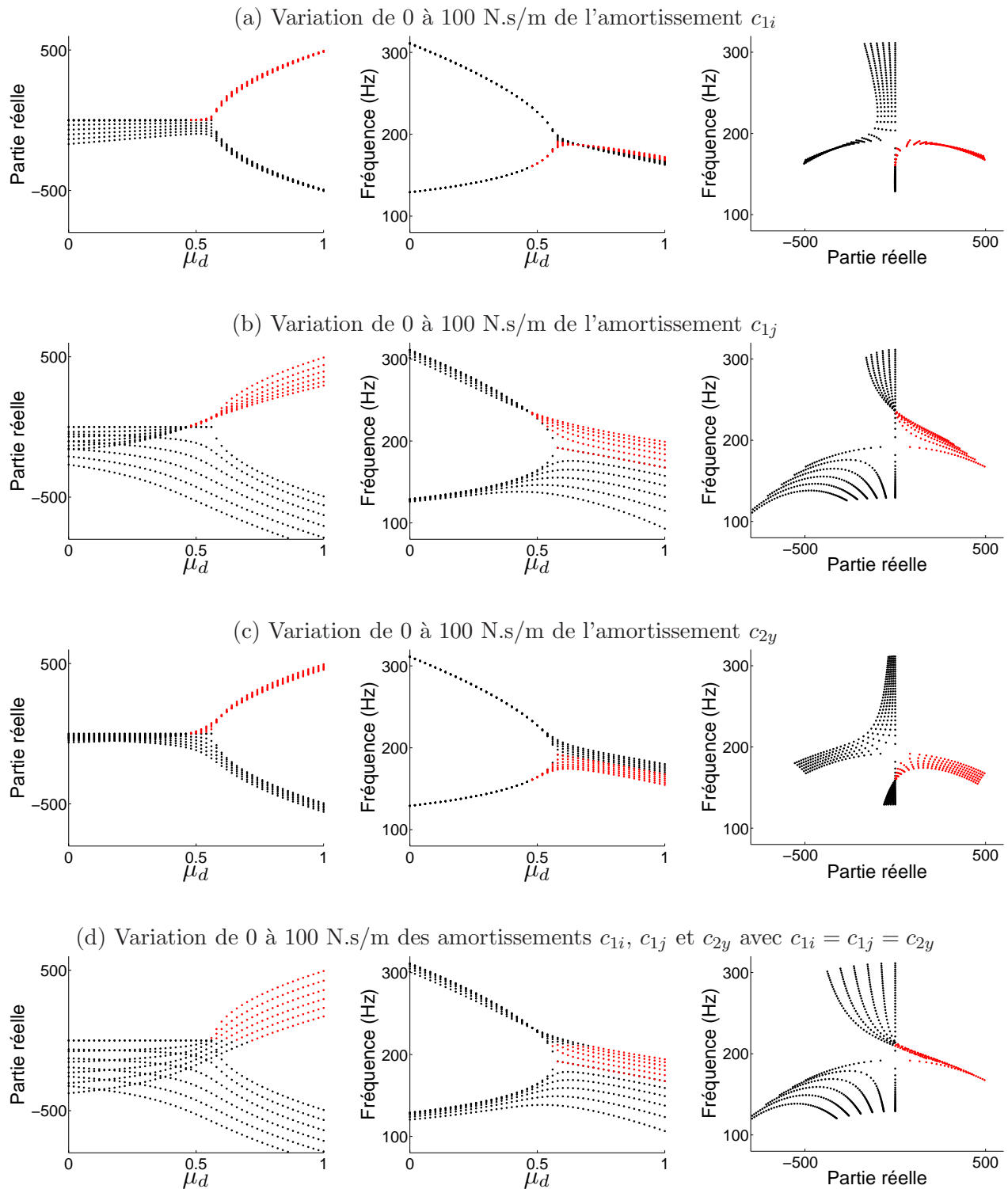


FIGURE 3.3 – Effet de l'amortissement sur les courbes de coalescence.

à celui dans le cas non-amorti ($\mu_d = 0.56$). Nous pouvons mentionner le fait que cet effet est également présent avec le coefficient d'amortissement c_{1i} mais que celui-ci est beaucoup moins marqué étant donné le faible lissage des courbes.

Intéressons-nous maintenant à la figure 3.3.c présentant l'effet du coefficient d'amortissement c_{2y} sur les valeurs propres du système. Les parties réelles sont de nouveau décalées vers des valeurs négatives. Lors de la stabilité, les fréquences des modes ne sont pas affectées par l'ajout d'amortissement. En revanche, lors de l'instabilité, les fréquences sont affectées et restent distinctes. L'écart entre les deux fréquences reste néanmoins largement inférieur à celui observé pour le coefficient c_{1j} . Comme précédemment, nous retrouvons un effet de déstabilisation du système au voisinage du point de bifurcation. Notons également que le mode instable correspond au mode le plus bas en fréquence, contrairement à ce qui est observé pour le coefficient c_{1j} .

Enfin, la figure 3.3.d présente l'effet de l'amortissement lorsque celui-ci est introduit équitablement selon les trois coefficients c_{1i} , c_{1j} et c_{2y} . Il apparaît que les effets sont quasiment identiques à ceux observés en figure 3.3.b. Cependant, il apparaît tout de même une différence notable. En effet, les parties réelles du mode le plus haut en fréquence sont davantage décalées vers les valeurs négatives, ce qui par conséquent ne permet pas d'exacerber le phénomène de déstabilisation évoqué précédemment.

Mise en évidence du paradoxe de déstabilisation par les analyses de stabilité

L'effet de l'amortissement sur la stabilité des systèmes avec frottement a déjà fait l'objet de quelques travaux. Certains portent sur des modèles analytiques [141, 142], d'autres portent sur des modèles éléments-finis [49, 102]. La modélisation de l'amortissement sous la forme d'un amortissement modal permet de distinguer deux cas comme le souligne Fritz [147, 148]. Le premier consiste au cas où les deux modes du système sont amortis de façon proportionnelle. Les valeurs propres obtenues au point de bifurcation sont alors égales. Un décalage des parties réelles vers des valeurs négatives est observé. Ainsi, le coefficient de frottement critique est augmenté par rapport au cas non-amorti. Le système est donc toujours stabilisé dans le cas de modes iso-amortis. Le second cas correspond à celui où les deux modes du système sont amortis de façon non-proportionnelle. Les valeurs propres obtenues au point de bifurcation sont désormais distinctes et un effet de lissage des courbes intervient au voisinage de ce point. Cet effet peut induire une possible diminution du coefficient de frottement critique par rapport au cas non-amorti. Il apparaît donc que l'ajout d'amortissement de façon non-proportionnelle sur deux modes d'un système peut potentiellement engendrer une déstabilisation de ce dernier. Ce phénomène porte le nom de *paradoxe de déstabilisation* et a récemment été mis en évidence expérimentalement sur un frein à disque par Renaud [140].

La figure 3.4 présente des cartes permettant de visualiser pour quelles valeurs des coefficients d'amortissement c_{1i} , c_{1j} et c_{2y} intervient le phénomène de paradoxe de déstabilisation sur le modèle générique. Les configurations sont représentées par des points rouges lorsque le coefficient de frottement critique est inférieur à celui obtenu avec le modèle non-amorti. Nous pouvons remarquer que plus le coefficient d'amortissement c_{2y} est élevé, plus le système a de chance d'être stabilisé par rapport au modèle non-amorti. Les parties réelles sont davantage décalées vers les valeurs négatives au point que le lissage des courbes de coalescence ne permet pas de franchir la limite de stabilité pour un coefficient

de frottement critique inférieur à celui du modèle non-amorti. Notons que pour des valeurs élevées du coefficient d'amortissement c_{2y} , le système est quasiment toujours stabilisé, hormis pour des valeurs très faibles de c_{1j} . A ce moment, l'amortissement c_{1i} ne semble avoir que très peu d'effet sur l'apparition du phénomène de déstabilisation par ajout d'amortissement. Notons également que quelle que soit la valeur de c_{2y} , un coefficient d'amortissement c_{1i} élevé permet de stabiliser le système. Ceci s'explique par le fait que cet amortissement entraîne principalement un décalage des parties réelles vers les valeurs négatives. L'effet de lissage est très peu présent comme le montre la figure 3.3.a évoqué précédemment. Les effets décrits s'apparentent donc à ceux obtenus lorsque deux modes du système sont amortis de façon proportionnelle.

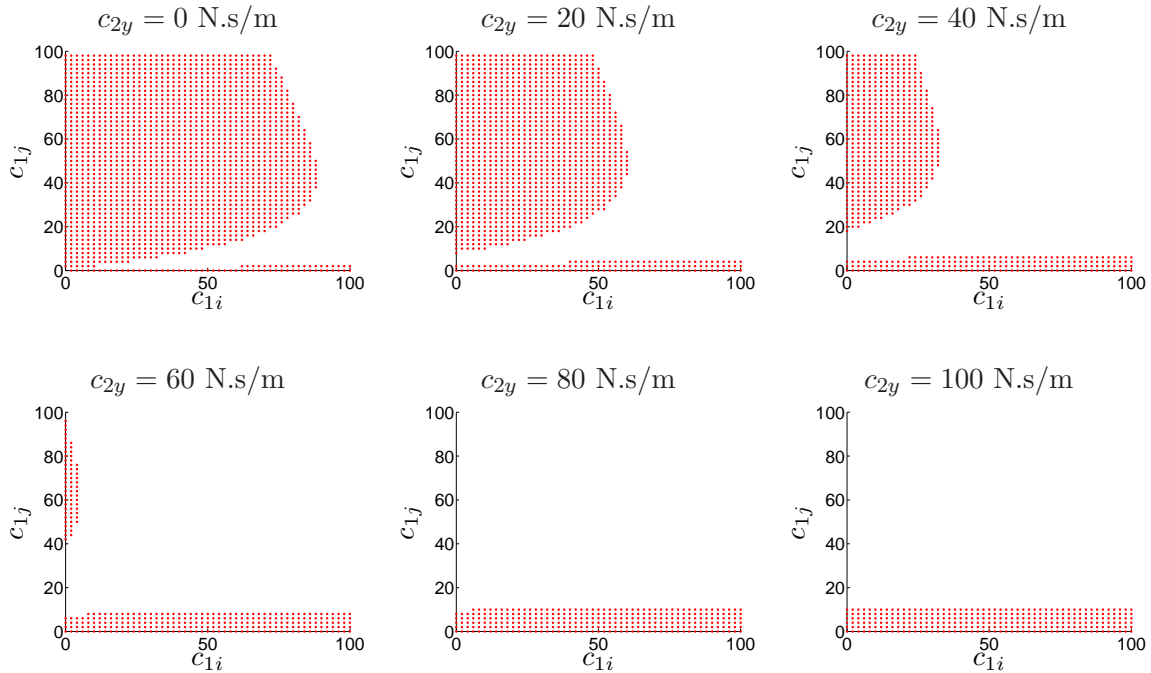


FIGURE 3.4 – Visualisation en rouge des configurations pour lesquelles un ajout d'amortissement a un effet déstabilisant par rapport à une configuration non-amortie.

Mise en évidence du paradoxe de déstabilisation par les simulations temporelles

Enfin, l'effet de l'amortissement sur le comportement vibratoire du système est étudié par l'approche temporelle. Nous choisissons à des fins d'illustration une configuration pour laquelle le coefficient de frottement est légèrement inférieur au coefficient de frottement critique du modèle non-amorti. Sans amortissement, le système est donc stable. La figure 3.5 montre le niveau RMS maximal des accélérations de la masse 1 obtenues lors des simulations temporelles. Nous remarquons que le niveau vibratoire est quasiment nul quelle que soit la valeur du coefficient d'amortissement c_{1i} . L'analyse de stabilité du système prévoit en effet que ce dernier est stable car le lissage des courbes de coalescence est très peu marqué comme évoqué précédemment. En revanche, l'augmentation du coefficient d'amortissement c_{1j} entraîne des amplitudes de vibrations très élevées, dues à l'établissement de vibrations auto-entretenues.

Comme le montrait la figure 3.3.b, le lissage des courbes est très important lorsque ce coefficient est élevé car les deux modes ne sont pas amortis de façon proportionnelle. Il en est de même lorsque nous nous intéressons à l'effet du coefficient d'amortissement c_{2y} sur les niveaux vibratoires. Le paradoxe de déstabilisation est ainsi mis en avant également par les simulations temporelles.

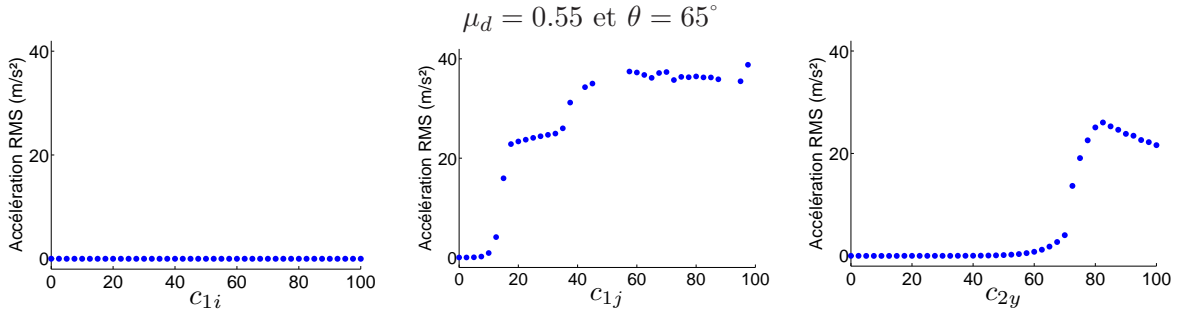


FIGURE 3.5 – Déstabilisation par ajout d'amortissement.

3.2 Catégorisation des réponses vibratoires

3.2.1 Catégorisation par mécanisme

Les états de contact intervenant à la fin des simulations temporelles permettent de savoir si des vibrations auto-entretenues ont lieu ou non. Si la masse 1 ne fait que glisser sur la masse 2, alors cela signifie qu'aucune instabilité n'a lieu et que le système est par conséquent stable. Autrement, si des non-linéarités caractérisées par une succession des différents états de contact interviennent dans la réponse, cela peut être dû à l'un des trois mécanismes : le stick-slip, le sprag-slip ou le couplage modal. Dès lors que des non-linéarités de contact sont observées, il est possible d'effectuer des investigations de manière à savoir lequel de ces mécanismes est responsable des vibrations auto-entretenues obtenues. Une analyse de stabilité est dans un premier temps effectuée. Ce calcul a déjà été présenté dans le paragraphe 2.2. Trois cas sont possibles selon la nature des valeurs propres comme expliqué précédemment. Le premier correspond au cas où une instabilité par flottement est déterminée. Le mécanisme associé à ce type d'instabilité est le couplage modal [59]. Le deuxième cas correspond à celui où une instabilité par divergence est déterminée. Celui-ci reflète la présence de sprag-slip [140]. Enfin, le troisième cas est celui pour lequel aucune instabilité est prédite pour le système linéarisé. Comme mentionné par Tondl [143], des vibrations auto-entretenues peuvent également apparaître quand la position d'équilibre du système est stable. Celles-ci peuvent être dues aux phénomènes de stick-slip ou bien de sprag-slip. Comme montré dans la littérature [56, 69, 99], la différence entre ces deux théories réside dans le fait que le stick-slip ne peut intervenir uniquement pour des lois de frottement particulières tandis que le sprag-slip n'apparaît que lorsque le système présente un couplage géométrique de ses degrés de liberté. Ainsi, si la loi de frottement ne satisfait pas le fait que le coefficient de frottement statique soit supérieur au coefficient de frottement dynamique, alors le phénomène à l'origine des instabilités ne peut être le stick-slip mais seulement le sprag-slip. Aussi, si l'angle d'incidence du système est égal à 0° ou 90° , le phénomène ne peut être du sprag-slip mais seulement du stick-slip. C'est grâce à ces observations que

les mécanismes impliqués dans les réponses sont identifiés.

