



**HAL**  
open science

# Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques. Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne.

Lauric Garbuio

► **To cite this version:**

Lauric Garbuio. Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques. Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne.. Mécanique [physics.med-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2006. Français. NNT: . tel-00096517

**HAL Id: tel-00096517**

**<https://theses.hal.science/tel-00096517>**

Submitted on 19 Sep 2006

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

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

# THÈSE

présentée  
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE  
Spécialité : Génie Électrique

par

**Lauric GARBUIO**

DEA Génie Électrique de l'INPT

Agrégé de l'École Normale Supérieure de Cachan

---

## Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques

---

### Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne

soutenue le 30 Juin 2006 devant le jury composé de :

M.	J.	DENAPE	Président du Jury
M.	D.	GUYOMAR	Rapporteur
M.	P.	KAPSA	Rapporteur
M.	B.	NOGAREDE	Directeur de thèse
M.	J-F.	ROUCHON	Directeur scientifique
M.	J-F.	NICOLINO	
Mme.	C.	BOHER	Invitée



# Résumé

## Titre de la thèse :

Etude du phénomène de lubrification électroactive et mise en oeuvre d'actionneurs piézoélectriques pour la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne

## Résumé :

Mes travaux de recherche portent sur la modulation du frottement par des vibrations ultrasoniques générées au sein d'un contact solide en frottement sec. Une approche analytique basée sur les conditions de fretting entre solides élastiques associées à une sollicitation dynamique normale a permis de dégager les conditions de lubrification électroactive. Les fortes pressions de contact et les fréquences d'excitation élevées requises, nous orientent alors naturellement vers l'emploi d'actionneurs piézoélectriques. Sur le plan expérimental, une approche fondamentale sur tribomètre a été d'abord menée pour valider notre approche théorique. Si les applications potentielles de la lubrification électroactive sont nombreuses (actionneurs haptiques kinesthésiques, embrayage piézoélectrique, . . . ), ces travaux ont été appliqués à la réduction des pertes par frottement dans un moteur à combustion interne sous l'impulsion du motoriste de Formule 1 ASIATECH.

## Mots-clés :

- Actionneurs Piézoélectriques
- Usure
- Vibrations
- Système Multi-échelle
- Frottement
- Lubrification électroactive
- Moteur Thermique



# Abstract

**Thesis title :**

Study of Electroactive Lubrication and Application of Piezoelectric Actuators in the Dry Friction Reduction in a Combustion Engine

**Abstract :**

My research deals with the application of ultrasonic vibrations in friction modulation on a dry contact between solids. Based on fretting conditions between elastic bodies associated with a dynamic normal excitation, an analytical study permits to highlight excitations parameters and model the electroactive lubrication. This technique requires heavy contact pressures and high excitation frequencies. Until now, the most adaptable actuator technology is the piezoelectric systems. Experimentally, a fundamental approach on tribometer was realized in order to validate our theoretical study. Many potential applications of electroactive lubrication are possible such as haptic actuators and piezoelectric clutch. Our works were applied on the friction losses reduction in a combustion engine for the F1 motor manufacturer ASIATECH.

**Key words :**

- Piezoelectric Actuators
- Friction
- Wear
- Electroactive Lubrication
- Vibrations
- Thermic Engine
- Multi-scale System



# Avant propos

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle (LEEI) à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et de Télécommunications (ENSEEIH) de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, au sein de l'équipe Matériaux, Machines et Mécanismes Électroactifs *EM*<sup>3</sup>.

Je voudrais remercier toutes les personnes qui m'ont soutenu, de près et de loin, en particulier :

- Monsieur Yvon CHERON, Directeur de Recherche au CNRS et Monsieur Maurice FADEL, Professeur des Universités, directeurs successifs du LEEI, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.
- Monsieur Jean DENAPE, Professeur à l'ENI de Tarbes pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être le président de mon jury et pour ses encouragements et l'intérêt qu'il porte à mon travail.
- Monsieur Daniel GUYOMAR, Professeur à l'INSA de Lyon et Directeur du Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité (LGEF), pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.
- Monsieur Philippe KAPSA, Directeur de Recherche à l'Ecole Centrale de Lyon et Directeur du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS), pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.
- Monsieur Jean-François NICOLINO, Directeur du Département Recherche et Développement de MECACHROME, pour avoir bien voulu participer à ce jury et initier cette aventure.
- Madame Christine BOHER, Maître Assistant à l'Ecole des Mines d'Albi Carmaux (ENSTIMAC), pour son aide et pour avoir bien voulu participer à ce jury.
- Monsieur Bertrand NOGAREDE alias "le Gourou", Professeur des Universités, capitaine de l'équipe Matériaux, Machines et Mécanismes Électroactifs

$EM^3$ , pour avoir encadré ces travaux. Je le remercie vivement pour la confiance qu'il a su m'accorder et pour son enthousiasme à partir à l'aventure scientifique.

- Monsieur Jean-François ROUCHON, Maître de Conférence et membre "électroactif" de l'équipe  $EM^3$ , pour son soutien, ses conseils et sa confiance durant toute ma thèse. Je ne saurais le remercier suffisamment pour l'amitié que nous partageons.
- Madame Maria PIETRZAK-DAVID, Professeur à l'ENSEEIHHT et responsable du département de Génie Electrique, pour la confiance qu'elle m'a accordée durant les années de monitorat et d'ATER. Je la remercie également de sa gentillesse.

Je remercie toute l'équipe  $EM^3$  : Dominique HARRIBEY, Yvan LEFEVRE, Carole HENAUX, Eric DUHAYON, Frédéric MESSINE et Robert LAROCHE à qui je porte une amitié sincère et grâce à qui ces années ont été agréables. Je tiens à remercier François PIGACHE, jeune maître de conférence et ami, avec qui j'ai toujours aimé parler science ou non.

Je remercie tous les membres du Laboratoire, enseignants-chercheurs, chercheurs ou techniciens, avec qui j'ai passé d'excellentes années et spécialement Xavier ROBOAM et Hubert PIQUET pour leur compréhension.

Je remercie le personnel administratif du LEEI : Mesdames ESCAIG, PIONNIE, SCHWARZ, MEBREK, Monsieur BERTELLI pour leurs compétences, leur gentillesse et leur disponibilité. Je porte une pensée particulière à Mme BODDEN pour ses conseils et lui souhaite un prompt rétablissement. De même, je remercie Monsieur Jean-Baptiste DALZOVO, toujours prêt à rendre service, avec qui j'ai aimé partager un petit verre.

Je remercie tous les thésards, post-doctorants et stagiaires que j'ai côtoyé durant ces années et à qui je souhaite réussite : Jérôme FAUCHER, Christophe VIGUIER, Nicolas MARTINEZ, Mathieu COUDERC, Adao DELEHELLE, Wojciech SZLABOWICZ, Baptiste TRAJIN et tous les autres... Je souhaite également bon courage à mes amis normaliens : Rémi SAISSET et Nicolas ROUX.

Membre du bureau International E113a, je tiens à faire part de ma profonde et véritable amitié à Sylvain CANAT, Martin BLODT, Gianluca POSTIGLIONE, Rosendo PENA-EGUILUZ, Matthieu LEROY, François BONNET et Antony LOWINSKY. J'adresse une mention très spéciale à mes deux acolytes Paul-Etienne VIDAL et Eric FITAN. Qu'ils trouvent en ces quelques mots tout le respect et l'immense amitié que je leur porte.

Je dédicace cette thèse à ma famille qui m'a soutenu : à mon père pour sa logistique parfaite, à ma mère pour ses corrections précieuses, mes frères et ma

soeur qui m'ont toujours encouragé et à mon grand-père d'adoption qui a toujours été fier de moi. Je les remercie du fond du coeur de toujours répondre présent quand j'en ai besoin.

Enfin, je tiens à dédicacer également cette thèse à Grace GANDANEGARA, mon épouse et membre du bureau international E113a. Elle qui a su se faire si compréhensive, si patiente et qui a fait tant d'efforts pour moi. Qu'elle sache ô combien je remercie Dieu chaque jour d'avoir entremêlé nos routes.

*A mon épouse,  
A mes parents.*



*Il y a plus de plaisir à poursuivre la vérité qu'à la posséder.*



# Table des matières

<b>Principales notations, symboles et constantes physiques</b>	<b>1</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>1 Utilisations de vibrations dans des systèmes actuels</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	10
1.2 Utilisation des vibrations en métallurgie . . . . .	10
1.2.1 Écrouissage ultrasonique . . . . .	10
1.2.2 Usinage ultrasonique . . . . .	14
1.2.3 Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme . . . . .	19
1.3 Utilisation des vibrations en tribologie . . . . .	32
1.3.1 Réduction des frottements secs . . . . .	32
1.3.2 Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés . . . . .	40
1.4 Effet des vibrations sur la tectonique des plaques . . . . .	45
1.5 Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives	47
1.6 Conclusion . . . . .	56
<b>2 Physique du frottement sec</b>	<b>59</b>
2.1 Introduction . . . . .	61
2.2 Origines et caractéristiques du frottement . . . . .	62
2.2.1 Coefficient de frottement . . . . .	62
2.2.1.1 Frottement statique et frottement dynamique . . . . .	62
2.2.1.2 Lois de Coulomb et d'Amontons . . . . .	64
2.2.1.3 Rugosité de surface . . . . .	66
2.2.1.4 Théorie du frottement . . . . .	71
2.2.1.5 Autres lois . . . . .	73
2.2.2 L'usure . . . . .	75
2.2.2.1 Usure par adhérence . . . . .	76
2.2.2.2 Usure par abrasion . . . . .	79
2.2.2.3 Usure par érosion . . . . .	82
2.2.2.4 Usure par fatigue . . . . .	84
2.2.2.5 Usure par fretting . . . . .	84
2.3 Les mécanismes du contact en frottement sec . . . . .	85
2.3.1 Le frottement sec en régime statique . . . . .	86
2.3.2 Le frottement sec en régime permanent . . . . .	91

2.3.3	Le frottement sec en régime quasi statique . . . . .	92
2.3.3.1	Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin . . . . .	92
2.3.3.2	Evolution du contact en glissement partiel . . . . .	97
2.3.3.3	Usure en glissement partiel . . . . .	101
2.3.4	Domaine de validité . . . . .	102
2.3.5	Modèle de fondation élastique . . . . .	102
2.3.6	Le contact plastique . . . . .	104
2.4	Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface . . . . .	108
2.4.1	Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques . . . . .	108
2.4.2	Etude des surfaces rugueuses . . . . .	108
2.4.3	Modèle de Greenwood-Williamson . . . . .	112
2.4.4	Modèle simplifié de Arnell . . . . .	114
2.5	Conclusion . . . . .	116

### 3 La lubrification électroactive : Contrôle du frottement par contact actif 119

3.1	Introduction . . . . .	120
3.2	Effet d'une sollicitation tangentielle au plan de contact . . . . .	120
3.2.1	Les forces de frottement . . . . .	120
3.2.1.1	Effet d'une oscillation parallèle $\theta = 0$ . . . . .	122
3.2.1.2	Effet d'une oscillation transversale $\theta = \frac{\pi}{2}$ . . . . .	124
3.2.2	Usure . . . . .	124
3.2.3	Conclusion . . . . .	124
3.3	Effet d'une sollicitation normale au contact . . . . .	126
3.3.1	Contact permanent : Effet d'une oscillation normale sans décollement des surfaces . . . . .	127
3.3.1.1	Principe physique . . . . .	128
3.3.1.2	Simulation numérique . . . . .	129
3.3.1.3	Conclusion . . . . .	131
3.3.2	Contact intermittent : Effet d'une oscillation normale avec décollement des surfaces . . . . .	133
3.3.2.1	Principe physique . . . . .	134
3.3.2.2	Charge dynamique . . . . .	135
3.3.2.3	Condition de décollement et taux de contact . . . . .	138
3.3.2.4	Validation expérimentale . . . . .	140
3.3.2.5	Calcul du coefficient de frottement instantané . . . . .	147
3.3.2.6	Calcul de la force de frottement résultante . . . . .	148
3.3.3	Modulation de la force de frottement . . . . .	153
3.3.3.1	Influence de l'amplitude vibratoire $A$ et de l'effort statique $F_0$ . . . . .	154
3.3.3.2	Influence de la vitesse de glissement relative $v$ et de la fréquence vibratoire $f$ . . . . .	158
3.3.3.2.1	Calcul de la fréquence critique $f_0$ selon la vitesse relative . . . . .	161

3.3.3.2.2	Calcul de la fréquence critique $f_0$ selon le taux de glissement partiel . . . . .	164
3.3.3.2.3	Différents cas de figure . . . . .	164
3.3.3.3	Augmentation et réduction de la force de frotte- ment $F_T$ . . . . .	169
3.3.3.4	Quelle forme d'onde mécanique choisir ? . . . . .	170
3.3.3.5	Conclusion . . . . .	171
3.3.4	Usure . . . . .	172
3.3.4.1	Éléments bibliographiques . . . . .	172
3.3.4.2	Modèle d'usure de Goto et Ashida . . . . .	174
3.3.4.3	Modèle énergétique . . . . .	178
3.3.4.4	Conclusion . . . . .	186
3.3.5	Cas d'un contact rugueux quelconque . . . . .	187
3.4	Bilan énergétique . . . . .	187
3.4.1	Conclusion . . . . .	191
3.5	Conclusion . . . . .	192
<b>4</b>	<b>Les actionneurs piézoélectriques</b>	<b>197</b>
4.1	Introduction . . . . .	198
4.2	Choix d'une technologie d'actionneur adaptée . . . . .	199
4.3	La piézoélectricité . . . . .	201
4.3.1	L'origine de la piézoélectricité . . . . .	202
4.3.2	Les matériaux piézoélectriques . . . . .	203
4.3.3	Modes de déformation . . . . .	206
4.3.4	Les équations de la piézoélectricité . . . . .	209
4.3.5	Caractéristiques électriques et mécaniques des matériaux pié- zoélectriques . . . . .	212
4.4	Les Actionneurs Piézoélectriques . . . . .	216
4.5	Modélisation Analytique . . . . .	220
4.5.1	Modélisation quasi statique . . . . .	220
4.5.2	Modélisation dynamique du résonateur de Langevin . . . . .	221
4.5.3	Modélisation dynamique au voisinage de la résonance : mo- dèle de Mason . . . . .	227
4.5.4	Conditions d'exploitation optimales . . . . .	231
4.6	Stratégies d'alimentation d'actionneurs piézoélectriques . . . . .	234
4.6.1	Structures des Convertisseurs Statiques . . . . .	235
4.6.1.1	Amplificateurs Linéaires . . . . .	235
4.6.1.2	Onduleurs Pleines Ondes et MLI . . . . .	239
4.6.1.3	Onduleurs à Résonance . . . . .	241
4.6.2	Comparaison des différentes topologies . . . . .	246
4.7	Vers un système embarqué . . . . .	248
4.8	Conclusion . . . . .	249

<b>5</b>	<b>Mise en œuvre expérimentale du concept de lubrification électroactive</b>	<b>251</b>
5.1	Introduction . . . . .	252
5.2	Des cas quotidiens . . . . .	252
5.3	Validation expérimentale . . . . .	253
5.3.1	Essais de validation sur tribomètre rotatif vibrant . . . . .	253
5.3.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	253
5.3.1.2	Evolution du frottement sans vibration . . . . .	255
5.3.1.3	Evolution du frottement en présence de vibrations . . . . .	256
5.3.1.3.1	Evolution théorique du frottement . . . . .	259
5.3.1.3.2	Evolution du coefficient de frottement apparent . . . . .	261
5.3.1.3.3	Evolution de l'usure . . . . .	266
5.3.1.4	Bilan énergétique . . . . .	272
5.3.1.5	Impact des vibrations sur la stabilité mécanique . . . . .	274
5.3.1.6	Conclusion . . . . .	275
5.3.1.7	Vers un choix de matériaux différents . . . . .	276
5.3.2	Essais de validation sur structures à onde stationnaire . . . . .	277
5.3.2.1	Les moteurs à rotation de mode . . . . .	278
5.3.2.1.1	Géométrie de contact . . . . .	279
5.3.2.1.2	Débrayage ultrasonique du moteur à rotation de mode . . . . .	281
5.3.2.1.3	Résultats expérimentaux . . . . .	282
5.3.2.1.4	Conclusion . . . . .	288
5.3.2.2	Les moteurs à onde progressive annulaire . . . . .	288
5.3.2.2.1	Contact rotor/stator . . . . .	291
5.3.2.2.2	Électronique de commande . . . . .	291
5.3.2.2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	296
5.3.2.2.4	Conclusion . . . . .	305
5.4	Application à la réduction des frottements d'un contact piston-chemise	307
5.4.1	Le moteur thermique . . . . .	308
5.4.2	Ensemble piston/chemise . . . . .	310
5.4.3	Dynamique du système bielle manivelle . . . . .	313
5.4.4	Mise en œuvre . . . . .	316
5.4.5	Résultats expérimentaux . . . . .	321
5.4.5.1	Le tribomètre alternatif . . . . .	321
5.4.5.2	Evolution des forces de frottement . . . . .	322
5.4.6	Conclusion . . . . .	327
5.5	Conclusion . . . . .	329
	<b>Conclusion générale</b>	<b>331</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>344</b>
<b>A</b>	<b>Caractéristiques de céramiques piézoélectriques</b>	<b>I</b>

<b>B</b>	<b>Caractéristiques mécaniques pour différents matériaux.</b>	<b>V</b>
<b>C</b>	<b>Contacts de Hertz</b>	<b>VII</b>
C.1	contact ponctuel : sphère sur plan . . . . .	VII
C.1.1	Comportement élastique . . . . .	VII
C.1.2	Comportement plastique . . . . .	IX
C.2	contact linéaire : cylindre sur plan . . . . .	IX
C.2.1	Comportements élastique . . . . .	IX
C.2.2	Comportement plastique . . . . .	X
C.3	contact surfacique : plan sur plan . . . . .	X
<b>D</b>	<b>Modèle des blocs de Persson</b>	<b>XI</b>



# Table des figures

1.1	Système d'écrouissage ultrasonique . . . . .	11
1.2	Usinage et écrouissage sur machine outil . . . . .	11
1.3	Exemple d'usinage avec vibrations et sans introduction de vibrations	12
1.4	Déformations produites en bout d'outil pour un usinage avec écrouis- sage ultrasonique . . . . .	13
1.5	Porte-outils et couteaux pour tournage . . . . .	13
1.6	Dispositif expérimental de tournage assisté par vibrations . . . . .	14
1.7	Photographie d'un poste de fraisage avec usinage ultrasonique . . .	15
1.8	Principe de l'usinage ultrasonique USM . . . . .	15
1.9	Déformations produites en bout d'outil pour un usinage ultrasonique	17
1.10	Système d'usinage assisté ultrasoniquement . . . . .	17
1.11	Schéma de principe de l'outil vibrant . . . . .	18
1.12	Comparaison des états tribologiques de deux surfaces usinées avec et sans UAT . . . . .	19
1.13	Etude comparative d'indentation avec ou sans UAT . . . . .	20
1.14	Photographie optique des états de surface d'une pièce tournée en Inconel 718 après un usinage conventionnel et ultrasonique . . . . .	20
1.15	Matriçage des tubes métalliques . . . . .	21
1.16	Schémas de principe des différents systèmes de matriçage ultrasonique	22
1.17	Topographie de deux surfaces avec et sans matriçage ultrasonique .	23
1.18	Evolution de la force de frottement selon la vitesse et l'effort de traction . . . . .	24
1.19	Evolution du taux de réduction de la force de traction en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différents niveaux de contraintes .	25
1.20	Relevé temporel des efforts de matriçage . . . . .	25
1.21	Evolution de la contrainte ultrasonique produite pour plusieurs ma- tériaux en fonction de la densité de puissance injectée . . . . .	26
1.22	Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la défor- mation avec et sans présence de vibrations . . . . .	27
1.23	Corrélation de l'effet thermique et de l'effet ultrasonique sur l'évo- lution de la contrainte de cisaillement . . . . .	27
1.24	Evolution du coefficient de frottement $\mu$ en fonction de la densité de puissance injectée . . . . .	28
1.25	Evolution de la puissance de traction économisée en fonction de la densité de puissance électrique injectée . . . . .	28
1.26	Essai bille/disque de Lehfeltdt . . . . .	29

1.27	Impact des vibrations tangentielles sur le frottement . . . . .	30
1.28	Matrice ultrasonique . . . . .	31
1.29	Résultats expérimentaux d'extrusion . . . . .	31
1.30	Caractéristiques typiques des frottements sec, fluides et visqueux . .	33
1.31	Asservissement de position en présence de bruit . . . . .	34
1.32	Dispositif expérimental de vérin assisté par vibrations . . . . .	35
1.33	Evolution du frottement en fonction de la vitesse linéaire pour dif- férentes vitesses de rotation du vérin . . . . .	35
1.34	Photographie du translateur expérimental . . . . .	36
1.35	Conception du glisseur assisté par ultrasons . . . . .	37
1.36	Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différents types de lubrification . . . . .	37
1.37	Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différentes charges normales . . . . .	38
1.38	Evolution du coefficient de frottement en du chargement normal avec et sans vibrations . . . . .	38
1.39	Relevé expérimental des déformations du plan de glissement . . . .	39
1.40	Relevé expérimental du coefficient de frottement en fonction de la position . . . . .	40
1.41	Chronogramme de la position du glisseur avec et sans présence de vibrations . . . . .	40
1.42	Chronogramme de position du glisseur pour différentes lubrifications	41
1.43	Simulation numérique du comportement moléculaire du lubrifiant liquide . . . . .	42
1.44	Schématisation des différents états des lubrifiants . . . . .	43
1.45	Etude de la variation du coefficient de frottement d'un contact lu- brifié sous sollicitations normales . . . . .	44
1.46	Evolution de la force de frottement en fonction de l'effort normal dans différentes conditions . . . . .	44
1.47	Impact des vibrations sur les tremblements de terre . . . . .	46
1.48	Evolution du coefficient de frottement entre deux solides sous mo- dulation de charge normale . . . . .	46
1.49	Le moteur Shinsei . . . . .	47
1.50	Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM dans le cas quasi statique . . . . .	49
1.51	Evolution théorique et pratique de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un USR60 . . . . .	50
1.52	Evolution de la vitesse 3D d'un point du stator . . . . .	51
1.53	Evolution du taux de réduction du coefficient de frottement $\mu$ ap- parent en fonction de la vitesse parallèle et transversale d'un point du stator . . . . .	52
1.54	Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM avec déformation de la couche de frottement . . . . .	53
1.55	Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouve- ment alternatif normal sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b) . . . . .	54

1.56	Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouvement elliptique sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 $N$ (a) et 2 $N$ (b) . . . . .	55
2.1	Représentation d'un système tribologique . . . . .	61
2.2	Schéma d'un patin glissant . . . . .	63
2.3	Evolution du coefficient de frottement selon la charge tangentielle . . . . .	63
2.4	Modélisation du cône de frottement . . . . .	64
2.5	Effet des élasticités de contact . . . . .	65
2.6	Gravures originales illustrant le glissement d'un solide selon les lois d'Amonton . . . . .	65
2.7	Modèle de Coulomb . . . . .	66
2.8	Rugosité de surface . . . . .	67
2.9	Caractéristique d'une surface rugueuse . . . . .	68
2.10	Composition du matériau au voisinage de la surface . . . . .	69
2.11	Illustration qualitative du comportement du contact sous différentes charges . . . . .	70
2.12	Origine du frottement . . . . .	71
2.13	Modèle d'une aspérité . . . . .	73
2.14	Régularisation de la loi de Coulomb . . . . .	74
2.15	Graphe des différentes lois de frottement . . . . .	75
2.16	Exemple de carte d'usure . . . . .	77
2.17	Usure par adhésion . . . . .	78
2.18	Effet d'une usure par abrasion . . . . .	80
2.19	Effet du rapport de dureté $H$ sur l'abrasion . . . . .	80
2.20	Usure par abrasion . . . . .	81
2.21	Usure par abrasion à deux ou trois corps . . . . .	81
2.22	Photographie d'une usure par abrasion sur un arbre à came de distribution et présence d'adhésion son poussoir . . . . .	82
2.23	Usure par érosion selon l'angle d'attaque des aspérités . . . . .	83
2.24	Usure par fatigue . . . . .	84
2.25	Phénomène de fretting dans une aube de turboréacteur . . . . .	85
2.26	Types de contacts fondamentaux . . . . .	86
2.27	Contact sphère/plan de Hertz . . . . .	87
2.28	Contact de Hertz entre deux sphères. . . . .	88
2.29	Répartition de pression $p(r)$ pour un contact bille/plan . . . . .	88
2.30	Indentation pour un contact bille/plan . . . . .	89
2.31	Distribution du cisaillement d'un contact sphère/plan . . . . .	90
2.32	Champ de cisaillement pour un contact sphère/plan . . . . .	92
2.33	Répartition de pression d'un contact bille/plan . . . . .	94
2.34	Passage d'un glissement partiel à total d'un contact sphère/plan . . . . .	95
2.35	Essai expérimental de fretting . . . . .	96
2.36	Zones de glissement selon le déplacement relatif . . . . .	97
2.37	Cycles de fretting . . . . .	98
2.38	Exemple de relevé effort/déplacement en fretting . . . . .	99
2.39	Exemple de relevé temporel en fretting . . . . .	99

2.40	Evolution des paramètres du contact en glissement partiel . . . . .	101
2.41	Modèle de couche élastique . . . . .	103
2.42	Comportement d'un Matériau plastique . . . . .	105
2.43	Contact sphère/plan en régime élasto-plastique . . . . .	107
2.44	Evolution du rayon de contact selon la rugosité . . . . .	109
2.45	Exemple de trace profilométrique . . . . .	109
2.46	Profil de surface rugueuses . . . . .	111
2.47	Modèle de Greenwood-Williamson . . . . .	112
2.48	Contact entre une surface lisse et un contact rugueux idéalisé : modèle de Arnell . . . . .	115
3.1	Directions des vibrations . . . . .	121
3.2	Evolution du coefficient de frottement relatif $\mu_r$ en fonction des vitesses $V$ et $V_0$ et de la vitesse relative $\xi$ pour $\theta = 0^\circ$ . . . . .	123
3.3	Evolution du coefficient de frottement relatif $\mu_{relatif}$ en fonction des vitesses $V$ et $V_0$ et de la vitesse relative $\xi$ pour $\theta = 90^\circ$ . . . . .	125
3.4	Système tribologique glisseur et substrat . . . . .	127
3.5	Zone de glissement sans perte de contact . . . . .	128
3.6	Système tribologique glisseur et substrat . . . . .	129
3.7	Evolution de la force normale dynamique $F_N$ pour une vibration de $12,5\text{ mm}$ à $4\text{ Hz}$ . . . . .	130
3.8	Evolution de la force de frottement $F_T$ pour une vibration de $12,5\text{ mm}$ à $4\text{ Hz}$ . . . . .	130
3.9	Evolution de la position $x$ du glisseur en fonction du temps . . . . .	131
3.10	Evolution de la vitesse $\dot{x}$ du glisseur en fonction du temps . . . . .	132
3.11	Evolution du déplacement tangentiel $x$ pour différentes forces tangentielles extérieures $F_0$ . . . . .	132
3.12	Evolution de la force de frottement $F_T$ pour différentes forces tangentielles extérieures $F_0$ . . . . .	133
3.13	Contact sphère/plan . . . . .	135
3.14	Evolution du taux de surcharge dynamique pour différentes amplitudes de vibration sans séparation des surfaces . . . . .	136
3.15	Evolution de l'effort dynamique maximal et moyen et du taux de surcharge dynamique $\eta$ en fonction de l'amplitude de vibration. <i>Conditions de simulation</i> : $F_0 = 110\text{ N}$ , $R = 12,7\text{ mm}$ , <i>acier 100Cr6</i> . . . . .	137
3.16	Evolution du taux de surcharge dynamique $\eta$ en fonction du temps et pour différentes amplitudes de vibration . . . . .	139
3.17	Evolution du taux de contact pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement . . . . .	139
3.18	Mesure du temps de contact par méthode volt-ampèremétrique . . . . .	141
3.19	Mesure du temps de contact sur tribomètre rotatif . . . . .	142
3.20	Décollement d'une bille en acier 100Cr6 . . . . .	143
3.21	Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal $\eta = \frac{F_d(t)}{F_0} - 1$ pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux . . . . .	145

3.22	Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal $\eta$ pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux pour un taux de décollement élevé . . . . .	146
3.23	Modèle de Coulomb-Orowan . . . . .	147
3.24	Evolution temporelle de l'effort normal $F_N$ et tangentiel $F_T$ en condition de décollement. . . . .	150
3.25	Evolution temporelle du coefficient de frottement $\mu$ , du déplacement $\delta$ et de la distance de transition $\delta_t$ en condition de décollement . . .	151
3.26	Evolution temporelle du rayon de contact $a$ et de sa compliance $C$ en condition de décollement. . . . .	152
3.27	Evolution du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement . . . . .	155
3.28	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de la vitesse de glissement $v$ et du chargement normal statique $F_0$ pour une fréquence vibratoire $f$ de 30 $kHz$ et une amplitude vibratoire $A$ de 0, 1, 1, 10 $\mu m$ . . . . .	156
3.29	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ et de la fréquence vibratoire $f$ pour une vitesse de glissement $v$ de 0,02 $m.s^{-1}$ et un effort statique $F_0$ de 1, 10, 100 $N$ . . . . .	157
3.30	Evolution de la distance de glissement $\delta$ pour différentes vitesses de glissement . . . . .	159
3.31	Evolution du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ pour différentes vitesses de glissement . . . . .	159
3.32	Evolution du déplacement de transition $\delta_c$ et du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ dans un cas particulier . . . . .	162
3.33	Evolution de la fréquence critique $f_0$ . . . . .	163
3.34	Evolution des instants $t_1$ , $t_2$ et $t_3$ et du taux de glissement partiel selon l'amplitude vibratoire . . . . .	165
3.35	Evolution des instants $t_1$ , $t_2$ et $t_3$ et du taux de glissement partiel selon l'amplitude vibratoire . . . . .	165
3.36	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ et de la fréquence vibratoire $f$ pour une vitesse de glissement de $v = 0,02, 0,2, 2 m.s^{-1}$ et un effort statique $F_0$ de 10 $N$ . . . . .	166
3.37	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de la vitesse de glissement $v$ et du chargement normal statique $F_0$ pour une amplitude vibratoire $A$ de 1 $\mu m$ et une fréquence vibratoire $f$ de 25, 50, 100 $kHz$ . . . . .	168
3.38	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Goto <i>et al</i> . . . . .	173
3.39	Evolution du taux d'usure en fonction de l'amplitude vibratoire transmise en bout du pion et du taux de contact . . . . .	173
3.40	Evolution de la température de surface et de la dureté Vickers en fonction du temps de contact. . . . .	174
3.41	Modélisation d'Arnell de deux surfaces en contact . . . . .	174
3.42	Modèle de la formation d'une jonction . . . . .	175

3.43	Modèle de la formation d'une jonction . . . . .	175
3.44	Dégradations en fretting pour un contact bille/plan . . . . .	179
3.45	Repartition de l'usure et l'énergie dissipée pour un essai en fretting . . . . .	180
3.46	Dégradations en fretting . . . . .	181
3.47	Evolution adimensionnelle de l'énergie dissipée $Ed$ et de la force de frottement $F_T$ . . . . .	182
3.48	Tendance du comportement de la durée de vie d'un contact en fonction des conditions de sollicitation en régime de glissement mixte ou total . . . . .	183
3.49	Evolution temporelle de l'énergie dissipée au contact $Ed$ en fonction de l'amplitude vibratoire . . . . .	184
3.50	Evolution temporelle du déplacement relatif réduit $\frac{\delta}{\delta_c}$ en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire pour une seule période d'excitation . . . . .	184
3.51	Evolution de la puissance dissipée au contact $P_d$ en fonction de la fréquence et de l'amplitude vibratoire . . . . .	185
3.52	Evolution de la puissance dissipée au contact $P_d$ en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire . . . . .	186
3.53	Modélisation d'un contact quelconque selon le modèle d'Arnell . . . . .	187
3.54	Evolution temporelle de la puissance dissipée au contact $P_d$ et de la puissance élastique $Pe$ . . . . .	189
3.55	Evolution du taux de réduction de la force de frottement pour différentes vitesses de glissement d'après les travaux de Sase <i>et al.</i> . . . . .	190
3.56	Evolution de la puissance mécanique de traction économisée selon la puissance électrique consommée par les vibreurs et pour différentes vitesses d'extrusion . . . . .	191
4.1	Activation du contact par came mécanique . . . . .	198
4.2	Courbe effort spécifique/vitesse de déformation relative pour différentes classes d'actionneurs électriques . . . . .	199
4.3	Comparaison énergétique des différentes technologies d'actionneurs . . . . .	200
4.4	Structure cristalline d'un cristal ferroélectrique . . . . .	203
4.5	Cycle de fabrication des céramiques PZT par voie solide . . . . .	204
4.6	Modes de déformation principaux d'un matériau piézoélectrique . . . . .	207
4.7	Déformation parasite par conservation du volume . . . . .	208
4.8	Evolution en forme d'hystérésis de la polarisation $P$ et de la contrainte $S$ en fonction du champ électrique $E$ . . . . .	209
4.9	Déformation de la maille cristalline d'un matériau piézoélectrique à base de soufre et de Cadmium . . . . .	210
4.10	Caractéristique statique Déplacement/Effort . . . . .	215
4.11	Effet d'une précontrainte sur les performances d'une céramique piézoélectrique . . . . .	216
4.12	Céramique massive et multicouche . . . . .	217
4.13	Actionneurs bimorphes et flexenseurs . . . . .	218
4.14	Actionneurs de Langevin et de mode de flexion . . . . .	219

4.15	Schéma équivalent électrique d'une céramique piézoélectrique en régime quasistatique . . . . .	221
4.16	Résonateur de Langevin . . . . .	222
4.17	Tranche élémentaire d'une poutre . . . . .	222
4.18	Schéma électrique équivalent d'un élément passif . . . . .	224
4.19	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique . . . . .	225
4.20	Schéma électrique équivalent d'un résonateur de Langevin . . . . .	226
4.21	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec pertes	226
4.22	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec plusieurs modes de déformation . . . . .	227
4.23	Schéma de Mason . . . . .	228
4.24	Comportement fréquentiel mécanique et électrique autour d'une fréquence de résonance . . . . .	230
4.25	Répartition de la vitesse vibratoire et de la contrainte dans le transducteur selon la longueur d'onde $\lambda$ . . . . .	233
4.26	Schéma de principe d'un amplificateur push-pull . . . . .	236
4.27	Schéma de principe d'une alimentation APEX à double amplificateur push-pull . . . . .	236
4.28	Schéma électrique de l'alimentation linéaire flottante. . . . .	238
4.29	Photographie de l'étage d'amplification de la tension et de courant .	240
4.30	Circuits équivalents de transducteurs accordés autour de la fréquence de résonance . . . . .	242
4.31	Comportement fréquentiel d'un actionneur accordé à la résonance série . . . . .	244
4.32	Choix des interrupteurs . . . . .	245
4.33	Disposition du système de lubrification électroactive dans une monolplace . . . . .	248
5.1	Effet d'un impact sur un système précontraint boulon/écrou . . . . .	253
5.2	Tribomètre rotatif vibrant . . . . .	254
5.3	Evolution du volume arraché $V$ en fonction de l'énergie dissipée $Ed$ pour de l'acier, du bronze, du laiton et de l'aluminium . . . . .	257
5.4	Photographie d'une surface d'un échantillon d'alliage d'aluminium frotté sans vibration . . . . .	258
5.5	Topographie de surface 3D d'un échantillon de bronze frotté sans vibration . . . . .	258
5.6	Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan en acier et pour différents chargements normaux .	259
5.7	Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan sur des échantillons en bronze, laiton, aluminium et acier . . . . .	260
5.8	Evolution de l'énergie dissipée $Ed$ par période de vibration mécanique en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ pour un couple de matériaux laiton/acier . . . . .	260
5.9	Evolution du frottement apparent $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ pour un couple de matériaux acier/laiton . . . . .	261

5.10	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ pour un couple de matériaux acier/aluminium	262
5.11	Evolution du coefficient de frottement $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ pour un disque en bronze	263
5.12	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ pour différentes amplitudes vibratoire $A$ et pour un couple de matériaux acier/acier	263
5.13	Evolution temporelle du coefficient de frottement pour un couple de matériaux acier/acier	264
5.14	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ et pour un couple de matériaux acier/acier	265
5.15	Evolution du coefficient de frottement apparent $\mu$ en fonction de la vitesse de glissement $v$ pour un couple de matériaux acier/acier	266
5.16	Evolution du volume usé $V$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$ pour un couple de matériaux acier/bronze	267
5.17	Evolution du volume de laiton arraché $V$ en fonction de l'amplitude vibratoire $A$	267
5.18	Topographie de surface 3D d'un échantillon de bronze frotté avec une vibration de $3 \mu m$ à $30 kHz$	268
5.19	Photographie optique par microscope électronique à balayage (MEBE) d'une crrique de fatigue	268
5.20	Photographie optique et par topographie laser de la surface d'un échantillon de laiton en présence de vibrations	269
5.21	Photographie optique de la trace d'usure sur la bille ayant frotté contre un échantillon de bronze	269
5.22	Profils de surface de plusieurs échantillons en conditions excitées	270
5.23	Surface d'un échantillon d'aluminium en présence de vibrations	272
5.24	Evolution de la puissance active absorbée $P$ par l'actionneur en fonction de l'amplitude vibratoire $A$	272
5.25	Evolution temporelle de la vitesse vibratoire, de la tension et du courant d'alimentation de l'actionneur	273
5.26	Evolution de l'amplitude de déplacement tangentiel du porte-bille en présence de vibration et hors vibrations	274
5.27	Photographie du moteur à rotation de mode	278
5.28	Principe de fonctionnement d'un moteur à rotation de mode	279
5.29	Déformations en bout de contremasse	280
5.30	Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différents chargements normaux $F_N$	281
5.31	Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différentes vitesses de glissement $v$	282
5.32	Evolution du couple de maintien d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation	284
5.33	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normals	285

5.34	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement . . . . .	285
5.35	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement $v$ . . . . .	286
5.36	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normaux . . . . .	286
5.37	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la vitesse de rotation . . . . .	287
5.38	Le moteur Shinsei . . . . .	289
5.39	Sectorisation de la céramique d'un moteur Shinsei . . . . .	289
5.40	Modélisation simplifiée d'un contact rotor/stator d'un USM . . . . .	292
5.41	Amplitude vibratoire statorique calculée par éléments finis ANSYS® et mesurée expérimentalement . . . . .	294
5.42	Chronogrammes des tensions d'alimentation pour un fonctionnement moteur et débrayage/frein . . . . .	295
5.43	Schéma de principe d'une alimentation simplifiée . . . . .	296
5.44	Architecture électrique d'une alimentation simplifiée . . . . .	297
5.45	Photographie d'une alimentation simplifiée . . . . .	298
5.46	Evolution temporelle du couple de freinage . . . . .	300
5.47	Evolution du couple de freinage autour de la fréquence de résonance principale $40,8\text{ kHz}$ . . . . .	301
5.48	Evolution du couple de freinage en fonction de la fréquence d'alimentation . . . . .	301
5.49	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour des chargements modérés . . . . .	303
5.50	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour de forts chargements . . . . .	304
5.51	Evolution du couple de freinage en fonction de la vitesse de rotation en condition excitée . . . . .	305
5.52	Evolution de l'altitude relative du rotor en mode excité ou non . . . . .	306
5.53	Temps de réponse de l'embrayage électroactif . . . . .	306
5.54	Vue en coupe d'un moteur thermique à allumage commandé . . . . .	309
5.55	Equipage mobile piston/chemise . . . . .	310
5.56	Chemise humide suspendue . . . . .	311
5.57	Environnement et constitution d'un piston de formule 1 . . . . .	312
5.58	Système bielle/manivelle . . . . .	313
5.59	Evolution temporelle de la vitesse de glissement et des efforts subis par le piston . . . . .	315
5.60	Bilan des forces mécaniques s'exerçant sur le piston . . . . .	316
5.61	Modes de déformations mécaniques envisagés . . . . .	317
5.62	Mise en place des actionneurs piézoélectriques dans le bloc moteur . . . . .	317
5.63	Photographie du bloc cylindre modifié . . . . .	318
5.64	Mode de respiration . . . . .	319
5.65	Mode de rang 2 . . . . .	320
5.66	Mode de rang 3 . . . . .	320

5.67	Relevé fréquentiel de l'amplitude vibratoire de la chemise au niveau du PMH . . . . .	321
5.68	Relevé spatial expérimental des amplitudes vibratoires le long de la circonférence de la chemise et au niveau du PMH . . . . .	322
5.69	Tribomètre vibrant alternatif . . . . .	323
5.70	Relevé temporel de la force de frottement $F_T$ , la force normale $F_N$ et de la position du piston en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées . . . . .	324
5.71	Relevé temporel du coefficient de frottement instantané $\mu$ en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées . . . . .	325
5.72	Géométrie de piston adaptée à la lubrification active . . . . .	328
C.1	Types de contacts fondamentaux . . . . .	VII
C.2	Glissement d'un solide selon les lois d'Amonton . . . . .	X
D.1	Schema d'une jonction entre deux solides . . . . .	XI

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des différents éléments du montage . . . . .	36
1.2	Résultats d'expériences d'un glisseur sur plan incliné . . . . .	45
2.1	Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux . . . . .	67
2.2	Valeurs des coefficients d'usure $K$ pour différents matériaux glissant sur de l'acier . . . . .	79
3.1	Temps de vol estimés et mesurés pour différentes configurations d'un contact bille/plan. . . . .	141
3.2	Paramètres de simulation. . . . .	149
3.3	Résultats principaux de simulation. . . . .	149
3.4	Conditions d'excitation du contact. . . . .	169
3.5	Réduction de la Puissance dissipée $P_d$ selon l'amplitude vibratoire $A$ pour une fréquence d'excitation de $30\text{ kHz}$ . . . . .	183
4.1	Caractéristiques de céramiques distribuées par la société Morgan electroCeramics . . . . .	205
4.2	Grandeurs et constantes piézoélectriques. . . . .	213
4.3	Analogie des grandeurs électriques et mécaniques. . . . .	221
4.4	Comparaison des différentes topologies d'alimentation pour céramiques piézoélectriques. . . . .	247
5.1	Caractéristiques techniques du moteur à rotation de mode . . . . .	283
5.2	Caractéristiques techniques du moteur Shinsei USR 60 . . . . .	289
5.3	Caractéristiques géométriques et mécaniques du moteur Shinsei USR 60 . . . . .	293
5.4	Seuils de transition mesurés et estimés . . . . .	302
A.1	Caractéristiques des Céramiques PC8 de Morgan Matroc . . . . .	II
A.2	Stabilité dans le temps de céramiques piézoélectriques . . . . .	III
A.3	Stabilité en température du coefficient $KT_{33}$ . . . . .	III
A.4	Variation de résistivité et stabilité dans le temps . . . . .	III
A.5	Propriétés et applications des différents matériaux piézoélectriques . . . . .	IV
B.1	Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux . . . . .	VI
B.2	Propriétés mécaniques de quelques matériaux . . . . .	VI



# Principales notations, symboles et constantes physiques

Symbole	Unité	Description
$p$	$N.m^{-2}$	Pression au sein d'un contact
$q$	$N.m^{-2}$	Cisaillement au sein d'un contact
$p_m$	$N.m^{-2}$	Pression moyenne
$p_0$	$N.m^{-2}$	Pression maximale
$a$	$m$	Rayon de la zone de contact circulaire
$b$	$m$	Demi-largeur de la zone de contact cylindre/plan
$c$	$m$	Rayon de transition du contact entre zone de glissement et d'adhérence
$e, d$	$m$	Profondeur d'indentation
$\delta$	$m$	Distance de glissement
$\delta_c$	$m$	Distance de glissement critique
$\delta_t$	$m$	Distance de glissement de transition
$(\alpha, \theta)$	$^\circ$	Angle d'attaque et demi angle au sommet d'une aspérité
$\sigma_Y, Y$	$N.m^{-2}$	Contrainte ou pression limite de plastification en compression/traction
$\sigma_{1,2,3}$	$N.m^{-2}$	Contrainte principale en compression/traction
$(C_T, C_N)$	.	Coefficients d'écrouissage
$k$	$N.m^{-2}$	Contrainte seuil en cisaillement simple
$\tau_{1,2,3}$	$N.m^{-2}$	Contrainte en cisaillement
$\tau_{max}$	$N.m^{-2}$	Contrainte limite en cisaillement
$R(\cdot)$	$N.m^{-1}$	Raideur d'un contact
$R^*$	$m$	Rayon équivalent d'un ensemble de solide
$H$	$N.m^{-2}$	Dureté plastique
$H_v$		Dureté Vickers
$L_p$	$m$	Longueur portante
$R_a$	$m$	Écart de Rugosité moyen
$R_q$	$m$	Écart de Rugosité RMS
$E_k$	$m$	Étalement
$S_k$	$m$	Obliquité
$\mu, \mu_a$	.	Coefficient de frottement apparent
$\mu(t)$	.	Coefficient de frottement instantané
$\mu_s$	.	Coefficient de frottement statique
$\mu_d$	.	Coefficient de frottement dynamique
$\mu_{lab}$	.	Coefficient de frottement équivalent dû au labourage
$\mu_{ad}$	.	Coefficient de frottement équivalent dû à l'adhésion
$F_T$	$N$	Force de frottement tangentielle
$F_N$	$N$	Force de chargement normal
$F_{ad}$	$N$	Force de frottement due à de l'adhésion
$F_{lab}$	$N$	Force de frottement due à de l'abrasion
$Q$	$N$	Force de chargement extérieure
$d$	$m$	Déplacement macroscopique d'un solide
$\alpha_s$	$^\circ$	Angle du cône de frottement de Coulomb
$G$	.	Centre de gravité
$A, S$	$m^2$	Aire de contact apparente
$A_R$	$m^2$	Aire de contact réelle
$K$	.	Coefficient d'usure de la loi d'Archard

<b>Symbole</b>	<b>Unité</b>	<b>Description</b>
$K_f$	.	Coefficient d'usure par fatigue
$L$	$m$	Longueur cinématique
$\rho$	$kg.m^{-3}$	Masse volumique
$v$	$m.s^{-1}$	Vitesse de glissement
$E_i$	$N.m^{-2}$	Module d'Young
$G_i$	$N.m^{-2}$	Module de cisaillement
$\nu_i$	.	Coefficient de Poisson
$R$	$m$	Rayon de sphère ou de cylindre
$K_{CT}, K_{CN}$	$N.m^{-1}$	Rigidité tangentielle et normale
$C$	$N.m^{-1}$	Compliance
$Ed$	$J$	Énergie dissipée
$Ed_t$	$J$	Énergie dissipée de transition
$\gamma, \beta$	.	Paramètres de Dundurs
$h$	$m$	Épaisseur de couche
$\Psi$	.	Indice de plasticité
$f$	$Hz$	Fréquence des vibrations mécaniques
$\omega$	$rd.s^{-1}$	Pulsation des vibrations mécaniques
$f_0$	$Hz$	Fréquence critique
$A$	$m$	Amplitude des vibrations mécaniques
$A_0$	$m$	Amplitude critique
$\xi$	.	Vitesse relative
$\eta$	.	Taux de surcharge dynamique
$c$	$m$	Rayon délimitant la frontière entre les zone de glissement et d'adhérence



# Introduction générale

La réduction des frottements au sein de mécanismes quels qu'ils soient, constitue encore aujourd'hui un point sensible de la conception et demeure cruciale dans les technologies de pointe telles que la Formule 1 où doivent être associés gain énergétique et fiabilité. Les solutions technologiques classiques consistent en la formulation d'un couple de matériaux et d'une géométrie de contact adaptée aux contraintes tribologiques du système mécanique (pressions, vitesses). De plus, dans de nombreuses situations, il est nécessaire d'introduire une lubrification réalisée par des lubrifiants solides ou liquides. Dans le cas particulier d'un moteur à combustion interne à haute performance de type Formule 1, les technologies actuelles utilisées, déjà très optimisées, ne suffisent plus pour diminuer de façon significative les pertes par frottement. L'augmentation des contraintes inhérente à la recherche de performances requiert un système de lubrification plus efficace. Cependant, le surdimensionnement de certains composants intervenants dans le mécanisme de lubrification, tels que les pompes à huiles, les échangeurs, les conduits de lubrifiant, deviennent rapidement pénalisants non seulement vis-à-vis de la masse du groupe motopropulseur, mais aussi face à leur impact sur la répartition des masses et sur l'aérodynamique. Notons par ailleurs que les organes de puissance nécessaires à la lubrification sont le plus souvent éloignés des contacts à lubrifier et nécessitent donc un réseau d'alimentation du lubrifiant qui pénalise à la fois le rendement (pertes de charges linéiques), la masse, et contraint le design du moteur. Dans le cas plus précis des contacts très fortement chargés ou proches des zones de combustion, l'hypothèse d'une lubrification par film d'huile n'est pas vérifiée, nous parlons plutôt de lubrification mixte pendant certaines phases de fonctionnement qui sont la source majoritaire de pertes. Dans un contexte ultra compétitif tel que celui du sport automobile, les gains en performance les plus significatifs découlent généralement de ruptures technologiques.

Parmi l'ensemble des solutions technologiques possibles de lubrification, l'introduction de vibrations dans des contacts secs ou en condition de lubrification mixte peut être une solution potentiellement intéressante à exploiter. Bien que ce phénomène soit physiquement intuitif et demeure présent dans de nombreuses observations (séismes, béton vibré, ...), il reste perçu comme une configuration mécanique particulière qu'il convient généralement d'éviter. Si ce phénomène a été exploité dans le cas des forgeages de métaux dans les années 60, il a rapidement été délaissé au profit de solutions plus faciles à mettre en oeuvre. Dans les années 80 et 90, l'impact de vibrations hautes fréquences dans les contacts des moteurs

piézoélectriques a fait l'objet d'investigations dans le but d'expliquer la perte de couple à l'interface rotor/stator. En revanche, aucune étude n'a jusqu'à présent envisagé l'exploitation du pouvoir "lubrifiant" de vibrations mécaniques hautes fréquences. Aussi, les modèles comportementaux associés à cette nouvelle approche ne permettent pas d'une part la compréhension des phénomènes, et d'autre part la détermination des conditions (amplitude, fréquence, forme d'onde) nécessaires à l'exploitation de ce pouvoir lubrifiant face au cahier des charges d'une application spécifique.

Une première partie de notre travail consiste, non seulement à proposer un modèle comportemental analytique multi-échelle prenant en compte une approche locale du contact et ses conséquences d'un point de vue macroscopique, mais aussi de dégager les paramètres vibratoires permettant de cibler la technologie d'actionneurs adaptée à sa mise en oeuvre. Face aux besoins en termes de pression de contact, de vitesse vibratoire requise, l'utilisation d'actionneurs à base de matériaux électroactifs semble prometteuse en vue d'aboutir à des dispositifs à hautes performances bénéficiant en outre d'un haut niveau d'intégration fonctionnelle. Dans la logique d'une électrification progressive des systèmes mécaniques, il semble opportun de chercher à tirer parti des effets électromécaniques pour contrôler la lubrification. Nous pouvons alors parler de lubrification électroactive. La deuxième partie de cette étude procède à l'exploitation et la mise en oeuvre de la lubrification électroactive, avec pour objectif d'une part, la réduction des frottements, et d'autre part, le contrôle des forces de frottement. Ainsi, la mise en oeuvre de ces deux aspects de la lubrification est étudiée respectivement dans le cas d'un contact piston/chemise d'un moteur à combustion interne, et dans le contrôle du couple de frottement d'un moteur piézoélectrique à onde progressive.

Le travail présenté dans ce manuscrit propose une approche dynamique du contact afin d'en explorer la commandabilité par voie électrique. Le sujet abordé nécessite, par nature, la manipulation de concepts de la mécanique du contact et de l'électrodynamique. Aussi certains chapitres peuvent être appréciés à différents niveaux en fonction de la spécialité du lecteur. Ce mémoire s'organise en 5 chapitres.

Après un premier chapitre dédié à une étude bibliographique détaillée concernant les potentialités d'utilisation des vibrations mécaniques imposées entre deux solides en contact sec et les premiers modèles associés, le deuxième chapitre permet de poser les éléments nécessaires à la description des phénomènes physiques qui se manifestent lors d'un frottement sec entre deux solides en contact.

Le troisième chapitre traite plus particulièrement de la modélisation physique de la lubrification électroactive. Les différents axes de sollicitation mécanique (tangentielle, normale) sont explorés et comparés. Une étude particulière concernant la sollicitation normale est proposée. Elle permet de dégager deux configurations distinctes : avec ou sans séparation des surfaces. L'influence des paramètres d'excitation (fréquence, amplitude) vis-à-vis des conditions tribologiques (vitesse relative, pression de contact, matériaux) est formulée et permet de définir les conditions nécessaires à la lubrification électroactive et son contrôle. Le comportement en usure

inhérent à la lubrification électroactive est aussi abordé.

Dans le quatrième chapitre sont comparées les différentes technologies d'actionnement possibles. Une description des actionneurs piézoélectriques qui apparaissent les plus à même de répondre à l'application sont présentés ainsi que leurs alimentations dédiées.

Enfin, le cinquième chapitre se veut expérimental. Il permet au travers de différents bancs d'essais, d'une part, de confronter notre modélisation de la lubrification électroactive avec des essais obtenus sur tribomètre rotatif vibrant, et d'autre part, sa mise en oeuvre dans le débrayage contrôlé des moteurs à onde progressive. Un banc d'essais dédié à l'étude de la réduction des forces de frottement dans un contact piston/chemise d'un moteur à combustion interne a été réalisé et permet de dégager les premiers résultats montrant l'intérêt d'introduire sciemment des vibrations mécaniques à haute fréquence dans un contact mécanique. Si les résultats expérimentaux sont très encourageants, les perspectives visant à préciser les conditions de sollicitation (amplitude, fréquence, zone de contact) et l'implantation des actionneurs dans le moteur sont aussi mises en avant.



# Chapitre 1

## Utilisations de vibrations dans des systèmes actuels

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>10</b>
<b>1.2</b>	<b>Utilisation des vibrations en métallurgie</b>	<b>10</b>
1.2.1	Écrouissage ultrasonique	10
1.2.2	Usinage ultrasonique	14
1.2.3	Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme	19
<b>1.3</b>	<b>Utilisation des vibrations en tribologie</b>	<b>32</b>
1.3.1	Réduction des frottements secs	32
1.3.2	Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés	40
<b>1.4</b>	<b>Effet des vibrations sur la tectonique des plaques</b>	<b>45</b>
<b>1.5</b>	<b>Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives</b>	<b>47</b>
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>56</b>

---

## 1.1 Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de balayer les applications pertinentes dans lesquelles nous avons recours à l'utilisation de vibrations mécaniques induites ou produites et de mettre en avant le potentiel en termes de principes physiques et de fonctionnalités associées. Il ne représente pas un état de l'art exhaustif car le nombre de fonctions concernées est assez conséquent. En effet, nous trouvons des vibrations dans des domaines variés allant du bio-médical à l'écoulement des poudres en passant par les travaux publics. A titre d'exemples, les nouveaux scalpels des chirurgiens peuvent découper la chair avec une finesse accrue grâce aux ultrasons. De même, ces ultrasons (ou ondes ultrasoniques car il s'agit d'une propagation dans les matériaux autre que de l'air) permettent aujourd'hui de détruire des cellules cancéreuses évitant ainsi les complications d'une opération. Plus généralement, des outils de découpe font vibrer des lames pour améliorer la qualité de la découpe. Les ondes de chocs sont utilisées dans le BTP pour tasser du béton ou de la terre et assurer une répartition homogène jusque dans les recoins du coffrage. Les perceuses à percussions sont utilisées pour forer les bétons les plus durs. Des études récentes s'intéressent au pouvoir des ondes sur le mouvement des poudres notamment dans le cas d'entonniers de silos afin d'augmenter le pouvoir d'éjection. Qui n'a pas tapé sur un tamis chargé de sucre pour saupoudrer les gâteaux plus facilement ou n'a pas observé que la machine à laver mal équilibrée se déplace. Ces quelques exemples montrent le potentiel des vibrations à "lubrifier" les ensembles. Tout particulièrement depuis un demi-siècle, la métallurgie utilise l'action des ondes mécaniques vibratoires sur les processus d'usinage et de mise en forme. Le domaine d'utilisation des vibrations fera l'objet de description dans ce premier chapitre puisque les gammes d'efforts, les pressions, les vitesses correspondent au domaine auquel nous nous intéressons : la lubrification des moteurs thermiques. Nous allons nous consacrer dans ce premier chapitre bibliographique, à décrire et à dégager les caractéristiques remarquables de quelques applications représentatives comme le matriçage ultrasonique ou l'usinage assisté par ultrasons. De même, nous verrons que si les vibrations ne sont pas produites par l'utilisateur, elles peuvent découler d'un phénomène initial ou émetteur et modifier son évolution comme dans l'évolution des tremblements de terre.

## 1.2 Utilisation des vibrations en métallurgie

### 1.2.1 Écrouissage ultrasonique

L'écrouissage ultrasonique (cf. figure 1.1) est employé pour améliorer considérablement la résistance à la fatigue des aciers et des alliages de métal avec un coût requis bien inférieur en temps et en argent vis-à-vis des techniques alternatives classiques (grenailage). L'avantage est qu'il peut être incorporé à un processus d'usinage pendant une étape de fabrication (ex : rectification ou mise en forme) sans devoir être enlevé du mandrin. Une entreprise russe en fait déjà une utilisation commerciale (cf. figure 1.2). L'écrouissage ultrasonique a été principalement développé pour traiter des vilebrequins et des surfaces

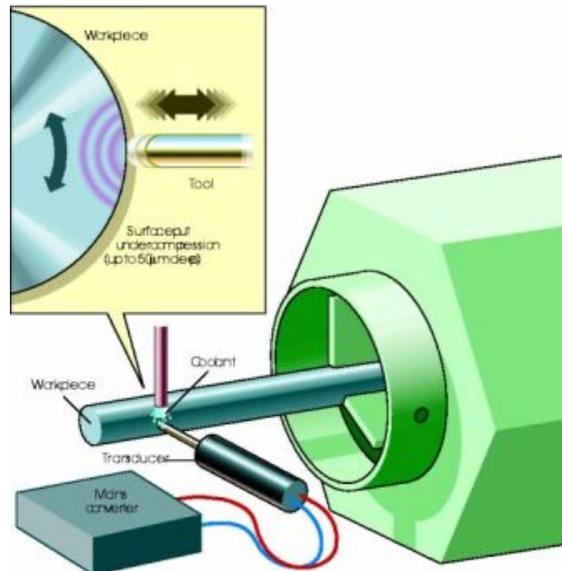
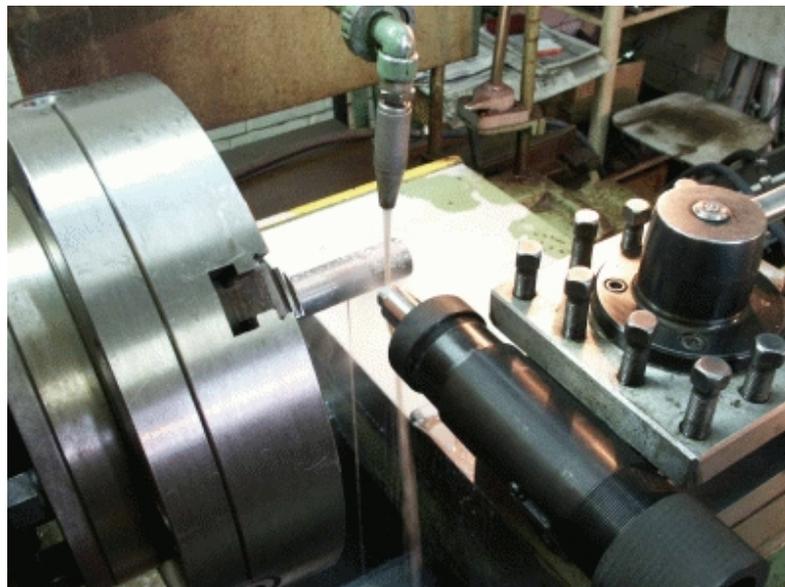


FIG. 1.1 – Système d'écroissage ultrasonique

FIG. 1.2 – Usinage et écroissage sur machine outil. *dimensions du vibreur: diamètre 70 mm et 300 mm de long*

sphériques et coniques. En effet, la qualité des vilebrequins (légèreté, rigidité,...) des moteurs influe sur la consommation de carburant et les performances du moteur<sup>1</sup>. La plupart des fabricants de moteur portent leurs recherches sur des vilebrequins à base de matériaux non traditionnels : titane, cuivre-beryllium, matériaux composites. De même, l'écrouissage par grenailage classique tout comme le polissage des boîtes de vitesses sont primordiaux dans la conception automobile et s'effectuent au prix fort que seules les équipes de compétition peuvent se permettre. Cette nouvelle technique pourrait alors être meilleur marché et intégrable en grande série sans perturber les processus de fabrication usuelle.

La technologie employée (Abrasive-free finishing of metals - BUFO<sup>2</sup>) est issue des recherches du professeur Yuri Holopov de l'université technique d'état de St Petersburg à partir des travaux de Muhanov et Kholopov (1964) et sont actuellement mis en œuvre par une société russe INLAB [uti]. Il a étudié l'impact des ondes mécaniques ultrasoniques dans le grenailage écrouissant et le polissage. Ces impacts répétés permettent d'éliminer les défauts qui peuvent agir comme déclencheur de fissure ou crigue de fatigue. La figure 1.3 montre le rendu poli de cette technique avec un effet miroir en sortie de tournage sans opération supplémentaire. La technique employée peut être incorporée directement sur un



FIG. 1.3 – Exemple d'usinage avec vibration (*partie basse de l'échantillon*) et sans introduction de vibrations (*partie haute de l'échantillon*) pour de l'acier, du dur-aluminium, bronze et inox (*de gauche à droite*).

outil d'usinage (couteau, fraise,...) muni d'un bout en acier dur ou en carbure et un vibreur à ultrasons ou pot vibrant qui induit dans le corps de l'outil une onde de déformation. Cette déformation se propage jusqu'à la pointe de l'outil et lui donne un mouvement alternatif (cf. figure 1.4). Avec des amplitudes en bout d'outil comprises entre 50 à 200  $\mu m$  à des fréquences de quelques dizaines de kilohertz (22  $kHz$ ) et avec des vitesses d'usinage de 500 à 600  $tr.min^{-1}$ , cette technique permet de générer des pressions de l'ordre de 240 à 700  $MPa$  (au lieu de 300 à 400  $MPa$  sans vibration) et produit un écrouissage sur des couches

<sup>1</sup>La tendance actuelle des fabricants de moteurs est de réaliser des moteurs de petite cylindrée possédant un haut rendement. En réduisant la cylindrée, ils limitent les émissions polluantes et les frottements. Or, pour garder un même niveau de puissance tout en réduisant la cylindrée, il faut augmenter le régime de rotation et plus la vitesse augmente plus les contraintes sur les pièces mobiles aussi. Les déformations du vilebrequin doivent être alors limitées pour garantir un fonctionnement convenable de la cinématique piston/bielle/vilebrequin.

<sup>2</sup>brevet numéro 212.14.30 [BUF]

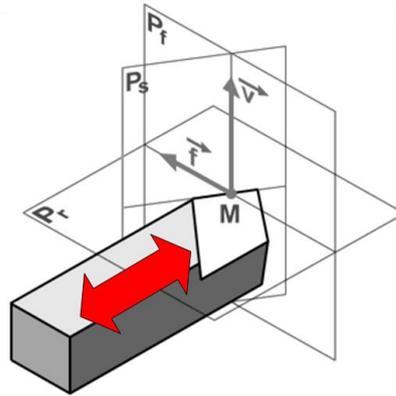


FIG. 1.4 – Déformations produites en bout d’outil pour un usinage avec écouissage ultrasonique. *Les vibrations sont dans le plan de coupe et perpendiculairement à la pièce usinée.*

de métal de 50 à 500  $\mu m$  d’épaisseur. Holopov atteint une augmentation de résistance à la fatigue d’environ 50 % et un polissage de 0,2 à 0,4  $\mu m$  au lieu de 1,6 à 3,2  $\mu m$  classiquement dans les mêmes conditions (cf. figure 1.3). Les générateurs de vibrations utilisés sont fabriqués à partir de céramiques magnétostrictives employées en résonateur de Langevin. La puissance mise en œuvre est de l’ordre de 400 à 600  $W$ . Les pots vibrants utilisés par UNILAB pèsent jusqu’à 6  $kg$  avec une alimentation de 7,5  $kg$  (cf. figure 1.5). Ces dispositifs sont donc



FIG. 1.5 – Porte-outils et couteaux pour tournage

relativement peu encombrants et leur prix de vente varie entre 8 000 et 15 000 euros.

Les études menées par Holopov et UNILAB promettent une pléthore d’applications potentielles. Particulièrement, un procédé vibratoire permet d’augmenter la profondeur de pénétration des revêtements céramiques et additifs sur les métaux. A titre d’exemple, dans les moteurs à combustion interne (chemises, paliers,...) cette technique pourrait d’après Holopov augmenter la durée de vie par quatre à six fois et réduire théoriquement la consommation de carburant de 8 % à 15 %.

## 1.2.2 Usinage ultrasonique

Les vibrations ultrasoniques peuvent être utilisées pour l'usinage des pièces (tronçonnage, rectification,...). Elles sont mises en œuvre à travers deux processus semblables : le RUM (Rotary Ultrasonic Machining) et l'USM (Ultra Sonic Machining) ou encore UAT (Ultrasonically Assisted Turning)(cf. figure 1.6)[Bab04b]. Une des différences principales entre l'USM et le RUM est que l'USM emploie un

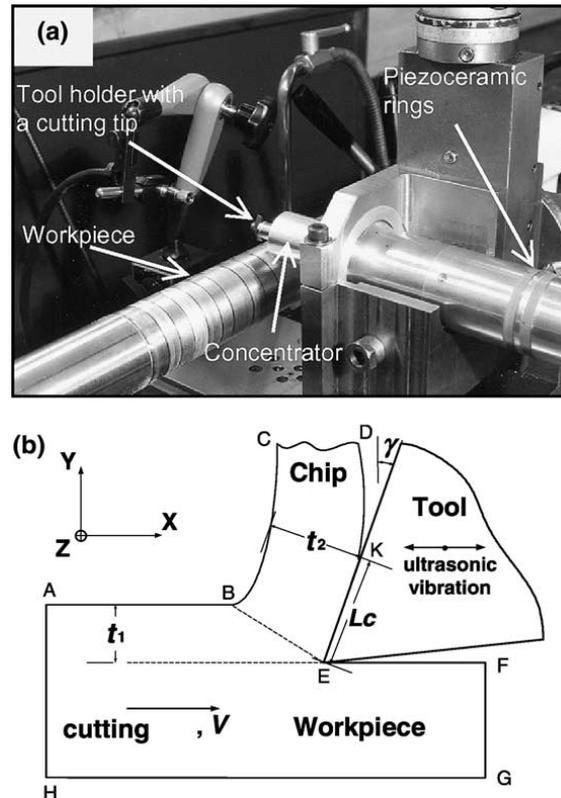


FIG. 1.6 – Dispositif expérimental de tournage assisté par vibrations (a) et son schéma de principe (b) [Bab04b].

poinçon et une boue chargée de particules abrasives dures tandis que le RUM utilise uniquement un outil très dur (pointe carbure ou acier). Une autre différence principale est que l'outil de RUM tourne et vibre simultanément tandis que le poinçon de l'USM vibre uniquement. La technique USM a été développée dans les années 40 (Balamuth, 1945)[Mar66]. Durant les années 50, les premières machines-outils ultrasoniques (cf. figure 1.7) ont été construites (Rozenberg, 1964) [Roz64], puis dans les années 60 des machines-outils ultrasoniques sont apparues en série [son].

L'usinage ultrasonique par USM [ult] utilise des vibrations ultrasoniques transmises à un poinçon en métal doux (acier inoxydable, laiton,...). La figure 1.8 illustre le principe d'USM. Combiné avec une boue abrasive (carbure de silicium, carbure de bore ou d'oxyde d'aluminium), l'usinage ultrasonique permet à l'outil de créer des cavités précises de pratiquement n'importe quelle forme. Elles correspondent au négatif de la forme de l'outil indenteur et peuvent avoir

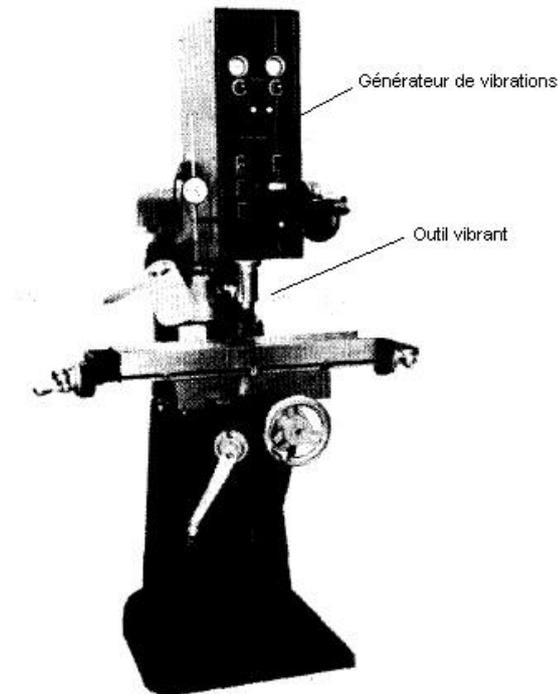


FIG. 1.7 – Photographie d'une fraiseuse avec usinage ultrasonique en 1975 [Sho75]. Cette fraiseuse a une vitesse de rotation de  $5\,000\text{ tr.min}^{-1}$  et utilise une vibration axiale à  $20\text{ kHz}$  combinée au mouvement rotatif. Le processus d'usinage ultrasonique est décrit comme une abrasion à haute vitesse et introduit une plus grande vitesse d'usinage, améliore la durée de vie de l'outil, réduit le chipping (écaillage) et améliore la précision. Parmi les applications, nous trouvons l'usinage de pièces pour réacteur nucléaire, l'usinage de céramiques ou de quartz.

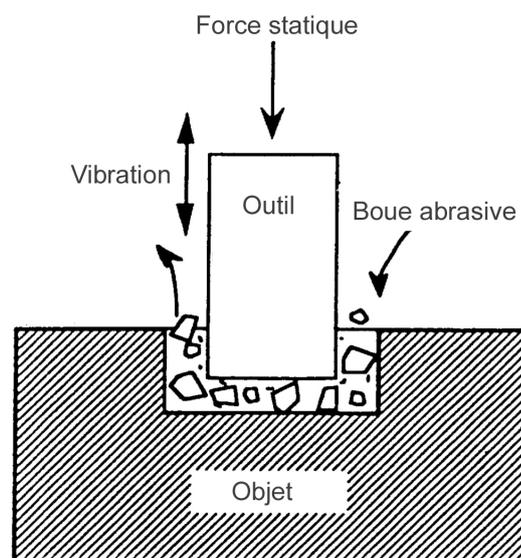


FIG. 1.8 – Principe de l'usinage ultrasonique USM.

des dimensions inférieures au millimètre avec une bonne précision. Cependant, les formes usinables limitent son champ d'utilisation. L'outil oscille à haute fréquence (en général autour de 20  $kHz$ ) et est introduit dans l'objet par une force constante. La boue abrasive constituée d'eau et de petites particules dures est injectée entre le poinçon et l'objet. L'arrachement de matière se produit quand les particules abrasives, en suspension dans la boue, frottent sous l'action de la course descendante de l'outil. Les particules résultantes se mélangent alors au flot et sont évacuées par le mouvement de la boue. Cette technique s'applique à tous les métaux et surtout les matériaux durs et fragiles comme les céramiques<sup>3</sup> [Spu98]. Ce processus d'usinage est très avantageux car il ne nécessite pas le chauffage de la pièce (très utile pour des céramiques actives comme les actionneurs piézoélectriques ou magnétostrictifs sensibles à la température de Curie), ni l'ajout de produits chimiques et ne produit pas de décharges électriques. De plus, le processus ne change pas les propriétés métallurgiques, chimiques ou physiques de l'objet usiné hormis une augmentation de la dureté en surface. Cependant dans le procédé USM, la boue doit circuler dans l'espace situé entre l'outil et l'objet ce qui entraîne quelques inconvénients. La boue abrasive chargée par des particules arrachées à l'objet, peut l'usiner lors des phases de remontée du poinçon ce qui limite l'exactitude des trous et en particulier pour des petites dimensions. La boue abrasive " usine " considérablement l'outil lui-même ce qui rend difficile le respect de tolérances étroites.

L'usinage ultrasonique rotatoire RUM a été développé dans les années 60 et rebaptisé UAT (Ultrasonically Assisted Turning) dans les années 90 [Raj94, Wan95, CNT]. Cette technique dérive du USM, mais la boue abrasive est remplacée par un outil très dur animé d'un mouvement oscillatoire. Il y a mouvement entre l'outil et l'objet (typiquement pour du tournage, c'est l'objet pris dans le mandrin qui tourne ; et pour du fraisage c'est l'outil qui tourne, l'objet restant alors fixé au marbre). La littérature sur le RUM est abondante durant les années 60-70 mais demeure confidentielle jusqu'à aujourd'hui.<sup>4</sup>

Depuis quelques années, une large gamme de matériaux composites, céramique ou nouveaux alliages a été mise au point notamment pour répondre aux exigences de l'industrie aéronautique et spatiale. La plupart de ces matériaux est difficilement usinable par des moyens de coupes traditionnels (ex : les céramiques sont des matériaux fragiles et cassent lors du fraisage). L'usinage des alliages de titane et de nickel provoque une montée en température de l'outil introduisant une usure rapide de l'outil, même à basses vitesses. L'UAT permet de diminuer les efforts de coupe, d'améliorer la finition des pièces de plus de 50 % (à l'issu

---

<sup>3</sup>Traditionnellement, l'usinage des céramiques est un problème car elles sont de nature fragile. De ce fait, elles sont généralement de formes basiques car compatibles avec les processus de moulage ou de frettage.

<sup>4</sup>Parmi les auteurs qui traitent du mécanisme de RUM, il y a : Chechins et Tikhonov (1968), Fendez (1976), Hards (1966), Legge (1964), Markov (1966), Tyrrell (1970). Certains articles rapportent des études expérimentales sur les paramètres de processus comme l'amplitude de vibration, la pression statique, la vitesse de rotation,... : Petrukha (1970), Markov et Ustinov (1972-1977), Kubota (1977), Prabhakar (1992), Dam (1993).

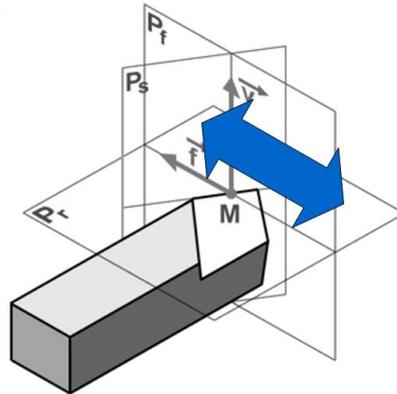


FIG. 1.9 – Déformations produites en bout d’outil pour un usinage ultrasonique. Les vibrations sont dans le plan de coupe et tangentielles à la pièce usinée.

d’un tournage ultrasonique, la pièce peut présenter un aspect ”poli miroir”). La difficulté pour automatiser cette technique réside dans le maintien d’une vibration calibrée et entretenue. Récemment, des recherches ont permis de dimensionner et d’alimenter un prototype de poste d’usinage en tournage qui asservit l’oscillation de l’outil en fonction des paramètres de coupe (matériau, vitesse de coupe,...) [Bab04b, Bab04a]. Ces recherches ont aussi validé numériquement les effets de l’UAT. La figure 1.10 montre le banc expérimental utilisé. Le volume rajouté pour

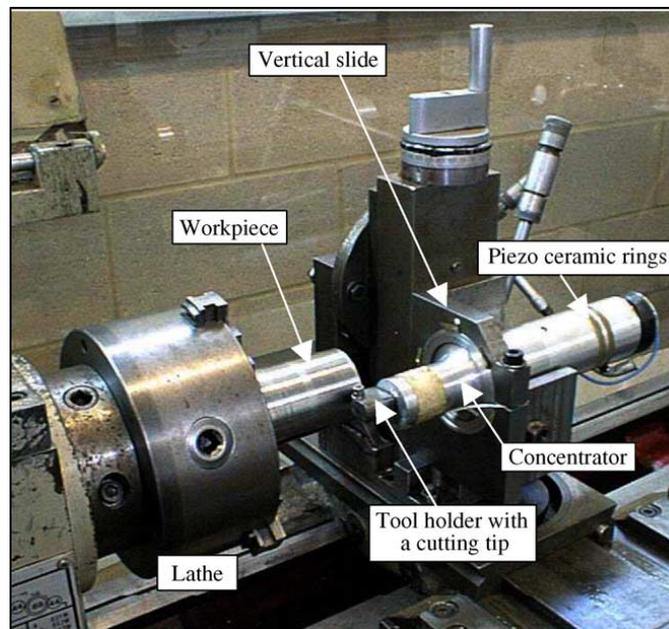


FIG. 1.10 – Système d’usinage (tournage) assisté ultrasoniquement [Bab04a].