3.2.2 Catégorisation par bruit

Les bruits de crissement, grincement et craquement diffèrent comme nous l'avons vu par leur histoire temporelle et leur contenu fréquentiel. L'idée de ce paragraphe est d'établir une méthodologie pour catégoriser ces bruits en se basant sur le comportement local des structures en contact avec du frottement. Une définition de ces bruits est ainsi proposée pour le modèle générique, afin de donner un sens précis aux différentes dénominations. Comme elle doit être utilisée pour des investigations à caractère exploratoire, la définition est limitée à une estimation qualitative des catégories de bruit, mais suffisante pour mettre en avant des tendances. Le principe est basé sur l'observation des états de contact entre les deux masses. La proportion de chaque état de contact dans la réponse ainsi que leur histoire temporelle permettent en effet d'apporter des informations sur la nature du bruit qui peut potentiellement être générée.

Soit s le signal vibratoire obtenu par une simulation temporelle menée sur le modèle générique et δ sa durée. Ce signal est divisé en N_d signaux s_k de durée identique. Le taux de glissement τ_g , d'adhérence τ_a et de décollement τ_d sont définis comme étant respectivement les rapports entre la durée totale des phases de glissement, adhérence et décollement sur la durée totale δ/N_d du signal étudié s_k . Des valeurs seuils $\bar{\tau}_g$, $\bar{\tau}_a$, $\bar{\tau}_d$ et χ sont introduites dans la définition proposée et seront discutées à la fin de ce paragraphe. Le principe est basé sur l'observation des taux de glissement, adhérence et décollement. Comme nous pouvons le remarquer en figure 3.6, chaque catégorie de bruit présente une proportion des états de contact et une histoire temporelle assez caractéristiques.

Si les deux masses ne font que glisser l'une sur l'autre, cela signifie qu'aucune instabilité n'a lieu. Le système est donc stable et ne génère pas de bruit. Ainsi, nous pouvons savoir si la réponse correspond à une configuration sans bruit en calculant le taux de glissement sur chaque portion de signal et en utilisant l'inéquation :

$$\frac{1}{N_d} \sum_{k=1}^{N_d} \tau_g(s_k) \geq \bar{\tau}_g. \quad (3.1)$$

Le craquement est un bruit ayant pour origine l'alternance de phase d'adhérence et de glissement. Le fait de passer d'une longue phase d'adhérence à une phase de glissement généralement plus courte génère un bruit au caractère impulsionnel, comme le montre la figure 3.6.a. Pour détecter une configuration avec un risque de craquement, la définition proposée utilise donc les inéquations :

$$\frac{1}{N_d} \sum_{k=1}^{N_d} \tau_a(s_k) \geq \bar{\tau}_a, \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{N_d} \sum_{k=1}^{N_d} \tau_d(s_k) \leq \bar{\tau}_d. \quad (3.3)$$

Le grincement est un bruit pour lequel l'histoire temporelle varie de manière assez abrupte. Cette

observation est utilisée pour distinguer les bruits de grincement des bruits de crissement. Les taux de glissement, adhérence et décollement sont donc comparés pour chaque portion de signal. Aussi, les phases d'adhérence semblent plus longues pour le grincement que pour le crissement, comme le montrent les figures 3.6.b et 3.6.c. Ces conditions mènent donc aux inéquations :

$$\frac{1}{N_d} \sum_{k=1}^{N_d} \tau_a(s_k) \geq (1 - \bar{\tau}_g), \quad (3.4)$$

$$\forall (k, k') \in [1, N_d]^2, k \neq k', |\tau_g(s_k) - \tau_g(s_{k'})| \geq \chi, \quad (3.5)$$

$$\forall (k, k') \in [1, N_d]^2, k \neq k', |\tau_a(s_k) - \tau_a(s_{k'})| \geq \chi. \quad (3.6)$$

Si l'une d'entre elles est satisfaite, la configuration présente un risque de grincement. Autrement, la configuration présente un risque de crissement.

Grâce à cette définition basée sur les états de contact, une catégorisation automatique des réponses vibratoires peut maintenant être réalisée. Celle-ci a été mise en place en vue de l'exploitation du modèle générique présentée dans la suite de ce chapitre. Les simulations temporelles sont menées pendant 1s. Le signal s correspond aux dernières 0.2s de la simulation. Les fréquences associées à chacune des réponses sont principalement aux alentours de 200Hz. Comme $\delta = 0.2s$ et $N_d = 4$, chaque portion de signal s_k a une durée environ 10 fois plus grande qu'une période d'oscillation. Notons que le choix de N_d a seulement un effet lors de la distinction entre un bruit de crissement et un bruit de grincement, par l'intermédiaire des équations (3.5) et (3.6). Comme évoqué précédemment, la définition proposée utilise plusieurs valeurs seuils, permettant d'orienter les signaux étudiés dans les différentes catégories de bruit. Pour les domaines d'application qui nécessiterait une catégorisation robuste et précise, ces seuils devraient être validés par des analyses perceptives des bruits de crissement, grincement et craquement. Cependant, dans un contexte automobile de réduction des bruits, une fine distinction entre ces bruits n'est pas primordiale puisque quelle que soit la catégorie à laquelle il appartient, le bruit doit être éradiqué. De plus, la définition est appliquée à la réponse obtenue par le modèle générique dont la vocation est exploratoire. En considérant ceci, une simple et qualitative estimation des valeurs seuils a été réalisée pour l'exploitation du modèle générique présentée dans la suite du chapitre. Celle-ci a mené à l'utilisation des valeurs suivantes : $\bar{\tau}_g = 0.80$, $\bar{\tau}_a = 0.75$, $\bar{\tau}_d = 0.01$ et $\chi = 0.10$.

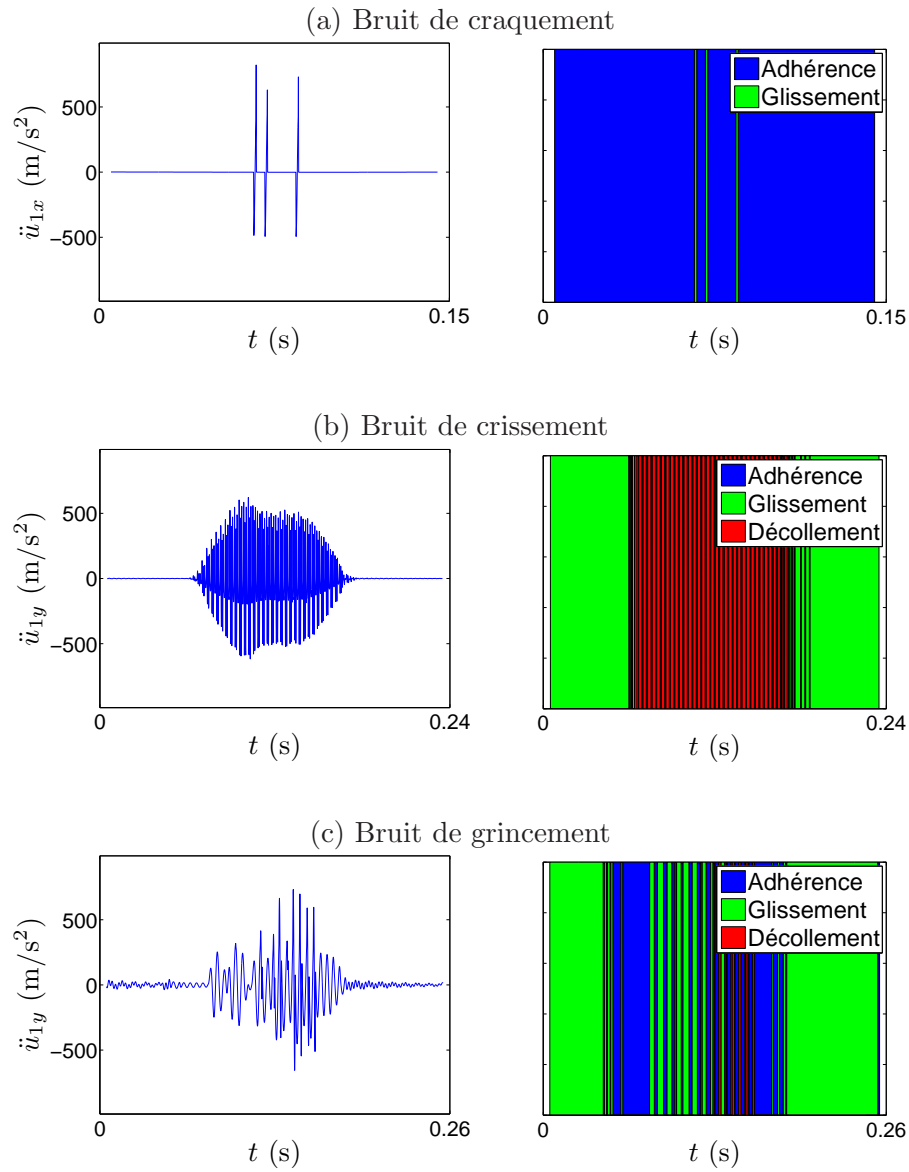


FIGURE 3.6 – Etats de contact intervenant dans les réponses vibratoires à l’origine des bruits de (a) craquement, (b) crissement et (c) grincement.

3.3 Sensibilité aux conditions d'utilisation

3.3.1 Mise en place d'un plan d'expériences complet

Les phénomènes à l'origine des vibrations auto-entretenues induites par le frottement sont connus pour être extrêmement sensibles aux paramètres d'environnement ou d'utilisation du système. Parfois, des dispersions minimales de ces paramètres suffisent à modifier considérablement les propriétés de stabilité d'un système ou encore son comportement vibratoire. Nous pouvons en particulier citer les récents travaux de Nechak [149] qui, en utilisant une approche probabiliste basée sur le concept du chaos polynomial, parvient à mettre en évidence l'effet des dispersions du coefficient de frottement sur la stabilité d'un système et ses cycles limites. Dans le cadre de l'étude du système générique, nous souhaitons également nous doter de résultats robustes afin d'identifier des tendances vis-à-vis des paramètres de modélisation. Nous allons pour cela mettre en place un plan d'expériences numériques. Un système dynamique arbitraire, caractérisé par les propriétés de masse, raideur et amortissement montrées dans le tableau 3.3, est choisi pour cette investigation car il autorise l'apparition d'une grande diversité de réponses, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m
Valeurs	0.1	0.4	1e6	1e5	1e5	1	1	1

TABLE 3.3 – Propriétés du système dynamique étudié.

Le préchargement F , la vitesse imposée V , la perturbation initiale p_{0x} , le coefficient de frottement dynamique μ_d , le coefficient de frottement statique μ_s et l'angle d'incidence θ sont les autres paramètres du modèle qui permettent la variation des conditions d'utilisation du système. Les plages de variation de ces paramètres utilisées pour cette étude sont décrites dans le tableau 3.4. Elles ont été arbitrairement choisies de manière à balayer des conditions d'utilisation du système nombreuses et variées.

Paramètres	Unités	Valeurs
p_{0x}	m	1e-5 / 1e-3
F	N	0.1 / 1 / 10 / 100
V	m/s	0.001 / 0.01 / 0.1
μ_d	-	0.2 / 0.4 / 0.6 / 0.8 / 1.0
μ_s	-	0.2 / 0.4 / 0.6 / 0.8 / 1.0
θ	°	35 / 45 / 55 / 65 / 75 / 85

TABLE 3.4 – Plages de variation des paramètres de modélisation utilisées pour le plan d'expériences.

Le plan factoriel complet comporte autant d'expériences qu'il y a de combinaisons possibles entre les modalités des différents paramètres, soit 3600. Chaque expérience numérique inclut une simulation temporelle, une analyse de stabilité et l'évaluation de quelques indicateurs. Par la suite, nous emploierons le terme d'occurrence pour désigner un pourcentage d'expériences présentant une caractéristique

donnée. A titre d'exemple, les simulations temporelles montrent que des vibrations auto-entretenues sont rencontrées dans 2205 expériences. L'occurrence de vibrations auto-entretenues est alors égale à 61%. Cette occurrence est précisée pour chaque modalité du plan d'expériences en figure 3.7. Notons que pour un paramètre et une modalité donnés, la somme des occurrences des configurations stables et instables est de 100%. Aussi, la moyenne des occurrences pour un paramètre donné est égal à 61% et correspond au pourcentage d'expériences menant à des vibrations auto-entretenues. Les résultats montrent des tendances significatives. L'occurrence des réponses instables augmente avec l'augmentation de la perturbation $p_{0,x}$, du préchargement F , des coefficients de frottement statique μ_s et dynamique μ_d et de l'angle d'incidence θ du système. En revanche, l'occurrence décroît avec l'augmentation de la vitesse V . Les méthodologies de catégorisation des mécanismes et des bruits décrits dans le paragraphe 3.3 sont appliquées à chacune des expériences, permettant ainsi une analyse plus détaillée des résultats.

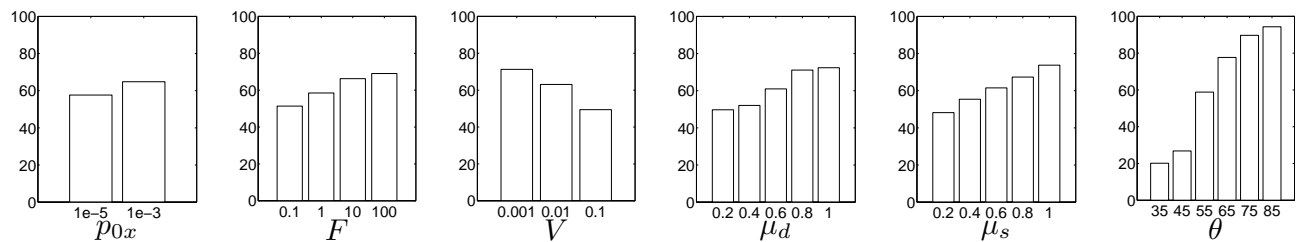


FIGURE 3.7 – Pourcentage d'expériences menant à des vibrations auto-entretenues.

3.3.2 Relation entre les mécanismes et les bruits

La figure 3.8.a montre la proportion des mécanismes impliqués dans toutes les expériences simulées. Il est mis en avant que le stick-slip (649 expériences, 18%), le sprag-slip (121 expériences, 3%) et le couplage modal (1435 expériences, 40%) peuvent intervenir au sein d'un seul et même système dynamique lorsque celui-ci est soumis à un grand nombre de conditions d'utilisation. De plus, 1395 expériences (39%) n'entraînent pas de vibrations auto-entretenues. Ces expériences sont donc considérées comme stables. La figure 3.8.b montre quant à elle la proportion des bruits générés dans toutes les expériences simulées selon la définition proposée dans le paragraphe 3.2.2. Il est montré que le craquement (290 expériences, 8%), le crissement (898 expériences, 25%) et le grincement (1017 expériences, 28%) peuvent intervenir au sein d'un seul et même système dynamique lorsque celui-ci est soumis à un grand nombre de conditions d'utilisation. Bien-sûr, les expériences identifiées comme étant stables n'engendrent aucun bruit.