équiper un poste d’usinage reste très réduit. La figure 1.11 montre la structure de l’outil de coupe modifié. Un résonateur de type Langevin est incorporé au corps de l’outil. Excité par un champ électrique alternatif, des ondes mécaniques sont générées et se propagent dans tout l’outil. A son extrémité, la lame de l’outil est

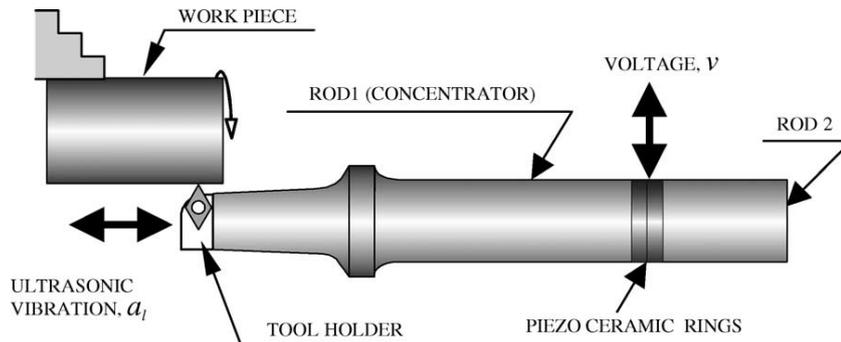


FIG. 1.11 – Schéma de principe de l'outil vibrant [Bab04a].

animée d'un mouvement alternatif tangent à la surface du matériau. La pointe de l'outil brosse alors régulièrement la surface ayant un effet similaire à un polissage. Les améliorations sont de deux types : en surface et en profondeur sur la structure même du matériau.

#### – En surface

Avec un UAT, le  $R_a$  est réduit de près de 50 %. La surface présente un profil plus régulier limitant les défauts de formes et l'aspect lisse. La profondeur entre sommet et vallée passe de  $4,2 \mu m$  à  $1,89 \mu m$ , soit une amélioration de 40 % (cf. figure 1.12). Les raisons de ces améliorations sont diverses et ne sont pas encore bien vérifiées. D'abord, la nature de la coupe est modifiée. Elle devient une succession d'impacts à haute fréquence<sup>5</sup> entre l'outil et la pièce qui modifie le mode de déformation, les forces de frottement et augmente la raideur apparente du système. Ensuite, la vibration entraîne un retrait récurant de l'outil par rapport au point de découpe qui améliore le refroidissement et évite des arrachements ou des écoulements de matière trop importants.

#### – En profondeur

Tout d'abord, la couche de métal qui est transformée à cause des efforts et des échauffements est quasiment réduite de moitié :  $80 \mu m$  sans UAT et  $40 \mu m$  avec. Le relevé de la dureté des couches en surface avec ou non UAT est donné sur la figure 1.13 [Bab04b]. La dureté résultante du métal en surface est deux fois plus faible que pour un usinage classique ( $15 GPa$  pour l'UAT et  $30 GPa$  sans) et deux fois plus grande que la dureté d'origine ( $7 GPa$ ). Ainsi, l'UAT préserve mieux les caractéristiques des matériaux pendant l'usinage (cf. figure 1.14).

L'usinage par ultrasons fait une percée dans la mise en forme des matériaux

<sup>5</sup>Le terme de haute fréquence considère que les oscillations produites sont largement supérieures aux fréquences propres du montage. Ainsi le système pièce-porte outil-outil est sollicité au delà de sa résonance et comme il s'agit d'un système passe bas, les oscillations parasites qui se produisent sont amorties par le montage. En réduisant ces oscillations parasites, l'usinage voit alors ses performances améliorées

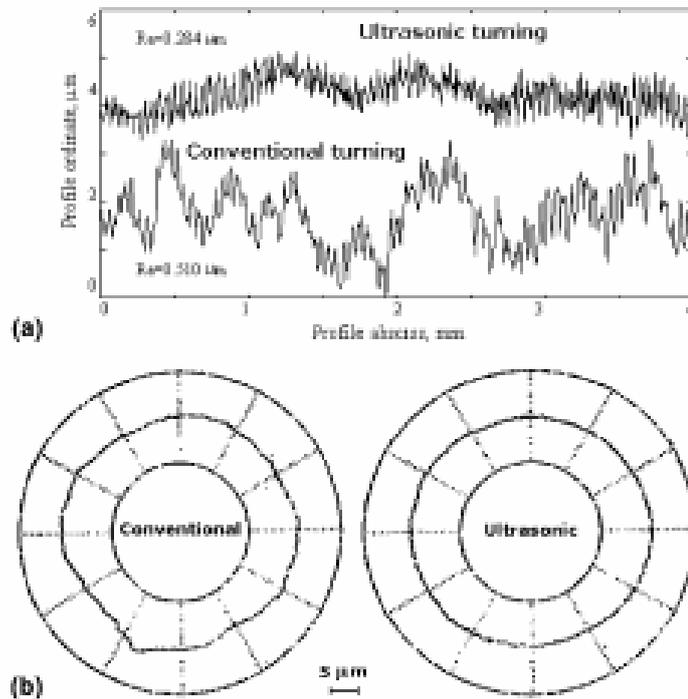


FIG. 1.12 – Comparaison des états tribologiques de deux surfaces usinées avec et sans UAT: profil de surface axial (a) et profil de rugosité (b) [Bab04b]. *Conditions de coupe: matériau Inconel 718, profondeur de passe  $d = 0,8 \text{ mm}$ , avance par tour  $s = 0,05 \text{ mm.tr}^{-1}$ , vitesse de coupe  $v = 17 \text{ m.min}^{-1}$ .*

pour l'aéronautique moderne. Grâce à une vibration (fréquence =  $20 \text{ kHz}$ , amplitude =  $15 \mu\text{m}$ ) superposée au mouvement de l'outil de coupe, les performances de l'usinage sont améliorées. Un système de régulation est employé pour maintenir un mode résonnant non linéaire stable de la vibration durant tout le processus de découpage.

En résumé, l'usinage assisté par vibration permet de générer des pièces offrant un meilleur profil de surface et un respect de cotes finales accru. Suivant le mode de déformation donné à l'outil (tangential ou normal), nous pouvons modifier ses caractéristiques de surface (durcissement) ou non. Cette technique pourrait être employée pour la fabrication de pièces mobiles dans un moteur (chemise/piston).

### 1.2.3 Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme

Le forgeage des métaux consiste à donner une forme à une pièce de métal sans enlèvement de matière. Il peut se faire à chaud ou à froid. La réduction de section de tubes d'acier ou la production de câbles utilisent ces techniques d'étirement de la matière. A travers une matrice qui définit la géométrie à donner, le tube

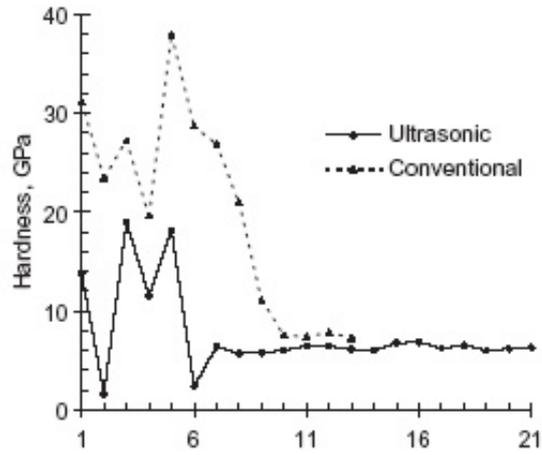


FIG. 1.13 – Etude comparative d'indentation sur une pièce en Inconel 718 après un usinage ultrasonique (UAT tangentiel) et conventionnel [Mit03]. L'axe des abscisse représente la profondeur de la couche. Chaque point y est disposé radialement tous les 10  $\mu\text{m}$  depuis la surface vers le coeur de l'échantillon.

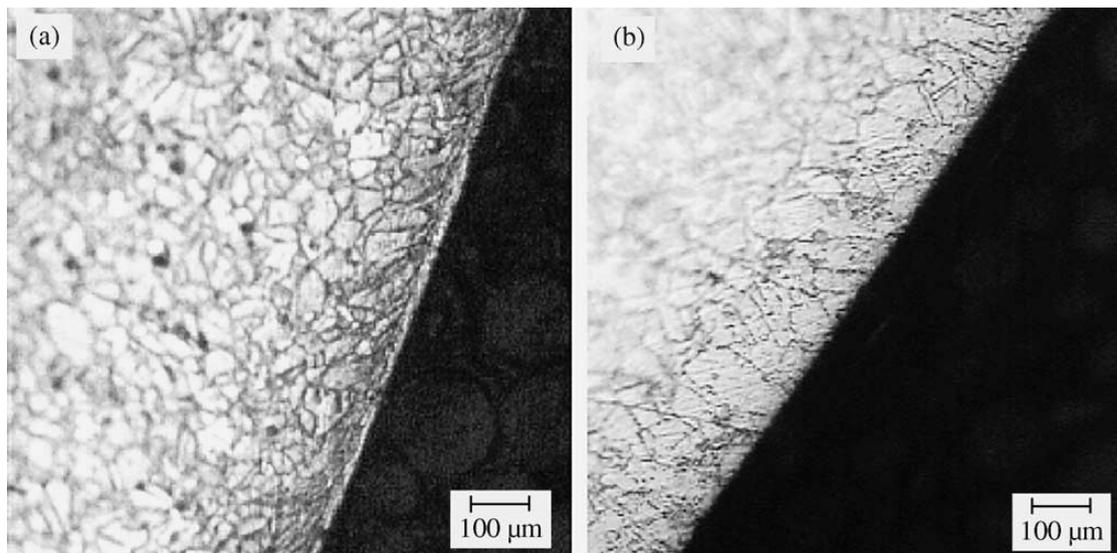


FIG. 1.14 – État de surface d'une pièce tournée en Inconel 718 après un usinage conventionnel (a) et ultrasonique (b) [Mit03].

est tiré d'un coté à l'autre (cf. figure 1.15). La force résistante globale  $F_{traction}$

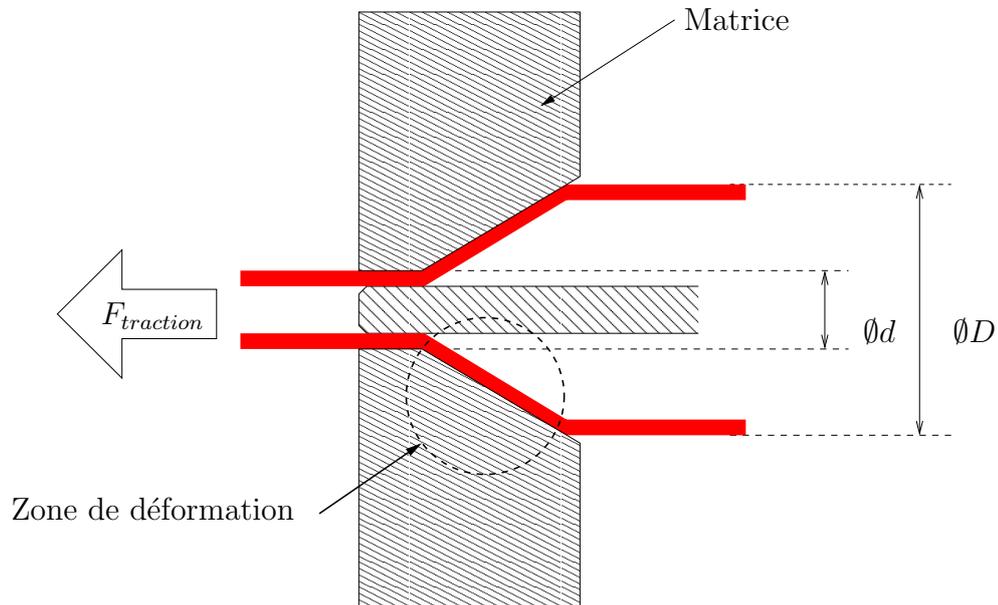


FIG. 1.15 – Matricage des tubes métalliques.

résulte alors du changement de section ( $\varnothing D \rightarrow \varnothing d$ ) et donc du travail qui s'exerce sur la matière pour la transformer et des forces de frottement qui s'opposent au mouvement. Le forgeage ultrasonique ou matricage ultrasonique consiste à surimposer un mouvement cyclique à la matrice de forgeage où à la pièce à forger. La figure 1.16 montre les différents moyens de mise en œuvre. Le mouvement généré dans la zone de déformation de la pièce est soit longitudinal (parallèle au sens de défilement), soit normal (transversal au sens de défilement).

- Un mouvement longitudinal est obtenu en insérant une tige ou un doigt à l'intérieur du cylindre, comprimant celui-ci contre la matrice extérieure qui reste inerte. A l'extrémité de ce doigt, un résonateur à base de céramiques piézoélectriques ou magnétostrictives génère des oscillations qui se propagent vers la zone de déformation (cas (a) de la figure 1.16).
- Un mouvement radial ou normal est obtenu en faisant vibrer la matrice selon un de ses modes de résonance. Des générateurs de vibration ou résonateurs de Langevin sont disposés sur la partie extérieure de la matrice (cas (b) et (c) de la figure 1.16).
- Un mouvement elliptique qui s'obtient en combinant les deux modes de déformation. Ce principe est très intéressant car il permet d'accompagner et d'entraîner le tube de métal selon le principe des moteurs à ondes progressives (cas (d) de la figure 1.16) et figure 1.15.

L'avantage de cette technique est qu'elle permet de transformer des métaux à froid et de s'appliquer à des métaux fragiles ou très durs. Durant l'extrusion des

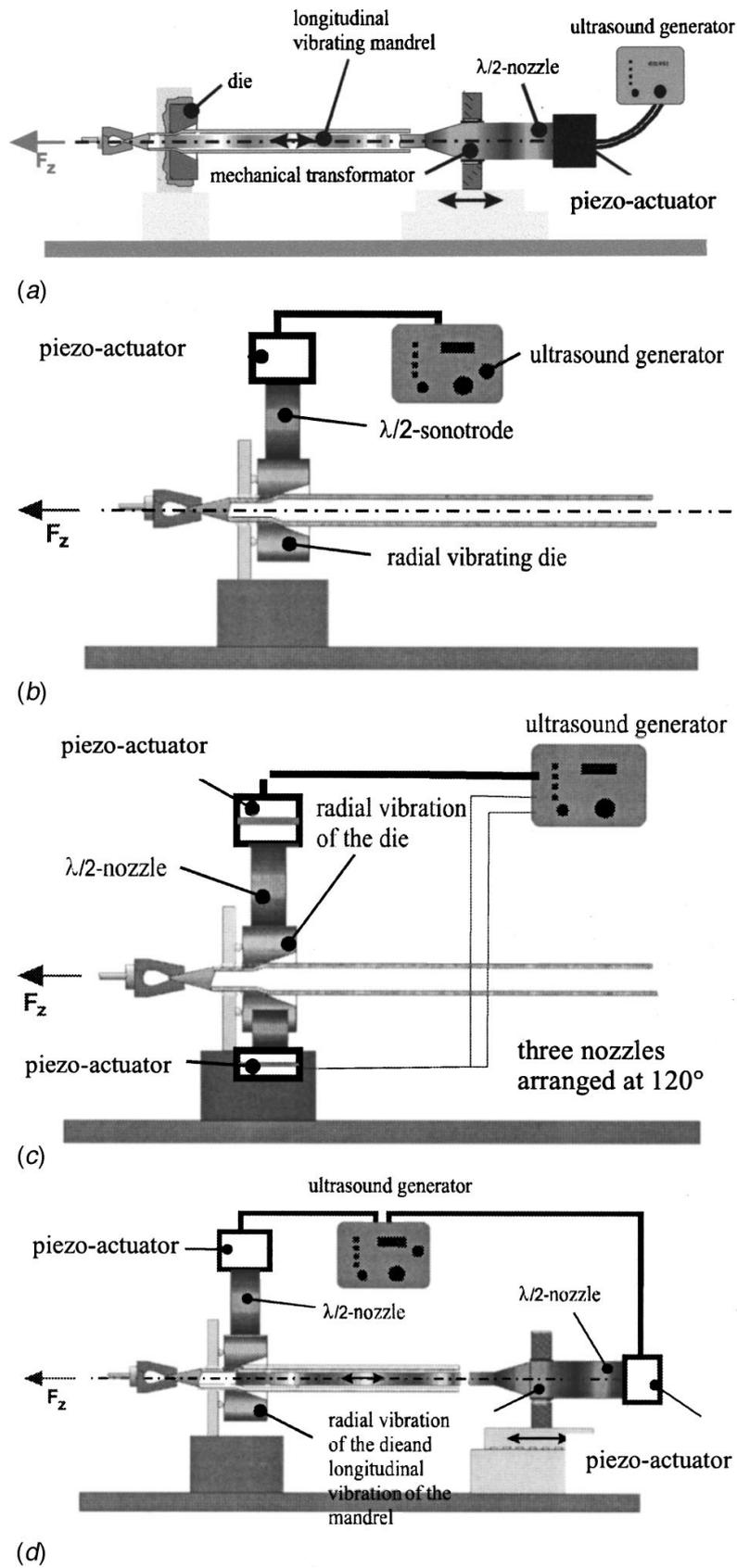


FIG. 1.16 – Schémas de principe des différents systèmes de matriçage ultrasonique.

tubes métalliques ou des fils d'acier, les forces de frottement générées au niveau des matrices sont diminuées et permettent en conséquence d'améliorer les performances en vitesse de défilement et en énergie consommée mécaniquement [Sie01]. L'utilisation d'ultrasons dans des processus métallurgiques étend le matriçage aux matériaux fragiles. Les premières utilisations des vibrations ou d'une énergie vibratoire pour la transformation des métaux sont menées en 1953 par Garskii et Efromov [Gar53]. En 1955, Bhalha et Langenecker constatent une réduction notable des efforts de traction sur un laminage de zinc en surimposant à l'effort statique une vibration haute fréquence (plusieurs kilohertz) [Bla55]. Ils constatent aussi que les états de surfaces résultants sont de meilleure qualité que par des moyens plus traditionnels. Tout comme l'usinage, la présence d'une vibration provoque un phénomène de polissage de la surface par le passage successif de la matrice. Ainsi les plus hautes aspérités sont rabotées et le profil de rugosité aplatit. La figure 1.17 montre deux états de surface avec et sans vibrations. Dans

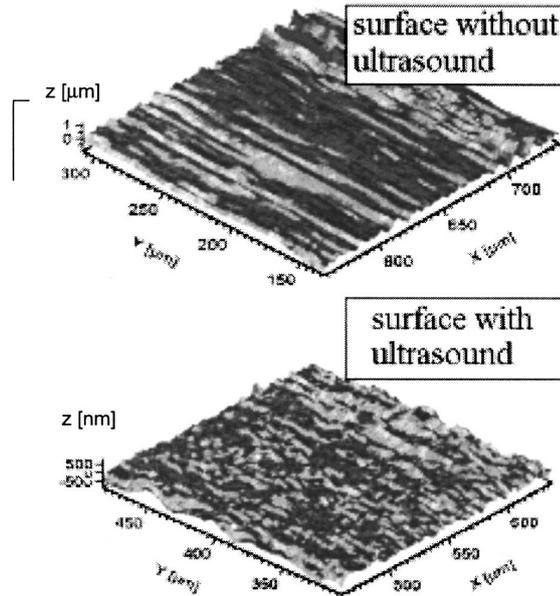


FIG. 1.17 – Topographie de deux surfaces avec et sans matriçage ultrasonique [Sie01].

le cas traditionnel, des stries apparaissent dans le sens de l'extrusion, favorisant un profil très rugueux et non informé. Avec des vibrations, la matière a un profil plus homogène et sans axe privilégié.

La littérature sur le sujet connaît son maximum dans les années 60 puis il faut attendre ces dernières années pour trouver des recherches ou des applications industrielles [Che95]. L'article publié par Siegert et Ulmer compulse quelques résultats contemporains représentatifs propre à cette technique [Sie01]. Nous pouvons dégager quatre avantages :

- La réduction des forces de traction. Cet effet est très présent pour des matriçages à excitation normale. Le gain sur les forces de traction peut atteindre

jusqu'à 80 % (cf. figure 1.18 et 1.19). La réduction est proportionnelle à l'amplitude de la vibration. Les essais issus de la bibliographie montrent que l'effet est présent pour différentes fréquences mais qu'il y a un seuil à partir duquel cette réduction s'opère (environ  $6 \mu m$  pour la figure 1.19). La réduction est alors proportionnelle à l'amplitude et à la fréquence et donc à l'énergie mécanique transmise. L'effet est atténué par la vitesse de passage de la pièce. Dans le cas de la figure 1.18 la vitesse de vibration pour une excitation de  $3 \mu m$  à  $100 kHz$  est de  $0,3 m.s^{-1}$ . Cela correspond à la vitesse de passe pour laquelle l'effet devient quasiment inexistant. Il convient donc d'adapter la vitesse de passage afin que la matière soit sollicitée plusieurs fois durant la transformation. De plus, la composante tangentielle égale alors la composante normale de la vitesse rendant le mouvement relatif elliptique et non purement normal.

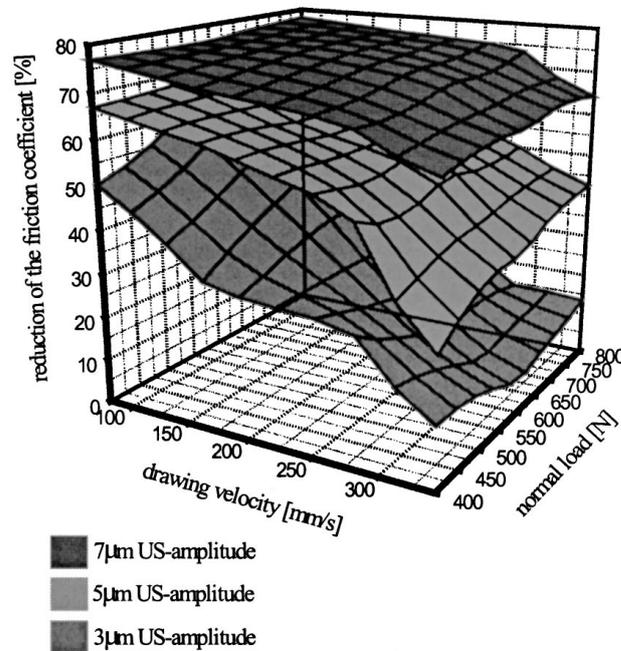


FIG. 1.18 – Evolution de la force de frottement selon la vitesse et l'effort de traction pour trois amplitudes d'excitation différentes [Sie01]. *Matricage d'acier pour une fréquence d'excitation de 100 kHz.*

- La réduction des contraintes dans le métal. Les vibrations ont un effet "adoucissant" sur la contrainte maximale d'écoulement durant la transformation. Une fois le processus achevé, la matière reprend quasiment ses caractéristiques initiales (cf. figure 1.22). Une fois l'excitation terminée le module élastique reprend une allure traditionnelle mais avec un offset sur la déformation.
- La réduction des efforts de frottement entre la matrice et la pièce. Cet effet est très présent pour des matricages à excitation tangentielle. Un relevé des

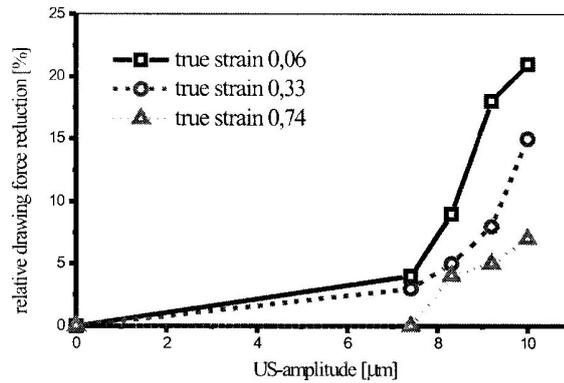


FIG. 1.19 – Evolution du taux de réduction de la force de traction en fonction de l'amplitude vibratoire de la matrice [Sie01]. *Matériau: acier, vitesse d'extrusion: 13,2 mm.s<sup>-1</sup>, en présence de lubrifiant.*

forces de matricage est donné sur la figure 1.20. Les forces de frottement sont réduites de 30 % dès l'apparition des vibrations. Le gain énergétique global défini comme la puissance économisée (0,639 W) sur la puissance vibratoire apportée (330 W) n'est pas très favorable. Le but du processus n'est pas d'être rentable énergétiquement mais de permettre l'amélioration des performances.

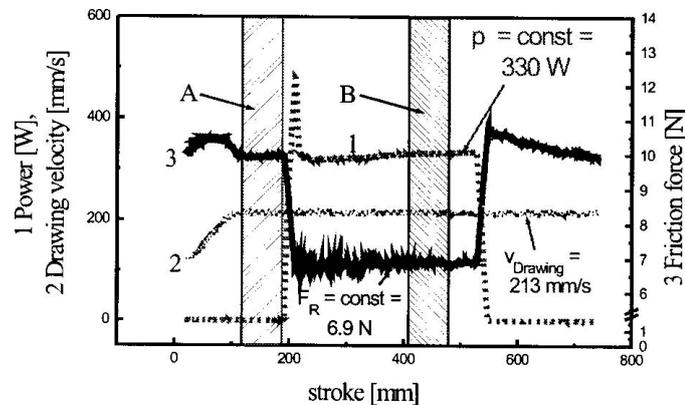


FIG. 1.20 – Relevé temporel des efforts de matricage pour de l'acier [Sie01]. *La courbe 1 représente l'énergie consommée par le dispositif, la courbe 2 la vitesse de passage et la courbe 3 la force nécessaire au matricage. Il y a présence de lubrifiant.*

- L'amélioration de l'état de surface. Il améliore la précision et le contrôle des cotes en sortie de transformation et permet donc d'augmenter la reproductibilité.

La détermination des principes physiques qui interviennent dans la mise en forme ultrasonique font l'objet d'une littérature assez restreinte. Cette recherche a été menée parallèlement en U.R.S.S. (peu de documents) et en Europe occidentale/Amérique/Japon. L'origine de cette amélioration fait l'objet de plusieurs

théories. Nous pouvons les classer en deux catégories : des effets de volume et des effets de surface.

**Les effets de volume.** Les travaux de Balha et Langenecker [Bla55] ont montrés que des métaux sous sollicitations ultrasoniques (sur une large bande de fréquence 0 à 800  $kHz$  et baignés dans du tétrachloroéthane) voyaient leur résistance à la traction augmenter. Ils mentionnent l'hypothèse que les dislocations présentes dans le métal migrent vers l'extérieur du solide. Ainsi débarrassé de ses défauts, le matériau résiste mieux aux contraintes mécaniques. Les travaux de Nevill et Brotzen [Nev57] font l'hypothèse que la réduction de la limite élastique d'écoulement est due au phénomène de superposition des contraintes (traction, cisaillement). En effet, elles admettent une limite maximale qui ne peut être dépassée. En surimposant une contrainte alternative, la valeur moyenne de celle-ci va diminuer (celle qui est observée macroscopiquement). Sur la figure 1.21 sont représentées les gammes de contrainte qu'il est possible de générer selon la densité de puissance apportée dans différents matériaux. Les travaux de Severdenko et

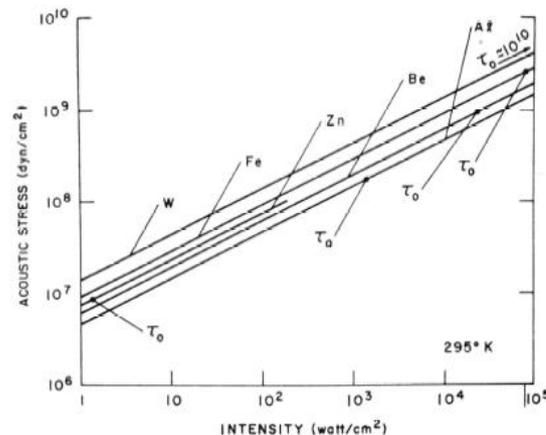


FIG. 1.21 – Evolution de la contrainte ultrasonique produite pour plusieurs matériaux en fonction de la densité de puissance injectée [Jon67, Lan66].  $\tau_0$  représente la contrainte limite en cisaillement du matériau.

Klubovich [Sev61] font l'hypothèse que c'est l'effet thermique des vibrations qui est en cause. L'apport d'énergie sous forme mécanique est transformée en énergie thermique par friction interne. La chaleur ainsi générée provoque un "revenu" de la matière abaissant les contraintes mécaniques (adoucissement) comme le ferait la chaleur d'un chalumeau ou d'un four<sup>6</sup>. Les relevés expérimentaux de la figure 1.22 mettent en évidence l'impact des vibrations sur la contrainte de cisaillement pour du zinc (pour une densité surfacique de puissance de  $1 W.cm^{-2}$  la contrainte est diminuée de 40 %). Nous pouvons observer un effet de recul

<sup>6</sup>Le principe revient à chauffer à blanc la pièce pour faciliter sa déformation car elle s'assouplit comme le fait traditionnellement un forgeron pour donner une forme. Puis il la trempe pour figer la structure du métal. Néanmoins, le forgeage à chaud n'est pas toujours possible, notamment pour préserver les caractéristiques du métal (magnétique, ...) ou pour ne pas dénaturer sa structure (orientation de grains)

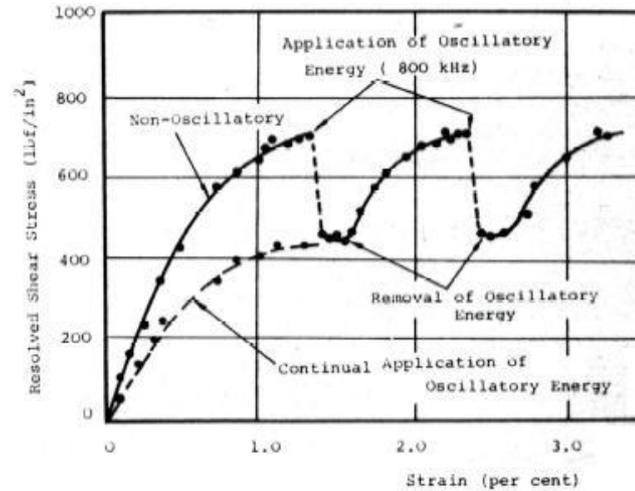


FIG. 1.22 – Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation avec et sans présence de vibrations [Daw70]

lorsque le matériau cesse d'être sollicité. Tout se passe comme si les vibrations réarrangeaient la structure cristalline et éliminaient les contraintes internes. La figure 1.23 montre la corrélation troublante entre les vibrations et l'effet de la chaleur pour de l'aluminium. Une proportionnalité parfaite est observée

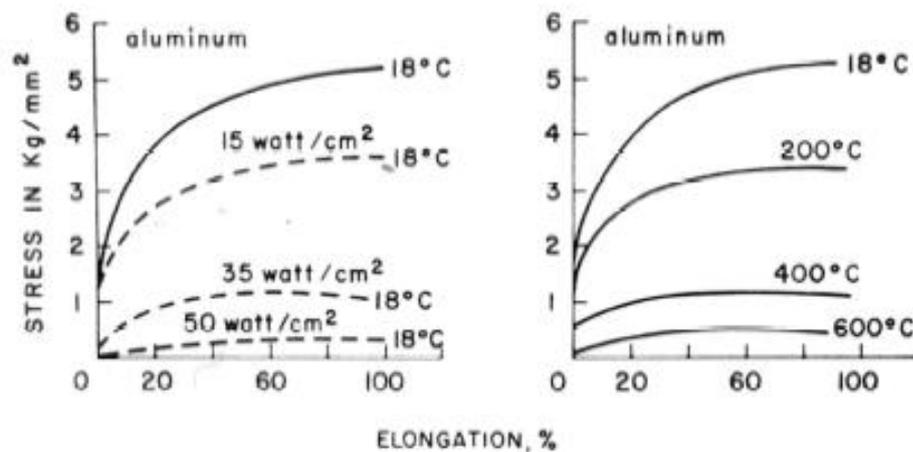


FIG. 1.23 – Corrélation de l'effet thermique et de l'effet ultrasonique sur l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation [Daw70, Lan66]

entre l'énergie apportée électromécaniquement et l'énergie thermique (un apport de  $7,5 \text{ W.cm}^{-2}$  provoque un échauffement de  $100^\circ\text{C}$ ). Langenecker et Dawson montrent que les mécanismes de volume dépendent de la gamme de puissance mise en œuvre pour l'excitation. Pour des petites puissances ( $< 1 \text{ kW}$ ), c'est le principe de superposition des contraintes qui opère alors que pour des plus fortes puissances, c'est l'échauffement d'origine acoustique qui devient prépondérant et adoucit les métaux. Les travaux de Kristoffy [Kri66] et Izumi [Izu66] confirment

ses conclusions. Pour de faibles amplitudes vibratoires, la force de frottement est réduite conformément au principe de superposition (cf. figure 1.24). Mais pour

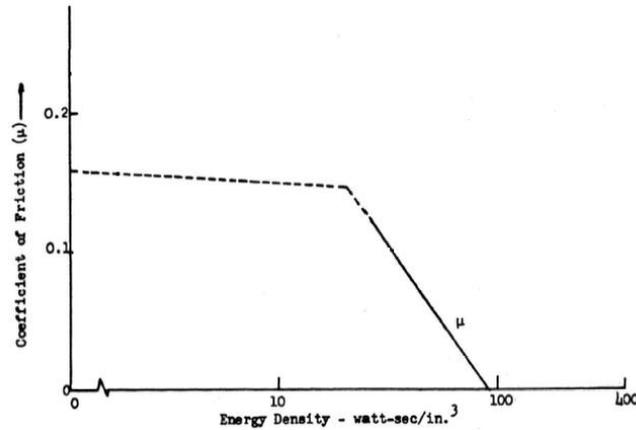


FIG. 1.24 – Evolution du coefficient de frottement  $\mu$  en fonction de la densité de puissance injectée [Jon67].

de fortes amplitudes à mêmes fréquences, le gain est nettement supérieur aux prévisions. Ils constatent que la température de la pièce s'est élevée de  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  et que c'est la combinaison des deux phénomènes qui intervient (la chaleur abaisse la contrainte limite d'écoulement et la superposition abaisse d'autant plus la valeur moyenne résultante). Pour résumer et prendre un peu de recul, cette méthode n'apporte pas un gain énergétique comme le montre la figure 1.25. Elle permet

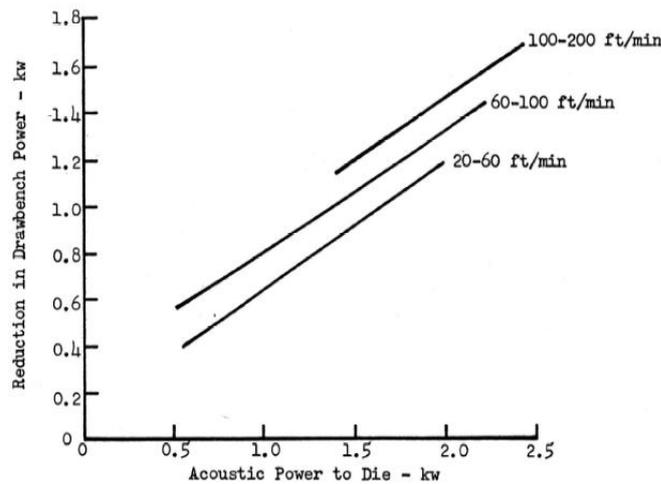


FIG. 1.25 – Evolution de la puissance de traction économisée en fonction de la densité de puissance injectée dans les actionneurs électriques [Jon67]

de modifier les paramètres intrinsèques des matériaux utilisés sans élévation importante de leur température et d'appliquer à des matériaux fragiles ou très durs des méthodes d'extrusion classiques et d'en améliorer les performances

(vitesse de passe, qualité de surface).

**Les effets en surface.** Les travaux de Pollhman et Lehfelddt montrent qu'en plus des effets de volume, les ondes ultrasoniques permettent aux micro-jonctions, qui se forment entre les aspérités, de se briser. Elles modifient alors les conditions de contact. Le frottement résultant d'origine abrasive diminue entre les surfaces, permettant de diminuer les efforts de traction<sup>7</sup>. Les travaux de Severdenko et Robinson montrent qu'il y a aussi un effet de superposition sur le frottement. Tout comme la contrainte maximale d'écoulement, le frottement admet une valeur maximale : le frottement dynamique. Par un déplacement alternatif, dont la vitesse est suffisante pour inverser le signe de la vitesse relative, le frottement moyen ou macroscopique est diminué. Lehfelddt a réalisé un tribomètre mettant en avant ce phénomène avec une bille en contact sur un disque rotatif et animée d'un mouvement tangentiel alternatif [Leh] (cf. figure 1.26). La vitesse de vibration

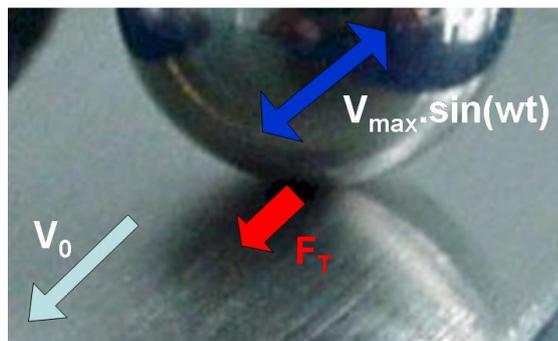


FIG. 1.26 – Essai bille/disque de Lehfelddt.