Nous pouvons maintenant croiser les données et ainsi connaître les mécanismes à l'origine des trois catégories de bruit. Les résultats sont montrés en figure 3.9. Il apparaît que le craquement est principalement dû au phénomène de stick-slip. Ce résultat est pertinent compte tenu du fait que des longues phases d'adhérence sont généralement observées lorsque deux structures sont sujettes au bruit de craquement. C'est précisément le passage d'un état d'adhérence à un état de glissement qui génère le bruit de craquement. Il apparaît également que le crissement est principalement dû au phénomène de couplage modal. Ce résultat est également pertinent compte tenu du nombre important de travaux sur ce mécanisme dans le cas du crissement de frein par exemple. Notons que dans ses travaux,

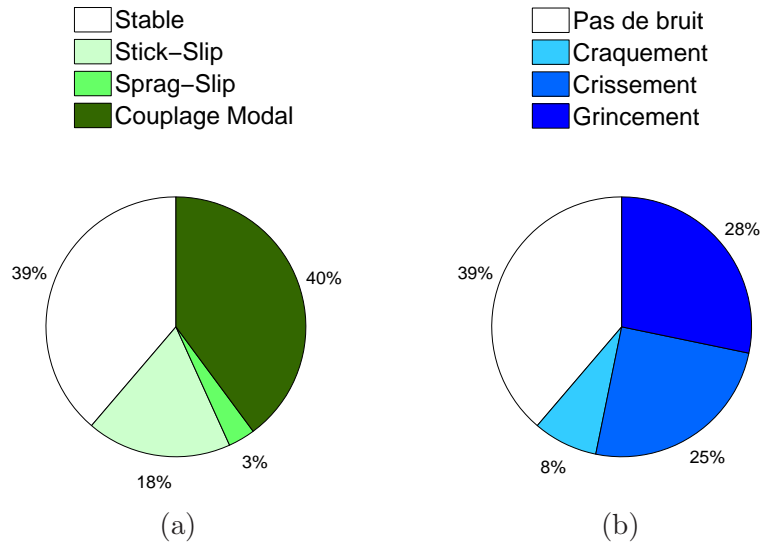


FIGURE 3.8 – Catégorisation des expériences en termes de mécanismes et bruits.

Chambrette [106] montre que les phases d'adhérence ne peuvent intervenir dans les conditions d'apparition du crissement qu'il a observé. Comme à la fois les mécanismes de stick-slip et de sprag-slip sont nécessairement caractérisés par des phases d'adhérence, cela suggère que le couplage modal était le mécanisme de génération des crissements qu'il a observé, corrélant ainsi les résultats de cette étude. Finalement, dans le cas présenté ici, le grincement peut être causé aussi bien par un phénomène de couplage modal que par un phénomène de stick-slip, confirmant ainsi le fait que le grincement peut être perçu comme un bruit intermédiaire entre les bruits de crissement et de craquement, comme précisé dans le paragraphe 1.2.

Les résultats ont été obtenus pour un système ayant des propriétés dynamiques spécifiques mais néanmoins réalistes. Ces propriétés ont été choisies car elles permettent de rencontrer tous les types de mécanismes et bruits quand le système est soumis à différentes conditions d'utilisation. Notons que tous les systèmes dynamiques ne présentent pas cette particularité. Les résultats présentés sont donc spécifiques au système dynamique étudié, bien qu'une certaine robustesse soit assurée grâce au grand nombre de conditions d'utilisation simulées.

3.3.3 Sensibilité des occurrences pour les trois mécanismes

Les occurrences des mécanismes sont montrées en figure 3.10 pour chaque valeur prise par un paramètre de modélisation. Pour une valeur donnée, la somme des occurrences des trois mécanismes est égale au pourcentage d'expériences présentant des vibrations auto-entretenues montré en figure 3.7. Il apparaît que le stick-slip apparaît principalement pour des perturbations initiales du système assez fortes, rappelant l'observation de Tondl [143] au sujet des vibrations auto-entretenues de type hard. Ceci est en effet expliqué par le fait que dans ce cas, l'amplitude de vibration du système est suffisamment élevée pour faire apparaître des non-linéarités de contact, alors que dans le cas où la perturbation

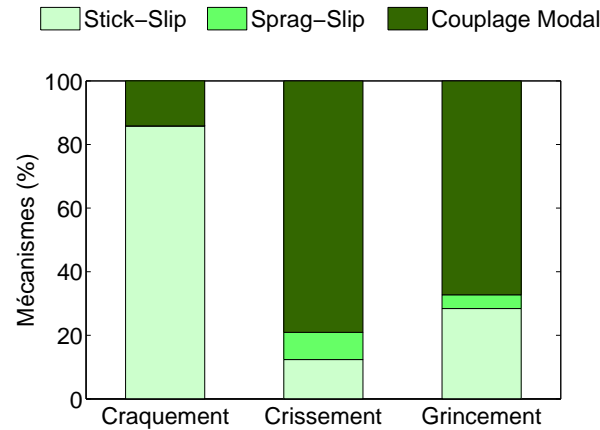


FIGURE 3.9 – Relation entre les bruits et les mécanismes.

initiale est faible, les vibrations n'atteignent pas une amplitude suffisamment élevée pour faire apparaître des phases d'adhérence. Notons que seules deux valeurs de perturbation sont utilisées pour le plan d'expériences mais une plage de variation plus importante montrerait les mêmes résultats. Le phénomène de stick-slip apparaît aussi principalement pour des préchargements élevés et des vitesses faibles, ce qui est pertinent parce que cela correspond aux conditions les plus favorables pour faire apparaître l'état d'adhérence. De plus, l'occurrence de stick-slip est plus importante pour des faibles valeurs du coefficient de frottement dynamique et pour des valeurs élevées du coefficient de frottement statique. Cela a également du sens parce que quand le coefficient de frottement dynamique est diminué et que le coefficient de frottement statique est maintenu constant, ou quand le coefficient de frottement statique est augmenté tandis que le coefficient de frottement dynamique est maintenu constant, l'écart entre ces deux coefficients est augmenté. Comme précisé précédemment, cet écart est responsable de l'apparition du phénomène de stick-slip. Il apparaît également que l'angle d'incidence du système n'influence quasiment pas l'occurrence de stick-slip. Concernant le sprag-slip, aucune tendance significative n'est mise en avant. Nous pouvons noter que ce mécanisme intervient plus rarement par rapport aux autres mécanismes, malgré le grand nombre de configurations simulées. Cela est probablement dû à la méthodologie utilisée pour la catégorisation des mécanismes présentée au paragraphe 3.2. La limitation de cette méthodologie réside dans le fait que pour l'exploitation de ce modèle, toutes les expériences présentent un couplage des degrés de liberté normal et tangentiel, à cause de l'angle d'incidence toujours différent de 0° et 90° . Donc quand des vibrations auto-entretenues de type hard interviennent avec $\mu_s > \mu_d$, le mécanisme est automatiquement catégorisé en tant que stick-slip, bien que le phénomène de sprag-slip contribue également. Bien-sûr, les faibles résultats en termes d'occurrence de sprag-slip sont également dus aux propriétés dynamiques du système choisies pour cette étude. Concernant le phénomène de couplage modal, il apparaît que les occurrences sont constantes quelle que soit la perturbation. Par définition, le phénomène de couplage modal reflète une position d'équilibre instable par flottage. De ce fait, aucune perturbation particulière n'est requise pour l'apparition des vibrations auto-entretenues du moment que le système n'est pas initialement placé dans sa position d'équilibre. Mathématiquement, il a été précédemment remarqué dans le paragraphe 2.2 que la perturbation initiale n'intervenait pas dans le calcul des valeurs propres. Cela est également le cas pour le préchargement,

la vitesse et le coefficient de frottement statique, expliquant pourquoi l'occurrence du phénomène de couplage modal est constante aussi par rapport à ces paramètres. Au contraire, le coefficient de frottement dynamique et l'angle d'incidence du système ont une influence sur la stabilité de la position d'équilibre. L'augmentation du coefficient de frottement dynamique entraîne une augmentation de l'occurrence de couplage modal, ce qui est en accord avec la littérature [49]. Notons qu'un compromis sur l'angle d'incidence est également mis en avant par ces résultats. Cela est dû au fait que le couplage des degrés de liberté normal et tangentiel est une condition nécessaire pour avoir le mécanisme de couplage modal impliqué dans la réponse. L'occurrence de couplage modal est donc nulle pour un angle de 90° , expliquant ainsi pourquoi l'occurrence n'augmente pas continûment mais commence à diminuer pour des valeurs très élevées.

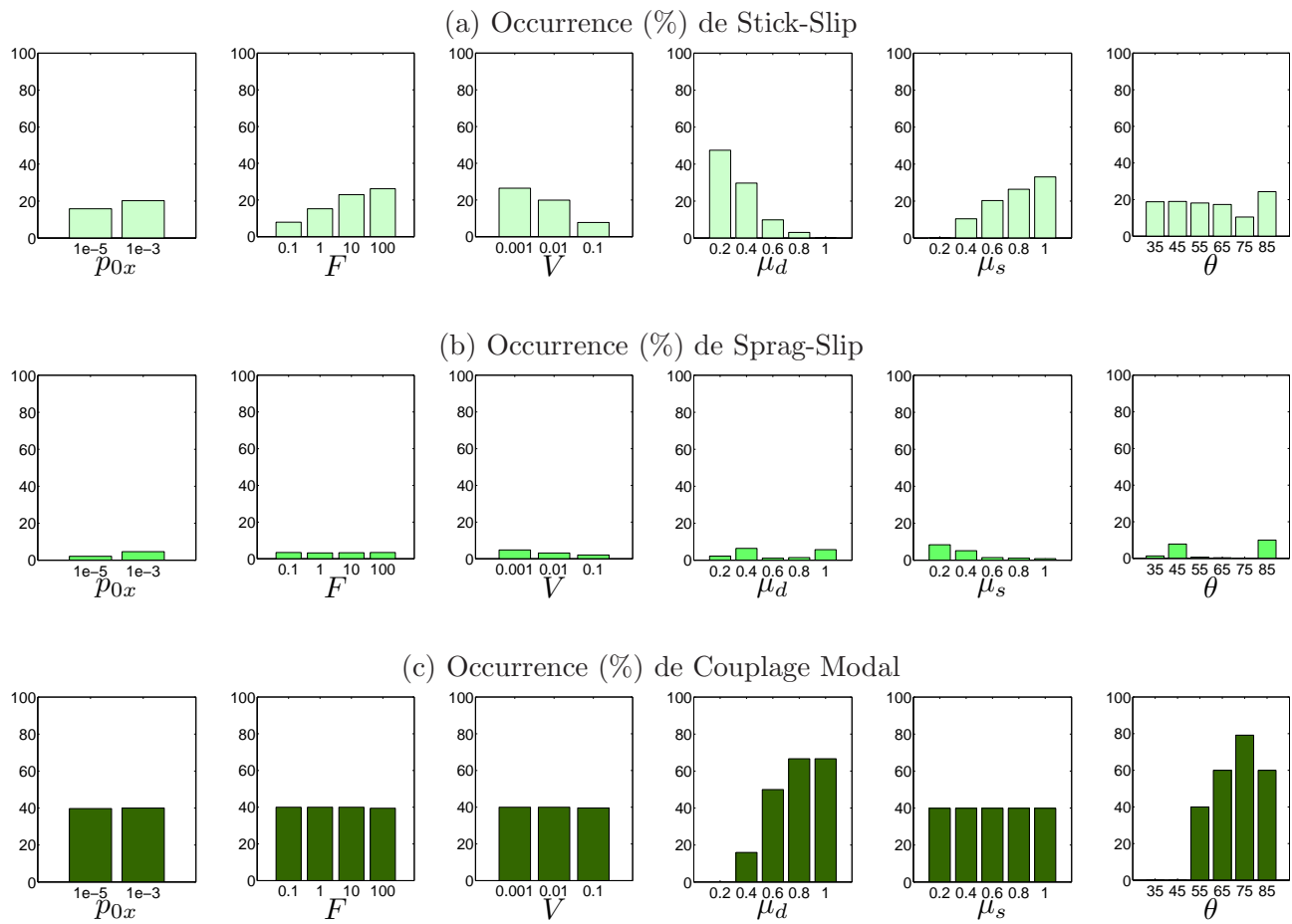


FIGURE 3.10 – Sensibilité des occurrences de chaque mécanisme.

3.3.4 Sensibilité des occurrences pour les trois bruits

Les occurrences de bruit sont montrées en figure 3.11 pour chaque valeur prise par un paramètre de modélisation. Pour une valeur donnée, la somme des occurrences des trois catégories de bruit est

égale au pourcentage d'expériences présentant des vibrations auto-entretenues montré en figure 3.7. Il apparaît que le craquement apparaît principalement pour de fortes valeurs de préchargements et de faibles vitesses. L'occurrence augmente également avec des valeurs faibles du coefficient de frottement dynamique et des valeurs élevées du coefficient de frottement statique. Cela met en avant le fait que la solution qui consiste à réduire le coefficient de frottement de manière à supprimer le bruit ne peut être appliquée systématiquement. Une solution pertinente pour la suppression du bruit de craquement consiste à réduire l'écart entre les coefficients de frottement statique et dynamique. Enfin, nous pouvons remarquer que l'angle d'incidence n'est pas un paramètre influent pour l'apparition de craquement. Les tendances observées pour le craquement et le stick-slip sont similaires, confirmant la relation évoquée précédemment. Concernant le crissement, les tendances sont différentes. L'occurrence associée à ce bruit est plus importante pour de faibles valeurs de préchargement et des valeurs élevées de vitesse. L'augmentation du coefficient de frottement dynamique ou la diminution du coefficient de frottement statique va également de pair avec l'augmentation de la propension à générer du crissement. Nous pouvons finalement observer l'effet significatif de l'angle d'incidence sur l'occurrence de crissement. Celle-ci est en effet plus élevée pour une plage de valeurs intermédiaire. Concernant le grincement, l'occurrence augmente avec le préchargement et le coefficient de frottement statique, rappelant les tendances observées pour le craquement. Cependant, l'occurrence augmente avec le coefficient de frottement dynamique et dépend de manière significative de l'angle d'incidence, rappelant cette fois les tendances observées pour le crissement. Ces observations confirment le fait que le grincement semble être d'un point de vue phénoménologique une combinaison entre les bruits de crissement et les bruits de craquement.

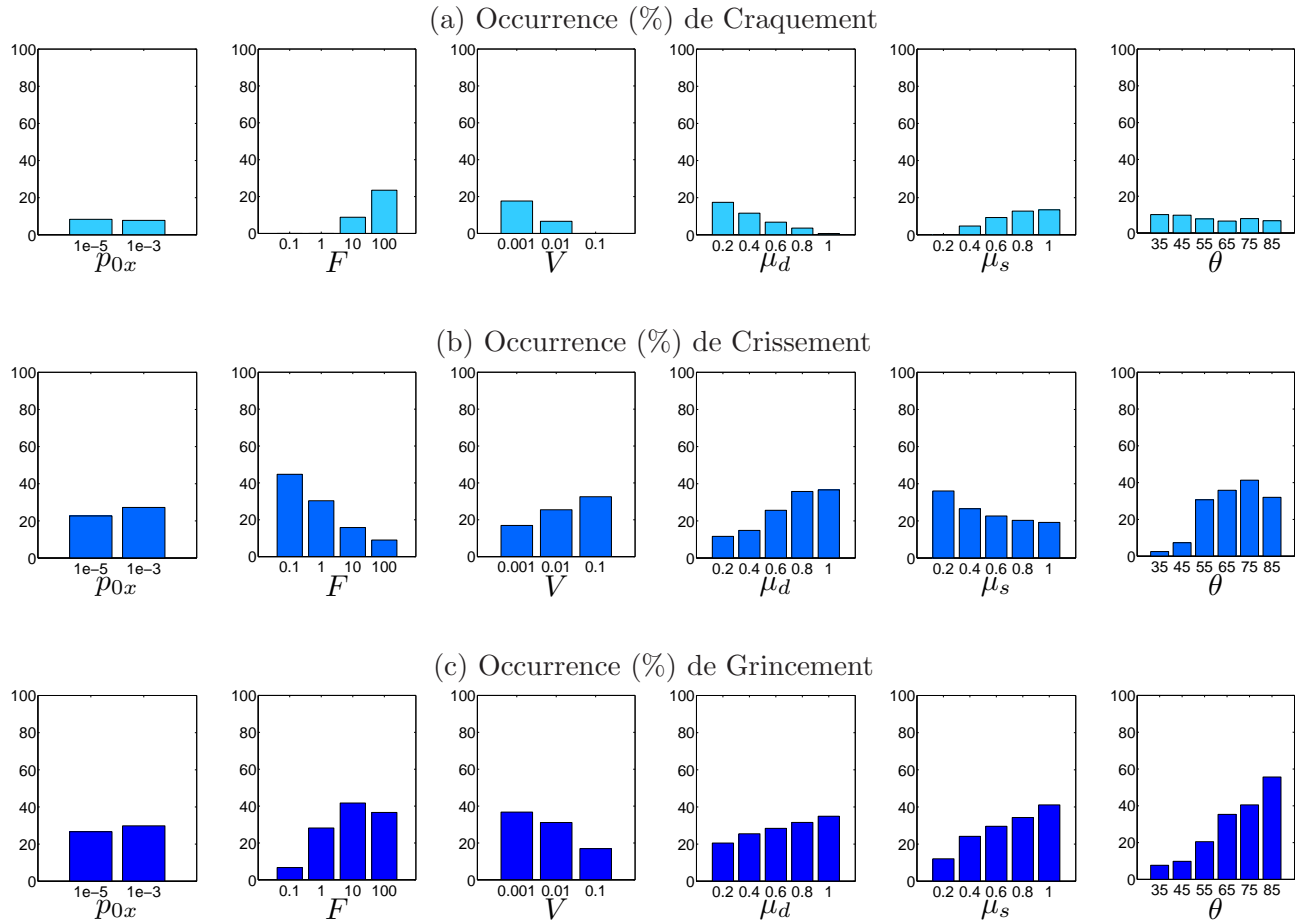


FIGURE 3.11 – Sensibilité des occurrences de chaque bruit.

3.3.5 Evaluation du risque associé à chaque paramètre, mécanisme et bruit

Seuls des résultats concernant l'occurrence associée à chaque paramètre, mécanisme et bruit ont été présentés pour le moment. Or il se peut qu'un phénomène intervienne sans pour autant que celui-ci soit grave. La grandeur la plus pertinente à considérer n'est donc pas l'occurrence mais le risque, défini par la norme ISO de 2002 comme étant le produit entre l'occurrence d'un phénomène et sa gravité [150]. Dans notre cas, la grandeur associée à la gravité est le niveau des vibrations auto-entretenues obtenues quand le système est instable. Le diagramme qui consiste à observer l'occurrence en fonction du niveau de gravité porte le nom de diagramme de Farmer. Celui-ci est très utile pour comparer le niveau de risque de plusieurs situations. Plus l'aire sous la courbe est importante, plus le risque est élevé. Ainsi, nous pouvons évaluer plus finement les risques liés aux différentes modalités des paramètres. Notons que dans la pratique, ce diagramme est utilisé pour définir les notions de risques acceptables et de risques inacceptables, comme expliqué par Fritz pour le crissement de frein [49]. La figure 3.12 présente les diagrammes de Farmer permettant de traduire les risques associés à chaque paramètre, mécanisme et bruit. Ils représentent la probabilité qu'une réponse vibratoire ait un niveau maximal RMS supérieur à une certaine valeur. La probabilité de 100% est donc rencontrée pour une valeur en abscisse nulle (non-représentée sur les figures). Il s'avère que des tendances claires se dégagent. En effet, l'augmentation du préchargement, de la vitesse ou encore du coefficient de frottement dynamique s'accompagnent d'une augmentation sensible de la probabilité d'avoir des vibrations auto-entretenues avec des niveaux élevés et donc du risque. Il est intéressant de remarquer, par comparaison avec les résultats de la figure 3.7, que les tendances de l'occurrence et du risque vis-à-vis de la vitesse sont inversées. Les instabilités vibratoires apparaissent moins souvent pour des vitesses élevées mais elles sont caractérisées par des niveaux plus élevés, contrairement à celles obtenues pour des vitesses plus faibles. Les tendances sont en revanche moins significatives pour le coefficient de frottement statique ou encore la perturbation initiale du système. Quant à l'angle d'incidence, il apparaît que des valeurs faibles ou très élevées sont favorables en termes de risque par rapport à des valeurs intermédiaires. Ce constat n'avait pas été remarqué sur la figure 3.7 présentant les occurrences, montrant ainsi la complémentarité des deux visualisations. Les risques associés à chaque mécanisme et bruit sont également illustrés sur les diagrammes en bas de la figure 3.12. Concernant les mécanismes, nous remarquons que le risque associé aux configurations avec du stick-slip est inférieur à ceux associés aux configurations avec du sprag-slip et encore plus avec du couplage modal. Concernant les bruits, nous pouvons voir que les niveaux vibratoires sont relativement faibles lorsqu'un bruit de craquement est identifié. Le risque associé à ce bruit est donc bien inférieur aux risques associés aux bruits de grincement et crissement.

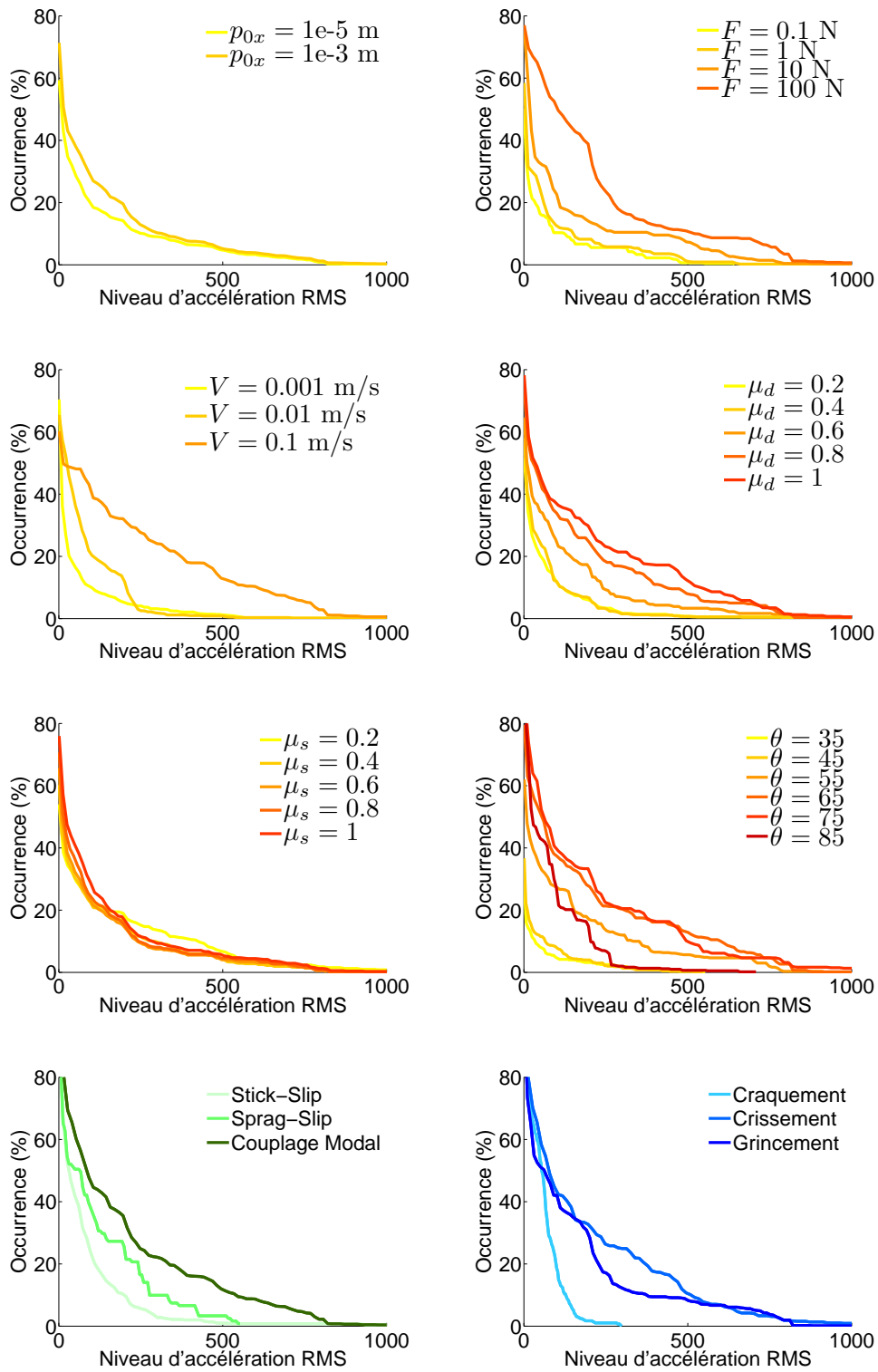


FIGURE 3.12 – Diagrammes de Farmer.

3.4 Conclusion

Dans un premier temps, des études de sensibilité ont été présentées. Celles-ci mettent en avant des valeurs propres à partie réelle positive et à fréquence non nulle, témoignant par conséquent de la présence d'instabilités de type flottement. Ces études de sensibilité ont par ailleurs pu rendre compte du caractère binaire de la réponse vibratoire lors du passage d'un état stable à un état instable, reflétant ainsi en partie la nature fugace des bruits induits par le frottement. Elles ont également montré que les niveaux des vibrations auto-entretenues varient de manière discontinue avec les paramètres de modélisation, complexifiant ainsi l'observation de tendances. L'analyse des taux de glissement, adhérence et décollement a permis de mettre en avant que ces discontinuités étaient dues à des changements de régimes caractérisés par la proportion des états de contact. Puis nous nous sommes focalisés sur l'effet de l'amortissement. Les analyses de stabilité ont montré deux effets sur les courbes de coalescence. Le premier est un décalage des parties réelles vers les valeurs négatives, le second est un lissage des courbes au niveau du point de coalescence. Ces effets sont respectivement dus à l'ajout d'amortissement sur les modes de façon proportionnelle et non-proportionnelle comme le précise la littérature. Ce second cas peut parfois induire une déstabilisation du système. Ce phénomène, appelé paradoxe de déstabilisation, a été mis en avant à la fois par des analyses de stabilité et des simulations temporelles. Ensuite, des méthodologies permettant de catégoriser les configurations présentant des vibrations auto-entretenues selon la nature des mécanismes sollicités et des bruits générés ont été présentées. La première s'appuie sur la définition des mécanismes rencontrée dans la littérature. Quant à la seconde, elle découle d'une proposition de définition des bruits de crissement, grincement, craquement. Celle-ci est basée sur les états de contact intervenant entre les deux masses et permet une estimation qualitative de la nature du bruit émis. Enfin, de manière à se doter de résultats robustes, un plan d'expériences complet a été réalisé. Un système avec des propriétés dynamiques arbitraires mais réalistes a été utilisé et soumis à un grand nombre de conditions d'utilisation, autorisant ainsi l'apparition d'une grande diversité de réponses. Les résultats montrent que les trois mécanismes et les trois catégories de bruit peuvent être obtenus sur un seul et même système dynamique, comme le montrait l'expérimentation du système générique au chapitre précédent. Ils montrent également que le craquement est causé par un phénomène de stick-slip, que le crissement est principalement dû au phénomène de couplage modal, tandis que le grincement peut être causé aussi bien par un phénomène de stick-slip que par un phénomène de couplage modal. Enfin, les occurrences et risques associés à chaque mécanisme et bruit ont été analysés et des tendances significatives par rapport aux paramètres de modélisation ont pu être mises en avant. L'exploitation du modèle générique a ainsi permis de contribuer à l'amélioration des connaissances concernant les conditions d'apparition et les paramètres influents des bruits induits par le frottement.

Chapitre 4

Partie confidentielle

Conclusions et perspectives

Les objectifs de cette thèse étaient d'améliorer la compréhension de la physique à l'origine des bruits automobiles induits par le frottement et de mettre en place des méthodologies de simulation de ces bruits. Au cours de l'état de l'art, nous avons vu que les travaux visant à étudier l'origine des instabilités induites par le frottement étaient nombreux, notamment ceux portant sur la problématique du crissement de frein. En récoltant les enregistrements de différents bruits intervenant sur véhicules, nous avons pu mettre en avant la grande variété des bruits automobiles induits par le frottement. Nous avons choisi tout au long de ce mémoire de les catégoriser selon leurs trois principales dénominations : le crissement, le grincement et le craquement. Nous avons en particulier montré que derrière chacune de ces dénominations se trouvaient des caractéristiques temporelles et fréquentielles spécifiques. Cette diversité des bruits automobiles induits par le frottement, aussi bien en termes de signatures acoustiques que de conditions d'apparition, de matériaux ou de géométries en jeu, laisse ainsi sous-entendre que les mécanismes qui en sont à l'origine ne sont pas les mêmes. Par ailleurs, plusieurs théories ont émané des travaux sur les instabilités induites par le frottement. Il en ressort que les principaux mécanismes initiateurs d'instabilités sont le stick-slip, le sprag-slip et le couplage modal. Nous avons également vu dans la littérature qu'il existait des modèles phénoménologiques permettant de mettre en avant chacun de ces mécanismes, toutefois rares sont ceux qui combinent les trois. Or, l'une des particularités de la première partie de ce travail de thèse réside dans le fait que l'attention n'est pas portée sur une structure automobile précise mais sur l'ensemble des structures potentiellement concernées par les bruits induits par le frottement. Ainsi, nous avons choisi de travailler à partir d'un système générique capable de reproduire les trois mécanismes de manière à couvrir au maximum les phénomènes pouvant intervenir au sein d'une structure automobile.

La modélisation de ce système générique a été présentée. Le modèle, inspiré de ceux existant dans la littérature, possède trois degrés de liberté et représente deux masses en contact avec du frottement. Deux approches ont été mises en place pour analyser les instabilités vibratoires induites par le frottement. L'approche modale consiste à effectuer une analyse de stabilité du système linéarisé autour de sa position d'équilibre glissant. Pour cela, un calcul des valeurs propres complexes est effectué et permet de mettre en avant des valeurs propres ayant des parties réelles positives, synonymes de modes instables. L'une des limitations de cette approche est qu'elle ne permet pas de connaître les niveaux vibratoires en cas d'instabilité. C'est pourquoi une approche temporelle a également été mise en place. Celle-ci permet de reconstituer le comportement dynamique non-linéaire du système par intégration des équations du mouvement dans le temps. Avec cette approche, nous avons mis en avant que les non-linéarités de contact permettent de stabiliser l'amplitude des vibrations en cas d'instabilité. Quatre régimes

de vibrations auto-entretenues ont ainsi été identifiés selon les états de contact intervenant dans la réponse. Aussi, selon les jeux de paramètres utilisés lors des simulations, nous avons mis en évidence que le modèle générique était capable de reproduire qualitativement les comportements vibratoires à l'origine des bruits de crissement, grincement et craquement. L'expérimentation de ce système générique a également été présentée. Nous avons notamment montré qu'en jouant sur ses conditions d'utilisation, un seul et même système était capable de produire à la fois des bruits de crissement, grincement et craquement. Par ailleurs, des comparaisons qualitatives avec les mesures ont permis d'affirmer la pertinence des résultats issus du modèle générique.