$V_{max} \sin(\omega t)$  est choisie bien supérieure à la vitesse de rotation du disque  $V_0$ . La composition des vitesses implique que régulièrement la vitesse relative de la bille vis-à-vis du disque s'annule et change de signe. D'après la loi de Coulomb, la force de frottement est opposée à la vitesse, donc elle change de signe aussi. La valeur moyenne du frottement est alors diminuée et tend vers 0 pour des vitesses de vibrations infinies (cf. figure 1.27). Il est important de noter que les surfaces voient alors un accroissement de la distance parcourue. Or, d'après la loi d'Archard, l'usure  $y$  est directement proportionnelle, ce qui provoque une usure plus rapide. Pour un système qui ne subit que peu de passes, cette aggravation de l'usure n'est pas gênante. Dans le cas de systèmes frottants réguliers comme par exemple des coussinets ou roulements, cette technique est à éviter : les caractéristiques du contact fluctueraient dans le temps, et la durée de vie diminuerait. Robinson atteint plus de 65 % de réduction et Lehfelddt a vérifié que les caractéristiques intrinsèques du métal sont peu modifiées validant ainsi l'effet de surface.

<sup>7</sup>Nous pouvons comparer cette interprétation au cas de la marche. Par un décoller régulier des pieds et soumis à un effort parallèle au plan de déplacement, nous pouvons avancer plus facilement que si nous traînons les pieds sans les décoller du sol.

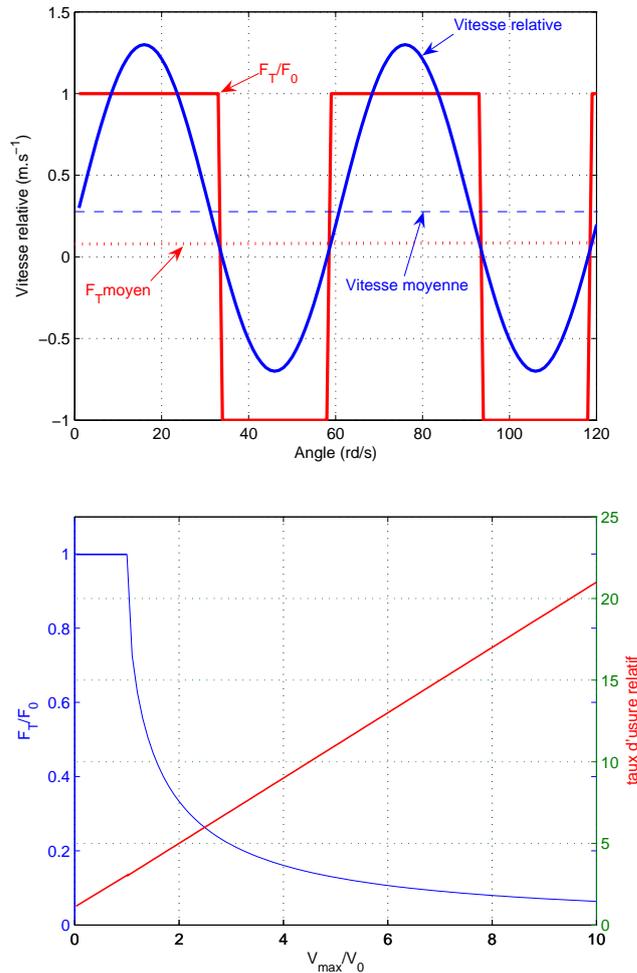


FIG. 1.27 – Impact des vibrations tangentielles sur le frottement. *La première figure est un chronogramme de la force de frottement. La deuxième figure montre l'évolution croissante du taux d'usure relatif et la diminution de la force de frottement résultante relative  $\frac{F_T}{F_0}$  en fonction du taux de modulation de la vitesse  $\frac{V_{\text{max}}}{V_0}$*

Les travaux de Cheers montrent une industrialisation contemporaine du procédé de matricage ultrasonique [Che95] (cf. figure 1.28). L'étude visait à faciliter la mise en forme des bidons pour des aérosols en acier. A l'origine le matériau utilisé était l'aluminium car plus déformable. Son processus de fabrication permet de réduire le diamètre d'un bidon de fer blanc de près de 30% en une seule passe. Les processus conventionnels sont limités à un maximum de réduction de 10% et fonctionnent typiquement à moins de 5% par passe. Sa recherche porte sur le dimensionnement d'une matrice pour faciliter son excitation et pour privilégier un certain mode. Parmi ses conclusions, il démontra que l'utilisation de plusieurs modes de vibration superposés était nuisible à l'efficacité du système. Sa recherche des formes optimales a été développée par éléments finis (Logiciel ANSYS®). Les efforts requis pour la transformation sont diminués de 60 % (cf. figure 1.29).

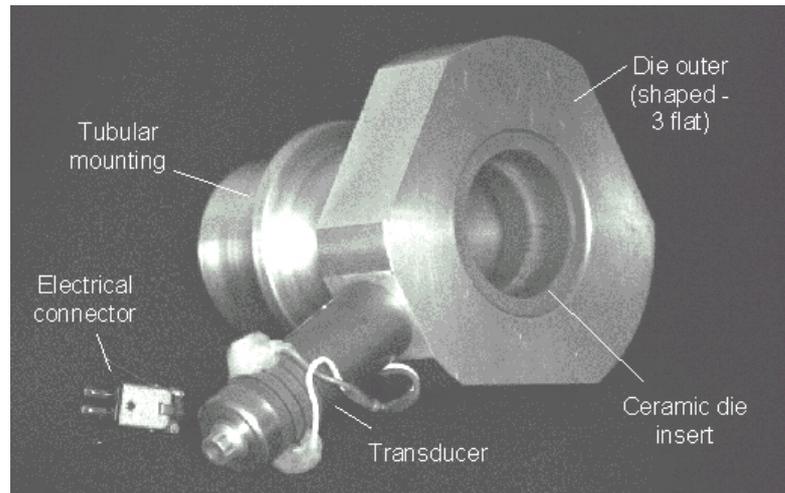


FIG. 1.28 – Matrice ultrasonique [Che95].

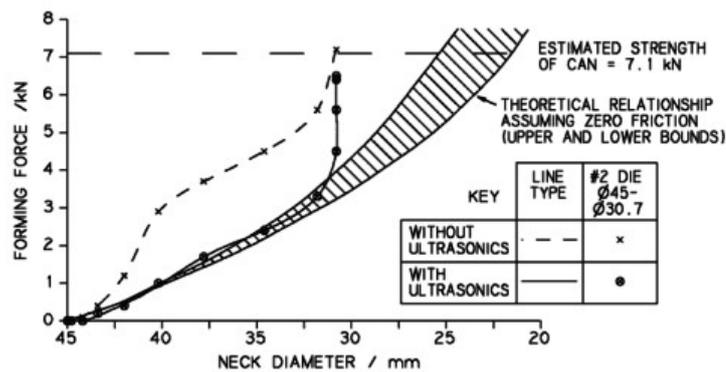


FIG. 1.29 – Résultats expérimentaux d'extrusion [Che95].

Les actionneurs qui sont employés sont exclusivement constitués de matériaux électroactifs comme les alliages magnétostrictifs et les céramiques piézoélectriques. Cependant, la magnétostriction offrant une plus forte densité d'effort, c'est cette technologie qui fut utilisée en premier pour ces applications. Moins fragile et suffisamment rapide, elle s'est naturellement imposée. Mais récemment, la tendance s'est inversée et les dispositifs sont plutôt piézoélectriques grâce à l'amélioration de leurs performances et de leur mise en œuvre.

En résumé, le matriçage assisté par vibration permet donc d'étendre la gamme de matériaux applicables (fragiles ou très durs) et d'améliorer les performances du processus pour des matériaux plus traditionnels. Les caractéristiques expérimentales montrent qu'il existe un seuil à partir duquel l'effet est présent. Les différents paramètres d'excitation (amplitude, fréquence) sont dépendants des condi-

tions d'utilisation (vitesse, force, rapport de transformation). Si depuis ses débuts sa diffusion reste restreinte, elle est promise aujourd'hui à un essor avec l'arrivée des nouveaux matériaux électroactifs qui permettent une amélioration en terme de puissance acoustique transmissible (kW). Cette technologie pourrait alors être employée dans d'autres buts comme la réduction des frottements entre pièces mobiles.

### 1.3 Utilisation des vibrations en tribologie

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les vibrations modifient le comportement des matériaux ou du moins leur interaction avec un outil de coupe ou de forgeage. La force de frottement est un des paramètres qui subit d'importantes variations. Il est alors intéressant de développer des architectures semblables dont le seul but est de réduire les forces de friction. Traditionnellement, l'emploi d'un lubrifiant permet de limiter la friction par création d'un film d'huile possédant une contrainte de cisaillement faible. Dans le cas où le contact doit rester sec, la solution revient à choisir un couple de matériaux au coefficient de frottement faible ou de changer la nature du contact. En effet, l'emploi d'un troisième corps permet de faire rouler les solides entre eux à la manière d'un roulement à bille. Cependant cette solution n'est pas la panacée car elle implique souvent l'apparition de nouvelles dégradations ou l'augmentation de certaines comme la composante de labourage. Nous nous intéressons particulièrement ici aux cas des frottements secs car ce sont les plus pénalisants pour notre application moteur. Lors des fortes pressions qui régissent dans la chambre de combustion, le film d'huile de quelques micromètres d'épaisseur se rompt. Le piston et la chemise sont alors en contact direct et à cause du mouvement relatif, ils frottent l'un contre l'autre. Quelques études ont été menées sur le sujet et concernent les deux types de contact : secs et lubrifiés.

#### 1.3.1 Réduction des frottements secs

Les contacts secs en présence de vibrations ont surtout été étudiés pour le guidage. Le frottement sec représente une non-linéarité pour les systèmes asservis. Aucune commande ne peut encore réellement le supprimer. Ces problèmes deviennent importants dès lors que l'on conçoit un bras articulé pour la télé-médecine ou le maniement de barres de plutonium. Tous les systèmes de guidage linéaire ou rotatif sont confrontés au frottement sec à partir du moment où la vitesse peut s'annuler au cours du fonctionnement. Nous voyons, par un cas simple, que le coefficient de frottement perturbe les systèmes de guidage. L'idée du guidage assisté par vibration est de pouvoir contrôler, ou du moins alterner la valeur de la force de friction. Le contrôle de ce coefficient, sans faire appel à des systèmes de lubrification, permettrait d'augmenter la résolution des glisseurs et diminuer la taille des dispositifs car ils doivent générer moins d'efforts. Plusieurs techniques "classiques" sont alors apparues pour éliminer ce coefficient de frottement sec.

Une condition essentielle pour qu'il y ait du frottement sec est que la vitesse instantanée entre les solides s'annule. Si les solides sont maintenus en mouvement

permanent alors ils restent en frottement fluide ou visqueux, conditions préférables car les caractéristiques sont linéaires et ne présentent pas de discontinuité au passage par zéro de la vitesse (cf. figure 1.30). Une technique simple utilisée en auto-

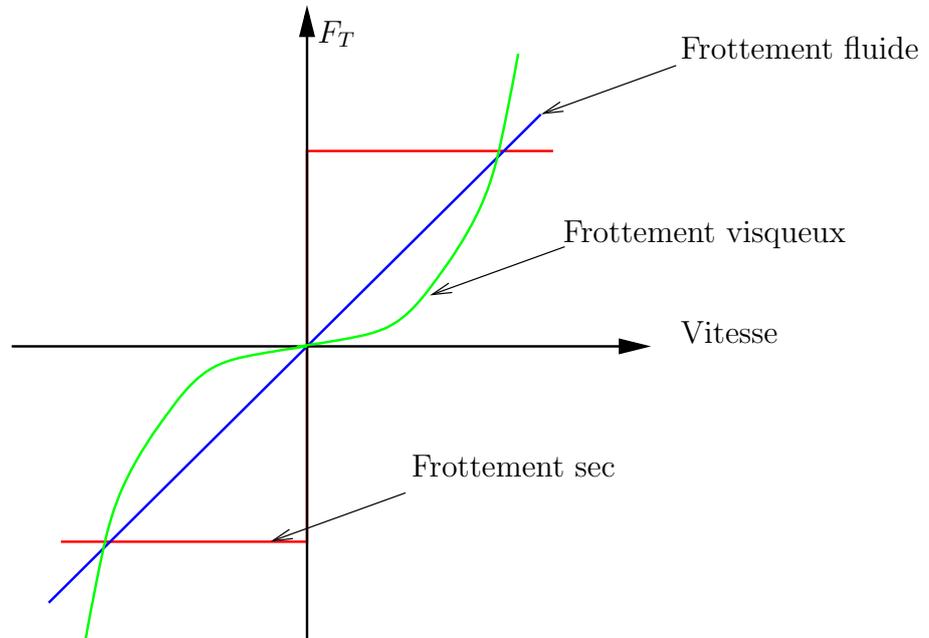


FIG. 1.30 – Caractéristiques typiques des frottements sec, fluides et visqueux

matique revient à rajouter du bruit sur le signal de commande. En effet, si la valeur moyenne du signal est asservie à la position désirée, le bruit assure un mouvement régulier de l'ensemble laissant alors la caractéristique du frottement proche de zéro. Cette technique est utilisée dans de nombreux systèmes actuels<sup>8</sup>. Une technique similaire est utilisée pour la détection des défauts pour les machines électriques. En excitant la machine par des secousses générées électromagnétiquement, le rotor reste en frottement dynamique et s'oriente naturellement de façon à ce que le balourd soit vers le bas. L'inconvénient de cette technique est qu'elle ajoute une incertitude sur la position, ne la garantissant que sur un domaine précis de largeur contrôlée centré autour de la consigne (cf. figure 1.31). Cependant, si le système possède plus d'un degré de liberté, il est possible de faire vibrer le glisseur dans une direction perpendiculaire au sens de déplacement principal. Le coefficient de frottement est sensible au module de la vitesse et pas à sa direction ou sa composition. Dans cette idée, une étude récente de William et Elizabeth-Croft a transposé cette technique aux vérins pneumatiques [Wil03]. Le piston est entraîné en rotation autour de son axe par un moteur externe et le bout du vérin est une liaison rotule permettant de transmettre les efforts de traction mais pas de rotation. Le schéma de la figure 1.32 montre le système expérimental. La vitesse angulaire du piston du vérin ne perturbe pas sa dynamique axiale mais permet de supprimer le seuil

<sup>8</sup>La société LIEBHERR utilise ce type de commande pour piloter ses moteurs couples destinés à contrôler le flux d'air dans les turbines à gaz. Le positionnement étant primordial pour la régulation du moteur, cette technique donne actuellement de bons résultats.

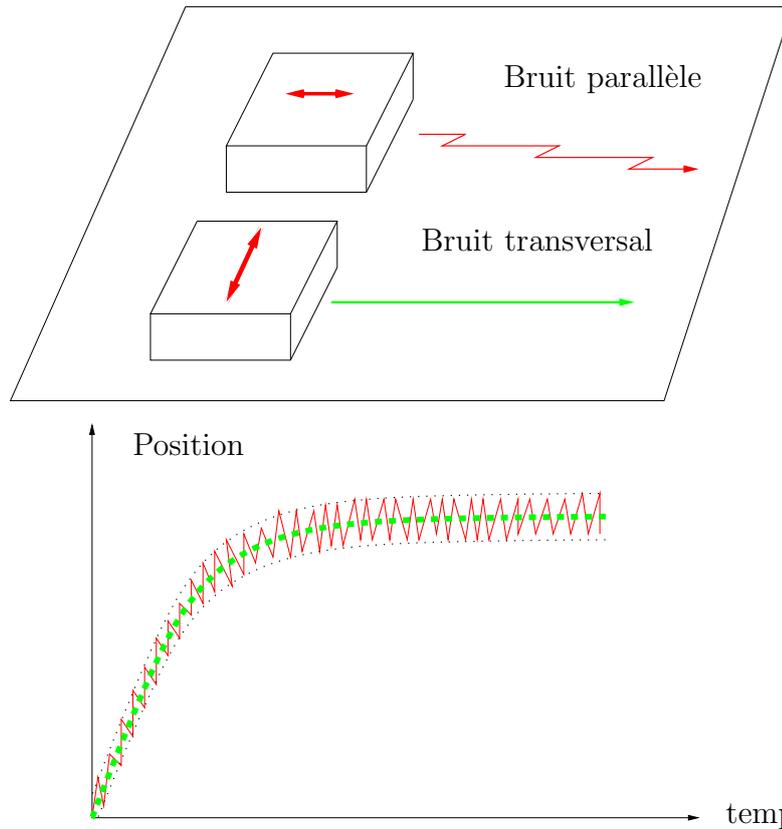


FIG. 1.31 – Asservissement de position en présence de bruit. *Le cas rouge correspond à un bruit dans le sens de déplacement ou parallèle. La position fluctue dans le temps. Le cas vert correspond à un bruit transversal. La position régulée n’oscille pas dans la direction privilégiée.*

observé sur la courbe expérimentale de type "courbe de Stribeck" comme montré sur la figure 1.33 pour une vitesse de rotation nulle. La relation devient alors linéaire et plus facilement intégrable dans une régulation classique. Le choix de la vitesse de rotation est fait en fonction de la courbe de frottement afin d’assurer un fonctionnement en régime de lubrification fluide stable.

Nous venons de voir que la superposition de mouvement dans le plan de glissement pouvait abaisser artificiellement le coefficient de frottement. Seulement cet avantage va de pair avec une augmentation de la distance de glissement et donc de l’usure, favorisant ainsi la détérioration de la fonction. L’usure est proportionnelle à l’énergie dissipée dans le contact. Cette énergie est apportée par le travail des forces de frottement non-conservatives (à la différence des forces élastiques pures). L’expression de ce travail des forces de frottement est par définition le produit scalaire du vecteur force  $\overrightarrow{F_{T(x,y)}}$  par le vecteur déplacement  $\overrightarrow{X_{(x,y,z)}}$  :

$$W_{F_T} = \left\| \overrightarrow{F_{T(x,y)}} \right\| \cdot \left\| \overrightarrow{X_{(x,y,z)}} \right\| \quad (1.1)$$

Une force ne travaille que si le déplacement est dans le même plan que la force. Or si le déplacement est perpendiculaire à la force, celle-ci ne travaille pas et donc ne

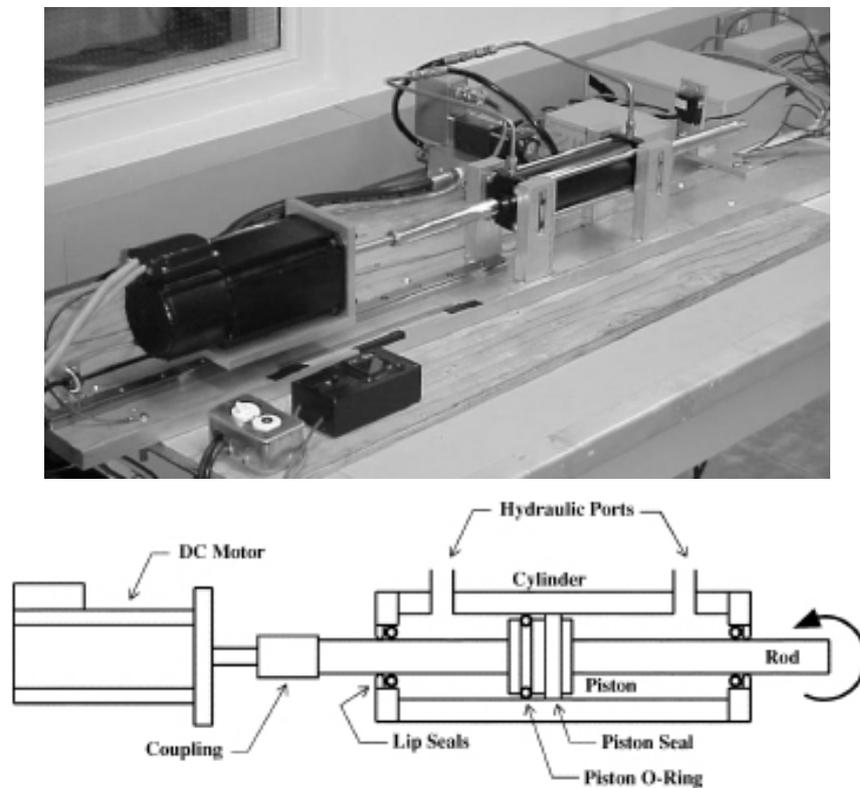


FIG. 1.32 – Dispositif expérimental de vérin assisté par vibrations [Wil03]

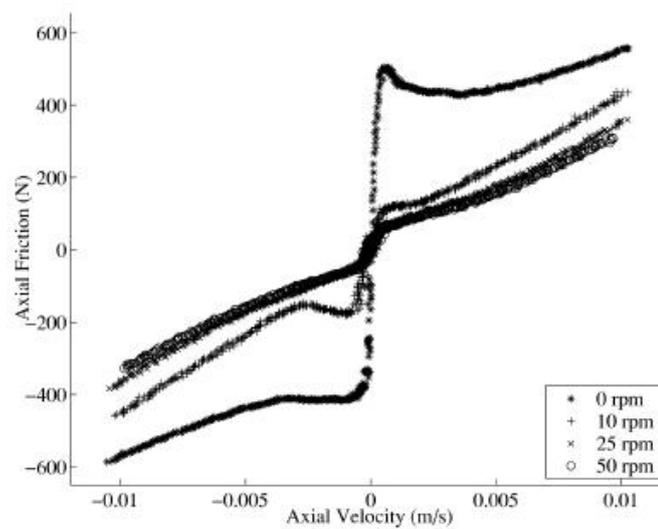


FIG. 1.33 – Evolution du frottement en fonction de la vitesse linéaire pour différentes vitesses de rotation du vérin [Wil03]

produit pas d'énergie dissipée. Ainsi, provoquer des déplacements perpendiculaires au plan tangent au contact permettrait d'annuler l'énergie dissipée.

Des recherches sont menées actuellement pour comprendre et montrer la faisabilité de la technique. En particulier, les travaux de Kutomi, Sase et Fujii portent sur la réalisation expérimentale d'un translateur plan assisté par vibrations et l'effet des ondes mécaniques générées par chocs ultrasoniques ( $1 \mu m$  à  $20 kHz$ ) [Sas97, Kit98, Kut97]. Pour éviter de recourir à une lubrification par film d'huile, dont l'état est difficile à maintenir constant, Fujii propose une méthode pour contrôler le coefficient de frottement d'un chariot de poste de tournage (cf. figure 1.34). Il constate qu'une vibration de la surface glissante par des ondes mécaniques provoque une réduction spectaculaire du frottement. Le dispositif qu'il utilise est composé d'un chariot entraîné par une vis sans fin comme représenté sur la figure 1.35. Des vibreurs piézoélectriques sont montés sur un flanc du guide (plan de glissement). Les caractéristiques mécaniques du dispositif sont données dans le tableau 1.1.

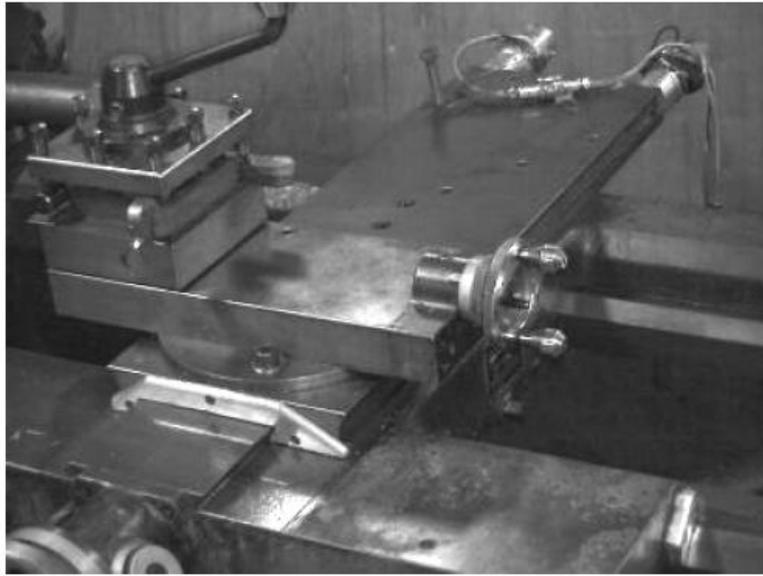


FIG. 1.34 – Photographie du translateur expérimental [Kit98, Kut97]

Caractéristique	Valeur
Matériau	Acier (carbon steel 0,55 %)
Dimensions du plateau (guideway)	$130 \times 50 \times 500$ (mm)
Dimensions du chariot (sliding plate)	$100 \times 12 \times 169$ (mm)
Dureté Vickers	$H_v = 700$
Rugosité des plans glissants	$R_{rms} = 0,38 \mu m$
Aire de contact apparente	$17 \times 10^3 mm^2$
Fréquence vibratoire	$20,7 kHz$

TAB. 1.1 – Caractéristiques des différents éléments du montage [Sas97]

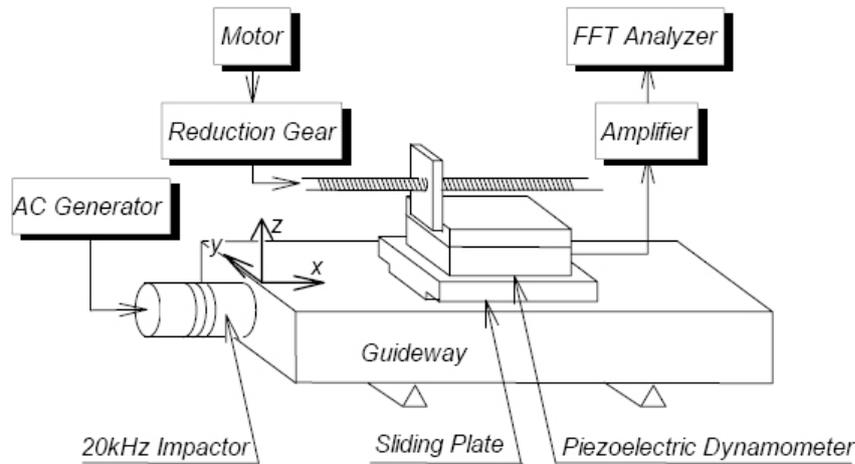


FIG. 1.35 – Conception du glisseur assisté par ultrasons [Kit98, Kut97]

Excité à une fréquence de  $20\text{ kHz}$ , le coefficient de frottement sec atteint des valeurs inférieures à  $0,01$  pour un glisseur en acier chargé par  $100\text{ N}$  à des vitesses allant jusqu'à  $10\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ . La figure 1.36 représente l'évolution du

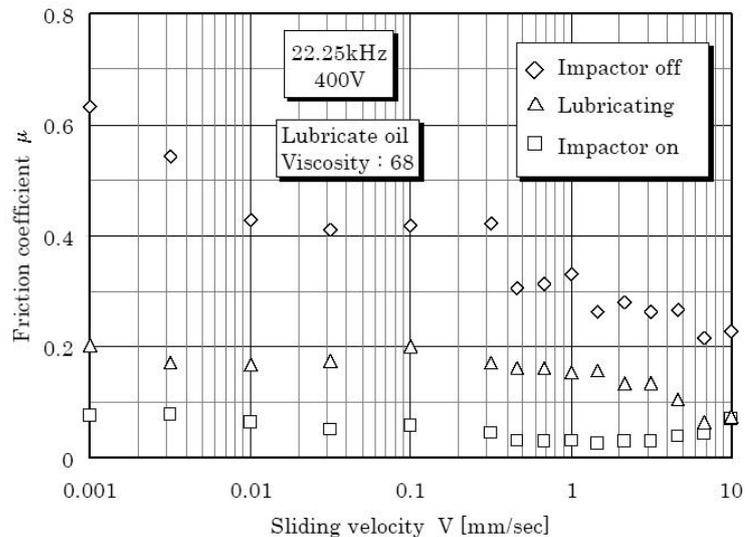


FIG. 1.36 – Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différents types de lubrification [Kit98, Kut97]

coefficient de frottement  $\mu$  en fonction de la vitesse de glissement pour différentes configurations de contact. Lors d'un contact sec,  $\mu$  a une tendance à diminuer avec la vitesse. Ceci peut s'expliquer par les faibles valeurs de la vitesse qui gardent le contact plutôt en régime statique "quasi statique" et donc explique ces valeurs élevées de  $\mu$  à  $0,6$  (la nature similaire des aciers favorise l'adhésion et la soudure des aspérités augmentant l'effort de cisaillement). Pour des vitesses de l'ordre du centimètre par seconde, nous retrouvons un coefficient plus commun pour un frottement acier/acier de  $0,3$ . Dans le cas d'un contact lubrifié,  $\mu$  est

inversement proportionnel à la vitesse (cas du régime mixte correspondant à de basses vitesses). Dans le cas du contact excité, le coefficient de frottement est nettement inférieur au cas lubrifié ( $-50\%$ ) et qui plus est, est peu influencé dans la gamme de vitesse étudiée. Pour des vitesses supérieures, le gain se dégrade et devient moins intéressant que pour un cas lubrifié. Les figures 1.37 et 1.38 représentent l'évolution de  $\mu$  selon la charge normale. Même pour des

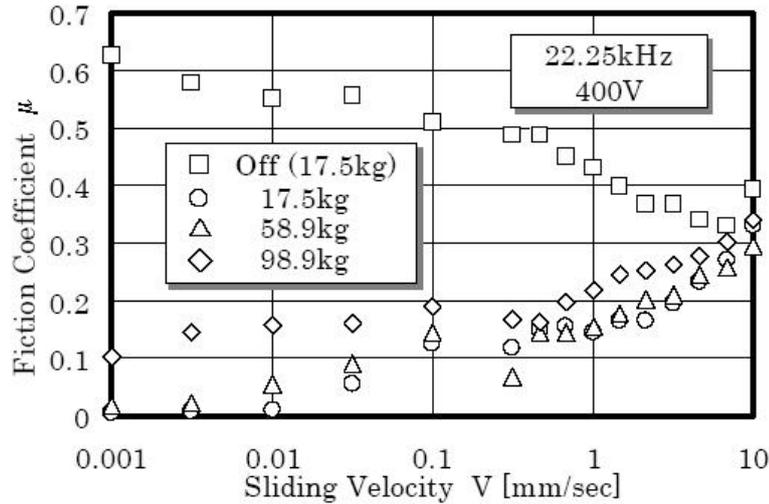


FIG. 1.37 – Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différentes charges normales [Kit98, Kut97]

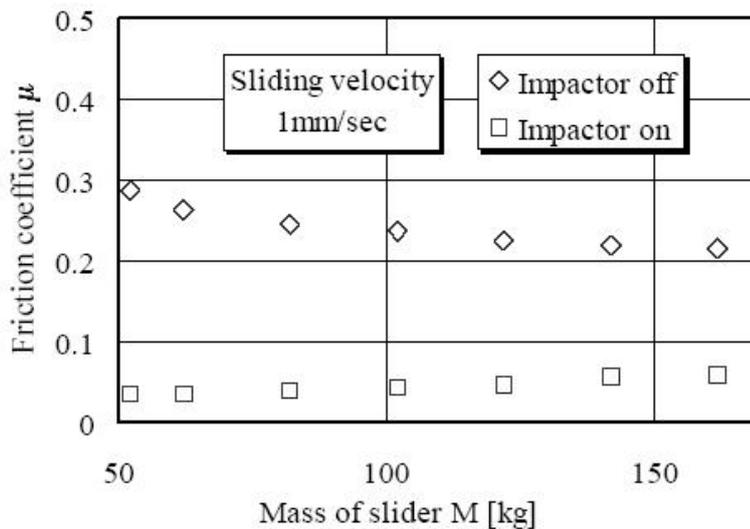


FIG. 1.38 – Evolution du coefficient de frottement et du chargement normal avec et sans vibrations [Kit98, Kut97]

charges de  $1\,000\text{ N}$ , le gain est particulièrement attractif. L'effet semble moins sensible à l'effort normal qu'à la vitesse de déplacement de celle-ci. Le paramètre principalement influant semble être la fréquence d'excitation. Plus la fréquence

et l'énergie des impacts est grande plus la réduction est importante. Sase *et al.* montrent également que le coefficient de frottement est pilotable par la tension d'excitation des vibreurs (l'amplitude étant directement liée à la valeur efficace et à la fréquence d'utilisation). Ainsi, nous pouvons imposer un fort coefficient de frottement lorsque l'on veut garder une position et le diminuer à la demande pour effectuer un déplacement. Notons aussi la relative insensibilité de cette technique vis-à-vis des températures, il n'y a pas de problème de viscosité comme dans le cas classique des huiles. Cette technique pourrait être potentiellement intéressante pour les milieux à ambiance contrôlée (zone agroalimentaire, médicale ou salle blanche pour semiconducteurs). Le coefficient de frottement n'est pas uniforme comme présenté sur la figure 1.40. L'onde mécanique générée est stationnaire donc les nœuds de vibration ne subissent aucun mouvement. La figure 1.39 montre le relevé des amplitudes vibratoires selon la position le long de l'axe. Il apparaît clairement que l'onde possède 4 nœuds. La figure 1.40 montre le relevé du coefficient de frottement local. Celui ci est directement lié à la distribution des amplitudes vibratoires. Aux endroits où la variation est maximale, le frottement est minimum. Aux nœuds de vibration le frottement est plus important puisque le mouvement vibratoire est nul en ce point. Nous voyons bien que c'est l'impact d'une variation d'amplitude qui entraîne la modification du coefficient de frottement. La solution pour rendre homogène le frottement serait d'utiliser une onde progressive induisant ainsi un mouvement vibratoire en tout point de la surface en contact. Le sens pourrait être modifié et accordé avec le sens de déplacement du chariot. A la manière d'un moteur à ondes progressives, le dispositif pourrait en plus entraîner le chariot dans des phases d'approche ou en bout de course. En revanche, les effets sur l'usure et la fatigue restent encore des questions en suspens.

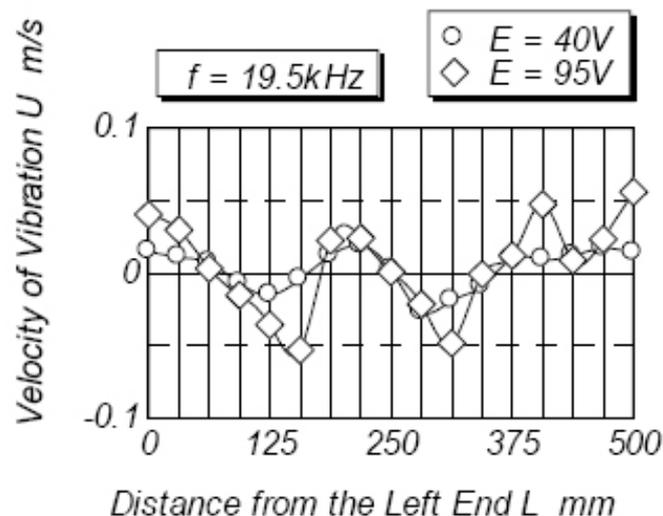


FIG. 1.39 – Relevé expérimental des déformations du plan de glissement [Kit98, Kut97]

Le positionnement et sa dynamique sont aussi affectés par les vibrations. Des

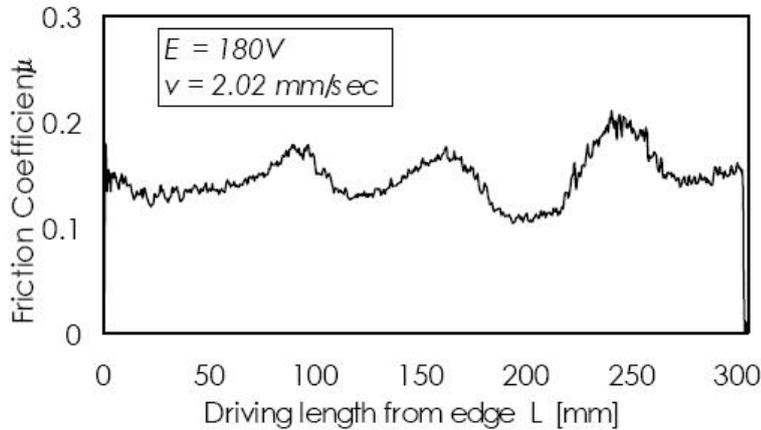


FIG. 1.40 – Relevé expérimental du coefficient de frottement en fonction de la position [Kit98, Kut97]

recherches ont montré que la présence de vibrations réduit le phénomène de *stick-slip*. La figure 1.41 montre deux relevés temporels de la position du glisseur passant de l'arrêt au glissement. Lorsque les vibrations sont présentes, le mouvement est plus onctueux et plus doux. La transition est progressive alors que sans excitation, le frottement sec est représenté par un saut typique du passage frottement statique/dynamique. La figure 1.42 montre des chronogrammes de position pour différents cas : sec, lubrifié et ultrasonique. Lors d'un contact sec simple, la réponse est mauvaise. Un contact excité répond mieux par rapport à une condition lubrifiée.