Des études de sensibilité aux paramètres de modélisation ont été menées. Premièrement, nous avons montré le caractère binaire de l'occurrence des instabilités, reflétant en partie la nature fugace des bruits induits par le frottement. Deuxièmement, nous avons vu que les niveaux des vibrations auto-entretenues variaient discontinûment avec les paramètres de modélisation, complexifiant ainsi l'observation de tendances. Nous nous sommes par ailleurs focalisés sur l'effet de l'amortissement et avons mis en exergue, à la fois par l'approche modale et l'approche temporelle, l'effet déstabilisant que celui-ci peut induire s'il n'est pas uniformément réparti sur les modes du système. Nous avons ensuite décrit des méthodologies pour catégoriser les réponses vibratoires selon la nature du mécanisme sollicité et le type de bruit généré. La première s'appuie sur la définition des mécanismes rencontrée dans la littérature. Quant à la seconde, elle découle d'une proposition originale de définition des bruits de crissement, grincement et craquement. Celle-ci est en effet basée sur l'analyse des états de contact intervenant entre les deux masses et régissant la réponse vibratoire. Enfin, par l'intermédiaire d'un plan d'expériences complet, nous avons soumis un système avec des propriétés dynamiques arbitraires mais réalistes à un grand nombre de conditions d'utilisation. Nous avons montré que les trois mécanismes et les trois catégories de bruit ont pu être obtenus à partir de ce seul et même système, comme le montrait l'expérimentation du système générique. Nous avons également établi des relations entre les mécanismes et les bruits. Il s'avère en effet que pour le système étudié, le craquement est causé par un phénomène de stick-slip, le crissement est principalement dû au phénomène de couplage modal, tandis que le grincement peut être causé aussi bien par un phénomène de stick-slip que par un phénomène de couplage modal. Enfin, les occurrences et risques associés à chaque mécanisme et bruit ont été analysés indépendamment et des tendances significatives par rapport aux paramètres de modélisation ont pu être mises en avant grâce à cette approche statistique. Cette étude contribue donc à la compréhension des conditions d'apparition des bruits induits par le frottement et à la connaissance des paramètres influents, les résultats servant également de support aux analystes experts en charge de proposer des solutions pour éradiquer les bruits.

Plusieurs perspectives peuvent être envisagées au vu des travaux réalisés. Le modèle générique a été étudié en premier lieu afin de comprendre la physique à l'origine des bruits induits par le frottement. Son exploitation est donc uniquement qualitative. Néanmoins, nous pourrions envisager d'alimenter ce modèle avec des paramètres de masse, raideur et amortissement identifiés sur des structures réelles. En effet, les tendances sur les occurrences et risques de bruit qui ont été présentées ne sont valables que pour un système avec des propriétés dynamiques données. Bien que ces tendances ne semblent pas particulièrement affectées par des légères modifications des paramètres, il reste tout de même délicat de les généraliser. Sans pour autant vouloir être prédictif avec ce modèle, l'avantage d'alimenter le

modèle générique en paramètres réels serait de disposer de résultats plus fiables et de s'assurer des tendances afin de proposer les solutions les plus pertinentes possibles en vue de la suppression du bruit sur des structures automobiles réelles. De plus, une définition des bruits de crissement, grincement et craquement a été proposée. Les indicateurs permettant la catégorisation sont actuellement basés sur les taux de glissement, adhérence et décollement intervenant entre les deux masses. Cette catégorisation des bruits méritent d'être validée par des analyses perceptives. Par ailleurs, d'autres indicateurs, plus physiques et obtenables expérimentalement, peuvent être mis en place, tels que la valeur efficace ou encore la fréquence prépondérante des signaux vibratoires. Une Analyse en Composantes Principales (ACP) permettrait ensuite de réduire le nombre de descripteurs en tenant compte des indicateurs les plus discriminants et des corrélations entre indicateurs. Cette méthode permettrait ainsi de déterminer pour chaque signal vibratoire le degré d'appartenance aux trois catégories de bruit [151].

Bibliographie

- [1] F. CHEN et M. TRAPP : *Automotive Buzz, Squeak and Rattle - Mechanisms, Analysis, Evaluation and Prevention*. Automotive Engineering, 2011.
- [2] F. ROSSI et A. NICOLINI : Squeaking noise psychoacoustic evaluation for car passengers. *Proceedings of the 15th International Congress on Sound and Vibration, Daejeon, Korea*, pages 2182–2187, July 6-10, 2008.
- [3] S.A. NOLAN et J.P. SAMMUT : Automotive squeak and rattle prevention. *SAE Technical Paper*, 921065, 1992.
- [4] S.A. NOLAN, B.E. REDIER, H.M. LOFTUS et T. LEIST : Vehicle squeak and rattle benchmarking. *Proceedings of the 14th International Modal Analysis Conference, Dearborn, Michigan, USA*, I:483–489, 1996.
- [5] S.A. NOLAN, Y.X. YAO, V M. TRAN, W.F. WEBER et G.S. HEARD : Instrument panel squeak and rattle testing and requirements. *Proceedings of the 14th International Modal Analysis Conference, Dearborn, Michigan, USA*, I:490–496, 1996.
- [6] L. DESVARD : *Modélisation des bruits parasites à l'intérieur d'un habitacle automobile*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2009.
- [7] F. KAVARANA et B. REDIER : Squeak and rattle - state of the art and beyond. *SAE Technical Paper*, 1999-01-1728, 1999.
- [8] E. Y. KUO : Up-front body structural designs for squeak and rattle prevention. *SAE Technical Paper*, 2003-01-1523, 2003.
- [9] K. J. LIU, T. DEVILBISS et M. FREEMAN : Experimental analysis of rattle noise abatement in seatbelt retractor assembly. *SAE Technical Paper*, 1999-01-1723, 1999.
- [10] I. MALINOW, S. MACDONALD et R. GUTTAL : Rattle noise prediction of a seat belt sensor using numerical method. *SAE Technical Paper*, 2001-01-1551, 2001.
- [11] C. D. MORGAN, B. P. NAGANARAYANA et S. SHANKAR : Comparative evaluation of seat belt retractor websense mechanism rattle noise. *SAE Technical Paper*, 2004-01-0391, 2004.
- [12] E. D. de OLIVIERA, B. HUALPPA et D. B. REIS : Seat belt retractor objective evaluation. *SAE Technical Paper*, 2005-01-4164, 2005.
- [13] R. BYRD et E. L. PETERSON : A comparison of different squeak & rattle test methods for large modules and subsystems. *SAE Technical Paper*, 1999-01-0693, 1999.

- [14] R. S. BRINES, L. G. WEISS et E. L. PETERSON : The application of a direct body excitation toward developing a full vehicle objective squeak and rattle metric. *SAE Technical Paper*, 2001-01-1554, 2001.
- [15] G. CERRATO-JAY, J. GABINIEWICZ, J. GATT et D. J. PICKERING : Automatic detection of buzz, squeak and rattle events. *SAE Technical Paper*, 2001-01-1479, 2001.
- [16] W. M. RUSEN, E. L. PETERSON, R. E. MCCORMICK et R. BYRD : Squeak & rattle testing of automotive instrument panels. *Sound and Vibration*, October 1997, 1997.
- [17] M. A. SCHNEIDER et E. L. PETERSON : Developing robust vibration excitation and control methods for evaluating rattle noise in automotive components. *SAE Technical Paper*, 1999-01-1725, 1999.
- [18] C. D. MORGAN, D. VAUCHER DE LA CROIX, D. FERNIER, P. CHEVRET et C. DELAMARE : Source identification using nearfield acoustic holography applied to a seat belt retractor. *SAE Technical Paper*, 2005-01-2500, 2005.
- [19] S. H. SHIN, C. CHEONG, D. W. KIM et S. S. JUNG : Experimental identification of buzz, squeak and rattle noise in automotive doors and its prevention. *Proceedings of the 36th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Istanbul, Turkey*, August 28-31, 2007.
- [20] S.H. SHIN et C. CHEONG : Experimental characterization of instrument panel buzz, squeak and rattle in a vehicle. *Applied Acoustics*, 71(12):1162–1168, 2010.
- [21] J.J. CHRISTENSEN et J. HALD : Beamforming. *Brüel & Kjaer Technical Review no.1*, pages 1–48, 2004.
- [22] J. KAWANO, J. AMAKASU et T. TANAKA : Noise detection technology development for cabin. *SAE Technical Paper*, 2008-01-0272, 2008.
- [23] V. CARYER COOK et A. ALI : Spherical beamforming and buzz, squeak and rattle (BSR) testing. *SAE Technical Paper*, 2009-01-2114, 2009.
- [24] V. CARYER COOK : End-of-line inspection for annoying noises in automobiles: trends and perspectives. *Journal of Applied Acoustics*, 73:265–275, 2012.
- [25] M. EL-ESSAWI, J. Z. LIN, G. SOBEK, B. P. NAGANARAYANA et S. SHANKAR : Analytical predictions and correlation with physical tests for potential buzz, squeak and rattle regions in a cockpit assembly. *SAE Technical Paper*, 2004-01-0393, 2004.
- [26] M. R. LEE et W. J. CHANG : Input loading for squeak & rattle CAE analysis. *SAE Technical Paper*, 1999-01-1726, 1999.
- [27] J. Z. LIN et S. PITROF : Analytical design of cockpit modules for safety and comfort. *SAE Technical Paper*, 2004-01-1481, 2004.
- [28] B. P. NAGANARAYANA, S. SHANKAR, V. S. BHATTACHAR, R. BRINES et S. R. RAO : NHance: Software for identification of critical BSR locations in automotive assemblies using finite element models. *SAE Technical Paper*, 2003-01-1522, 2003.
- [29] R. SOHMSHETTY, R. KAPPAGANTU, B. P. NAGANARAYANA et S. SHANKAR : Automotive body structure enhancement for buzz, squeak and rattle. *SAE Technical Paper*, 2004-03-03888, 2004.

- [30] Y. SONG, F. S. CHANG, P. LINPINSKI et M. PAIVA : Finite element prediction of backlite molding squeak noise. *SAE Technical Paper*, 970584, 1997.
- [31] N. COUDEYRAS : *Analyse non-linéaire des instabilités multiples aux interfaces frottantes : Application au crissement de frein*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [32] N.M. KINKAID, O.M. O'REILLEY et P. PAPADOPOULOS : Automotive disk brake squeal. *Journal of Sound and Vibration*, 267:105–166, 2003.
- [33] R.A.C. FOSBERRY et Z. HOLUBECKI : Interim report on disc brake squeal. *Technical report 1959/4, Motor Industry Research Association, England*, 1959.
- [34] R.A.C. FOSBERRY et Z. HOLUBECKI : Disc brake squeal: its mechanism and suppression. *Technical report 1961/1, Motor Industry Research Association, England*, 1961.
- [35] A. FELSKE, G. HOPPE et H. MATTHÄI : Oscillations in squealing disc brakes - analysis of vibration modes by holographic interferometry. *SAE Technical Paper*, 780333, 1978.
- [36] A. FELSKE, G. HOPPE et H. MATTHÄI : A study on drum brake noise by holographic vibration analysis. *SAE Technical Paper*, 800221, 1980.
- [37] Y. ICHIBA et Y. NAGASAWA : Experimental study on disc brake squeal. *SAE Technical Paper*, 930802, 1993.
- [38] R. KRUPKA, T. WALZ et A. ETTEMEYER : New techniques and applications for 3D-brake vibration analysis. *SAE Technical Paper*, 2000-01-2772, 2000.
- [39] F. CHEN, G.M. BROWN, M.M. MARCHI et M. DALE : Recent advances in brake noise and vibration engineering using laser metrology. *Optical Engineering*, 42(5):1359–1369, 2003.
- [40] J.D. FIELDHOUSE et T.P. NEWCOMB : The application of holographic interferometry to the study of disc brake noise. *SAE Technical Paper*, 930805, 1993.
- [41] C.J. TALBOT et J.D. FIELDHOUSE : Animations of a disc brake generating noise. *SAE Technical Paper*, 2001-01-3126, 2001.
- [42] J.D. FIELDHOUSE, C.J. TALBOT, W.P. STEEL et A. CRAMPTON : In-plane vibration investigations of a noisy twin calliper disc brake. *SAE Technical Paper*, 2003-01-3320, 2003.
- [43] J.D. FIELDHOUSE, W.P. STEEL, C.J. TALBOT et M.A. SIDDIQUI : Rotor asymmetry used to reduce disc brake noise. *SAE Technical Paper*, 2004-01-2797, 2004.
- [44] J.G. MCDANIEL, C.L. CLARKE, J. MOORE et S.E. CHEN : Acoustic radiation models of brake systems from stationary LDV measurements. *Proceedings of International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Nashville, Tennessee, USA*, pages 14–19, November 15-20, 1999.
- [45] K.A. CUNEFARE et R. RYE : Investigation of disc brake squeal via sound intensity and laser vibrometry. *SAE Technical Paper*, 2001-01-1604, 2001.
- [46] H. MARSCHNER et F. RISCHBIETER : Three-dimensional operational deflection shape analysis of squealing disc brakes. *SAE Technical Paper*, 2004-01-2796, 2004.
- [47] N.A. JABER, A.Y. WANG et R. YAN : Brake noise study (part 1) low-frequency squeal. *SAE Technical Paper*, 2006-01-0474, 2006.
- [48] N.A. JABER, A.Y. WANG et R. YAN : Brake noise study (part 2) high-frequency squeal. *SAE Technical Paper*, 2006-01-0475, 2006.