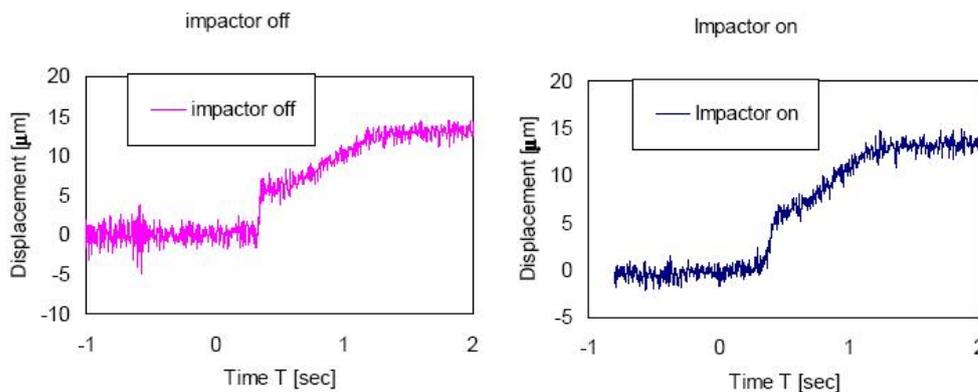


FIG. 1.41 – Chronogramme de la position du glisseur avec et sans présence de vibrations [Kit98, Kut97]

### 1.3.2 Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés

Pour réduire le frottement dans les systèmes mécaniques, les lubrifiants occupent une place majoritaire dans la conception des systèmes, ils forment une couche à faible contrainte de cisaillement qui s'intercale entre les surfaces des

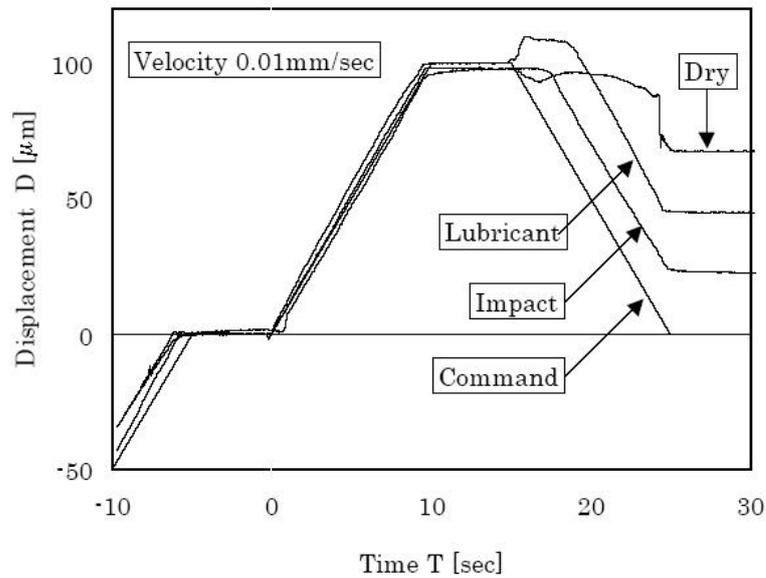


FIG. 1.42 – Chronogrammes de position du glisseur pour différentes lubrifications [Kit98, Kut97]

solides en glissement. L'augmentation de leurs performances passe par l'amélioration de la composition chimique des lubrifiants employés (huiles, graisse, graphite, silicone,...) pour séparer les pièces mobiles.

Cependant des travaux de recherches montrent qu'une oscillation rapide (quelques kilohertz) perpendiculaire au plan de glissement de la largeur de l'espace occupé par le lubrifiant séparant les deux surfaces en glissement, peut réduire le frottement entre elles de façon significative [Heu98, Gao98]. Cette technique cherche à garder le lubrifiant dans un état de désordre dynamique (cf. figure 1.43), empêchant la formation d'une couche moléculaire qui peut augmenter la force de cisaillement. L'introduction de petites oscillations (inférieures au micromètre) entre les deux surfaces glissantes permet de désorganiser la structure du fluide et de maintenir le lubrifiant dans un état liquide (cf. cas (a) de la figure 1.44) similaire à l'état super-cinétique des lubrifiants (cf. cas (c) de la figure 1.44). La sollicitation mécanique joue donc sur la viscosité instantanée du lubrifiant. Ceci permet le mouvement des surfaces avec un petit coefficient de frottement.

Les études théoriques menées par Landman *et al.* portant sur l'étude des films de lubrifiant minces et confirmées expérimentalement par Israelachvili *et al.*, montrent qu'une variation de 5 % de l'épaisseur suffit à maintenir un niveau de désordre suffisant [Gao98]. Les molécules de lubrifiant en couche mince confinées entre deux surfaces planes s'organisent en structures régulières (molécules à longue chaîne) sur une ou plusieurs couches [Yos93, Per95]. Cette organisation moléculaire crée un état "semi-solide" (cf. cas (b) de la figure 1.44). Une telle structure résiste aux forces tangentielles de cisaillement mais pas aux forces normales de compression.

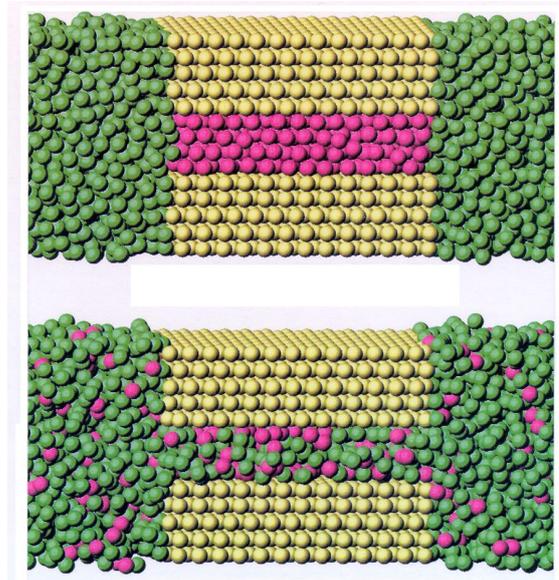


FIG. 1.43 – Simulation numérique du comportement moléculaire du lubrifiant liquide avec présence d’oscillations (*cas du bas*) et sans oscillation (*cas du haut*) de l’épaisseur du film [Heu98]. *La première simulation représente un film d’huile entre deux parois sans excitation. Un certain ordre s’établit en régime permanent. Cet ordre correspond à un agencement des longues molécules d’huile qui par affinité établissent des liaisons chimiques (état de minimum d’énergie). Lors du mouvement, ces liaisons devront être cassées et augmenteront le frottement. En perturbant le contact dans la simulation du dessous, le désordre est entretenu et ces liaisons ne se forment pas, réduisant les efforts de friction.*

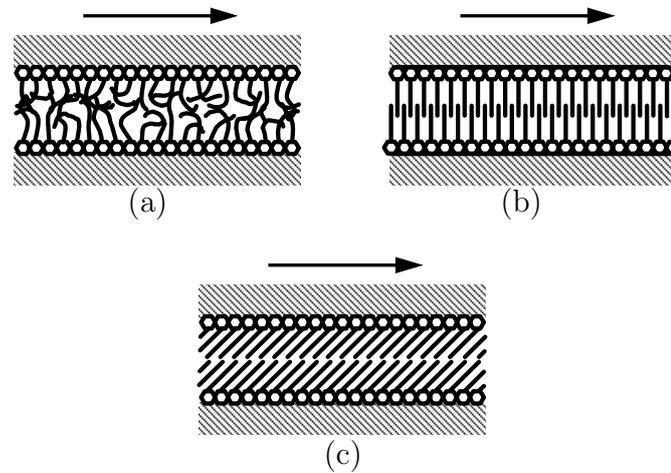


FIG. 1.44 – Schématisation des différents états des lubrifiants [Per95]. (a) *État de désordre induit par des vibrations. Les chaînes moléculaires n'ont pas de direction privilégiée et n'établissent pas d'affinité régulière entre elles. Le cisaillement résultant est faible.* (b) *État structuré. Avec le temps les molécules s'organisent naturellement et se lient les unes aux autres. Le cisaillement augmente à cause de ce pouvoir d'adhésion.* (c) *État super-cinétique. Si les solides ont une vitesse relative élevée, alors le fluide se décompose en deux flots ayant des vitesses opposées. Les molécules n'ont pas le temps de s'organiser car le temps de relaxation est trop important vis-à-vis du temps de renouvellement du fluide. Cet état présente un cisaillement faible.*

A la force nécessaire pour faire glisser les deux surfaces, elle ajoute alors une force pour briser ces liaisons moléculaires.

La fréquence à laquelle le contact doit être excité est liée à la viscosité du lubrifiant : des liquides épais ont besoin de plus de temps pour se "relaxer" que des liquides plus fluides quand les dimensions de l'environnement sont faibles. Ainsi, moins le lubrifiant est visqueux plus le maintien du désordre dynamique exige des vibrations élevées. Dans leurs essais, Heuberger *et al.* montrent que pour 1 *kHz* le contact d'un cylindre sur un plan en présence d'un film lubrifiant<sup>9</sup>, le coefficient de frottement peut être quasiment réduit à zéro (cf. figure 1.45 et figure 1.46). Des travaux antérieurs menés par Polanski en 1983 [Pol83] révèlent qu'un glisseur sur plan incliné en acier voit son coefficient de frottement réduit de 40 % à sec et de 20 % en présence de lubrifiant. Le tableau 1.2 résume ses principaux résultats.

Toutefois, suivant la vitesse du fluide et les vibrations mécaniques, la cavitation du fluide peut se produire et libérer des quantités d'énergie potentiellement préjudiciables pour le contact.

<sup>9</sup>Le lubrifiant utilisé pour les essais est du trichlorosilane  $Cl_3HSi$  (agent tensio-actif) qui à la particularité de former des couches uniformes de chaînes moléculaires et possède un temps de relaxation assez lent ( $2\text{ ms} < \tau_r < 20\text{ ms}$ ). L'épaisseur du film est de 7 *nm* environ.

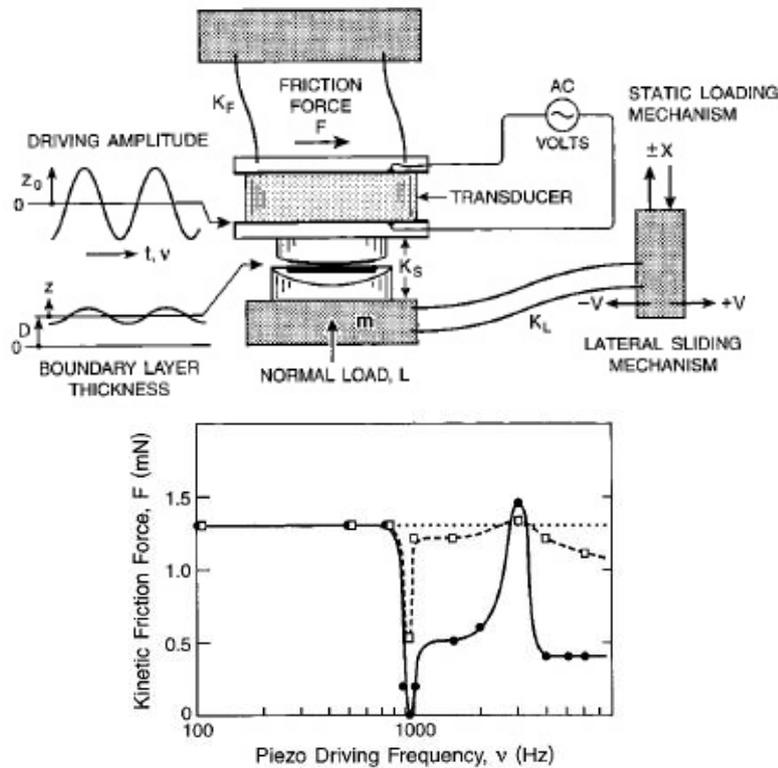


FIG. 1.45 – Etude de la variation du coefficient de frottement d'un contact lubrifié sous sollicitations normales [Heu98].

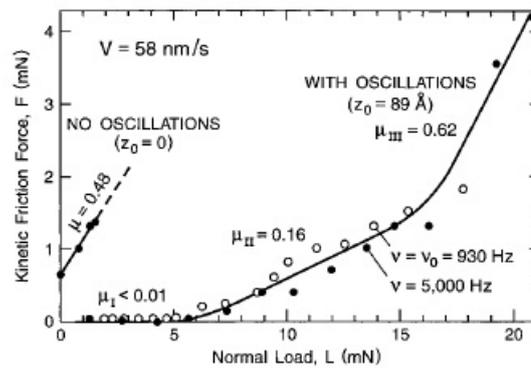


FIG. 1.46 – Evolution de la force de frottement en fonction de l'effort normal dans différentes conditions ( $v = 0; 930; 5000 \text{ Hz}$ ) [Heu98]. La vitesse de glissement est de  $58 \text{ nm.s}^{-1}$ . Sans vibrations, l'évolution est linéaire  $\mu = 0,48$ . En présence de vibrations, trois cas se distinguent. Le cas  $\mu_I$  correspond à un frottement quasi nul. Les cas  $\mu_{II}$  et  $\mu_{III}$  correspondent à des zones où l'épaisseur du film devient du même ordre que l'amplitude vibratoire, provoquant une perte de performance pour arriver à retrouver la pente hors vibrations pour de trop grands efforts normaux ( $L > 15 \text{ mN}$ ).

Glisseur	$\mu_s$ hors vibrations	$\mu_s$ avec vibrations
Acier non lubrifié	0,26	0,175
Acier lubrifié	0,19	0,16
Laiton non lubrifié	0,29	0,16
Laiton lubrifié	0,21	0,15
Cuivre non lubrifié	0,24	0,13
Cuivre lubrifié	0,205	0,15

TAB. 1.2 – Résultats d’expériences d’un glisseur sur plan incliné [Pol83]. *Le glisseur est chargé par un poids de 50 daN sur un plan vibrant (amplitude de 5  $\mu\text{m}$ ). Le lubrifiant est de type LT-4s.*

## 1.4 Effet des vibrations sur la tectonique des plaques

L’effet des vibrations sur le frottement se manifeste à plusieurs échelles. Elles font l’objet de recherches sur des micro-mécanismes en étudiant les interactions entre aspérités jusqu’au mouvement des plaques tectoniques en étudiant les séismes. Les tremblements de terre se caractérisent par une succession d’à-coups rapides et très dévastateurs. La mécanique terrestre déplace les plaques continentales et provoque leur subduction ou leur convergence. Les efforts colossaux qui sont mis en jeu chargent les fissures qui emmagasinent de l’énergie sous forme élastique. A cause du frottement entre les roches, le glissement entre plaques n’est pas constant dans le temps. Les plaques se déforment et se plissent. Lorsque la contrainte de cisaillement est trop forte, il y a rupture et la plaque glisse violemment pour éliminer toutes contraintes. Il y a succession de phases d’accumulation et de détente. La décharge n’est pas uniforme mais provoque du *stick-slip* même à cette échelle. Les recherches actuelles tentent de comprendre cette mécanique. Parmi les effets considérés, la modulation des efforts est une piste d’investigation. En effet, les secousses générées au début de la fracture vont agir sur le comportement du reste de la faille. Les vibrations produites se propagent et modifient alors l’effort existant entre les plaques (cf. figure 1.47). Cet effort est constitué d’une contrainte de cisaillement statique (produite par effort emmagasiné dans la roche) et d’une composante alternative issue de la propagation des ondes de cisaillement et de compression. A une échelle différente, les vibrations ont-elles un effet stabilisant sur le mouvement des plaques ? En géophysique, l’influence des variations temporelles du chargement mécanique sur le comportement des failles a suscité différentes études dans le but de comprendre le couplage entre les contraintes normales et tangentielles sur une faille. Linker et Dieterich ont élaboré un modèle rendant compte de cette variation [Lin92]. Les travaux de Bureau *et al.* traitent de l’impact du *stick-slip* sur le frottement des plaques [Bur01]. Ils étudient l’influence de la modulation de charge sur le comportement tribologique des éléments tectoniques. La figure 1.48 représente l’évolution expérimentale du coefficient de frottement sous modulation de charge. La fréquence de modulation est relativement basse (120 Hz) et le contact reste permanent. Il ne s’agit donc pas de sautillerment des plaques mais bien d’une va-

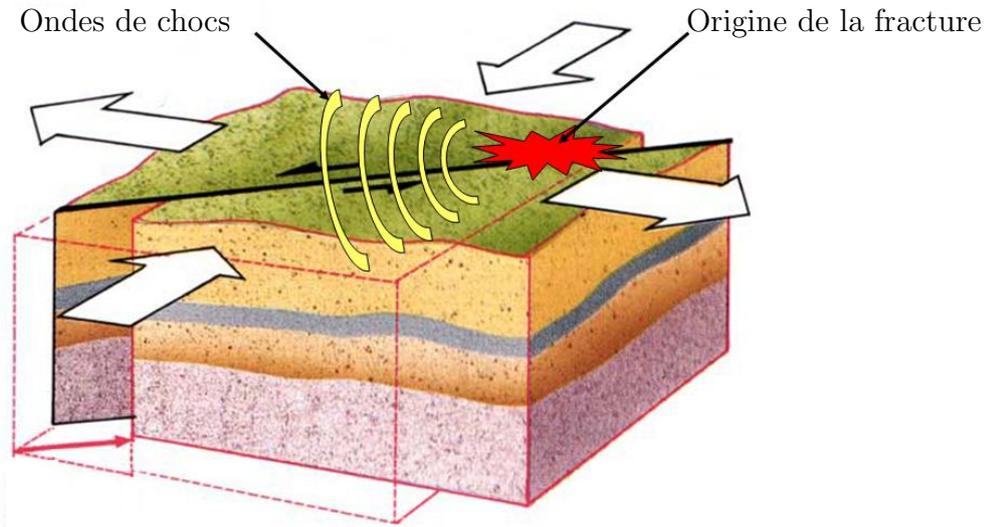


FIG. 1.47 – Impact des vibrations sur les tremblements de terre [ipg]

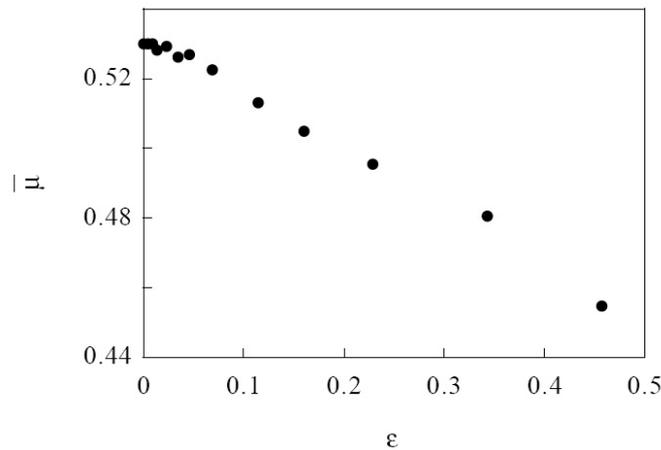


FIG. 1.48 – Evolution du coefficient de frottement entre deux solides sous modulation de charge normale [Bur01]. Le système d'étude est composé de deux solides dont un est un pot vibrant oscillant à 120 Hz. L'aire de contact est de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$  chargée par un effort statique normal de 7 N.  $\epsilon$  représente le taux de variation de l'effort normal  $W(t)$  par rapport à l'effort statique  $W_0$ .  $\epsilon = \frac{\Delta W}{W_0}$ .

riation propre de  $\mu$ . Ils mettent en évidence que la modulation diminue la force de frottement moyenne :  $\mu$  diminue de 15 % pour un taux de modulation de 50 %. De plus, elle a un effet stabilisant sur les oscillations du *stick-slip*. Ces effets vibratoires à grande échelle (km) sont aussi applicables à des échelles plus modestes (cm), en particulier dans tous les systèmes où une transmission mécanique intervient.

## 1.5 Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives

Comme nous venons de le voir précédemment, la présence de vibrations de quelques micromètres à des fréquences ultrasoniques provoque une réduction des efforts de frottement entre deux solides en contact sec ou lubrifié. Ces conditions de contact sont rencontrées particulièrement dans le fonctionnement des moteurs à ondes progressives. Ces moteurs utilisent majoritairement des actionneurs électroactifs comme les céramiques piézoélectriques. Un exemple typique de ce

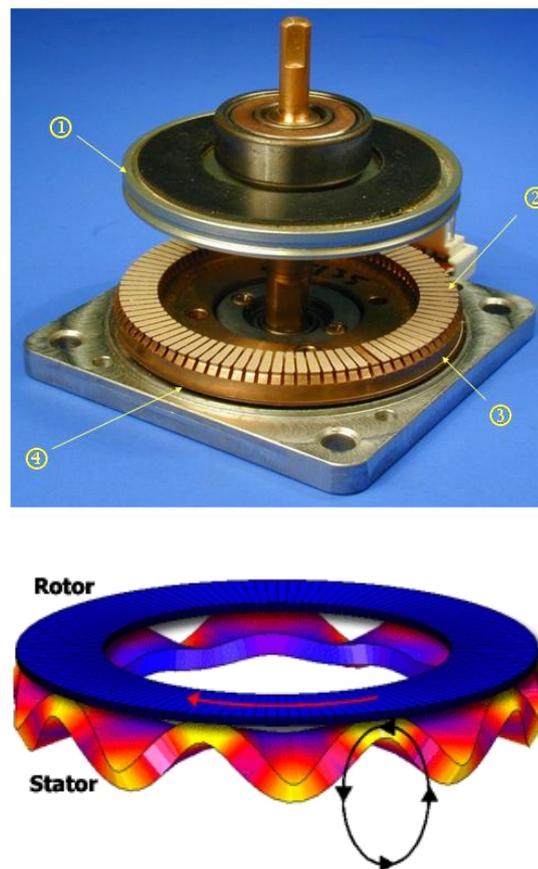


FIG. 1.49 – Le moteur Shinsei. (1) rotor (2) revêtement de friction (3) stator (4) Anneau de céramiques piézoélectriques (Shinsei Co.Ltd. USR60). L'entraînement du rotor est assuré par les crêtes de l'onde progressive générée par le stator. La vitesse moyenne des points du stator en contact avec le rotor définit la vitesse d'entraînement du rotor. Cependant, les phénomènes de raideur tangentielle de la couche de friction (polymère) réduisent la transmission mécano-mécanique.

type de structure est le moteur Shinsei (cf. figure 1.49).

Pour fabriquer un moteur piézoélectrique, des fines couches de céramiques PZT sont collées sous un anneau métallique statorique. Ces céramiques sont excitées à

l'aide d'un champ électrique variable à haute fréquence provoquant leurs déformations alternatives. Par une sectorisation des électrodes et une polarisation alternée des secteurs, la déformation est sinusoïdale. Les vibrations se transmettent alors à l'anneau qui se met à vibrer. La taille du stator est définie comme un multiple de la longueur d'onde. En combinant correctement 2 vibrations sinusoïdales déphasées de  $90^\circ$  dans le temps et d'un quart de longueur d'onde dans l'espace (au niveau de l'excitation des céramiques), une onde sinusoïdale progressive au sein de ce stator est créée. Cette onde progressive, se propageant dans l'anneau statorique, impose à chaque point de la surface une trajectoire elliptique comme illustré par la figure 1.49. En posant un disque rotorique sur le stator vibrant, il se met en mouvement de rotation suite au mouvement d'entraînement du stator. Les encoches présentes sur le stator permettent d'amplifier le mouvement d'entraînement par le bras de levier et d'éliminer les particules d'usure issues du frottement entre le stator et le rotor. Une fine couche d'un revêtement polymère (environ  $200 \mu m$ ) est déposée sur les dents du stator ou sur le rotor afin d'augmenter les performances de la conversion mécano-mécanique grâce à son module élastique faible (raideur faible de  $1,5 GPa$  vis-à-vis de celle de l'acier  $210 GPa$ ) autorisant des efforts normaux élevés<sup>10</sup>. Dans les modèles classiques, l'entraînement du rotor est supposé quasi statique à cause du contact permanent entre le rotor et le stator. La loi de frottement qui s'y applique traditionnellement est la loi de Coulomb<sup>11</sup>. La vitesse d'entraînement peut être calculée en intégrant les vitesses particulières de chaque point du contact (cf. figure 1.50). Son expression est :

$$V = \int_{\text{contact}} \pi \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot A \cdot \omega \cdot \cos(\omega t - kx) \cdot dx \quad (1.2)$$

Avec  $h$  la hauteur de fibre neutre,  $A$  l'amplitude de vibration,  $\omega$  la pulsation,  $k$  le rang de mode et  $\lambda$  la longueur d'onde de la déformée. Le chargement normal influe directement sur la conversion mécanique, car il définit le taux de contact et l'indentation correspondante. Plus l'enfoncement est grand, plus le contact est large et donc les bornes d'intégration aussi. Pour de faibles chargements, seuls les points les plus rapides contribuent au mouvement et donc à la vitesse maximale. Si l'intégration se fait sur plus de points, alors la moyenne de la vitesse diminue mais la contrainte résultante et le couple augmentent. La caractéristique couple/vitesse est donc une courbe décroissante. Les paramètres principaux sont donc l'aire de contact (qui dépend de l'effort normal, des propriétés mécaniques des matériaux, des sollicitations et de la géométrie du moteur) et la déformation statorique produite (fréquence, rang de mode, amplitude).

<sup>10</sup>En augmentant les efforts normaux et en assurant un taux de contact constant, le couple transmissible est plus élevé car la pression de contact augmente et la vitesse d'entraînement reste inchangée. En effet, le taux de contact définit les bornes d'intégration de la vitesse  $[-L; L]$  (cf. figure 1.50).

<sup>11</sup>Loi de Coulomb : si il n'y a pas de glissement relatif entre le rotor et le stator alors la force de frottement est proportionnelle à l'effort normal via le coefficient de frottement statique  $\mu_s$  :  $F_T = \mu_s \cdot F_N$ . S'il y a glissement, alors la proportionnalité est conservée mais le coefficient de frottement est plus faible, c'est le coefficient dynamique  $\mu_d$  :  $F_T = \mu_d \cdot F_N$ .

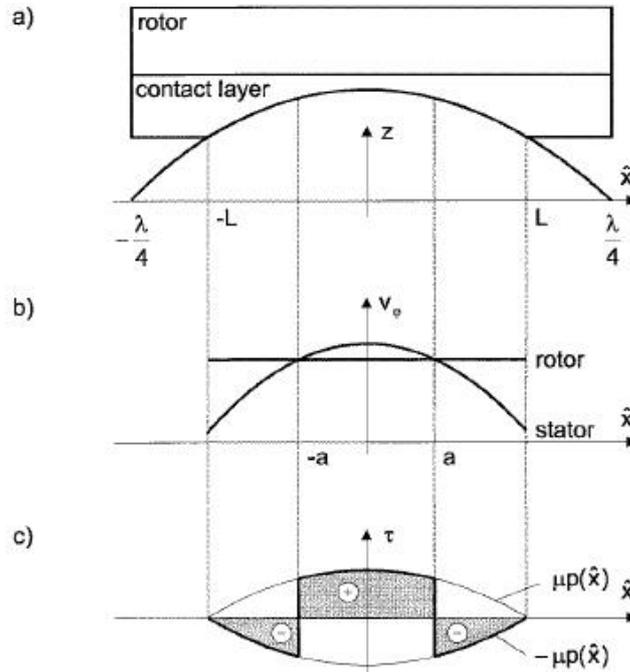


FIG. 1.50 – Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM dans le cas quasi statique [Wal98]. Lorsque le stator indente le rotor (a), il y a une différence de vitesse entre tous les points du rotor (qui ont la même vitesse) et les points du stator qui ont une distribution sinusoïdale de la vitesse (b). La contrainte qui est du même signe que la vitesse relative, provoque une segmentation en deux parties (c). La contrainte équivalente (intégrée sur le contact) définit alors l'effort transmissible. Classiquement, l'aspect dynamique du contact n'est pas pris en compte, ce qui explique les différences de comportement entre la modélisation et l'expérimentation.

Cependant, la pratique les met en défaut et montre une lourde perte de performance notamment sur la vitesse d'entraînement<sup>12</sup>. Les investigations se divisent en deux catégories. Une première traite principalement de la cinématique du contact indépendamment de la nature du contact qui est considérée comme constante et uniforme. Une seconde piste consiste à étudier le contact plus finement (prise en compte des non-linéarités, dépendance aux paramètres extérieurs comme la température) et en particulier en distinguant des zones de glissement et des zones d'adhérence.

Le mouvement du stator entraîne une intermittence du contact et en particulier l'influence de l'ouverture de l'ellipse sur la transmission mécanique [Nak91]. Le

<sup>12</sup>Les pertes par déformation et par glissement représentent 50 % des pertes totales. Les caractéristiques principales d'un moteur USR60 sont : couple nominal 0,32 Nm, Vitesse nominale 10 rd/s, tension et fréquence d'alimentation 100 V<sub>eff</sub> à 40 kHz, puissance nominale 4 W et poids 230 g. Malgré un faible rendement (<50 %), ces moteurs se distinguent particulièrement par leur fort couple à basse vitesse.

rotor est considéré comme rigide dans les modèles classiques. En fait, il subit une flexion radiale en réponse à la pression du stator. Les conditions de pénétration se trouvent modifiées et le calcul des pressions de contact aussi. Les travaux de Fleischer *et al.* montrent que l'emploi d'un revêtement très ductile sur le rotor de type  $TiN$  &  $Al_2O_3$  permet de diminuer l'influence des mouvements parasites du rotor [Fle89]. La couche étant plus élastique que le métal rotorique, c'est elle qui subit majoritairement les déformations indépendamment du taux de contact [End86]. Il montre aussi que la forme de l'ellipse joue sur le mouvement du rotor : plus l'aplatissement de l'ellipse est grand, plus faible est la flexion du rotor.

Les travaux de Rouchon *et al* soulignent un manque dans la modélisation du contact rotor/stator et concluent sur un besoin de modéliser plus fidèlement la loi de frottement [Rou98, Rou96]. La figure 1.51 permet de comparer un relevé expérimental et la courbe théorique de la vitesse en fonction du couple pour un moteur Shinsei. Les travaux de Stork *et al.* montrent que dans le calcul du couple,

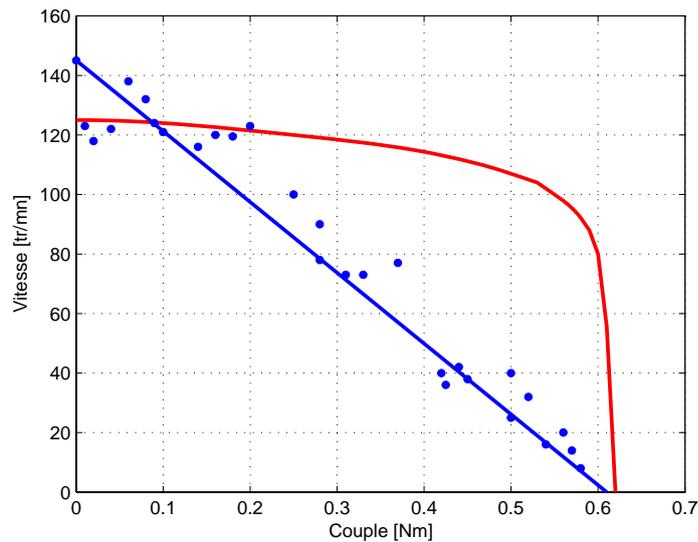


FIG. 1.51 – Evolution théorique et pratique de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un USR60 [Rou96]. *La courbe théorique rouge ne tient pas compte de la réduction des frottement due au mouvement elliptique des particules statoriques. La courbe expérimentale bleue coïncide pour les extrêmes mais montre une perte de motricité dans la plage de fonctionnement.*

le coefficient de frottement  $\mu$  à prendre en compte est variable [Sto03]. Le principe de superposition des vitesses est appliqué en considérant que le mouvement des particules n'est pas dans le plan mais en trois dimensions comme illustré sur la figure 1.52. La vitesse transversale et parallèle du stator n'est pas négligeable et affecte la transmission d'effort. La figure 1.53 représente l'impact des vitesses dues au mouvement elliptique sur le frottement et confirme l'hypothèse de superposition des vitesses. Le contact ne peut plus être considéré comme quasi statique mais plutôt en glissement permanent. Le coefficient de frottement à prendre en compte

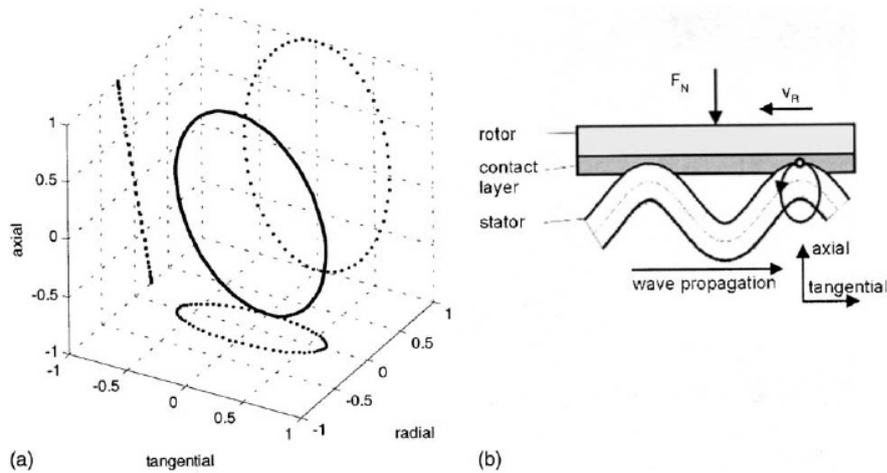


FIG. 1.52 – Evolution de la vitesse 3D d'un point du stator (a) [Sto03]. Chaque point du rotor évolue aussi perpendiculairement (radialement) au plan d'étude provoquant une perte de frottement (b).

est alors le coefficient de frottement dynamique. Comme sa valeur est plus faible que sa valeur en statique (cf. hypothèse du contact quasi statique), le couple transmissible est moindre. D'autres études montrent que la raideur tangentielle du substrat joue de même un rôle important dans cette diminution [Wal98, Asa03]. Dans ces moteurs, les amplitudes de déformation sont micrométriques et sont de même ordre de grandeur que les aspérités et les défauts de surface. Stork *et al.* ont mené d'autres études sur ce point [Sto02]. La couche polymère déposée en surface permet d'améliorer la durée de vie du moteur en diminuant l'usure. Cependant, elle introduit une raideur tangentielle ou un cisaillement non négligeable. La force de frottement générée par le cisaillement des aspérités est proportionnelle au déplacement tangential et donc une certaine distance de glissement est nécessaire pour obtenir un glissement généralisé du contact. Cette raideur structurelle ou intrinsèque modifie les conditions de contact car elle autorise des phases de glissement et d'adhérence dans le contact simultanément. Comme le coefficient de frottement  $\gamma$  est différent suivant chaque zone, la transmission d'effort est modifiée. La figure 1.54 représente l'état d'un contact lorsque l'on considère une déformation tangentielle de la couche de frottement. Toutefois, l'emploi de modèles simplistes reste valable car ils sont tout de même proches des résultats expérimentaux.

Les travaux d'Adachi mettent en évidence l'effet de la cinématique du stator sur le rotor associé à la raideur du revêtement de friction. La forme de l'onde ultrasonique et notamment sa composante perpendiculaire au plan d'onde perturbe l'effort transmissible [Ada96]. Le contact rotor/stator est simulé par une bille qui glisse en frottant sur un disque rotatif. La bille est animée d'un mouvement alternatif rectiligne ou circulaire. Les contraintes, les fréquences et les amplitudes utilisées sont représentatives des conditions réelles d'un moteur Shinsei ( $0,46 \mu\text{m}$

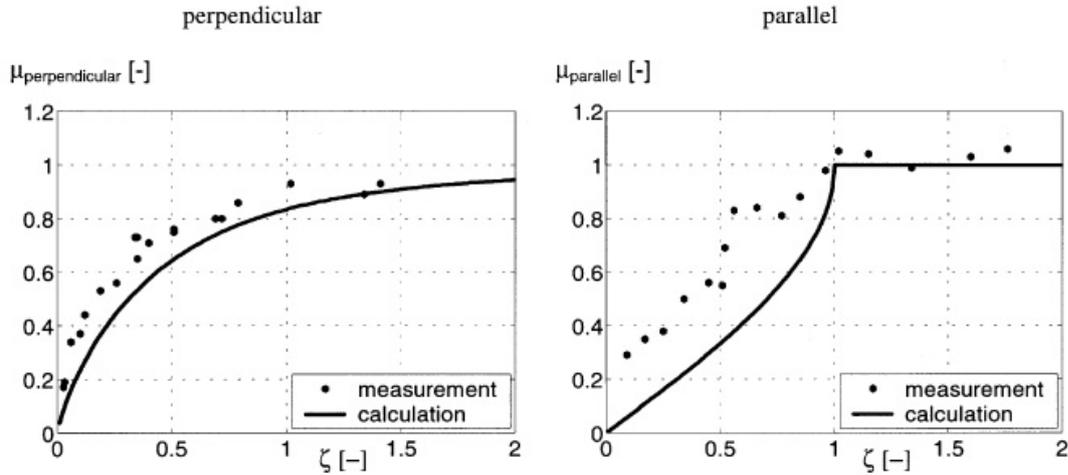


FIG. 1.53 – Evolution du coefficient de frottement  $\mu$  en fonction de la vitesse parallèle et transversale d'un point du stator [Sto03].  $\xi$  représente le rapport entre la vitesse longitudinale  $V_0$  (vitesse de rotation effective du rotor) et l'amplitude de la vitesse perpendiculaire  $V_{\perp}$  ou parallèle  $V_{\parallel}$ . Lorsque le module de la vitesse parallèle est inférieur à la vitesse longitudinale, la résultante ne s'annule pas et le coefficient de frottement apparent reste inchangé. Dès que le module de  $V_{\parallel}$  est supérieur i.e  $\xi < 1$ , la vitesse résultante  $V_0 + V_{\parallel}$  s'annule et s'inverse provoquant une diminution du coefficient de frottement apparent suivant le principe de superposition.  $\mu$  se rapproche alors d'une valeur asymptotique correspondant au coefficient dynamique  $\mu_d$ . Le principe est différent pour la vitesse perpendiculaire  $V_{\perp}$ . Le mouvement étant perpendiculaire à la propagation de l'onde, il maintient le contact en glissement permanent. Dès que la vitesse  $V_{\perp}$  devient grande devant  $V_0$  i.e  $\xi < 1$ ,  $\mu$  tend vers sa valeur dynamique. Ces effets ont été remarqués dans les travaux de Rouchon et al [Rou96].

à  $27,17 \text{ kHz}$ )<sup>13</sup>. Les figures 1.55 et 1.56 montrent l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse relative entre la bille et le disque. Les conclusions de ces travaux se résument en deux points. D'abord, la force de frottement augmente avec la vitesse de glissement relative lorsque l'amplitude des vibrations est faible. Lorsque les amplitudes permettent de produire une vitesse de vibration du même ordre de grandeur que la vitesse de glissement, l'effort est diminué. Pour des vitesses de glissement et de vibrations équivalentes, l'effort tend vers zéro. Par exemple, pour une vibration d'amplitude  $0,46 \mu\text{m}$ ,  $\mu(V_d = 10 \text{ mm.s}^{-1}) \approx 0$ . Ces résultats sont très intéressants car ils regroupent les différentes approches : la rupture régulière du contact associé à la prise en compte de la raideur tangentielle met en évidence un temps ou une distance d'adaptation (quelques micromètres) durant laquelle l'effort transmissible croît continûment pour atteindre un régime établi. Ce sont bien ces transitoires qui ne sont plus négligeables dans les moteurs ultrasoniques. La prise en compte d'un modèle spatio-temporel instantané du contact s'impose. Une analogie simple et triviale peut être faite avec les pas

<sup>13</sup>La bille utilisée à un diamètre de  $0,8 \text{ mm}$ , elle est en acier et a un  $R_a = 0,04 \mu\text{m}$

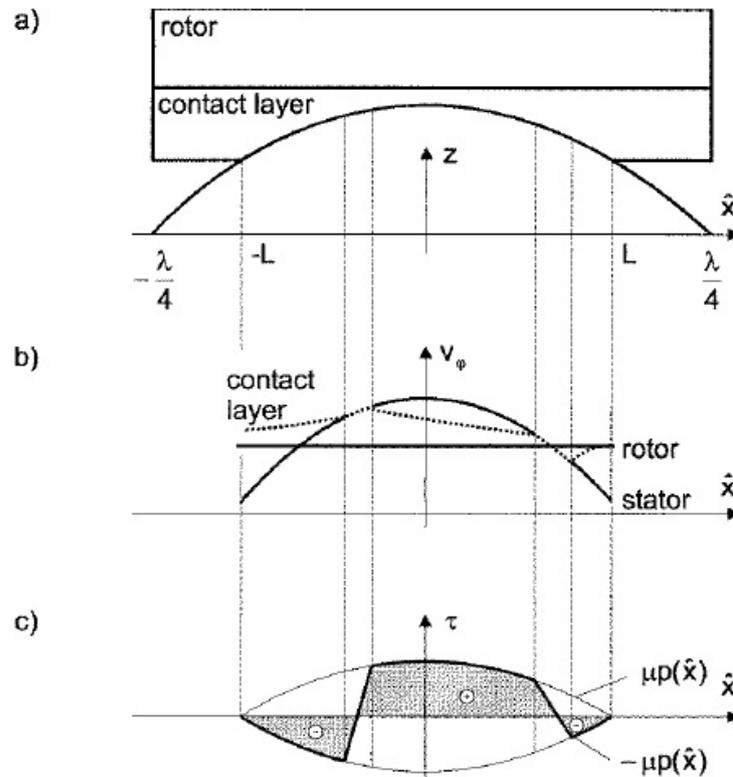


FIG. 1.54 – Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM avec déformation de la couche de frottement [Wal98]. *Tout comme dans le cas quasi statique, lorsque le stator indente le rotor (a), il y a une différence de vitesse entre tous les points du rotor (qui ont la même vitesse) et les points du stator qui ont une distribution sinusoïdale de la vitesse (b). Un bourrelet se forme à l'avant du contact et une cavitation à l'arrière. Des zones de glissement positive et négative existent toujours mais ne sont plus symétriques ( $\sigma = \mu \cdot p(x)$ ). Deux zones d'adhérence se forment entre elles (c). C'est la raideur tangentielle du substrat qui permet à certains points de ne pas glisser (la contrainte tangentielle en ces points n'excède pas la limite de cisaillement). Cette zone se traduit par une accommodation progressive de la contrainte. La réduction des zones de cisaillement et la modification des proportions ampute une partie de la capacité motrice du contact.*

d'une personne dans le sable d'une dune. Chaque pas se voit retranché d'un recul due à l'enfoncement du sol trop meuble. Ainsi pour effectuer une distance de 10 m, il ne suffit pas de faire 10 pas de 1 m, mais beaucoup plus afin de compenser le recul. Ceci n'apparaît pas quand le sol est dur ou lorsque la pression de contact (poids/surface plantaire des pieds) est faible devant la limite d'écoulement de la structure sableuse (justification de l'emploi de raquettes). Cette parabole tente de montrer qu'un revêtement polymère permet d'améliorer la durée de vie du moteur mais nécessite une modification du modèle de frottement du contact. L'importance de ces phases de transition est néfaste dans le cas moteur mais pourrait être détournée avantageusement pour le débrayage des structures piézoélectriques. Cette

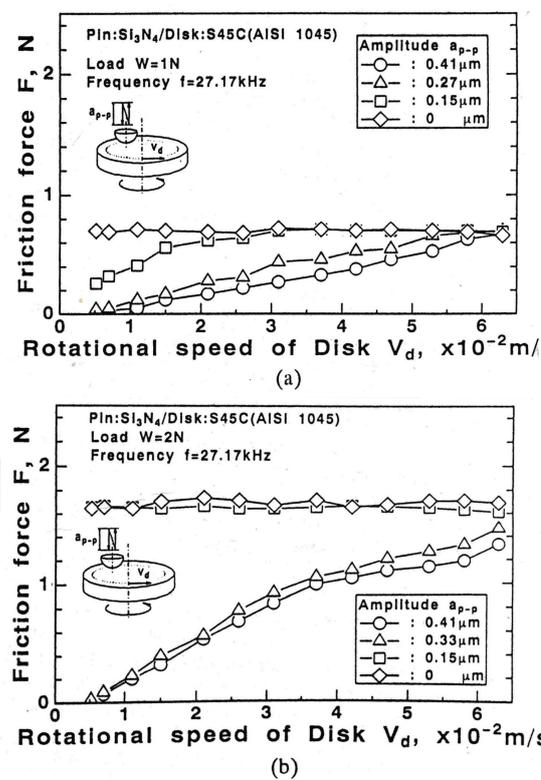
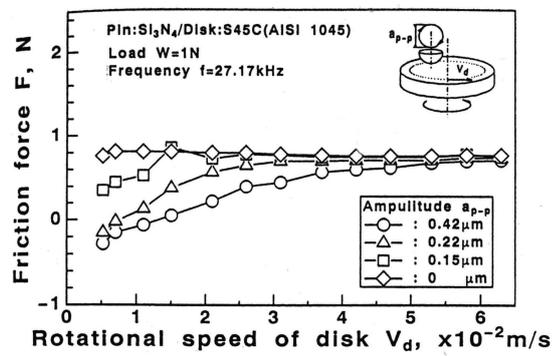
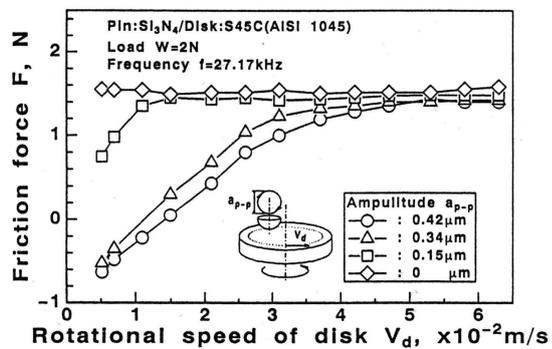


FIG. 1.55 – Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouvement alternatif normal sur un disque rotatif pour un effort normal de  $1\text{ N}$  (a) et  $2\text{ N}$  (b) [Ada96]. La vitesse de vibration pour une amplitude de  $0,46\ \mu\text{m}$  est de  $12\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ .



(a)



(b)

FIG. 1.56 – Evolution de la force de frottement d’une bille animée d’un mouvement elliptique sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b) [Ada96].

alternative sera détaillée et explorée dans le dernier chapitre.

## 1.6 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit quelques applications représentatives de l'utilisation des vibrations en mécanique. Les sources bibliographiques relatent une grande effervescence dans le milieu du siècle dernier et d'un relatif abandon au cours de ces dernières années. La cause de ce désintéressement est due aux faibles performances des actionneurs requis à l'époque. Mais depuis, les fabricants de matériaux électroactifs proposent des actionneurs assurant les contraintes exigées avec une relative souplesse d'utilisation. Le matricage ultrasonique permet de réduire de plus de 80 % les efforts de frottement entre l'outil et la pièce. De même, il améliore la finition des pièces et augmente la cadence du processus. Les vibrations ultrasoniques permettent de modifier les propriétés de surface des matériaux comme l'écaillage ou facilitent la répartition en profondeur des revêtements métalliques. L'usinage assisté par ultrasons permet de découper avec une précision accrue et améliore la reproductibilité. Les vibrations stabilisent le glissement en réduisant le *stick-slip*. Elles réduisent en apparence le coefficient de frottement jusqu'à zéro entre deux solides en contact sec et améliorent la lubrification par fluide. Elles suppriment le frottement sec dans les systèmes de positionnement.

Dans tous les exemples pris en référence, un certain nombre de paramètres influants peuvent être considérés et des tendances se dégagent :

- Le frottement est réduit en présence de vibrations et suivant les conditions, il peut être quasiment annulé.
- La direction des vibrations (longitudinales, transversales ou normales) a un rôle important car elle joue sur les différents mécanismes du frottement comme le principe de superposition des contraintes (cisaillement), la modification de la cinématique du contact (temps de contact, dimension et nature du contact) ou la modification des propriétés physiques des matériaux.
- Le mouvement est plus progressif, supprimant les à-coups dus au frottement secs ou au *stick-slip*. Plus la fréquence des vibrations est élevée, plus le gain sur le frottement est important. Le temps de réponse des dispositifs est soumis au temps d'établissement de l'onde mécanique.
- L'amplitude des vibrations à un impact similaire à la fréquence mais admet un seuil en dessous duquel l'effet est modeste.
- La vitesse relative entre les solides abaisse fortement les performances à fréquences et amplitudes imposées. D'où la nécessité d'accorder les paramètres d'excitation en fonction de la vitesse du processus.

Sur le plan des effets observés, ils se classent en deux catégories :

- Des effets de volume, dans lesquels la matière même change ses propriétés

intrinsèques.

- Des effets de surface modifiant la mécanique du frottement.

La compréhension du phénomène de lubrification active ou acoustique reste pourtant la source de nombreuses hypothèses. L'énergie apportée mécaniquement par les vibrations permet à la matière de se chauffer artificiellement de manière similaire à un traitement thermique de type "revenu". Ainsi, le niveau de contrainte résiduel est diminué et la structure cristalline semble pouvoir se réorganiser et abaisser ainsi les tensions internes au métal. Cet effet est à comparer à l'équivalence temps/température. Cette agitation mécanique semble avoir les mêmes effets sur le plan du comportement mécanique qu'une agitation thermique. Les vibrations perturbent le glissement des aspérités. Le phénomène de superposition permet de réduire le frottement apparent grâce au caractère non linéaire des contraintes qui admettent des valeurs maximales. Les vibrations sont néfastes car elles sont source de pertes et de fatigue et elles déstabilisent un système pouvant l'emmener jusqu'à la rupture. Accouplées au phénomène de résonance, celles-ci sont quelques fois destructrices. Par contre, si elles sont bien calibrées, elles peuvent améliorer le fonctionnement de nombreux dispositifs mécaniques.

Nous développons dans ce mémoire notre approche de la lubrification active et sa mise en œuvre dans plusieurs applications : réduction des forces de frottement piston/chemise d'un moteur et les dispositifs à coefficient de frottement variable et commendable comme des interfaces haptiques ou embrayages électriques. Tout d'abord, nous faisons abstraction du dispositif générant la vibration pour nous focaliser sur les origines du frottement. Ce chapitre s'adresse particulièrement aux électrotechniciens afin de dévoiler les mécanismes qui interviennent dans le frottement. Puis, nous proposons un modèle de lubrification active.



# Chapitre 2

## Physique du frottement sec

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>61</b>
<b>2.2</b>	<b>Origines et caractéristiques du frottement</b>	<b>62</b>
2.2.1	Coefficient de frottement	62
2.2.1.1	Frottement statique et frottement dynamique	62
2.2.1.2	Lois de Coulomb et d'Amontons	64
2.2.1.3	Rugosité de surface	66
2.2.1.4	Théorie du frottement	71
2.2.1.5	Autres lois	73
2.2.2	L'usure	75
2.2.2.1	Usure par adhérence	76
2.2.2.2	Usure par abrasion	79
2.2.2.3	Usure par érosion	82
2.2.2.4	Usure par fatigue	84
2.2.2.5	Usure par fretting	84
<b>2.3</b>	<b>Les mécanismes du contact en frottement sec</b>	<b>85</b>
2.3.1	Le frottement sec en régime statique	86
2.3.2	Le frottement sec en régime permanent	91
2.3.3	Le frottement sec en régime quasi statique	92
2.3.3.1	Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin	92
2.3.3.2	Evolution du contact en glissement partiel	97
2.3.3.3	Usure en glissement partiel	101
2.3.4	Domaine de validité	102
2.3.5	Modèle de fondation élastique	102
2.3.6	Le contact plastique	104
<b>2.4</b>	<b>Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface</b>	<b>108</b>
2.4.1	Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques	108
2.4.2	Etude des surfaces rugueuses	108
2.4.3	Modèle de Greenwood-Williamson	112
2.4.4	Modèle simplifié de Arnell	114

<b>2.5 Conclusion</b>	<b>116</b>
-----------------------	------------

---

## 2.1 Introduction

Dans ce deuxième chapitre, nous nous intéressons à la description et la modélisation du frottement sec. Le frottement sec désigne l'ensemble des phénomènes qui naissent dans les zones superficielles de deux corps maintenus en contact et effectuant un mouvement l'un par rapport à l'autre en l'absence de lubrification (cf. figure 2.1). L'étude du frottement permet d'établir des lois et/ou des modèles de frottement et cherche à caractériser et identifier les paramètres influents. Pour faire glisser deux solides en contact l'un par rapport à l'autre, il faut vaincre la force de frottement qui s'oppose à leur mouvement relatif. Cette notion élémentaire de physique, cache pourtant un vaste champ d'investigations et d'inconnues. Bien que le phénomène de friction soit présent dans chacun de nos gestes, nous connaissons pourtant mal son origine et les mécanismes qui le régissent. Le fait de se déplacer et agir, mais aussi jouer de la musique ou sentir la douceur de la peau, fait intervenir le frottement. Cette méconnaissance s'explique par le grand nombre et la variété de paramètres qui jouent directement dans le mécanisme de frottement entre deux solides. Les connaissances requises appartiennent à la physique, à la chimie, à la mécanique... Le frottement est soit utile soit parasite : il est nécessaire à la marche mais néfaste dans le cas des roulements. Les premiers travaux visant à modéliser ce phénomène commencent au 18ème siècle avec les travaux de Leonard de Vinci (1452-1519), puis sont approfondis à travers ceux d'Amontons (1699) et Coulomb (1780).

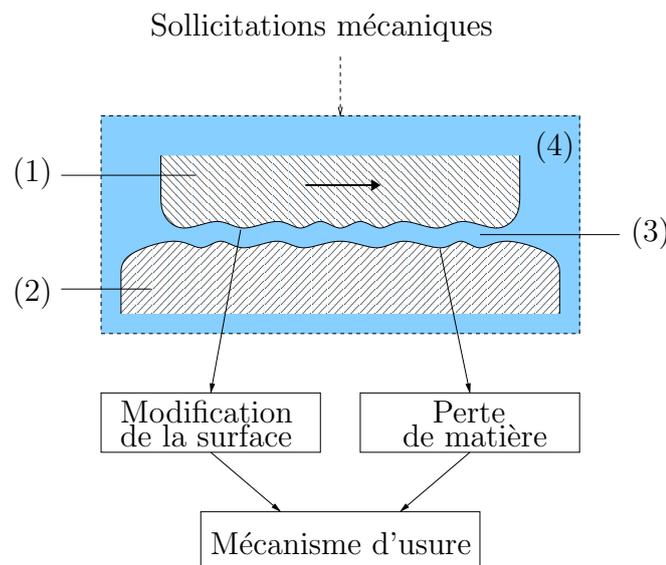


FIG. 2.1 – Représentation d'un système tribologique selon la norme DIN 50 320. Le système tribologique est formé (1) d'un solide poli, (2) d'un solide abrasif, (3) le milieu interfacial et (4) le milieu ambiant.

## 2.2 Origines et caractéristiques du frottement

Lorsque nous modélisons le frottement entre deux corps, nous définissons le coefficient de frottement comme le rapport existant entre l'effort résistant que les deux corps opposent au mouvement et l'effort presseur maintenant les corps en contact. Définir ce coefficient de frottement se révèle une tâche difficile tant elle requiert une description exhaustive du contexte d'exploitation. Il se voit diviser en sous catégories [Per95] : frottement sec, hydrodynamique, mixte, sans ou avec troisième corps. . . Le frottement n'est pas un seul phénomène, mais un ensemble de plusieurs phénomènes mécaniques et chimiques dont les caractéristiques ne sont pas complètement mises en évidence à partir d'expériences isolées. Ce que nous cherchons traditionnellement à définir comme un coefficient de frottement constant dépend de nombreux paramètres physiques et temporels. Il convient d'être prudent de décrire celui-ci selon que nous sommes dans une phase de transition ou de régime établi. Le coefficient de frottement n'est pas lié uniquement au couple de matériaux en contact mais est fonction de tout le système tribologique et de son histoire. En règle générale, les modélisations du frottement ne sont applicables qu'à des instants bien précis de la vie des contacts [Ber93]. Il n'existe pas jusqu'à ce jour de théorie unifiée du frottement basée sur des principes physiques.

### 2.2.1 Coefficient de frottement

#### 2.2.1.1 Frottement statique et frottement dynamique

La notion de coefficient de frottement implique que l'on distingue deux cas de figure, il peut être :

- statique, noté  $\mu_s$  est associée à l'effort tangentiel nécessaire à créer la mise en mouvement. Le coefficient de frottement statique n'est valable que lorsque les deux corps en contact ne subissent pas de mouvement relatif.
- dynamique, noté  $\mu_d$  est associée à l'effort tangentiel nécessaire pour entretenir le mouvement. Le coefficient de frottement dynamique n'est utilisé que quand les solides au contact glissent ou subissent un mouvement relatif non réversible.

En statique, la composante tangentielle  $F_T$  est déterminée par la loi de l'équilibre des forces (PFS)(cf. figure 2.2). Lorsque cette composante tangentielle dépasse une valeur limite, l'objet se met à glisser. Quand le solide est immobile du fait des frottements nous pouvons définir un facteur de frottement statique  $\mu_s$  défini à partir de la valeur maximale que peut prendre la composante tangentielle sans qu'il y ait de mouvement (Fig. 2.3), tel que :

$$F_T \leq \mu_s \cdot F_N \quad (2.1)$$

Nous utilisons également l'angle de frottement statique et le cône de frottement pour mieux visualiser la limite à partir de laquelle le solide va glisser (cf. figure 2.4). A partir du moment où  $\alpha$  est supérieur à  $\alpha_S$ , le solide se met en mouvement.

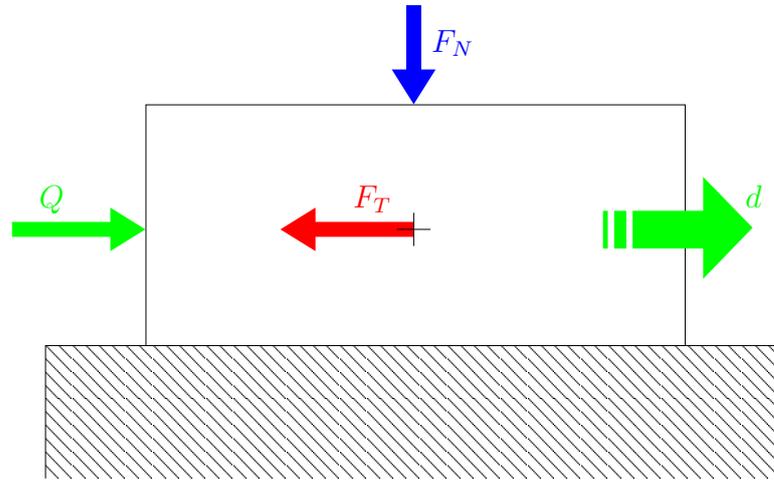


FIG. 2.2 – Schéma d'un patin glissant sur une surface. *Soumis à un effort tangentiel extérieur  $Q$ , le patin se déplace dans le sens de la force d'une distance  $d$ . En réaction, le patin oppose une force de frottement  $F_T$  proportionnelle au chargement normal  $F_N$ .*

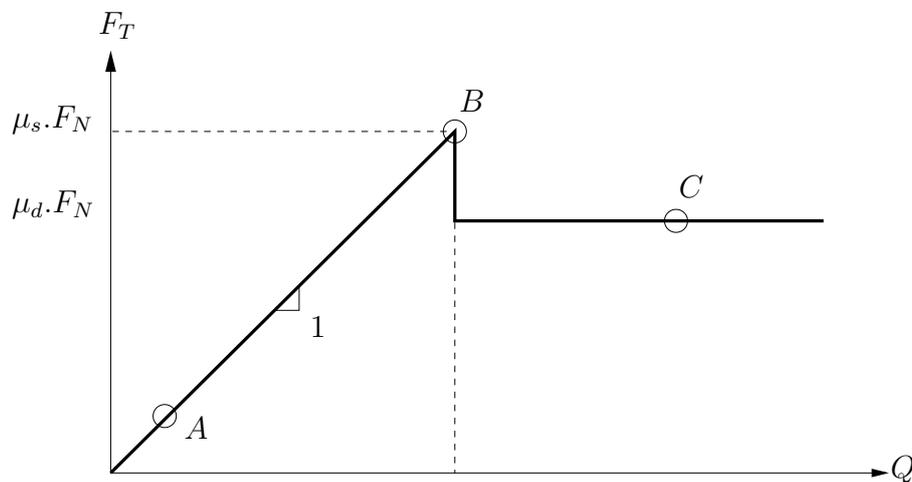


FIG. 2.3 – Evolution du coefficient de frottement selon la charge tangentielle. *Le patin est en état statique (zone A) tant que la force de frottement  $F_T \leq \mu_s \cdot F_N$  et  $F_T = Q$  (Fig.2.2). Dès que l'effort extérieur  $Q$  atteint une amplitude suffisante pour rompre le contact (zone B), le patin passe en régime dynamique (zone C) et  $F_T = \mu_d \cdot F_N = cste$ . La transition statique-dynamique passe par une accommodation du contact qui assure un passage progressif entre les deux coefficients de frottement. Cette transition est très courte (quelques micromètres) devant les dimensions du contact (centimètre).*

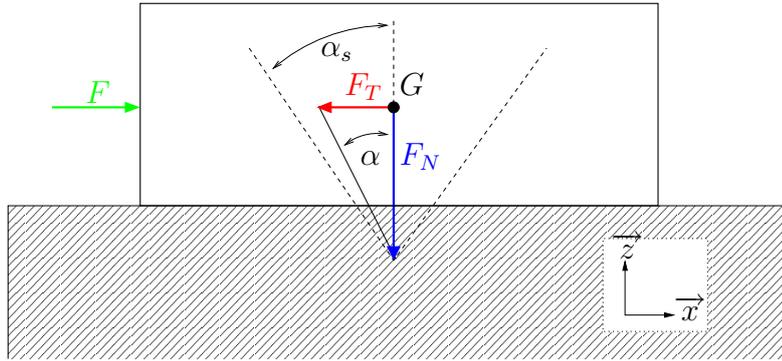


FIG. 2.4 – Modélisation du cône de frottement.

La force de frottement en réaction au glissement devient constante et s'écrit :

$$F_T = \mu_d \cdot F_N \quad \text{avec} \quad \mu_d < \mu_s \quad (2.2)$$

L'application du PFD permet de décrire alors l'évolution du système.

Une description locale peut être utilisée pour définir un coefficient de frottement local ou continu :

$$\tau_y \leq \mu_s \cdot \sigma_y \quad \text{dans le cas statique} \quad (2.3)$$

$$\tau_y = \mu_d \cdot \sigma_y \quad \text{dans le cas dynamique} \quad (2.4)$$

avec  $\tau_y$  la force de frottement par unité de surface et  $\sigma_y$  l'effort presseur normal au contact par unité de surface.

Si une distinction est faite ici dans la notation entre les coefficients de frottement statique  $\mu_s$  et dynamique  $\mu_d$ , il arrive souvent qu'aucune différence dans la littérature ne soit faite. Dans le cas particulier où l'on s'intéresse aux premiers instants du glissement (les quelques premiers micromètres), cette qualification statique/dynamique devient floue : bien que les surfaces en contact ne subissent pas de déplacements relatifs, les corps ont pu se déplacer grâce aux élasticités tangentielles dues aux déformations d'aspérités présentes au sein du contact ou par la compliance du matériau (Fig. 2.5). Il conviendra alors de parler de coefficient de frottement instantané local  $\mu(t)$  et de coefficient de frottement apparent  $\mu$  comme moyenne géométrique et/ou temporelle des coefficients de frottement locaux instantanés.

### 2.2.1.2 Lois de Coulomb et d'Amontons

Ces lois que nous utilisons traditionnellement sont uniquement basées sur l'observation du phénomène. Ces lois heuristiques suffisent néanmoins pour traiter une majorité d'études. Les lois d'Amontons furent publiées en 1699, et sont comparables à celles qu'avait décrit Leonard de Vinci deux siècles auparavant. Ces lois se résument en deux postulats (Fig. 2.5) :

- La force de frottement  $F_T$  est proportionnelle à la charge  $F_N$

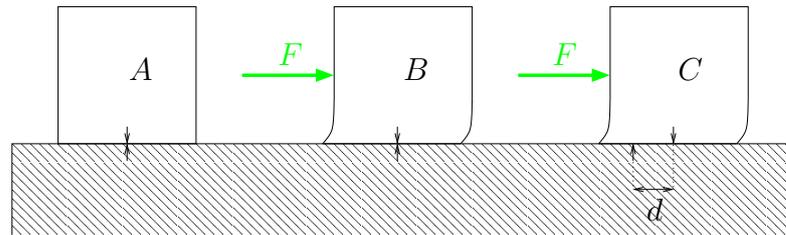


FIG. 2.5 – Effet des élasticités de contact. Dans le cas A, le solide est en contact avec le socle et ne subit pas d'effort tangentiel. Dans le cas B, bien qu'un effort tangentiel  $F$  soit présent et que les solides subissent un déplacement relatif, les points matériels communs aux deux surfaces ne bougent pas. Ce prédéplacement est absorbé par l'accommodation élastique des corps. Cette opération est quasi réversible car elle ne dissipe que peu d'énergie (frottement interne), la majorité étant stockée sous forme élastique. Dans le cas C, le déplacement relatif est suffisamment grand pour cisailer le contact et les surfaces glissent l'une par rapport à l'autre. Cette opération est irréversible.

- La force de frottement  $F_T$  est indépendante de l'aire apparente de contact  $A$

La première loi d'Amontons est forte de sens, elle précise que l'effort nécessaire pour entretenir le glissement d'un solide est uniquement lié à l'effort normal  $F_N$  et que cette proportionnalité est constante et est appelée coefficient de frottement  $\mu$  (2.5).

$$F_T = \mu \cdot F_N \quad \forall A \quad (2.5)$$

Ce paramètre dépend uniquement du couple de matériaux en contact. Selon la deuxième loi, l'aire de contact  $A$  n'influe pas sur la force de frottement  $F_T$  (cf. figure 2.6). Il est déroutant de constater qu'une brique ne frotte pas plus selon

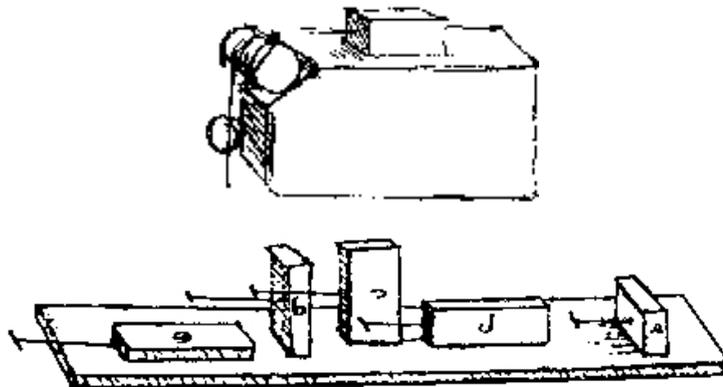


FIG. 2.6 – Gravures originales illustrant le glissement d'un solide selon les lois d'Amonton. Quelque soit la surface glissante d'un bloc, son frottement est uniquement proportionnel à son poids.

l'une ou l'autre de ses faces quelle que soit sa taille. En somme, le frottement ne

dépend pas de la pression moyenne de contact  $p = \frac{F_N}{A}$  (cf. Figure 2.9). Cette loi est pourtant en désaccord avec les faits et il est alors frustrant de constater que ces lois universellement utilisées dans le monde puissent être fausses ! En vérité, le frottement ne peut pas être si simplement exprimé dans une équation simple et sans paramètre, nous atteignons là la limite de ces lois empiriques.

Le physicien C.A. Coulomb, suite à ses expériences, complète les lois d'Amontons. Aux deux lois précédentes, une troisième renseigne sur l'impact de la vitesse de glissement  $\vec{v}$  entre les solides en contact. Ces lois de Coulomb font aussi apparaître clairement la notion de coefficient de friction :

- Le coefficient de frottement est indépendant de l'aire de contact apparente  $A_a$
- Le coefficient de frottement est indépendant de l'effort normal appliqué
- Le coefficient de frottement est indépendant de la vitesse de glissement  $\vec{v}$

Nous utilisons fréquemment les lois de Coulomb et d'Amontons car elles sont simples et linéaires par morceaux. Cependant, le frottement est dépendant de l'état du contact et donc de son histoire. La loi de Coulomb pêche par ce point car elle suppose que le contact ne change pas de nature (suite à l'usure par exemple qui fait passer le contact de deux à trois corps), de propriétés physiques (par exemple l'effet de la chaleur sur le module d'Young) ou même si l'état de surface évolue (polissage du contact),... Il est à remarquer que ces lois sont quasiment

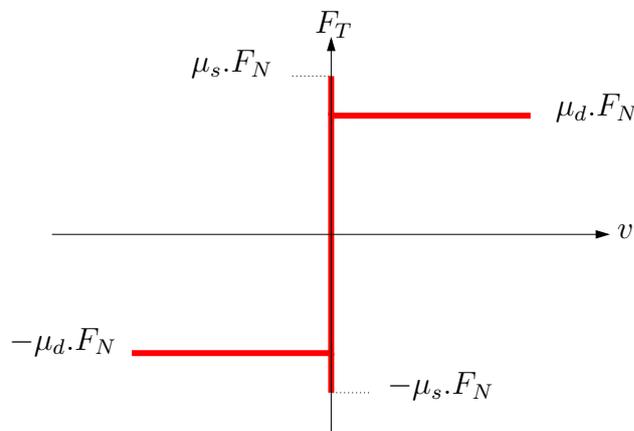


FIG. 2.7 – Modèle de Coulomb

vérifiées pour les métaux, mais qu'elles peuvent se révéler fausses quand il s'agit de polymères.

### 2.2.1.3 Rugosité de surface

S'il existe des contre-exemples aux lois de Coulomb, c'est parce que le rôle de la rugosité de surface n'a pas été pris en compte pour expliquer l'interaction entre les solides en contact. Pourtant, Coulomb est l'un des premiers à poser le problème

Matériaux en contact	$\mu_s$	$\mu_d$
Acier sur acier	0,6	0,4
Acier sur acier (lubrifié)	0,1 ~ 0,25	0,05 ~ 0,2
Acier sur acier (oxydé)	0,27	—
Acier sur fonte	0,12 ~ 0,2	0,08 ~ 0,15
Acier sur bronze	0,15 ~ 0,2	0,12 ~ 0,2
Acier sur teflon	0,08 ~ 0,4	0,02 ~ 0,08
Acier sur laiton	0,5	0,4
Acier sur ferodo	0,3 ~ 0,4	0,25 ~ 0,35
Pneu sur tarmac	0,6 ~ 1,2	0,3 ~ 0,6

TAB. 2.1 – Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux

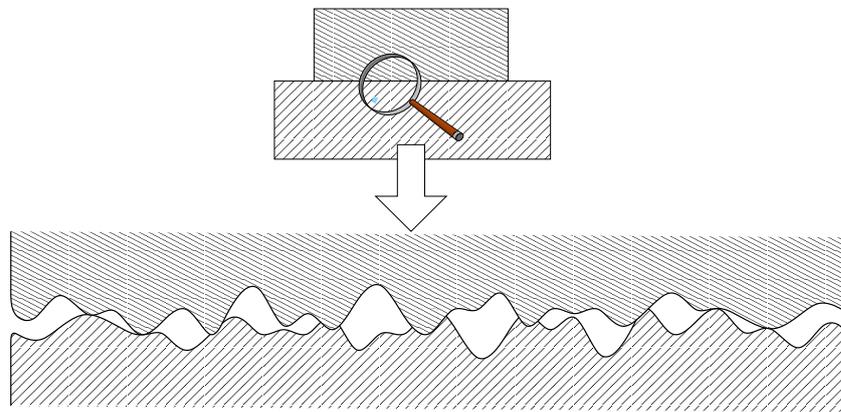


FIG. 2.8 – Rugosité de surface

de l'influence de la rugosité des surfaces et le rôle de l'adhésion dans le frottement. Coulomb a écrit : « *Le frottement ne peut provenir que de l'engrenage des surfaces et la cohérence ne doit y influencer que très peu ; car nous trouvons que le frottement est, dans tous les cas, à peu près proportionnel aux pressions et indépendant de l'étendue des surfaces. Or la cohérence agirait nécessairement suivant le nombre de points de contact ou suivant l'étendue des surfaces. Nous trouvons cependant que cette cohérence n'est pas précisément nulle et nous avons eu soin de la déterminer dans les différents genres d'expériences qui ont précédé. Nous l'avons trouvée d'une livre 2/3 par pied carré pour des surfaces de chêne non encastées. Mais, dans la pratique, la résistance qui peut venir de cette cohérence peut être négligée toutes les fois que chaque pied carré est chargé de plusieurs quintaux* ».

Il est donc indispensable de décrire plus finement la topographie et la composition des surfaces. Toutes les surfaces portent des imperfections microscopiques même si elles paraissent lisses au toucher et à la vue. Les défauts d'une surface peuvent se diviser en deux catégories : les défauts de formes dont l'ordre de grandeur est du millimètre à la centaine de micromètre et les défauts de rugosité de l'ordre du micromètre. Les normes ISO définissent une vingtaine de critères de

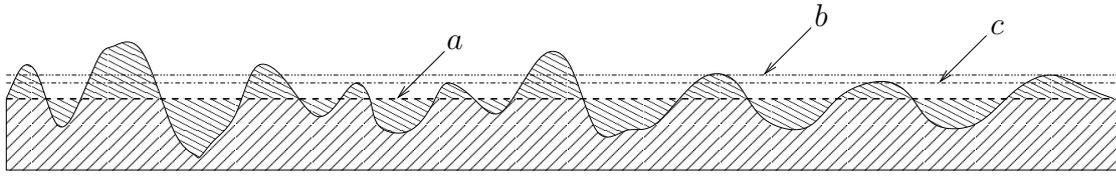


FIG. 2.9 – Caractéristique d'une surface rugueuse. (a)  $R_a$  et (b)  $R_q$ . (c) ligne de référence sur laquelle se calcule  $E_k$  et  $S_k$ .

défauts des surfaces. Parmi elles, l'écart moyen de rugosité  $R_a$  et l'écart moyen quadratique de rugosité  $R_q$  sont les plus connues [Che92, AFN].  $R_a$  est la moyenne des valeurs absolues des déviations du profil par rapport à la ligne de référence arithmétique :

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (2.6)$$

La ligne de référence arithmétique est une ligne qui divise le profil de telle sorte qu'à l'intérieur de la longueur de base, la somme des aires comprises entre elle et le profil, soit égale de part et d'autre.  $R_q$  est la moyenne RMS des déviations :

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i^2} \quad (2.7)$$

Notons aussi l'utilisation de paramètres statistiques comme l'obliquité  $S_k$  (Skewness) qui traduit la prédominance de vallées ( $S_k < 0$ ) ou de crêtes ( $S_k > 0$ ). L'étalement  $E_k$  est aussi un paramètre statistique intéressant puisqu'il traduit la répartition des vallées et des crêtes sur la longueur du profil de surface considérée. Un étalement élevé ( $E_k > 1$ ) traduit une répartition uniforme des irrégularités <sup>1</sup>. Le taux de longueur portante du profil est un autre paramètre intéressant puisqu'il représente le ratio entre la somme des distances supportant le contact et la distance du contact apparent. Par définition, la longueur portante est la somme des longueurs des segments obtenues en coupant les saillies par une ligne parallèle à la ligne de référence à l'intérieur de la longueur de base. <sup>2</sup> Les surfaces ne sont pas des lignes droites parfaites qui séparent le solide du milieu ambiant. La figure 2.10 schématise la structure du matériau au voisinage de la surface [Zam98, Geo00, Per95]. A l'extérieur du solide une couche de gras et de gaz absorbé se forme. Elle se compose d'eau, d'hydrocarbure gazeux ou liquide, d'azote, d'oxygène et d'autres composants appartenant à l'environnement immédiat. Puis nous trouvons une couche d'oxyde résultant de l'absorption de molécules d'oxygène par

<sup>1</sup>Notons que pour diminuer l'usure et le frottement il est préférable d'avoir une obliquité et un étalement élevé ( $E_k > 3$ ).