- [49] G. FRITZ : *Etude des phénomènes de crissement pour les freins automobiles. Modélisation non-linéaire et conception robuste*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [50] J. FLINT et J. HALD : Traveling waves in squealing disc brakes measured with acoustic holography. *SAE Technical Paper*, 2003-01-3319, 2003.
- [51] F. CHEN, D. MCKILLIP, J. LUO et S.F. WU : Measurement and analysis of rotor in-plane mode induced disc brake squeal and beyond. *SAE Technical Paper*, 2004-01-2798, 2004.
- [52] S.F. WU : Visualizing automobile squeals and the corresponding out-of-plane vibration modes. *SAE Technical Paper*, 2005-01-2319, 2005.
- [53] M. MATSUZAKI et T. IZUMIHARA : Brake noise caused by longitudinal vibration of the disc rotor. *SAE Technical Paper*, 930804, 1993.
- [54] M. YANG, A.H. AFANEH et P. BLASCHKE : A study of disc brake high frequency squeals and disc in-plane/out-of-plane modes. *SAE Technical Paper*, 2003-01-1621, 2003.
- [55] D. SINCLAIR et N.J. MANVILLE : Frictional vibrations. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 22:207–213, 1955.
- [56] R.T. SPURR : A theory of brake squeal. *Proceedings of the Institution of the Automotive Mechanical Engineers*, 15:33–52, 1961.
- [57] M.R. NORTH : A mechanism of disk brake squeal. *Proceedings of the 14th International Federation of Automotive Engineering Societies Congress, London, England, June 25-30, 1972*.
- [58] E. BROMMUNDT : Ein reibschwinger mit selbsterregung ohne fallende reibkennlinie. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 75, 11:811–820, 1995.
- [59] N. HOFFMANN, M. FISCHER, R. ALLGAIER et L. GAUL : A minimal model for studying properties of the mode-coupling type instability in friction induced oscillations. *Mechanics Research Communications*, 29:197–205, 2002.
- [60] K. SHIN, M.J. BRENNAN, J.-E. OH et C.J. HARRIS : Analysis of disk brake noise using a two-degree-of-freedom model. *Journal of Sound and Vibration*, 254(5):837–848, 2002.
- [61] K. POPP, M. RUDOLPH, M. KRÖGER et M. LINDNER : Mechanisms to generate and to avoid friction induced vibrations. *VDI-Bericht*, 1736, 2002.
- [62] U. VON WAGNER, D. HOCHLENERT et P. HAGEDORN : Minimal models for disk brake squeal. *Journal of Sound and Vibration*, 302:527–539, 2007.
- [63] G.D. LILES : Analysis of disc brake squeal using finite element methods. *SAE Technical Paper*, 891150, 1989.
- [64] H. OUYANG, W. NACK, Y. YUAN et F. CHEN : Numerical analysis of automotive disc brake squeal: a review. *International Journal of Vehicle Noise and Vibration*, 1(3/4):207–231, 2005.
- [65] L.I. NAGY, J. CHENG et Y. HU : A new method development to predict brake squeal occurrence. *SAE Technical Paper*, 942258, 1994.
- [66] A.R. ABUBAKAR et H. OUYANG : Complex eigenvalue analysis and dynamic transient analysis in predicting disc brake squeal. *International Journal of Vehicle Noise and Vibration*, 2:143–155, 2005.

- [67] L. BAILLET, S. D'ERRICO et B. LAULAGNET : Understanding the occurrence of squealing noise using the temporal finite element method. *Journal of Sound and Vibration*, 292:443–460, 2006.
- [68] F. MASSI, L. BAILLET, O. GIANNINI et A. SESTIERI : Brake squeal: linear and nonlinear numerical approaches. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 21:2374–2393, 2007.
- [69] J.-J. SINOÛ : *Synthèse non-linéaire des systèmes vibrants. Application aux systèmes de freinage*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2002.
- [70] A. MEZIANE : *Apport des analyses numériques temporelle et fréquentielle dans l'étude des instabilités de contact - Validation expérimentale*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2007.
- [71] F. DELEAU : *Comportement tribologique et vibro-acoustique d'un contact élastomère-verre*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [72] A. SANON et A. KOENEN : Tribological and vibroacoustic behavior of a contact between rubber and glass - application to wiper blade. *Tribology International*, 40:1484–1491, 2007.
- [73] L. ZHANG : Experimental investigation into friction-induced noise of automotive wiper system. *SAE Technical Paper*, 2010-01-0749, 2010.
- [74] F. DELEAU, D. MAZUYER et A. KOENEN : Sliding friction at elastomer/glass contact: influence of the wetting conditions and instability analysis. *Tribology International*, 42(1):149–159, 2009.
- [75] S. OKURA, T. SEKIGUCHI et T. OYA : Dynamic analysis of blade reversal behavior in a windshield wiper system. *SAE Technical Paper*, 2000-01-0127, 2000.
- [76] S. GOTO, H. TAKAHASHI et T. OYA : Clarification of the mechanism of wiper blade rubber squeal noise generation. *Society of Automotive Engineers of Japan - Review*, 22(1):57–62, 2001.
- [77] R. GRENOUILLAT et C. LEBLANC : Simulation of chatter vibrations for wiper systems. *SAE Technical Paper*, 2002-01-1239, 2002.
- [78] C. CHEVENNEMENT-ROUX, J.-P. LAINÉ, P. ALLIOT, E. AUBRY, T. DREHER et L. JÉZÉQUEL : Mise en évidence des instabilités d'un système d'essuyage par analyse vibratoire. Corrélation avec un modèle théorique. *Mécanique & Industries*, 7(4):341–349, 2006.
- [79] B. STALLAERT, F. DOUCET, J. RYS, A. DIALLO, S. CHAIGNE, J. SWEVERS et P. SAS : Application of dither control for automotive wiper squeal. *Proceedings of ISMA: International Conference on Noise & Vibration Engineering, Leuven, Belgium*, September 18-20, 2006.
- [80] R. GRENOUILLAT et C. LEBLANC : Simulation of mechanical pressure in a rubber-glass contact for wiper systems. *SAE Technical Paper*, 2002-01-0798, 2002.
- [81] S. MATUMURA, K. NAGAI, R. IKEZAWA et K. YAMAURA : Analysis of self-excited vibrations of automotive wiper. *Society of Automotive Engineers of Japan - Review*, 18(2):198, 1997.
- [82] S.-C. CHANG et H.-P. LIN : Chaos attitude motion and chaos control in an automotive wiper system. *International Journal of Solids and Structures*, 41:3491–3504, 2004.
- [83] R. SUZUKI et K. YASUDA : Analysis of chatter vibration in an automotive wiper assembly. *Society of Mechanical Engineering of Japan - Review*, 41(3):616–620, 1998.
- [84] C. CHEVENNEMENT-ROUX, T. DREHER, P. ALLIOT, E. AUBRY, J.-P. LAINÉ et L. JÉZÉQUEL : Flexible wiper system dynamic instabilities : Modelling and experimental validation. *Experimental Mechanics*, 47:201–210, 2007.

- [85] I.M. AWANG, A.R. ABU-BAKAR, B. ABD-GHANI et R. ABD-RAHMAN : Finite element analysis of windscreen wiper chatter noise and its suppression approach through structural modifications. *Proceedings of International Conference on Advances in Mechanical Engineering, Kuala Lumpur, Malaysia*, June 24-25, 2009.
- [86] C.T. LIM : Correlations between deficiencies in power window systems influencing sound quality and some psychoacoustic metrics. *Journal of Applied Acoustics*, 62:1025–1047, 2001.
- [87] P. GUYOT : Etude des paramètres mécaniques de profilés caoutchouc sur l'apparition du crissement. *DEA-DESS Université de Rouen*, 1994.
- [88] Metravib S.A. : *Rapport réalisé pour le compte de Renault*, 1991.
- [89] F. BARILLON : *Etude du crissement des lécheurs de vitre*. Rapport de Mastère, Ecole des Mines de Paris, 2007.
- [90] M. GATTI : *Etude du crissement des lécheurs de vitre*. Rapport de Mastère, Ecole des Mines de Paris, 2008.
- [91] D. VOLA : *Frottement et instabilités en dynamique - Bruits de crissement*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille, 1998.
- [92] S. BARBARIN : *Instabilité et frottement en élasticité : Application à un problème d'ondes de contraintes*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 1997.
- [93] A. AKAY : Acoustics of friction. *Journal of Acoustical Society of America*, 111(4):1525–1548, 2002.
- [94] A. SANON : Wiper rubber blade squeal noise: test methodology for its characterisation and influential factors study. *Proceedings of SIA : Automotive and Railway Comfort, Le Mans, France*, October 22, 2010.
- [95] A. SANON : Wiper rubber blade squeal noise : test methodology for its characterisation and influential factors study. *Valeo Systèmes d'essuyage*, 2010.
- [96] A. LE BOT et E. BOU CHAKRA : Measurement of friction noise versus contact area of rough surfaces weakly loaded. *Tribology Letters*, 37:273–281, 2009.
- [97] V.-H. DANG et A. LE BOT : Simulation numérique directe en dynamique du contact rugueux. *Proceedings du 20ème Congrès Français de Mécanique, Besançon, France*, 28 août - 2 septembre, 2011.
- [98] R.A. IBRAHIM : Friction-induced vibration, chatter, squeal and chaos. Part I: Mechanics of contact and friction. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 47(7):208–226, 1994.
- [99] R.A. IBRAHIM : Friction-induced vibration, chatter, squeal and chaos. Part II: Dynamics and modeling. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 47(7):227–253, 1994.
- [100] J.T. ODEN et J.A.C. MARTINS : Models and computational methods for dynamic friction phenomena. *Computer Methods in Applied mechanics and Engineering*, 52:527–634, 1985.
- [101] D.A. CROLLA et A.M. LANG : Brake noise and vibration - state of art. *Vehicle Tribology*, 18:165–174, 1991.
- [102] F. CHEVILLOT : *Dynamique non-linéaire des instabilités vibratoires induites par le frottement dans les freins aéronautiques. Etudes numériques et confrontations essais-simulations*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.

- [103] E. RABINOWICZ : *Friction and Wear of Materials*. Wiley & Sons, 1965.
- [104] A.K. BARNEJEE : Influence of kinetic friction on the critical velocity of stick-slip motion. *Wear*, 12:107–116, 1968.
- [105] S.S. ANTONIOU, A. CAMERON et C.R. GENTLE : The friction-speed relation from stick-slip data. *Wear*, 36:235–254, 1976.
- [106] P. CHAMBRETTE : *Stabilité des systèmes dynamiques avec frottement sec : Application au crissement des freins à disque*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1991.
- [107] F. MOIROT : *Etude de la stabilité d'un équilibre en présence de frottement de Coulomb. Application à l'étude des freins à disque*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 1998.
- [108] H.R. MILLS : Brake squeal. *Institution of Automobile Engineers, Research Report 9000b and Research Report 9162B*, 1938.
- [109] G. COCKERHAM et G.R. SYMMONS : Motion using a discontinuous dynamic friction model. *Wear*, 50:113–120, 1976.
- [110] M. NAKAI et P. YOKOI : Generation mechanism of frictional noises in dry friction. *Japanese Journal of Tribology*, 35:513–522, 1990.
- [111] N.P. HOFFMANN : Linear stability of steady sliding in point contacts with velocity dependent and LuGre type friction. *Journal of Sound and Vibration*, 301:1023–1034, 2007.
- [112] H. BERRO, J. CAYER-BARRIOZ et J.J. SINOU : Comportement vibratoire d'un système avec une interface lubrifiée frottante. *Proceedings du Congrès Français de Mécanique, Besançon, France*, 28 août - 2 septembre, 2011.
- [113] A. FLESKE, G. HOPPE et H. MATTHAI : A study on drum brake noise by holographic vibration analysis. *SAE Technical Paper*, 800221, 1980.
- [114] J.-P. BOUDOT : *Modélisation des bruits de freinage des véhicules industriels*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1995.
- [115] J. KANG : The onset of friction-induced vibration and spragging. *Journal of Sound and Vibration*, 329:3537–3549, 2010.
- [116] P. GRÖNEFEL, M. TATZKO et M. WANGENHEIM : Sprag-slip simulation with a modular wiper model. *Proceedings of the 7th Euromech Solid Mechanics Conference, Lisbon, Portugal*, pages 293–294, September 7-11, 2009.
- [117] P. RAGOT, S. BERGER et E. AUBRY : Étude paramétrique de l'équilibre d'un système frottant - mise en évidence du phénomène de catastrophes. *Proceedings du 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, France*, 29 août - 2 septembre, 2005.
- [118] S.W.E. EARLES et G.B. SOAR : Squeal noise in disc brakes. *Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vibration and noise in motor vehicles, London, England*, pages 61–69, July 6-7, 1971.
- [119] S.W.E. EARLES, G.B. SOAR, H.G. GIBBS et T.H. RICHARDS : A vibrational analysis of a pin-disc system with particular reference to squeal noise in disc brakes. *Stress analysis group annual conference*, pages 237–251, 1975.

- [120] S.W.E. EARLES et C.K. LEE : Instabilities arising from the frictional interaction of a pin-disc system resulting in noise generation. *Journal of Engineering for Industry*, 98:81–86, 1976.
- [121] W.D. IWAN et T.L. MOELLER : The stability of a spinning elastic disk with a transverse load system. *American Society of Mechanical Engineers*, pages 485–490, 1976.
- [122] R.P. JARVIS et B. MILLS : Vibrations induced by dry friction. *Proceedings of Institution of Mechanical Engineers*, 178:847–866, 1963.
- [123] J.E. MARSDEN et M. MCCracken : *The Hopf Bifurcation and its Applications*. Springer-verlag, 1976.
- [124] B. QINSHENG et P. YU : Double Hopf bifurcation and chaos of a nonlinear vibration system. *Nonlinear Dynamics*, 19:313–332, 1999.
- [125] H. HETZLER, D. SCHWARZER et W. SEEMANN : Analytical investigation of steady-state stability and Hopf bifurcations occurring in sliding friction oscillators with application to low-frequency disc brake noise. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 12(1):83–99, 2007.
- [126] J.-J. SINOÛ, F. THOUVEREZ et L. JEZEQUEL : Methods to reduce non-linear mechanical systems for instability computation. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 11(3):257–344, 2004.
- [127] G. VERMOT DES ROCHES : *Frequency and time simulation of squeal instabilities - Application to the design of industrial automotive brakes*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 2011.
- [128] D.J. FELD et D.J. FEHR : Complex eigenvalue analysis applied to an aircraft brake vibration problem. *ASME Design Engineering Technical Conferences*, 3:1135–1142, 1995.
- [129] M.H. TRAVIS : Nonlinear transient analysis of aircraft landing gear brake whirl and squeal. *ASME Design Engineering Technical Conferences*, 3:1209–1216, 1995.
- [130] O.N. HAMZEH, W.W. TWORZYDLO, H.J. CHANG et S.T. FRYSKA : Analysis of friction-induced instabilities in a simplified aircraft brake. *SAE Technical Paper*, 1999-01-3404, 1999.
- [131] V. DROBECK : *Modélisation de systèmes de freinage ferroviaires avec prise en compte du phénomène de crissement*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1999.
- [132] X. LORANG, F. FOY-MARGIOCCHI, Q.S. NGUYEN et P.E. GAUTIER : TGV disk brake squeal. *Journal of Sound and Vibration*, 293:735–746, 2006.
- [133] X. LORANG : *Instabilité vibratoire des structures en contact frottant : Application au crissement des freins de TGV*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2007.
- [134] O. CHIELLO et X. LORANG : Numerical investigations into the squeal propensity of a railway disc brake. *Journal of Acoustical Society of America*, 123(5):3171, 2008.
- [135] A. LOYER : *Etude numérique et expérimentale du crissement des systèmes de freinage ferroviaires*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2012.
- [136] T. BUTLIN et J. WOODHOUSE : Friction-induced vibration: Should low-order models be believed? *Journal of Sound and Vibration*, 328:92–108, 2009.
- [137] B. LAULAGNET : *Acoustique du contact et des machines*. Habilitation à Diriger des Recherches, INSA Lyon, 2008.