<sup>2</sup>Différentes normes coexistent aujourd'hui définissant chacune leurs critères de rugosité et la méthode de calcul de ceux-ci [ISO]. Parmi ces normes, notons la ISO 13565 qui depuis 1997 unifie les conventions en Europe. En France, la norme NF E 05-015/20 est encore utilisée et définie notamment  $R_q$  et  $R_a$ . Enfin, la norme ISO 12085 de 1996 (ancienne norme Cnomo) est utilisée dans le secteur automobile

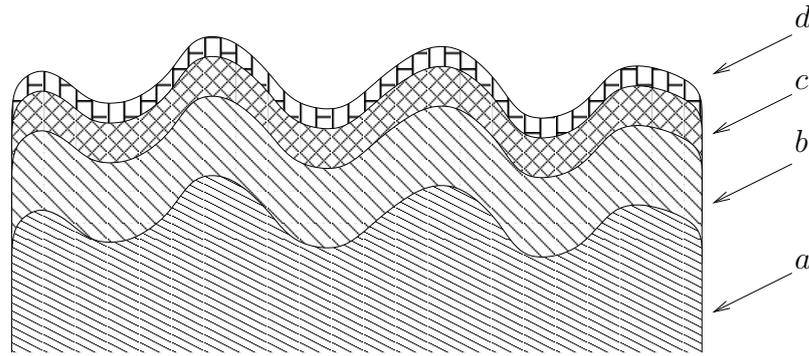


FIG. 2.10 – Composition du matériau au voisinage de la surface. (a) couche de métal de base pur, (b) couche de métal enrichie ou appauvrie et écrouie sur  $1\ \mu\text{m}$ , (c) couche de métal oxydé sur  $0,01\ \mu\text{m}$ , (d) couche d'éléments polluants sur  $0,003\ \mu\text{m}$  (film de graisse).

le métal en présence d'atmosphère humide. Cette couche d'oxyde possède des propriétés mécaniques différentes du matériau de base, notamment sur les contraintes maximales (normale, cisaillement, ...). L'épaisseur de la couche d'oxyde dépend du matériau, du temps d'exposition en atmosphère, de la température ambiante et locale, ... Cette couche tendre joue un rôle très important dans le frottement des solides car sans elle, la compatibilité des métaux entraînerait des soudures locales et à terme du grippage. Enfin dans le solide, nous trouvons une couche plus ou moins épaisse de matériau écroui. De composition identique au matériau de base brut, cette couche se différencie par le traitement mécanique ou chimique qu'elle a subi surtout au voisinage des aspérités. Son module d'Young reste inchangé mais sa contrainte de transition plastique/élastique est plus élevée. La couche de métal pur n'est donc jamais en relation direct avec l'environnement. Le frottement sec et l'usure naissent dans ces couches superficielles qui font à peine quelques microns d'épaisseur. Dans les cas les plus sévères de frottement entraînant une forte pénétration des aspérités ou du labourage, les couches de métal pur peuvent se rencontrer et provoquer une usure par adhésion importante et un transfert de matière.

La surface réelle de contact est différente de l'aire apparente. Les aspérités de la plupart des surfaces sont déformées plastiquement sous la charge jusqu'à ce que la surface de tous les contacts soit suffisante pour supporter la charge. Avec cette hypothèse, on peut écrire l'égalité suivante [Zam98] :

$$F_N = A_R \cdot \sigma_Y \quad (2.8)$$

où  $A_R$  est la surface de contact réelle,  $\sigma_Y$  la pression de transition élastique/plastique du matériau en contact. En général, l'aire de contact effective ou réelle est très inférieure à l'aire de contact apparente : pour un cube de  $100\ \text{mm}$  de côté en acier avec une limite élastique  $\sigma_Y$  de  $3\ \text{GPa}$  reposant sur un plan en acier, l'aire réelle de contact est de  $0,03\ \text{mm}^2$  alors que l'aire apparente est de  $10\ 000\ \text{mm}^2$ . Le ratio entre l'aire apparente et réelle est de 300 000. De ce fait il est compréhensible que les dimensions du contact n'influent que peu sur la force de frottement. De plus, si la force normale double, en conséquence, l'aire de contact

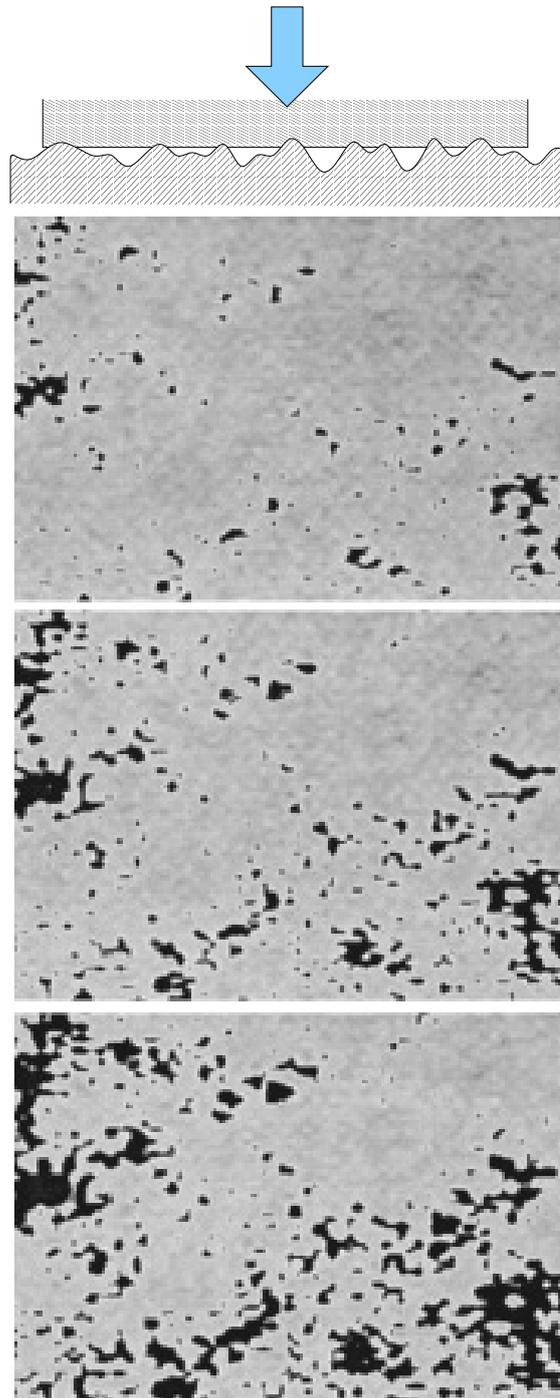


FIG. 2.11 – Illustration qualitative du comportement du contact sous différentes charges [Bhu01a]. Les tâches sombres représentent les zones de contacts. (a) Aux charges très légères seulement peu de surfaces soutiennent la charge; (b) aux charges modérées les surfaces de contact augmentent en taille et en nombre; (c) aux charges élevées les surfaces de contact fusionnent pour former de plus grandes zones de contact.

effective double également. L'aire réelle de contact est mesurable à partir de la résistance électrique. Elle est très petite et indépendante de l'aire théorique, et dans un large domaine elle varie proportionnellement à la charge.

#### 2.2.1.4 Théorie du frottement

Une analyse plus fine du mécanisme de frottement est nécessaire, prenant en compte la rugosité de surface. Le frottement sec peut se partager entre plusieurs forces :

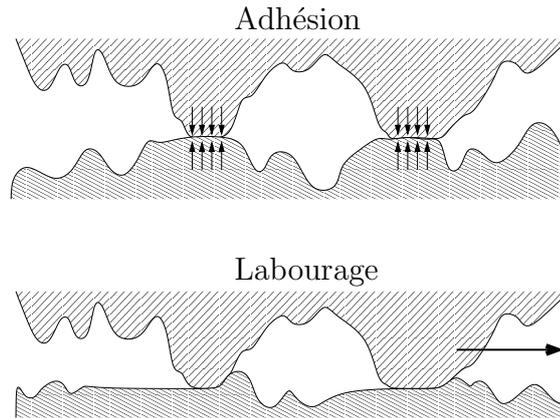


FIG. 2.12 – Origine du frottement. L'adhésion se forme lorsque deux aspérités du contact se rencontrent. Le labourage intervient lorsque les aspérités du matériau le plus dur vient créer des sillons au contact.

- une force de cisaillement ou d'adhésion dépendant des matériaux mis au contact  $F_{ad}$
- une force de labourage liée à la rugosité  $F_{lab}$

$$F_T = F_{ad} + F_{lab} \quad (2.9)$$

**Les forces d'adhésion :** Lorsque deux solides sont mis en contact, les structures cristallines respectives se modifient et établissent des liaisons atomiques qui mettent en jeu une certaine énergie de surface. Lorsque les liens ainsi créés doivent être brisés, c'est cette énergie qui doit être apportée au minimum au système frottant. Si  $\tau$  est la contrainte de cisaillement,  $\tau_{max}$  la contrainte limite de cisaillement du plus tendre des métaux en contact (i.e. la force par unité de surface nécessaire à cisailer les jonctions des contacts formés) et si  $F_T$  est la force de frottement, alors d'après l'équation 2.8 :

$$F_T = A_R \cdot \tau_{max} = \frac{\tau_{max}}{\sigma_Y} \cdot F_N \quad (2.10)$$

$$\mu_{ad} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{\tau_{max}}{\sigma_Y} \quad (2.11)$$

avec  $\mu_{ad}$  le coefficient de frottement adhésif. Ainsi ce simple modèle donne une explication des lois du frottement de Coulomb, c'est-à-dire que le frottement est

indépendant de la surface apparente de contact et il est proportionnel à la charge. Cette relation montre comment atteindre un faible coefficient de frottement. Le dépôt d'une fine couche d'un métal tendre (i.e.  $\tau_{max}$  faible) sur un substrat dur ( $\sigma_Y$  élevé) donnera lieu à une grande capacité à supporter les charges et une faible contrainte critique de cisaillement, le cisaillement ayant alors lieu dans la fine couche déposée.

Toutefois ce modèle simple ne tient pas compte de l'influence de la force tangentielle sur la surface de contact réelle. Lorsqu'une force tangentielle est appliquée, un écoulement plastique supplémentaire survient (à l'origine du phénomène de bourrelet), ce qui provoque une augmentation de l'aire de contact par superposition des contraintes normales et tangentielles. Le contact résultant s'exprime sous la forme :

$$A^2 = \left(\frac{F_N}{p_0}\right)^2 + \alpha \cdot \left(\frac{F_T}{p_0}\right)^2 \quad (2.12)$$

où  $\frac{F_N}{p_0}$  est l'aire dérivée du modèle simple ne considérant que la charge normale et le terme  $\alpha \cdot \left(\frac{F_T}{\sigma_Y}\right)^2$  représente la contribution de la force de frottement ou de cisaillement. Ce nouveau modèle permet en outre de tenir compte des films d'oxydes qui se forment sur quasiment tous les métaux. Ce film mince possède une contrainte critique de cisaillement différente de celle de la masse du métal  $\tau_f$  :

$$\tau_f = c \cdot \tau_{max} \quad (2.13)$$

où  $\tau_{max}$  est la contrainte critique de cisaillement du métal et  $c$  un paramètre inférieur à l'unité. Le film d'oxyde cisillera lorsque :

$$F_T = \tau_f \cdot A \quad (2.14)$$

Le coefficient de frottement s'écrit alors :

$$\mu_{ad} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{\tau_f \cdot A}{p \cdot A} = \frac{c}{\alpha \cdot \sqrt{1 - c^2}} \quad (2.15)$$

où  $\sqrt{\alpha}$  est défini comme étant le rapport entre la pression de transition élastique-plastique  $\sigma_Y$  et la contrainte critique de cisaillement  $\tau_{max}$ .

**Les forces de labourage :** Il existe aussi un modèle prenant en compte les phénomènes de labourage (sillon créé par la pénétration d'une aspérité dans le métal). L'importance du labourage est fonction de la topographie de surface des pièces en contact (courbes de rugosité). En assimilant les aspérités à des cônes de demi angle au sommet  $\theta$  (Fig.2.13), l'expression du coefficient de frottement dû au

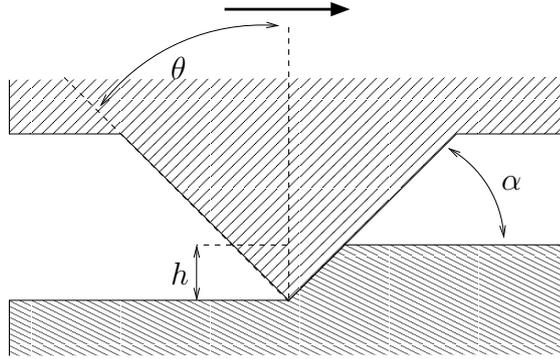


FIG. 2.13 – Modèle d’une aspérité. ( $\alpha$  est l’angle d’attaque,  $\theta$  est le demi angle au sommet du cône représentant la rugosité et  $h$  la profondeur d’indentation.)

labourage s’écrit <sup>3</sup> :

$$\mu_{lab} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{C_T}{C_N} \frac{2}{\pi \cdot \tan(\theta)} \quad (2.16)$$

Nous obtenons un modèle assez simple du frottement sec prenant en compte l’oxydation des surfaces et la rugosité. L’expression du coefficient de frottement et de la force de frottement seront alors :

$$\mu = \mu_{ad} + \mu_{lab} = \frac{c}{\alpha \cdot \sqrt{1 - c^2}} + \frac{2}{\pi} \cdot \cot(\theta) \quad (2.17)$$

### 2.2.1.5 Autres lois

Le frottement fait l’objet de nombreux modèles qui représentent plus ou moins fidèlement le processus physique étudié. Ainsi, aucune loi a priori n’est juste et demande toujours une correction a posteriori. Du fait des multiples configurations possibles, un cortège de modèles dérivés du modèle original de Coulomb est développé dans la littérature [Rao96]. La loi de Coulomb s’écrit ainsi sous diverses formes équivalentes : principe de dissipation maximale, en terme de sous-différentiel ou formulations duales. Il existe aussi un grand nombre de variantes de la loi de Coulomb développées pour différentes conditions d’exploitation (emboutissage, forgeage, ...) :

#### Loi de Tresca

La loi de Tresca suppose que la force de frottement par unité de surface en régime glissant est constante et égale à la contrainte de cisaillement du plus

<sup>3</sup>La résistance au déplacement d’un cône se calcule en déterminant l’expression de l’effort normal  $F_N$  et tangentiel  $F_T$  :

$$F_N = A_N \cdot \sigma_N = \pi \cdot r^2 \cdot C_N \cdot Y \text{ et } F_T = A_T \cdot \sigma_T = r \cdot h \cdot C_T \cdot Y$$

Avec  $Y$  le seuil d’écoulement du matériau,  $A_T, A_N$  sont les aires de contact projetées normalement et tangentiellement et  $C_T, C_N$  sont des coefficients dépendant de la forme et de l’écroutissage du matériau (typiquement  $C_T = 6$  et  $C_N = 3$ )

tendre matériau présent au contact.

### Loi de Coulomb régularisée

Il existe plusieurs méthodes de régularisation de la loi de Coulomb : "en racine carrée", en "tangente hyperbolique" et "raccordement de polynômes". Ces lois prédisent le même maximum de force pour le frottement que la loi de Coulomb mais ne font pas apparaître de seuil à vitesse nulle (Figures 2.7 et 2.14). Ces améliorations renseignent sur le passage à une vitesse non nulle de glissement. Elles doivent être utilisées en complément de la loi de Coulomb. Ces lois s'écrivent :

$$F_T = -\mu_s \cdot \varphi(d) \cdot |F_N| \quad (2.18)$$

avec:

$$\text{régularisation en racine carrée: } \varphi(d) = \frac{d}{\sqrt{d^2 + \varepsilon^2}} \quad (2.19)$$

$$\text{régularisation en tangente hyperbolique: } \varphi(d) = \tanh\left(\frac{d}{\varepsilon}\right) \quad (2.20)$$

$$\text{régularisation polynômiale par morceaux: } \varphi(d) = \begin{cases} -1 & \text{si } d < -\varepsilon \\ \frac{d}{2 \cdot \varepsilon} & \text{si } -\varepsilon \leq d \leq \varepsilon \\ +1 & \text{si } d > \varepsilon \end{cases} \quad (2.21)$$

avec  $d$  la distance de glissement relative,  $F_T$  la force de frottement et  $\mu$  le coefficient de frottement défini selon la loi de Coulomb. Le coefficient  $\varepsilon$  étant un paramètre dépendant des conditions d'étude.

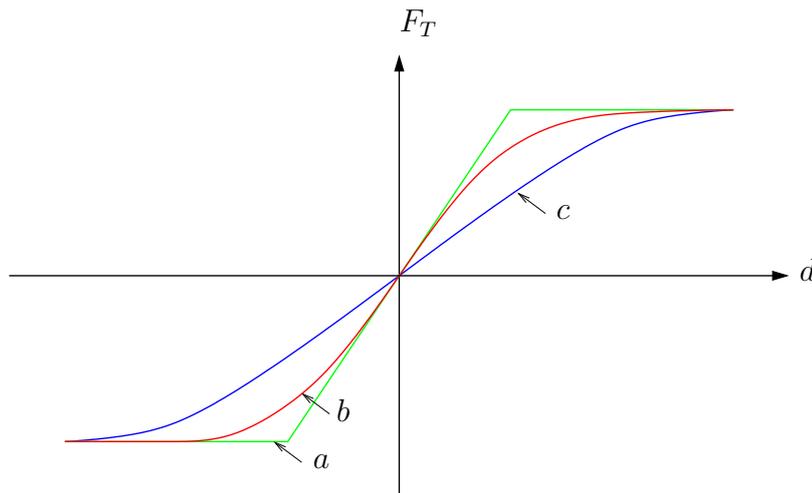


FIG. 2.14 – Régularisation de la loi de Coulomb. (a) régularisation par polynômes, (b) régularisation par tangente hyperbolique, (c) régularisation par racine carrée.

### Loi de Coulomb-Orowan

C'est une loi de Coulomb où l'effort tangentiel maximum est limité par la

contrainte tangentielle d'écoulement  $k$  du matériau (Fig. 2.9) :

$$F_T = \min(\mu.F_N; k.d) \quad (2.22)$$

Le système se comporte élastiquement pour les premiers instants du glissement, se qui se traduit par une réponse linéaire de  $F_T$  en fonction de la distance de glissement relative  $d$ . Puis dès que  $F_T$  atteint sa valeur maximale, elle reste constante.

### Loi de Shaw

Cette loi tient compte de l'évolution de la surface réelle de contact via l'écrasement des aspérités (Fig. 2.9) :

$$F_T = \alpha.k \quad \text{avec:} \quad \alpha = \frac{A_R}{A} \quad (2.23)$$

avec  $A_R$  la surface effective de contact,  $A$  l'aire apparente de contact et  $k$  la contrainte tangentielle d'écoulement (i.e. la raideur tangentielle par unité de surface). Le calcul du coefficient  $\alpha$  est issu du modèle cinématique local des zones déformées au cours du chargement.

Toutes ces lois font apparaître des paramètres différents en fonction des besoins des utilisateurs. Il n'existe donc pas de loi généralisée pour décrire le frottement, mais un catalogue de fonctions représentatives d'un système tribologique à un instant donné. Il est difficilement envisageable de considérer un système tribologique dont la nature dépendrait du temps car il faudrait pouvoir raccorder les différents modèles utilisés au fil de l'expérience.

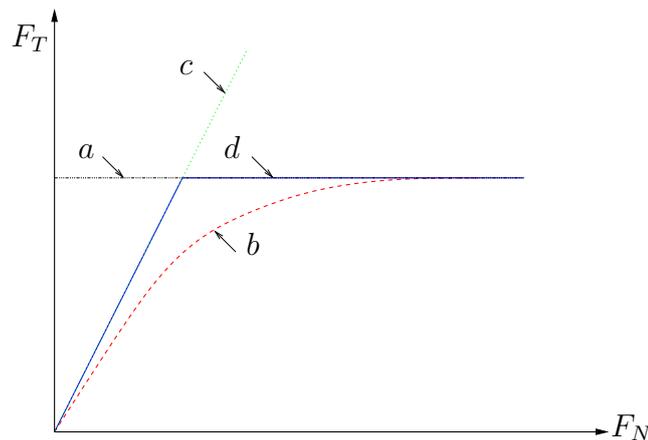


FIG. 2.15 – Graphe des différentes lois de frottement. (a) Tresca, (b) Shaw, (c) Coulomb, (d) Coulomb-Orowan.

### 2.2.2 L'usure

L'usure caractérise la dégradation des corps et la perte matérielle à leurs surfaces. Elle peut être provoquée par le frottement de deux solides en contact (usure

mécanique à deux ou trois corps), mais aussi par réaction chimique, par rayonnement, . . . Elle est fonction des propriétés du matériau, des conditions ambiantes et d'opération et de la géométrie. Nous cherchons à comprendre et modéliser l'usure suite à un frottement sec. Le processus d'usure est tout comme la force de frottement, un phénomène assez mal décrit théoriquement. L'usure se divise principalement selon des mécanismes principaux [Car01d, Car01a, Car01b, Car01c] :

- l'adhérence (*Adhesive wear*) : usure produite par le bris de point de soudure entre les surfaces.
- l'abrasion (*Abrasive wear*) : usure de coupe produit par des éléments durs et saillants.
- l'érosion (*Erosive wear*) : usure abrasive produite par des particules solides se déplaçant dans le contact.
- la fatigue (*Fatigue wear*) : usure produite par des cycles répétés de chargement/déchargement, source de fissure et débris.
- le fretting (*Fretting wear*) : usure produite par de petits déplacements successifs, produisant indirectement de l'usure par abrasion, par adhérence et favorisant la corrosion.
- la corrosion (*Corrosive wear*) : usure de nature chimique qui se manifeste principalement par de l'oxydation.

Ces phénomènes d'usure sont proportionnels à la charge appliquée au contact et à la distance cinématique (distance effective de glissement cumulé). Suivant la valeur de ces paramètres, il existe des zones d'usure privilégiées délimitées par des vitesses de glissement ou des pressions critiques qui par exemple séparent l'usure sévère (*severe wear*) de l'usure douce (*mild wear*). La figure 2.16 représente une carte d'usure [Ash90, Ash89] qui montre les différents phénomènes d'usure ainsi que les conditions d'existence. Plusieurs paramètres influent, notamment la température à travers des micro-soudures des surfaces [Arc56a] (dues à une élévation locale de température instantanée "temperature flash") ou par l'activation des réactions chimiques comme la corrosion. Pour de grandes vitesses de glissement, le nombre de points de fusion augmente produisant ainsi une usure majoritairement par oxydation. Pour des pressions très élevées la fatigue prédomine.

### 2.2.2.1 Usure par adhérence

L'usure par adhérence est associée à la formation de points de contact entre les surfaces des corps en glissement au niveau notamment de la rugosité du contact. Le chargement normal à la surface est supporté par l'écrasement et la plastification des aspérités, ce qui forme des jonctions adhésives. L'origine de cette adhésion est de nature physique par la solubilité possible des matériaux qui réarrange leurs structures cristallines afin de créer des liaisons métalliques fortes. Les métaux, s'ils sont mutuellement solubles, forment des alliages par diffusion. Si le mouvement est rapide ou effectué sous forte pression, l'énergie dégagée au contact peut être suffisante pour faire apparaître des températures "flash" de plusieurs centaines de degrés Celsius, provoquant ainsi une véritable

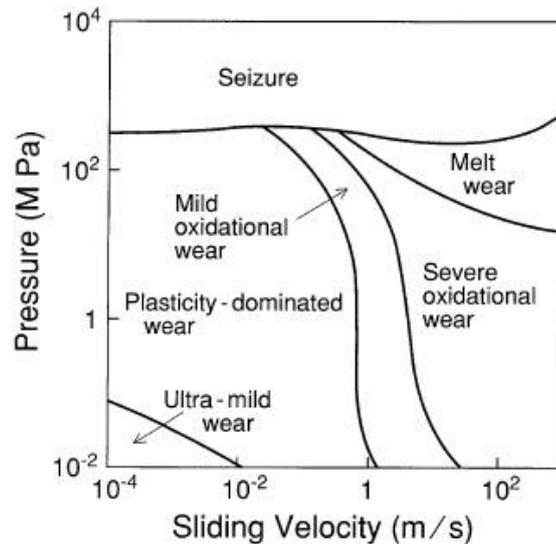


FIG. 2.16 – Exemple de carte d'usure. Cas d'un contact pion/plan en acier. Suivant les conditions tribologiques (vitesse relative et pression), le mécanisme d'usure change de nature. [Ash90].

soudure des deux matériaux. La résistance mécanique qui apparaît est due à l'énergie qu'il faut apporter pour vaincre ces liaisons. Cette énergie sera alors dissipée sous forme de chaleur au contact favorisant l'entretien du mécanisme d'adhésion. La rupture de la jonction peut présenter deux cas. Si sa contrainte de cisaillement est faible devant la limite de rupture alors le contact est simplement rompu. Dans le cas où l'effort pour cisailier la jonction est plus important que la plus petite des limites à la rupture des deux matériaux du contact, il y a alors arrachement d'un morceau de matière et transfert de celui-ci sur le matériau le plus "dur" (cf. figure 2.17). L'usure par adhésion se manifeste par le transfert et le dépôt du matériau le plus tendre sur l'autre. Ainsi, plusieurs paramètres influent directement sur l'usure par adhérence. Une dureté élevée (ou limite d'élasticité) permet de minimiser l'interpénétration des aspérités dans le corps le plus mou et de favoriser un cisaillement simple sans arrachement de matière <sup>4</sup>. Bien que la présence inévitable de films d'oxyde puisse affaiblir localement la dureté et si ceux-ci sont arrachés de la surface, ils contribuent alors à lubrifier le contact en formant un lit ayant une faible résistance au cisaillement ou comme troisième corps. Si le mouvement relatif est court devant le temps d'oxydation des surface alors il y a entretien de cette couche. De plus, la nature des films d'oxyde en surface et leurs caractéristiques mécaniques propres sont d'autres paramètres importants. L'état de surface est primordial. Selon la rugosité, la pénétration est importante et la géométrie des irrégularités favorise l'arrachement (i.e. un étalement faible  $E_k < 3$  et une obliquité positive traduisant une prédominance crêtes  $S_k > 0$ ).

<sup>4</sup>L'écroutissage est un moyen d'augmenter la dureté en surface. Celui-ci peut être mécanique (par grenailage, meulage ou roulage) ou chimique par traitement de surface. Il faut noter que les procédés mécaniques ont tendance à abîmer la surface et que suivant la nature des métaux cela est possible ou non (l'aluminium écrouti peu contrairement à l'acier et les alliages de cuivre)

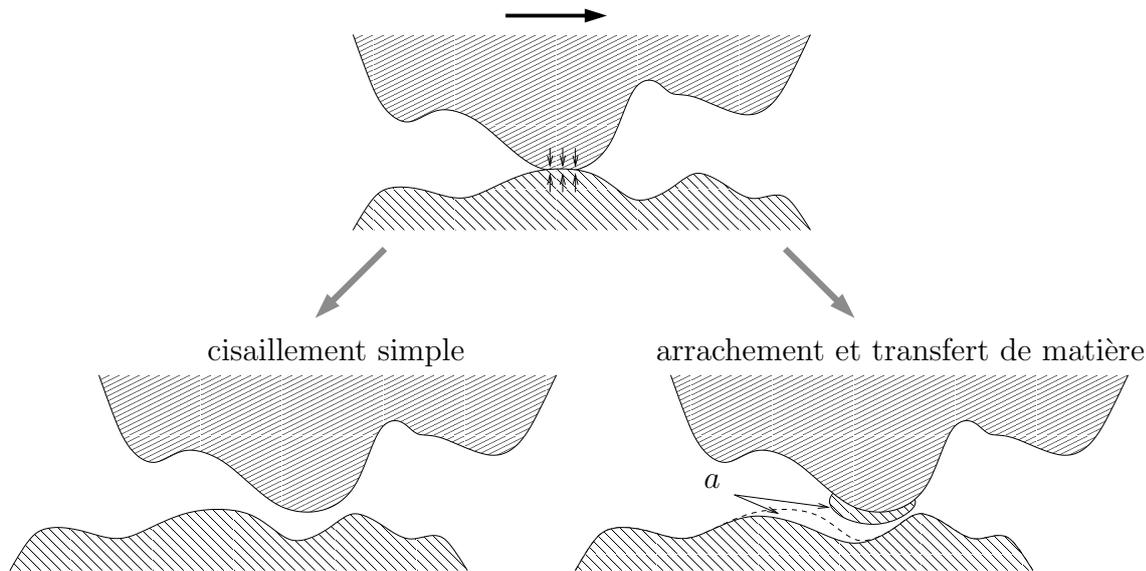


FIG. 2.17 – Usure par adhésion. (a) volume arraché

La loi d'Archard (1953) suggère que le taux d'usure par adhésion à sec entre deux corps, exprimé en perte de volume  $V$  (ou quantité de matière arrachée au contact) par unité de distance parcourue est liée à la charge appliquée, à la dureté des matériaux et à la vitesse de glissement [Arc56b, Arc53, Geo00]. L'expression de cette loi est :

$$\Delta_V = K.L.\frac{F_N}{H} \quad (2.24)$$

Dans cette équation,  $\Delta_V$  est le volume arraché ( $m^3$ ),  $K$  est le coefficient d'usure (typiquement pour les métaux de  $10^{-7}$  à  $10^{-2} \text{ mm}^3/Nm$ ),  $F_N$  est la charge appliquée ( $N$ ),  $L$  distance de glissement ( $m$ ) et  $H$  dureté du matériau le plus tendre ( $N.mm^{-2}$ ). La loi d'Archard est couramment utilisée dans l'ingénierie pour prévoir le taux d'usure. Nous parlerons donc de loi de type Archard même pour une usure différente de l'adhésion.

Les solutions pour réduire l'usure portent donc sur un choix pertinent du matériau usité offrant un coefficient d'usure  $K$  le plus faible possible. Il faut choisir des couples de matériaux n'offrant aucune possibilité de filiation cristalline résistante comme l'argent non oxydé, le cadmium, l'étain ou le plomb pour l'acier. A l'inverse, la combinaison d'aluminium et de l'acier est catastrophique (cf. Annexe B). Leurs fortes compatibilités entraînent des coefficients de frottement dynamiques et statiques supérieurs à 1. Pour les métaux ferreux, les structures martensitiques, perlitiques ou encore bainitiques conviennent mieux que les structures continues ferritiques ou austénitiques. Les traitements thermiques de durcissement sont favorables : trempe, cémentation, nitruration, carbonitruration... Les traitements de surface peuvent aussi limiter l'adhésion comme le polissage : le matériau le plus dur doit être le mieux poli pour ne pas abraser l'autre mais aussi pour limiter la

déformation des aspérités.

**A cette solution "passive", il est possible d'opter pour une solution "active" qui réduirait la distance de glissement effective  $L$ , solution explorée dans ce mémoire.**

Matériau	Coefficient d'usure $K$
Acier doux	$5,5 \times 10^{-5}$
Acier doux sur acier doux	$7 \times 10^{-3}$
Acier à outils	$1,3 \times 10^{-4}$
Acier inoxydable	$1,7 \times 10^{-5}$
Cuivre	$3,7 \times 10^{-5}$
Bronze	$6 \times 10^{-4}$
Teflon	$2,5 \times 10^{-5}$
PPMA	$7 \times 10^{-6}$
Polyéthylène	$1,3 \times 10^{-7}$

TAB. 2.2 – Valeurs des coefficients d'usure  $K$  pour différents matériaux glissant sur de l'acier

### 2.2.2.2 Usure par abrasion

L'usure abrasive correspond au cas où le plus dur des matériaux du contact déforme plastiquement le plus tendre et/ou crée des sillons (cf. figure 2.18 et 2.20) : le matériau est labouré et la matière repoussée sur le bord du sillon et/ou désolidarisée du matériau. Ces cicatrices sont constituées de sillons dirigés dans le sens du déplacement. Cette abrasion peut entraîner une perte de matière [Zam98]. Dans le cas où ces particules arrachées restent fixées à l'un des deux matériaux, l'abrasion est dite à deux corps. Dans le cas où des particules circulent à l'intérieur du contact par roulement ou glissement (particules issues du contact ou venues de l'environnement extérieur), l'abrasion est à trois corps (cf. Figure 2.21). L'abrasion est aussi le mécanisme qui est utilisé pour l'usinage des métaux lorsque les outils de coupe (lime, couteau ou fraise) viennent découper une portion de métal (tournage, fraisage, . . .) Pour rayer une surface il suffit d'une autre plus dure de 20 à 25 %. Pour l'abrasion à deux corps, l'usure croît dès que la dureté de l'abrasif atteint 0,7 fois celle de la surface usée et se stabilise quand elle atteint 1,7 fois. Cette abrasion par coupe, fonction de la forme des aspérités, est négligeable si le rapport des duretés est compris entre 0,8 et 1,3 (cf. figure 2.19). Les débris émis par les surfaces acquièrent une dureté bien supérieure à celle des matériaux en présence à cause de leur écrouissage, provoquant ainsi une abrasion à trois corps. L'abrasion écrouit aussi les couches superficielles qui durcissent et résistent alors un peu mieux à l'abrasion elle-même. L'usure est principalement proportionnelle à la longueur cinématique du contact. Le taux d'usure dépend des vitesses relatives des surfaces, des particules, de la forme et de la résistance des grains et des aspérités. Les charges agissent aussi directement ou indirectement, en brisant ou en

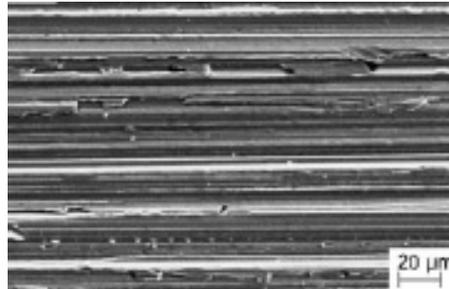


FIG. 2.18 – Effet d'une usure par abrasion. Photographie d'une surface d'acier 100Cr6 après un meulage par disque de diamant [Gah03].

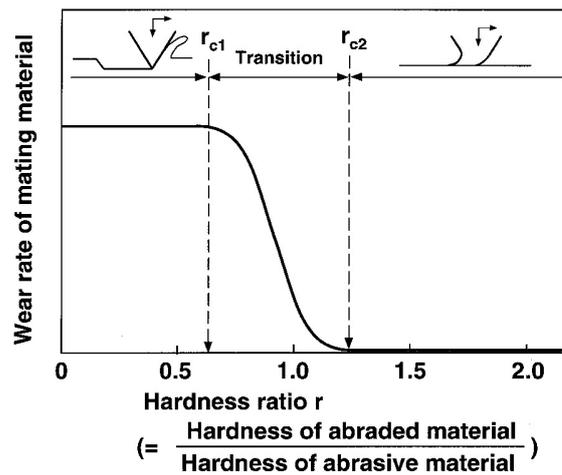


FIG. 2.19 – Effet du rapport de dureté  $H$  sur l'abrasion. [Bhu01a].

déformant les grains ou aspérités abrasifs.

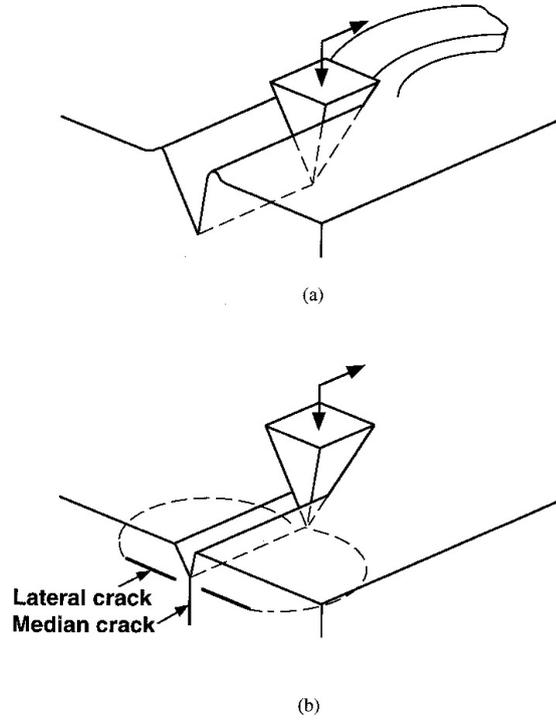


FIG. 2.20 – Usure par abrasion. *l'abrasion se présente par arrachement de matière pour un matériau ductile (a) ou par labourage sans perte de matière pour un matériau fragile (b) et une plastification de la surface plus importante [Bhu01a].*

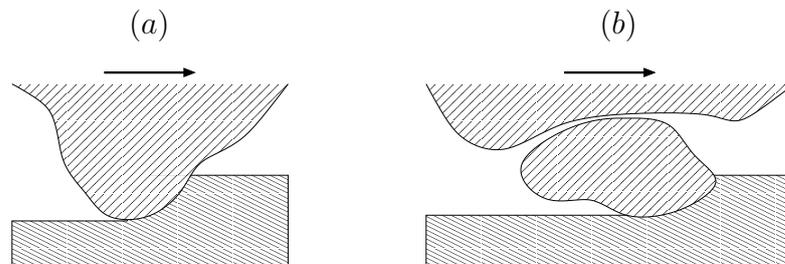


FIG. 2.21 – Usure par abrasion. (a) *Abrasion à deux corps* (b) *Abrasion à trois corps.*

Un modèle simple d'abrasion peut être obtenu en considérant que toute la matière déplacée est arrachée [Rab65, Gah98]. La géométrie considérée est donnée figure 2.13.

$$V = \frac{2.L.\tan(\alpha)}{\pi.H}.F_N \quad (2.25)$$

Avec  $V$  le volume de matière arraché ( $m^3$ ),  $L$  la distance de glissement ( $m$ ),  $H$  la dureté de la surface labourée ( $GPa$ ),  $\alpha$  l'angle d'attaque du cône et  $F_N$  la force normale au contact. Ce modèle simplifié est du même type que la loi d'Archard

(cf. équation 2.24). Le taux d'usure par abrasion varie alors typiquement entre ( $10^{-5}$  et  $10^{-1} \text{ mm}^3/\text{Nm}$ ) pour les métaux. D'autres modèles plus complets ont été développés par Gahr [Gah88, Gah98] tenant compte des formations de sillons sans perte de matière en fonction de la nature et la forme des corps. L'angle de l'aspérité joue directement sur la nature de l'abrasion. Dans leur article Sedriks et Mulhearn montrent que si  $0^\circ < \alpha < 45^\circ$  l'abrasion provoque majoritairement du labourage (formation de sillon sans perte de matière) et si  $45^\circ < \alpha < 100^\circ$  l'effet de coupe (enlèvement de matière tout comme l'outil d'un tour) devient prépondérant devant le labourage [Sed63].



FIG. 2.22 – Photographie d'une usure par abrasion sur un arbre à came de distribution et présence d'adhésion son poussoir. [TRI]

Pour limiter l'abrasion, il faut donner une dureté maximale à la pièce qui est en mouvement devant la zone de contact et faire l'autre aussi « tendre » que possible pour qu'elle puisse « absorber » les particules abrasives comme fait le plomb lorsqu'il « beurre » une lime, la rendant inopérante. Généralement l'abrasion est diminuée en augmentant la dureté superficielle de la matière sur une profondeur importante. Pour cela, les pièces du contact sont écrouies (procédé mécanique) ou traitées en surface (ex. dépôt de chrome). Les alliages peuvent contenir aussi un fort pourcentage de carbure ou nitrure comme les outils de coupe. Naturellement, il est aussi essentiel que les particules abrasives et les débris d'usure soient évacués des zones frottantes grâce à des sculptures ou des moletages, si aucune circulation de lubrifiant ne permet cette évacuation (film d'huile).