- [138] J.-M. GEORGES : *Frottement, usure et lubrification - La tribologie ou science des surfaces*. CNRS Editions, 2000.
- [139] J. AWREJCEWICZ et P. OLEJNIK : Analysis of dynamic systems with various friction laws. *Journal of Applied Mechanics*, 40:1127–1136, 2007.
- [140] F. RENAUD : *Etude de l'incidence des comportements dissipatifs dans les instabilités vibratoires des systèmes de freinage*. Thèse de doctorat, Centrale Paris, 2011.
- [141] N. HOFFMANN et L. GAUL : Effects of damping on mode-coupling instability in friction induced oscillations. *Z. Angew. Math. Mech.*, 83(8):524–534, 2003.
- [142] J.-J. SINOU et L. JÉZÉQUEL : Mode coupling instability in friction induced vibrations and its dependency on system parameters including damping. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 26(1):106–122, 2007.
- [143] A. TONDL : On the interaction between self-excited and parametric vibrations. *Monographs and Memoranda no. 25, National Research Institute for Machine Design*, 1978.
- [144] V. LINCK : *Modélisation numérique temporelle d'un contact frottant. Mise en évidence d'instabilités locales de contact - Conséquences tribologiques*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2005.
- [145] N.M. NEWMARK : A method of computation for structural dynamics. *ASCE Journal of Engineering Mechanics Division*, 85(EM3):67–94, 1959.
- [146] A. LE BOT et V.-H. DANG : Schémas d'intégration temporelle et algorithmes de contact. Exemple du bruit de frottement. *Application des Méthodes Temporelles en Acoustique, Le Mans, France*, 2011.
- [147] G. FRITZ, J.-J. SINOU, J.-M. DUFFAL et L. JEZEQUEL : Effects of damping on brake squeal coalescence patterns - application on a finite element model. *Mechanics Research Communication*, 34:181–190, 2006.
- [148] G. FRITZ, J.-J. SINOU et J.-M. DUFFAL : Investigation of the relationship between damping and mode-coupling patterns in case of brake squeal. *Journal of Sound and Vibration*, 307:591–609, 2007.
- [149] L. NECHAK : *Approches robustes du comportement dynamique des systèmes non-linéaires - Application aux systèmes frottants*. Thèse de doctorat, Université de Haute-Alsace, 2011.
- [150] ORGANISATION INTERNATIONALE DE NORMALISATION et COMMISSION ELECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE : *Guide 73, Management du risque - Vocabulaire - Principes directeurs pour l'utilisation dans les normes, Genève, ISO-CEI/IEC*. 2002.
- [151] J. BACLE et J. BERNARD : Développement d'un outil de catégorisation automatique des bruits induits par le frottement et réalisation de cartes de bruit pour des structures automobiles. *Rapport de projet ENSIM*, 2013.

Publications

Revue internationale avec comité de lecture

A. Elmaian, F. Gautier, C. Pezerat and J.-M. Duffal, *How can automotive friction-induced noises be related to physical mechanisms?*, Applied Acoustics, 2013 (soumis le 22 mars 2013)

Colloques internationaux avec actes publiés

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat and J. Gilbert, *Qualitative study of automotive friction-induced noises*, Proceedings of International Conference on Noise and Vibrations Engineering (ISMA), Leuven, Belgique, September 17-19, 2012

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat and J. Gilbert, *Automotive friction-induced noises*, Proceedings of Acoustics 2012, Nantes, France, April 23-27, 2012

Colloque national avec acte publié

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat et J. Gilbert, *Vibrations induites par le frottement : sensibilité aux paramètres de contrôle*, Proceedings du 20ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Besançon, France, 29 août - 2 septembre, 2011

Conférences sans acte

A. Elmaian et J.-M. Duffal, *Méthodologies de simulation des bruits parasites automobiles induits par le frottement*, Journée des doctorants, Guyancourt, France, 12 juillet, 2012

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat et J. Gilbert, *Bruits automobiles induits par le frottement : sensibilité aux paramètres de conception*, Journée Application des Méthodes Temporelles en Acoustique (AMTA), Le Mans, France, 24-25 novembre, 2011

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat et J. Gilbert, *Modélisation des bruits automobiles induits par le frottement*, Forum Jeunes Recherche, Le Mans, France, 16 novembre, 2011

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat et J. Gilbert, *Modélisation des bruits automobiles induits par le frottement*, Journée Jeunes Chercheurs en Acoustique et Contrôle du Bruit (JJCAB), Nevers, France, 9-10 novembre, 2011

A. Elmaian, J.-M. Duffal, F. Gautier, C. Pezerat et J. Gilbert, *Méthodologie de simulation des bruits parasites automobiles induits par le frottement*, Séminaire de l'Ecole Doctorale SPIGA, Nantes, France, 21 avril, 2011

Table des figures

1.1	Nature du contact à l'origine des squeak & rattle.	4
1.2	Illustration d'un banc à rouleaux.	6
1.3	Holographie acoustique appliquée à une planche de bord automobile.	7
1.4	Formation de voies avec une antenne sphérique.	7
1.5	Cartographie des zones critiques sur une planche de bord.	9
1.6	Holographie acoustique sur un système de freinage.	11
1.7	Modèles minimalistes proposés dans la littérature pour expliquer le crissement de frein.	13
1.8	Déformée d'un mode instable de système de freinage.	14
1.9	Coefficient de frottement en phase mouillée, séchante et sèche.	16
1.10	Dispositif expérimental pour l'étude du crissement d'essuie-glace.	16
1.11	Modèles discrets représentatifs d'un contact lame d'essuie-glace - pare-brise.	17
1.12	Carte de stabilité bi-paramétrique.	18
1.13	Schéma d'intégration des lécheurs sur véhicule	21
1.14	Spectre crissement lécheur	21
1.15	Profils de lécheurs de vitre étudiés dans la littérature.	22
1.16	Catégorisation des bruits de frein automobile.	24
1.17	Catégorisation des bruits de frein aéronautique.	24
1.18	Bruits de craquement enregistrés sur structures automobiles	28
1.19	Bruits de crissement enregistrés sur structures automobiles	29
1.20	Bruits de grincement enregistrés sur structures automobiles	30
1.21	Modèle phénoménologique de stick-slip	32
1.22	Loi de frottement discontinue à vitesse relative nulle.	33
1.23	Diagramme des phases - Notion de cycle attracteur.	33
1.24	Loi de frottement décroissante avec la vitesse relative.	36
1.25	Diagramme des phases - Notion de cycle attracteur.	36
1.26	Modèle phénoménologique de sprag-slip.	37
1.27	Modèle d'un double pendule frottant.	38
1.28	Modèle phénoménologique de couplage modal.	39
1.29	Evolution des valeurs propres complexes avec le coefficient de frottement.	41
1.30	Modèle phénoménologique avec raideurs cubiques et visualisation d'un cycle limite.	42
2.1	Recherche du modèle générique par une démarche en complexité croissante.	46
2.2	Masse 1 et ses degrés de liberté en i et j	47

2.3	Schéma de principe du système générique.	49
2.4	Choix de la loi de frottement.	49
2.5	Evolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique μ_d	55
2.6	Représentation des deux vecteurs propres dans le plan (x,y)	55
2.7	Evolution des valeurs propres avec le coefficient de frottement dynamique μ_d	57
2.8	Représentation des deux vecteurs propres dans le plan (x,y)	57
2.9	Réponses temporelles linéaires pour des configurations stable et instables.	64
2.10	Correspondance entre l'approche temporelle et l'approche modale.	64
2.11	Validation de l'approche temporelle par comparaison l'approche modale.	65
2.12	Réponse temporelle non-linéaire et cycle limite d'une configuration instable.	65
2.13	Spectre de la réponse $u_{1y}(t)$	66
2.14	Réponse temporelle non-linéaire et états de contact d'une configuration instable.	67
2.15	Mise en évidence des quatre régimes de vibration identifiés.	69
2.16	Reproduction des phénomènes de stick-slip, sprag-slip et couplage modal.	71
2.17	Reproduction des comportements vibratoires à l'origine des trois bruits.	73
2.18	Expérimentation du système générique - Schéma de principe du banc d'essai.	74
2.19	Expérimentation du système générique - Photos du banc d'essai.	75
2.20	Définition des phases allers et retours.	75
2.21	Exemple de réponse vibratoire enregistrée par l'accéléromètre.	76
2.22	Exemple de réponse acoustique enregistrée par le microphone.	77
2.23	Exemples de bruits enregistrés sur le banc d'essai.	77
2.24	Comparaison qualitative entre réponses expérimentale et numérique.	79
2.25	Comparaison qualitative entre les bruits obtenus expérimentalement et numériquement.	81
3.1	Sensibilité de la réponse vibratoire aux paramètres de modélisation.	86
3.2	Sensibilité de la réponse vibratoire aux paramètres de modélisation.	87
3.3	Effet de l'amortissement sur les courbes de coalescence.	89
3.4	Cartes des configurations mettant en avant le paradoxe de déstabilisation.	91
3.5	Déstabilisation par ajout d'amortissement.	92
3.6	Etats de contact intervenant dans les réponses vibratoires.	95
3.7	Pourcentage d'expériences menant à des vibrations auto-entretenues.	97
3.8	Catégorisation des expériences en termes de mécanismes et bruits.	98
3.9	Relation entre les bruits et les mécanismes.	99
3.10	Sensibilité des occurrences de chaque mécanisme.	100
3.11	Sensibilité des occurrences de chaque bruit.	102
3.12	Diagrammes de Farmer.	104
A.1	Instabilités par flottement et par divergence obtenues avec le modèle générique.	132
A.2	Occurrences des mécanismes et bruits pour les systèmes A, B et C.	134
A.3	Occurrences des mécanismes et bruits pour les systèmes D, E et F.	135
A.4	Diagrammes de Farmer et hiérarchisation des risques pour les 6 systèmes.	136

Liste des tableaux

2.1	Recherche du modèle générique par une démarche en complexité croissante.	48
2.2	Cas possible selon l'expression des valeurs propres s_1 et s_2	51
2.3	Jeux de paramètres utilisés pour illustrer l'analyse de stabilité.	52
2.4	Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des régimes.	68
2.5	Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des mécanismes.	70
2.6	Jeux de paramètres utilisés pour la mise en évidence des catégories de bruit.	72
2.7	Jeu de paramètres utilisé pour la comparaison calcul-mesure.	78
3.1	Jeu de paramètres utilisé pour la configuration nominale.	83
3.2	Jeu de paramètres utilisé pour illustrer l'effet de l'amortissement.	88
3.3	Propriétés du système dynamique étudié.	96
3.4	Plages de variation des paramètres de modélisation utilisées pour le plan d'expériences.	96
A.1	Mise en évidence d'instabilités par flottement et par divergence.	132
A.2	Propriétés dynamiques des six systèmes étudiés.	133
A.3	Modalités du plan d'expériences.	133

Nomenclature

Etude du système générique

u_{1i}	Déplacement de la masse 1 dans la direction i
u_{1j}	Déplacement de la masse 1 dans la direction j
u_{2y}	Déplacement de la masse 2 dans la direction y
F_N	Effort de contact normal exercé dans la direction y
F_T	Effort de contact tangentiel exercé dans la direction x
m_1	Masse 1 du modèle générique
m_2	Masse 2 du modèle générique
c_{1i}	Amortissement de la masse 1 dans la direction i
c_{1j}	Amortissement de la masse 1 dans la direction j
c_{2y}	Amortissement de la masse 2 dans la direction y
k_{1i}	Raideur de la masse 1 dans la direction i
k_{1j}	Raideur de la masse 1 dans la direction j
k_{2y}	Raideur de la masse 2 dans la direction y
F	Préchargement entre les deux masses
V	Vitesse de la masse 2 dans la direction x
μ_d	Coefficient de frottement dynamique
μ_s	Coefficient de frottement statique
θ	Angle entre les axes i et x
p_{0x}	Perturbation initiale imposée à la masse 1 dans la direction x
V_{rel}	Vitesse relative entre la masse 1 et la masse 2

\mathbf{X}	Vecteur déplacement du système linéarisé
$\dot{\mathbf{X}}$	Vecteur vitesse du système linéarisé
$\ddot{\mathbf{X}}$	Vecteur accélération du système linéarisé
\mathbf{M}	Matrice de masse du système linéarisé
\mathbf{C}	Matrice d'amortissement du système linéarisé
\mathbf{K}	Matrice de raideur du système linéarisé
$s_{1,2}$	Valeurs propres complexes du système linéarisé
$r_{1,2}$	Parties réelles des valeurs propres
$\omega_{1,2}$	Parties imaginaires des valeurs propres
$V_{1,2}$	Vecteurs propres complexes du système linéarisé
$v_{1,2}$	Amplitudes des vecteurs propres
$\psi_{1,2}$	Phases des vecteurs propres
t	Variable de temps
dt	Pas de temps
β	Constante du schéma d'intégration temporelle de Newmark
s_k	Signal temporel étudié pour la catégorisation
N_d	Nombre de subdivisions du signal s_k
δ	Durée du signal s_k
τ_g	Taux de glissement
τ_a	Taux d'adhérence
τ_d	Taux de décollement
χ	Constante utilisée lors de la catégorisation des bruits
$\bar{\tau}_g$	Taux de glissement critique utilisé lors de la catégorisation des bruits
$\bar{\tau}_a$	Taux d'adhérence critique utilisé lors de la catégorisation des bruits
$\bar{\tau}_d$	Taux de décollement critique utilisé lors de la catégorisation des bruits

Annexe A

Systeme générique

A.1 Mise en évidence d'instabilités par flottement et par divergence

Les analyses de stabilité menées sur le modèle générique permettent de mettre en évidence des instabilités dites de flottement et de divergence. Dans les deux cas, l'une des valeurs propres du système présente une partie réelle positive. Dans le cas d'une instabilité par flottement, la partie imaginaire de la valeur propre est strictement positive. La réponse est alors caractérisée par des oscillations croissantes à la pulsation correspondant à la partie imaginaire. Dans le cas d'une instabilité par divergence, la partie imaginaire de la valeur propre est nulle. La réponse est alors caractérisée par une divergence exponentielle et sans oscillation. Ces deux types d'instabilité sont illustrés à titre d'exemple sur la figure A.1, pour les jeux de paramètres précisés dans le tableau A.1.

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}	θ	μ_d
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m	°	-
Flottement	0.1	0.4	1e5	1e4	1e4	1	1	1	60	[0,1]
Divergence	0.1	0.4	1e5	1e3	1e6	1	1	1	60	[0,1]

TABLE A.1 – Mise en évidence d'instabilités par flottement et par divergence.

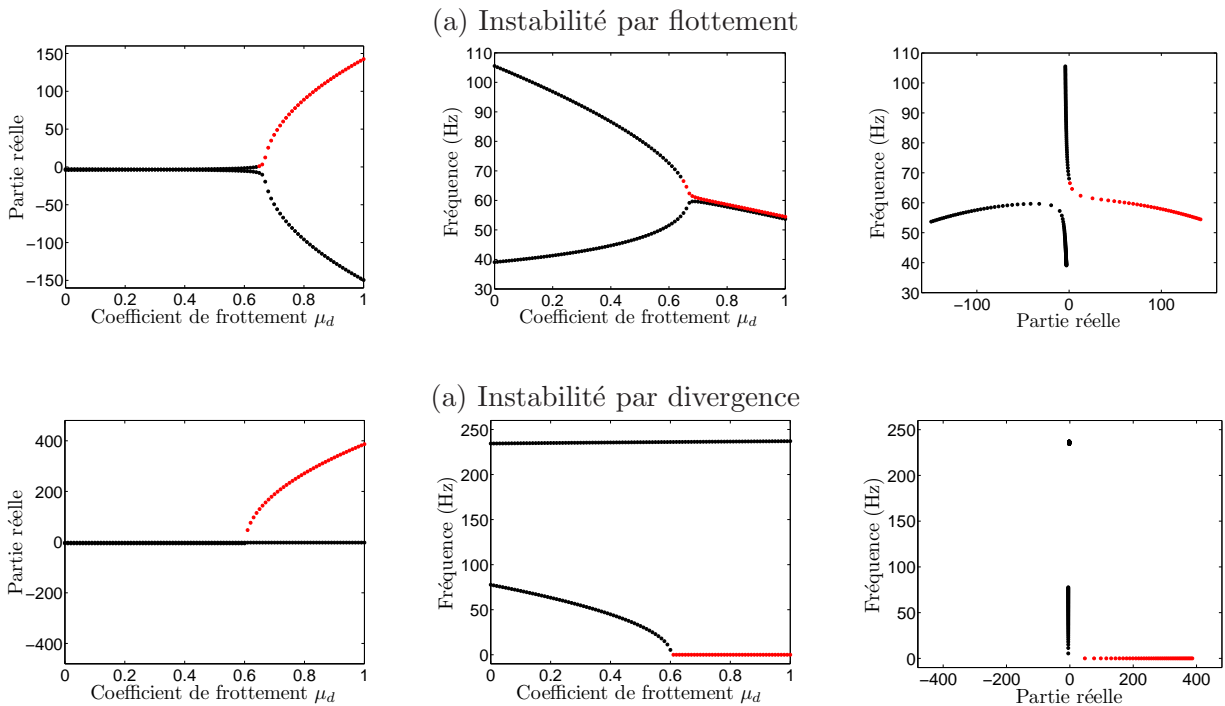


FIGURE A.1 – Instabilités par flottement et par divergence obtenues avec le modèle générique.

A.2 Comparaison des risques de différents systèmes génériques

Les résultats d'un plan d'expériences numériques ont été présentés pour un système générique donné. Ce système dynamique est caractérisé par des propriétés de masse, raideur et amortissement. Dans cette annexe, nous souhaitons comparer les risques d'instabilité pour différents systèmes génériques. Six jeux de paramètres arbitraires ont ainsi été définis pour caractériser les propriétés dynamiques des systèmes. Ceux-ci sont synthétisés dans le tableau A.2 :

Paramètres	m_1	m_2	k_{1i}	k_{1j}	k_{2y}	c_{1i}	c_{1j}	c_{2y}
Unités	kg	kg	N/m	N/m	N/m	N.s/m	N.s/m	N.s/m
Système A	0.2	0.4	6e5	2e5	1e5	5	5	5
Système B	0.8	0.8	2e5	4e5	6e5	10	10	10
Système C	0.05	0.5	3e5	3e4	4e4	1	1	10
Système D	0.3	0.5	2e5	3e4	4e4	1	1	1
Système E	0.05	0.5	3e5	3e4	8e4	10	1	10
Système F	0.1	0.5	7e5	2e5	8e4	10	10	10

TABLE A.2 – Propriétés dynamiques des six systèmes étudiés.

Nous soumettons ces six systèmes au même plan d'expériences que celui présenté dans le mémoire. Les modalités prises par les paramètres sont rappelées dans le tableau A.3 :

Paramètres	Unités	Valeurs
p_{0x}	m	1e-5 / 1e-3
F	N	0.1 / 1 / 10 / 100
V	m/s	0.001 / 0.01 / 0.1
μ_d	-	0.2 / 0.4 / 0.6 / 0.8 / 1.0
μ_s	-	0.2 / 0.4 / 0.6 / 0.8 / 1.0
θ	°	35 / 45 / 55 / 65 / 75 / 85

TABLE A.3 – Modalités du plan d'expériences.

Les occurrences des trois mécanismes et des trois bruits sont représentées en figures A.2 et A.3. Nous pouvons voir que les six systèmes sont capables de reproduire les trois catégories de bruits ainsi que les trois mécanismes, hormis le système D qui ne donne jamais lieu à du couplage modal. Pour les autres systèmes, le couplage modal est le mécanisme qui intervient le plus (entre 42 et 45% des expériences). Nous pouvons enfin remarquer que malgré les propriétés dynamiques différentes des systèmes, les proportions des mécanismes et des bruits ne sont pas énormément impactées.

Nous proposons ensuite d'évaluer le risque d'instabilité en utilisant deux indicateurs de gravité. Le premier correspond à la plus grande des parties réelles des valeurs propres du système et peut être obtenu suite à une analyse de stabilité. Le second correspond au niveau d'accélération maximal intervenant dans le système et peut être obtenu par une simulation temporelle. L'idée consiste à comparer les résultats

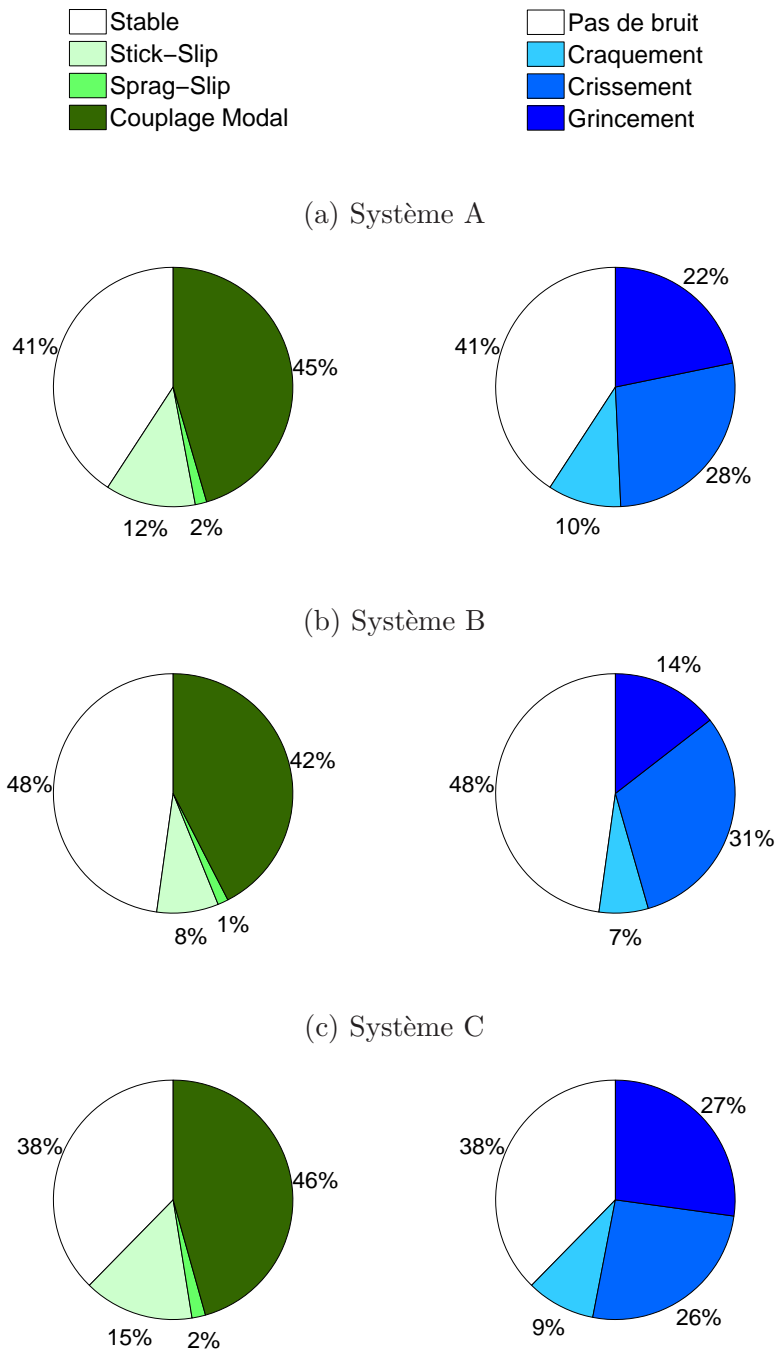


FIGURE A.2 – Occurrences des mécanismes et bruits pour les systèmes A, B et C.

des deux approches, notamment en termes de hiérarchisation des risques. Pour cela, les diagrammes de Farmer sont présentés sur la partie gauche de la figure A.4 pour les deux approches. Afin de faciliter la lecture de ce graphique et de manière à hiérarchiser le risque de chacun des systèmes, nous calculons

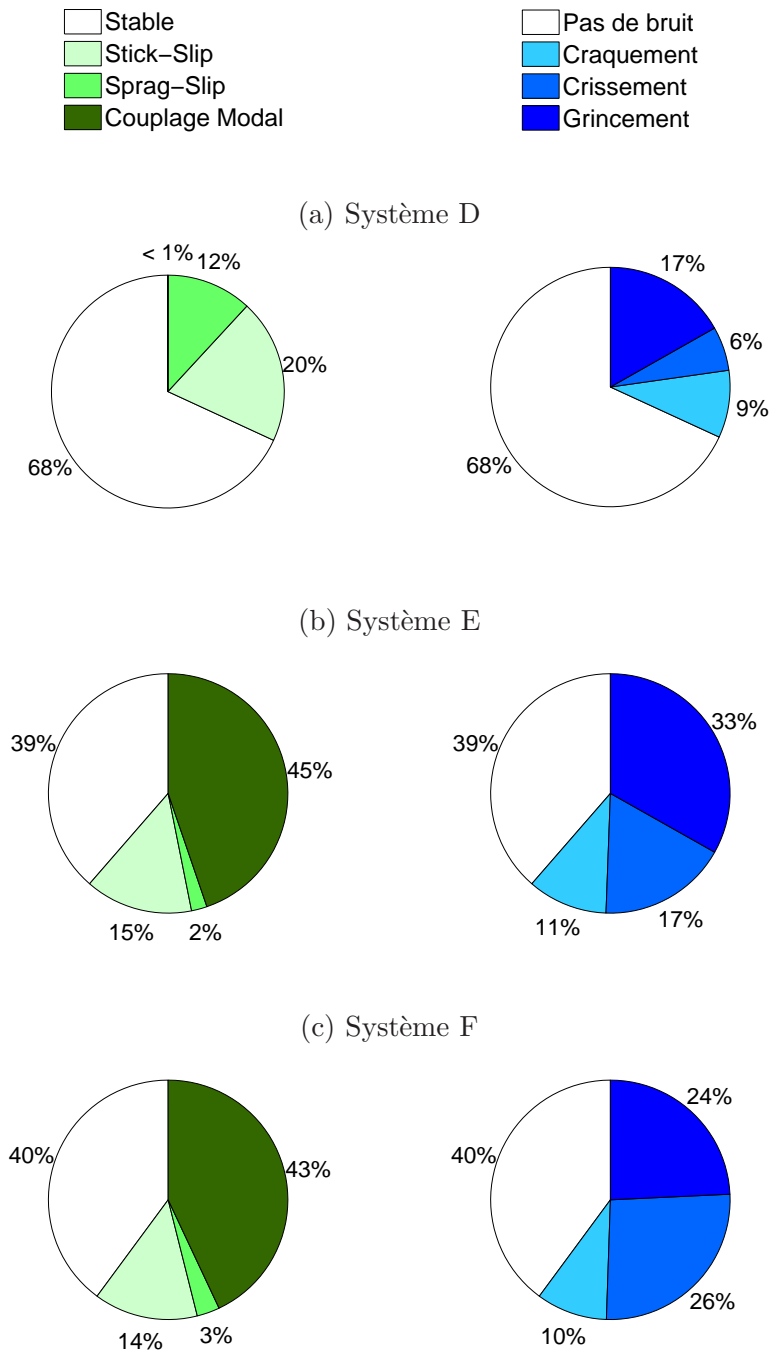


FIGURE A.3 – Occurrences des mécanismes et bruits pour les systèmes D, E et F.

les aires sous les courbes. Ces aires traduisent directement la notion de risque. Le risque est ensuite normalisé par rapport au système le plus critique. Les résultats sont montrés sur la partie droite de la figure A.4. Nous pouvons voir que les deux approches, bien qu'elles utilisent des indicateurs de gravité

physiquement indépendants, hiérarchisent de la même manière les systèmes. Notons au passage que pour le système D, aucun couplage modal n'intervient. Le risque est donc nul lorsque l'indicateur de gravité est basé sur les parties réelles des valeurs propres. En revanche, d'autres instabilités, de type hard au sens de Tondl [143], apparaissent lors des simulations temporelles. C'est pourquoi il existe un risque non nul lorsque nous utilisons pour indicateur de gravité le niveau d'accélération du système. Nous pouvons donc conclure que l'approche basée sur la lecture des parties réelles est suffisante pour hiérarchiser les systèmes en termes de risque à partir du moment où les instabilités sont principalement dues à des modes instables du système (phénomène de couplage modal).

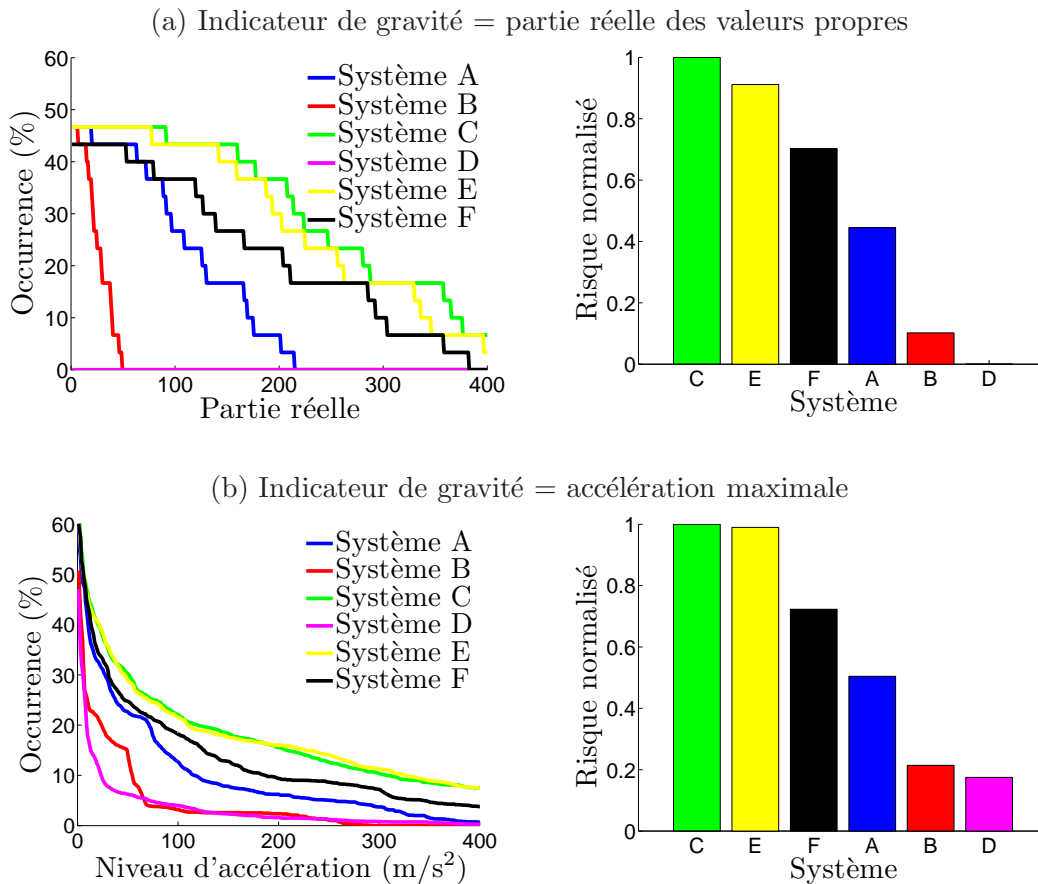


FIGURE A.4 – Diagrammes de Farmer et hiérarchisation des risques pour les 6 systèmes.