### 2.2.2.3 Usure par érosion

L'érosion est une usure abrasive particulière, causée par des impacts de particules solides contenues dans un fluide en mouvement ou par des particules liquides en milieu gazeux. Lors de l'impact, la particule animée d'une grande vitesse percute et agresse le matériau en surface. Une partie de l'énergie cinétique libérée est transférée au système cristallin et peut être suffisante pour la briser (micro-usinage), la labourer ou la déformer plastiquement. Les dégradations sont alors fonction de l'énergie cinétique et donc de la masse et du carré de la vitesse de la particule. L'érosion se manifeste par des petits cratères formés par déformation plastique du matériau sous l'effet du cisaillement. La perte de matière résulte de la coupe ou des déformations alternées des aspérités formées

par les impacts successifs. L'érosion est principalement sensible à deux paramètres :

- La nature du matériau. Le comportement est très différent selon la nature du matériau. Si ce dernier est ductile, on trouve des rides annulaires très écaillées et cassantes et le taux d'usure passe par un maximum pour des angles d'incidence de 20 à 30°. S'il est très dur et fragile, on ne trouve que des craquelures et l'usure augmente continûment avec l'angle d'incidence.
- l'angle d'incidence des aspérités. L'influence de l'angle d'attaque du corps indenteur est décrit sur la figure 2.23. Quand l'angle d'impact est faible, le phénomène de coupe est important, la résistance du matériau dépend très étroitement de sa dureté. S'il est grand, l'usure est due à la déformation des surfaces et le phénomène est beaucoup plus complexe : un matériau moins dur mais plus tenace peut fort bien résister.

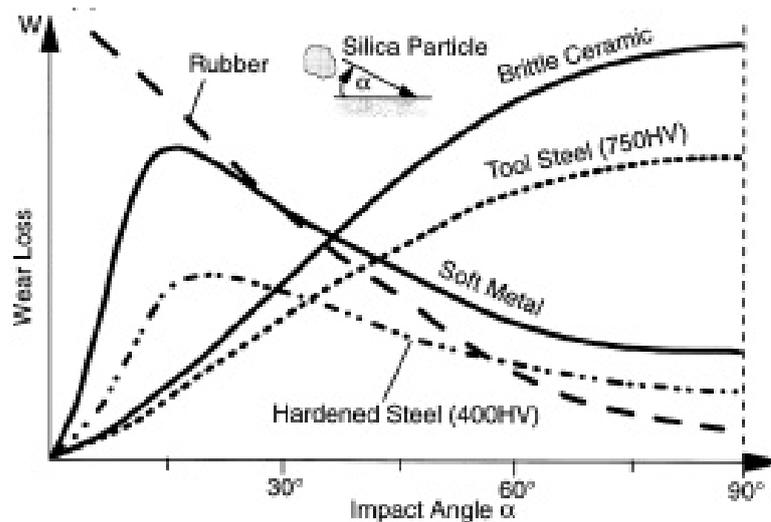


FIG. 2.23 – Usure par érosion selon l'angle d'attaque des particules [Gah98]. *Suivant la nature de matériaux érodés, le maximum d'érosion a lieu pour des angles différents : proche de 20 à 30° dans le cas de matériaux ductiles et 90° pour des matériaux fragiles.*

Le volume usé par érosion d'une particule sur une surface peut être calculé par la formule 2.26 dans laquelle  $V$  est le volume usé par une particule de masse  $m$ ,  $\theta$  est l'angle d'incidence,  $v$  la vitesse de la particule par rapport à la surface,  $\rho$  la densité et  $H$  est la dureté de la surface. Dans cette relation, il est supposé que les particules n'ont pas d'interactions mutuelles.

$$V = \frac{K \cdot \rho \cdot v^2}{H} \cdot f(\theta) \cdot m \quad (2.26)$$

Cette formule est du type loi d'Archard. Le coefficient d'usure  $K$  varie entre  $10^{-1}$  et  $10^{-3}$ . La fonction  $f(\theta)$  est représentée sur la figure 2.23.

L'érosion peut aussi favoriser l'apparition d'autres mécanismes de l'usure par

l'élimination de la couche traitée en surface comme les couches de chrome anti-corrosives ou autres traitements de surfaces. Dans tous les autres cas c'est la dureté superficielle du matériau qui intervient : il faut opposer à l'abrasif une surface plus dure que lui et peu fragile et limiter la présence de particules dans le fluide.

#### 2.2.2.4 Usure par fatigue

La fatigue est le phénomène de formation et de propagation de fissures sous l'action répétée d'efforts alternés "pitting". Le mécanisme de fatigue commence par la formation d'une fissure en surface qui plonge dans la matière. Puis sous l'action répétée du corps frottant, cette fissure se propage en profondeur et parallèlement à la surface pour ensuite remonter. Alors, un morceau de matière se détache et provoque un fragment d'usure appelé "écaillage". Ce fragment peut à son tour donner naissance à de l'abrasion à trois corps ou de l'érosion. L'usure par fatigue peut être quantifiée par une relation de type Archard :

$$V = K_f \cdot L \cdot \frac{F_N}{H} \cdot m \quad (2.27)$$

Avec  $K_f$  le taux d'usure par fatigue dont la valeur dépend du demi-angle au sommet  $\theta$  de l'aspérité qui vient glisser sur le contact (cf. figure 2.13),  $F_N$  est la charge appliquée ( $N$ ),  $L$  distance de glissement, ( $m$ ) la masse de volume considéré et  $H$  dureté du matériau le plus tendre ( $Pa$ ) [Bhu01a]. Le taux d'usure par fatigue varie typiquement entre  $10^{-6}$  et  $10^{-1} \text{ mm}^3/Nm$ . La fatigue peut être aussi de nature thermique par un cyclage répétitif de chauffage (dilatation) et refroidissement (contraction) provoquant un faïencage par accumulation de déformations plastiques et par dislocation des grains.

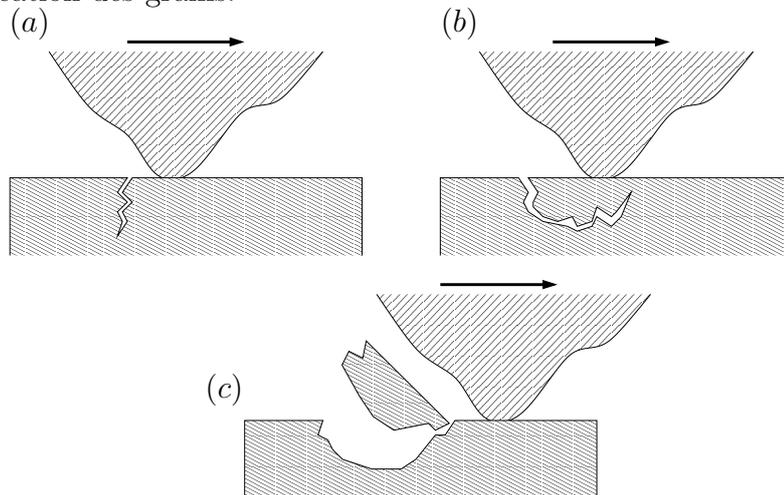


FIG. 2.24 – Usure par fatigue. (a) Amorçage (b) Propagation (pitting) (c) Génération d'un débris (écaillage).

#### 2.2.2.5 Usure par fretting

L'usure par fretting a été souvent appelée à tort corrosion de contact. Il s'agit d'une usure induite par petits débattements de l'ordre du micromètre jusqu'à une

centaine de micromètres. Le fretting réduit la limite à l'endurance en fatigue d'un facteur 5. Les premiers travaux descriptifs du fretting sont ceux de Cattaneo C. (1938), Mindlin R.D. (1949) et Johnson K.L. (1955). L'usure des aubes d'un turboréacteur est un exemple typique dans lequel les vibrations de fonctionnement sollicitent l'embase. Cette usure va jusqu'à la désolidarisation de l'aube et la destruction du réacteur. L'évolution de l'usure provoquée par fretting a été décrite par les travaux de Fouvry *et al.* [Fou96] dans lesquels il démontre qu'il existe un seuil d'endommagement irréversible (seuil de transition) au-delà duquel la durée de vie des pièces est diminuée. L'usure augmente linéairement avec le nombre de cycles si l'atmosphère n'est pas oxydante, sinon elle est quasi exponentielle. Peu de processus sont aussi destructeurs. Une fois qu'elle est amorcée, on ne peut que retarder la destruction par des apports massifs de lubrifiants. Cette usure sera décrite plus en détail dans la deuxième partie de ce chapitre. Afin de prévenir le fretting, il

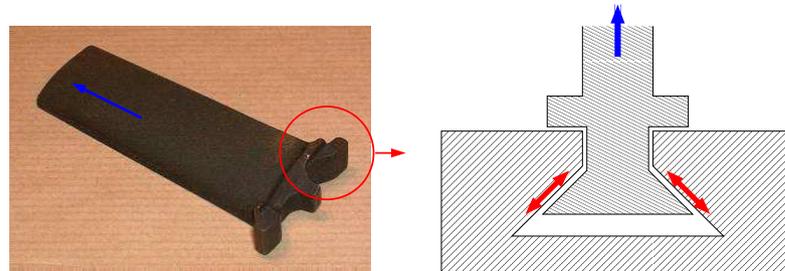


FIG. 2.25 – Phénomène de fretting dans une aube de turboréacteur. *La force centrifuge (en bleue) associée aux micros débattements de l'attache (en rouge) provoquent une usure et une dégradation du mécanisme pouvant aller jusqu'à la dramatique rupture.*

faut limiter l'adhésion par l'emploi d'un traitement surfacique ou de matériaux peu solubles et par l'emploi d'un troisième corps lubrifiant. Il est astucieux de chercher à diminuer les petits mouvements alternés de diverses manières : remplacement du glissement par le roulement ou par des liaisons élastiques. C'est cette idée qui est exploitée dans ce mémoire.

## 2.3 Les mécanismes du contact en frottement sec

L'étude des phénomènes qui existent au contact est très complexe. Elle fait intervenir des géométries variées (contact conforme ou non,...) et des conditions extérieures quelconques liées à l'environnement. Des contacts "académiques" de base sont alors étudiés pour décomposer n'importe quel système mécanique en trois contacts de base : sphère sur sphère (ou sphère sur plan), cylindre sur cylindre (ou cylindre sur plan) et pion sur plan. Ces modèles de comportements sont valables pour des contacts de différentes échelles. A des dimensions nanométriques, des phénomènes d'adhésion moléculaire rentrent en jeu et deviennent du même ordre de grandeur que les forces mises en œuvre. Nous allons nous intéresser à des contacts de taille millimétrique représentatifs des applications visées. Pour décrire parfaitement un système tribologique il ne suffit pas de se contenter de données géométriques, il

faut tenir compte de l'évolution du contact et donc du temps. Lorsqu'un contact est chargé normalement et/ou tangentiellement, les déformations se propagent et n'atteignent leurs états finaux qu'après un cycle d'évolution. Nous détaillons dans ce paragraphe le cas d'un contact hertzien selon les différents modes de frottement : statique, quasi statique et dynamique.

### 2.3.1 Le frottement sec en régime statique

La théorie de Hertz élaborée par Hertz (1882) et Boussinesq (1885) porte sur l'analyse et le comportement de contacts élastiques soumis à un chargement normal [Geo00, Joh85]. Elle définit les dimensions de l'aire de contact entre deux solides, la pression et la distribution des contraintes à l'intérieur des solides. La géométrie des contacts dépend de la forme des solides a priori quelconque, mais ils peuvent se décomposer en trois types (cf. figure C.1) :

- contact bille/plan entre deux sphères ou entre une sphère et un plan
- contact cylindre/plan entre deux cylindres ou entre un cylindre et un plan
- contact surfacique entre deux plans

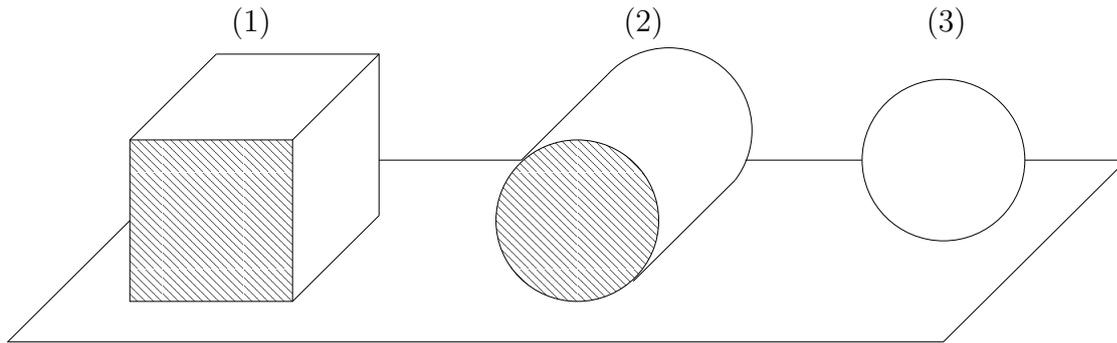


FIG. 2.26 – Types de contacts fondamentaux. (1) *contact plan/plan*, (2) *contact cylindre/plan*, (3) *contact sphère/plan*

Selon la théorie de Hertz, lorsque deux sphères sont maintenues en contact par un effort normal  $F_N$ , il se produit au niveau de la zone de contact un enfoncement  $u_z(r)$  (cf. figure 2.27). La profondeur de pénétration  $e$  est égale à l'enfoncement au centre du contact où la pression est la plus forte. La surface de contact créée par l'enfoncement est circulaire et est de rayon  $a$ . A l'intérieur de la zone de contact i.e.  $0 < r < a$ , les équations de Hertz associées au contact sphère/plan sont :

$$a = \frac{\sqrt[3]{3 \cdot F_N \cdot R}}{4 \cdot E^*} = \frac{\pi p_0 R}{2 \cdot E^*} \quad (2.28)$$

$$u_z(r) = \left( \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right) \frac{\pi p_0}{4a} (2a^2 - r^2) \quad (2.29)$$

$$e = u_z(0) = \frac{a^2}{R} = \sqrt[3]{\frac{9 \cdot F_N^2}{16 \cdot R \cdot E^{*2}}} \quad (2.30)$$

Avec :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (2.32)$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (2.33)$$

Les paramètres  $E_1$  et  $E_2$  sont les modules d'Young des deux solides en contact et

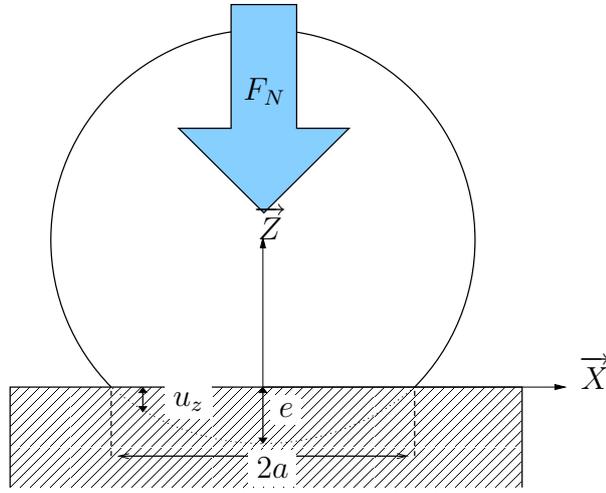


FIG. 2.27 – Contact sphère/plan de Hertz

$\nu_1$  et  $\nu_2$  sont les coefficients de Poisson respectifs.  $E^*$  est le module d'Young réduit. A l'extérieur de cette zone i.e.  $a < r$ , le solide indenté subit des déformations. L'enfoncement résiduel s'écrit :

$$u_z(r) = \frac{r^2}{2R} - \frac{\delta}{2} - \frac{a^2}{\pi R} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{r^2}{a^2} - 1}} - \left(\frac{r^2}{a^2} - 2\right) \arctan \sqrt{\frac{r^2}{a^2} - 1} \quad (2.34)$$

Dans le cas d'un contact plan/sphère, il convient de prendre un rayon infini pour le plan  $R_1 = \infty$ . La répartition de pression  $p(x, y)$  sur cette surface de contact est :

$$p = p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2} \quad (2.35)$$

$$p_0 = \frac{3 \cdot F_N}{2\pi \cdot a^2} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot F_N \cdot E^*}{\pi^3 \cdot R^2}} = \frac{3}{2} \cdot p_m \quad (2.36)$$

Avec  $p_0$  la pression maximale qui est située au centre de l'aire de contact et  $p_m$  la pression moyenne. Les figures 2.29 et 2.30 montrent l'évolution de la pression au

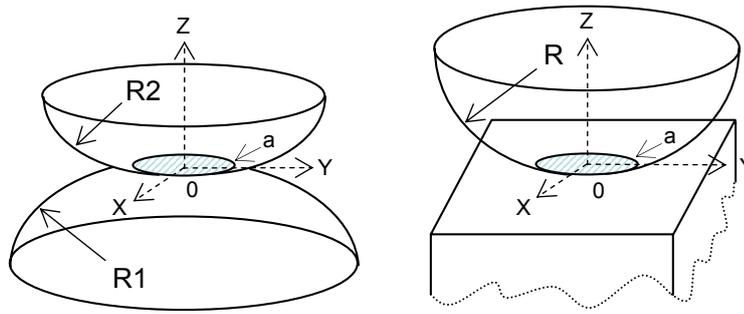
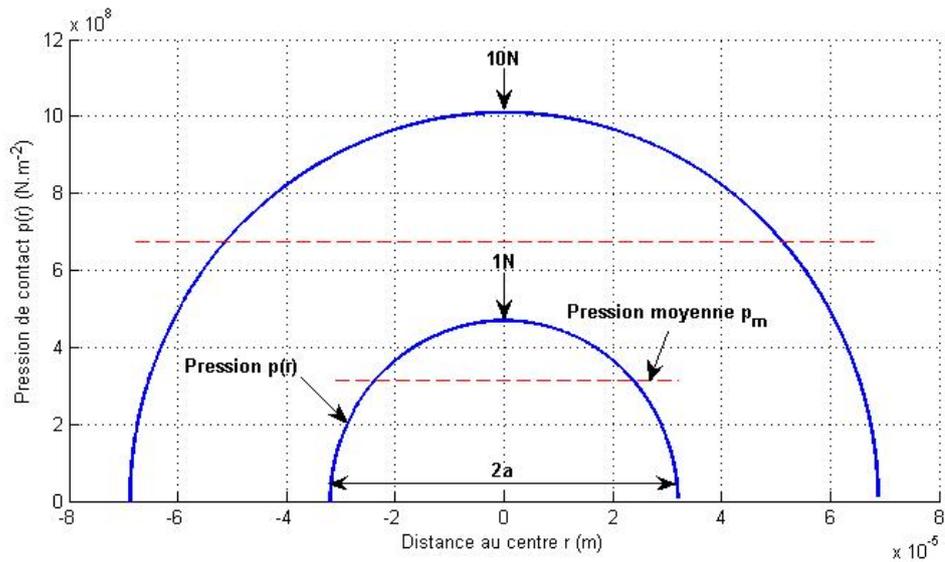


FIG. 2.28 – Contact de Hertz entre deux sphères.

FIG. 2.29 – Répartition de pression  $p(r)$  pour un contact bille/plan pour un chargement normal de 1 N et 10 N. (bille d'acier de 10 mm de diamètre et plan en acier)

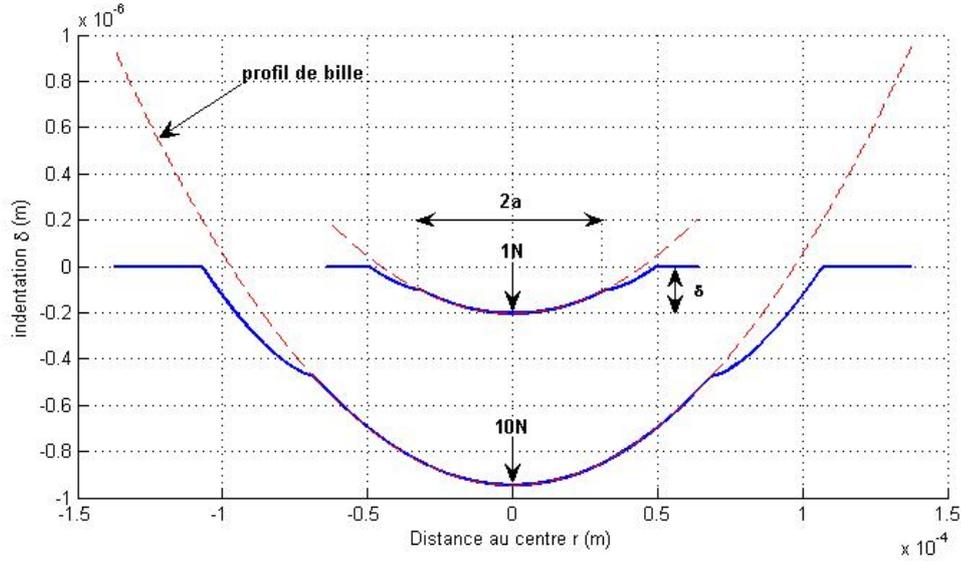


FIG. 2.30 – Indentation pour un contact bille/plan pour un chargement normal de 1N et 10N. (bille d'acier de 10mm de diamètre et plan en acier)

contact  $p(r)$  et l'indentation correspondante  $z(r)$ . Il est intéressant de remarquer que pour une force normale  $F_N$  multipliée par 10, la pression moyenne  $p_m$  et le rayon de contact  $a$  ne sont multipliés que par 2. La surface varie en  $S \propto F_N$  et la pression moyenne en  $p_m \propto \sqrt[3]{F_N}$ . Or, la force de frottement  $F_T$  est proportionnelle à  $p_m$  à travers le coefficient de frottement  $\mu_s$  et à la surface  $S$  du contact ( $S = \pi a^2$ ).  $F_T$  est multiplié par 4 seulement. Donc si le contact est élastique, la variation de la force de frottement  $F_T$  n'est pas proportionnelle à la variation de l'effort normal  $F_N$ . Lorsque une force tangentielle  $Q$  est appliquée sur l'une des sphères, il apparaît sur l'aire de contact  $S$  une distribution de cisaillement  $q(x, y)$  :

$$q(r) = q_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.37)$$

Avec  $q_0$  le cisaillement moyen et  $r$  la coordonnée polaire.

$$q_0 = \frac{Q}{2\pi a^2} \quad (2.38)$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (2.39)$$

Les centres de gravité des sphères vont alors se décaler sans qu'aucun point matériel de la surface ne subisse de déplacement relatif. Ce préglissement  $\delta$  s'écrit dans le cas d'une sphère élastique et d'un plan parfaitement rigide :

$$\delta = \frac{2\pi - 2\nu}{4G} q_0 a \quad (2.40)$$

Si les deux corps en contact sont élastiques, le déplacement total est la somme des déplacements de chaque surface, soit :

$$\delta = \delta_1 - \delta_2 = \frac{2\pi - 2\nu_1}{4G_1} q_0 a + \frac{2\pi - 2\nu_2}{4G_2} q_0 a \quad (2.41)$$

$$\delta = \left( \frac{2\pi - 2\nu_1}{G_1} + \frac{2\pi - 2\nu_2}{G_2} \right) \frac{Q}{8a} \quad (2.42)$$

Le déplacement est donc proportionnel à la force tangentielle. Le cisaillement d'un contact sans déplacement relatif entraîne une valeur théorique infinie de la contrainte sur la périphérie du contact. Des micro-glissements apparaissent donc, modifiant la répartition de pression et de cisaillement.

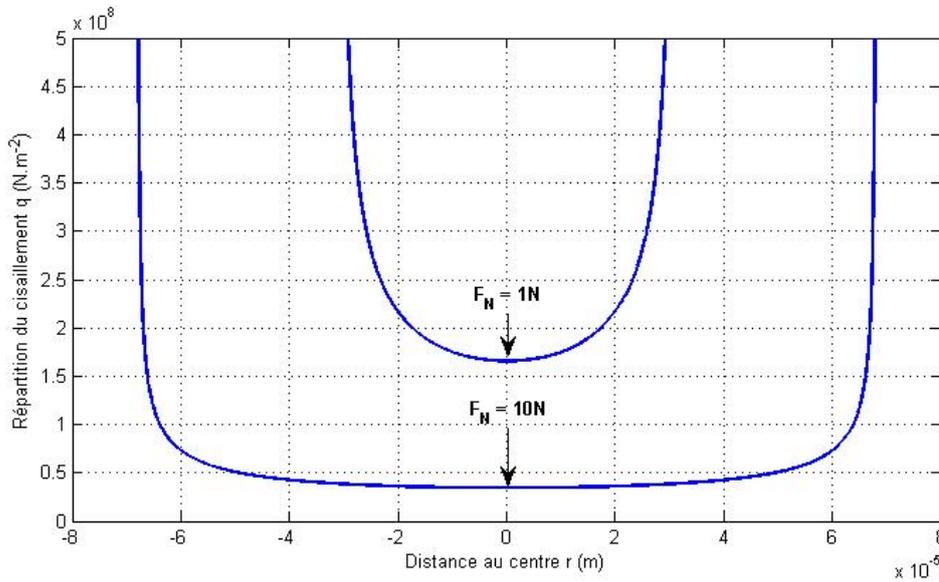


FIG. 2.31 – Distribution de la contrainte de cisaillement pour un contact sphère/plan. La bille d'acier ( $R = 5 \text{ mm}$ ) est soumise à un effort normal  $F_N$  de 1 et 10 N et un effort tangentiel  $Q$  de 1 N

La théorie de Hertz permet de définir une rigidité de contact normale  $K_{CN}$  et tangentielle  $K_{CT}$  dans les premiers instants du chargement et qui lie la force tangentielle au déplacement dans la direction tangentielle.

$$K_{CN} = a \frac{E^*}{1 - \nu^2} \quad (2.43)$$

$$K_{CT} = 8a \frac{1}{\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}} \quad (2.44)$$

Avec  $G_i$  le module de cisaillement du solide  $i$ .

$$G_i = \frac{E_i}{2(1 + \nu_i)} \quad (2.45)$$

Les rigidités de contact normales et tangentielles sont liées par la relation de Mindlin [Min49] :

$$\frac{K_{CT}}{K_{CN}} = \frac{1 - \nu}{1 - \frac{\nu}{2}} \quad (2.46)$$

Ces raideurs sont des propriétés intrinsèques des solides utilisés.

La théorie de Hertz ne tient pas compte de la rugosité des surfaces et suppose que l'on se place à une échelle macroscopique du contact. Ces lois ne sont valables que si les hypothèses suivantes sont vérifiées :

- les surfaces sont continues et non-conformes
- les déformations sont faibles  $a \ll R^*$
- chaque solide est considéré comme semi infini
- il n'y a pas de frottement
- le contact est de nature élastique, les matériaux sont homogènes et isotropes
- les surfaces sont sans frottement au niveau de l'interface (plan de contact)

De plus, il convient de vérifier que les contraintes calculées sont inférieures aux limites élastiques car toutes ces relations sont valables hors de la plastification (fortes contraintes). L'annexe C rappelle les relations de Hertz pour un contact linéique et plan.

### 2.3.2 Le frottement sec en régime permanent

Le frottement est dit en régime permanent lorsque les différentes caractéristiques ( $\mu$ , taux d'usure, profil de trace,...) ont atteint leurs valeurs finales. Cette évolution dépend des conditions extérieures (taux de chargement, milieu ambiant,...) et parfois il n'existe pas d'état stationnaire mais un cycle peut apparaître comme par exemple en cas de stick-slip<sup>5</sup>. Le frottement est alors décrit par la loi de Coulomb  $\mu = \frac{F_T}{F_N}$  qui peut être discrétisée par le principe d'Amontons :

$$\mu(x, y) = \left| \frac{q(x, y)}{p(x, y)} \right| = cst \quad (2.47)$$

---

<sup>5</sup>Le phénomène de stick-slip apparaît lorsque le solide glisseur subit une alternance répétée entre un frottement statique et dynamique. À la manière d'une voiture qui hoquete, le solide possède un mouvement oscillatoire autour de sa trajectoire initiale. La présence d'une raideur au contact est la source de ce phénomène. Cette raideur est soit matérielle (élasticité intrinsèque du matériau) ou structurelle (fléchissement des aspérités du contact). La combinaison des deux accélérations peut s'annuler et le solide ne glisse plus et il subit un frottement statique. Dès lors que le mouvement global est suffisamment grand pour entraîner le passage en frottement dynamique, le solide subit une accélération vers l'avant. Comme le système est composé d'une masse, d'une raideur et d'un amortissement, le solide peut rentrer dans une phase de résonance mécanique. Il subit alors un cycle répété qui s'auto-entretient. L'ammorçage du stick-slip est souvent dû à un arc-boutement du contact ou à une abrasion irrégulière qui génèrent un pic de force de frottement.

La distribution de cisaillement  $q(x, y)$  est alors proportionnelle à la distribution de pression  $p(x, y)$  :

$$q(r) = \mu \cdot p(r) = \mu p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.48)$$

L'usure en régime permanent est décrite aux paragraphes précédents. Elle se formalise par une relation de type Archard. Elle est proportionnelle à l'effort normal et la distance de glissement.

### 2.3.3 Le frottement sec en régime quasi statique

#### 2.3.3.1 Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin

Lorsque deux solides sont en contact et soumis à une force tangentielle  $Q$  inférieure à la force normale  $F_N$  multipliée par le coefficient de frottement  $\mu$  ( $F_T < \mu \cdot F_N$ ), il n'y a pas de glissement macroscopique ( $\delta = 0$ ), le contact est statique. Toutefois lors du chargement par la force tangentielle  $F_T$ , il se produit des microglissements (slip) sur la périphérie du contact. Au centre, le reste du contact se déforme sans mouvement relatif et adhère (stick). Les travaux de C. Cattaneo (1938) et ceux de R.D. Mindlin (1949) [Min49] décrivent ce phénomène de glissement partiel et expliquent la réponse non linéaire de l'effort de friction  $F_T$  dans ces premiers instants du glissement. Cet instant de glissement naissant est

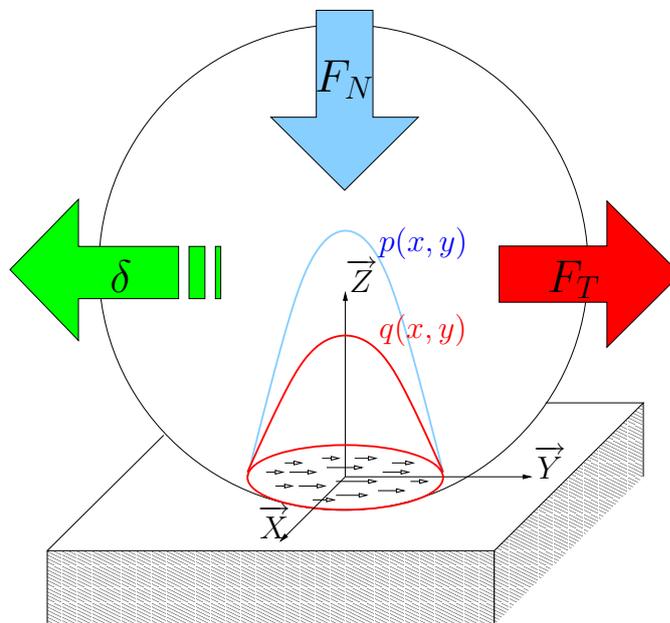


FIG. 2.32 – Champ de cisaillement pour un contact sphère/plan

dénoté contact quasi statique (incipient sliding).

Considérons le cas d'un contact bille/plan soumis à un déplacement tangentiel  $\delta$  comme indiqué sur la figure 2.32. Le système passe d'un état statique à un état

dynamique à travers une phase de transition (déplacements préliminaires) où co-existe des zones d'adhérence et de glissement. Maintenues en contact, les deux surfaces sont soumises à un champ de pression  $p(x, y, t)$  calculé selon la théorie de Hertz. Il se forme une zone de contact circulaire de rayon  $a$ . Un très faible déplacement tangential relatif  $\delta$  entre ces deux solides provoque la création d'un champ de cisaillement  $q(x, y, t)$  à l'intérieur de cette zone de contact. L'expression du champ de cisaillement selon qu'il y ait adhérence ou glissement est donné par les relations :

– en glissement total :

$$q'(x, y) = -\text{sign}[\delta] \cdot \mu \cdot p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}} \quad (2.49)$$

– en adhérence :

$$q''(x, y) = -\text{sign}[\delta] \cdot \frac{p_0}{\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}} \quad (2.50)$$

Le signe du champ de cisaillement est toujours opposé à celui du déplacement appliqué  $\delta$ .  $p_0$  est la pression moyenne et  $p(x, y)$  la pression locale.

$$p(x, y) = p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}} \quad (2.51)$$

$$p_0 = \frac{3F_N}{2\pi \cdot a^2} \quad (2.52)$$

Une adhérence totale sur toute la zone de contact impliquerait des contraintes infinies sur la périphérie du contact ( $q''(r = a) \rightarrow \infty$ ) Ce qui est impossible physiquement. Des microglissements apparaissent alors dans les zones où la contrainte locale de cisaillement effective est supérieure<sup>6</sup> ou égale à la contrainte limite de cisaillement  $\sigma$  i.e.  $q(x, y, t) \geq \mu \cdot p(x, y, t)$  avec  $\mu$  coefficient de frottement du couple de matériau utilisé. Il existe donc deux zones :

- une zone d'adhérence : zone circulaire centrale où il n'y a pas de mouvement relatif entre les surfaces et sur laquelle la contrainte tangentielle  $q$  vérifie la relation  $q(x, y, t) = q'' \leq \mu \cdot p(x, y, t) < \sigma$
- une zone glissante : zone annulaire où des microglissements apparaissent et où la contrainte tangentielle  $q$  vérifie la relation  $q(x, y, t) = q' = \mu \cdot p(x, y, t) > \sigma$

La contrainte de cisaillement est donc différente selon la position géographique dans le contact. La répartition de pression typique est montrée figure 2.33. Elle résulte de la superposition des différentes pressions et admet des maximums à la limite de

<sup>6</sup>En pratique la contrainte de cisaillement ne peut être supérieure à la contrainte limite. Si cela se produit ( $q \gtrsim \sigma$ ) il y a écoulement de la matière ou le contact change de condition et se met à glisser

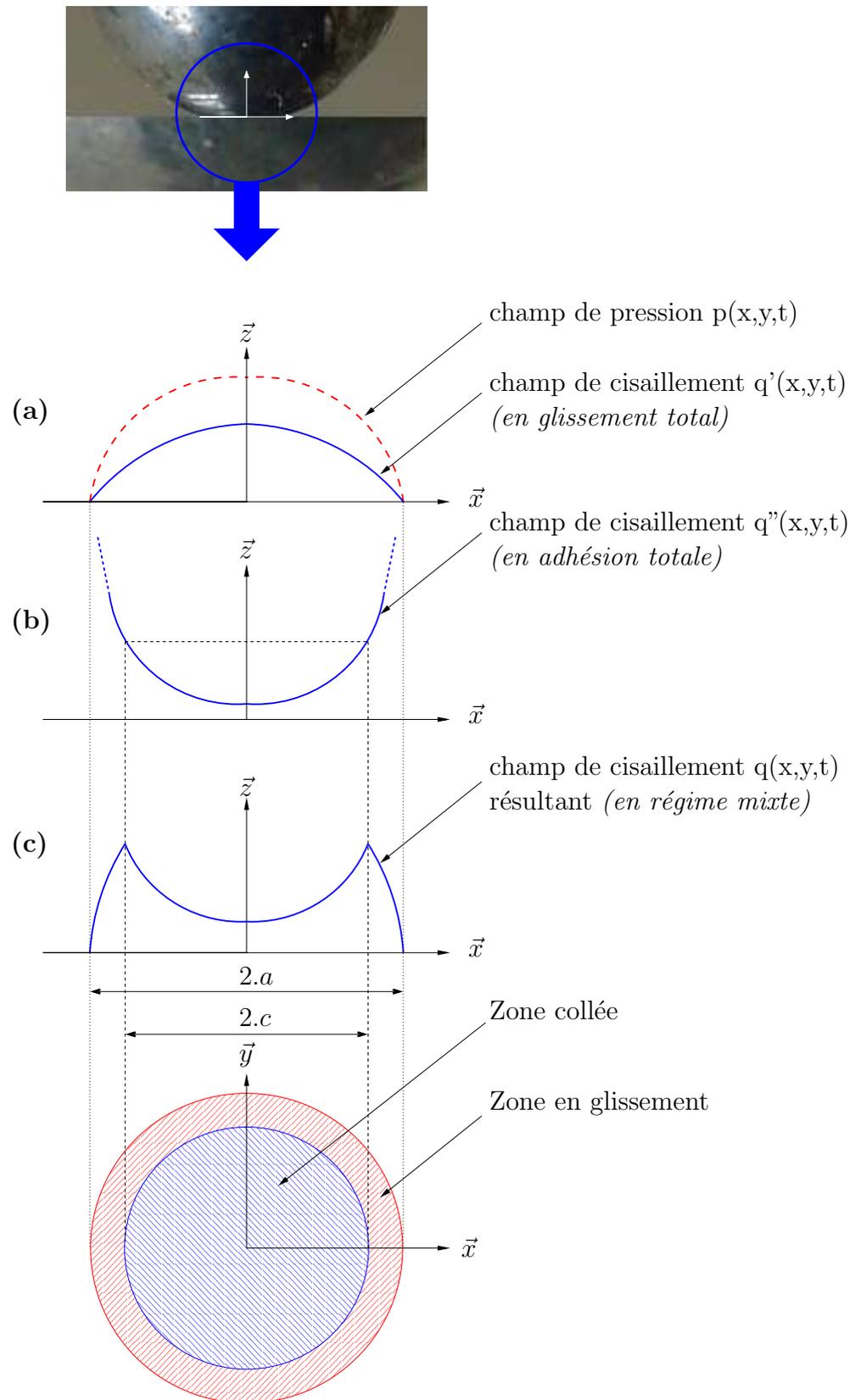


FIG. 2.33 – Répartition de pression d'un contact bille/plan

transition adhérence/glisement. Notons que cette position ne coïncide pas avec le maximum de pression normale  $p(x, y)$  qui est au centre du contact. La dissipation d'énergie ( $dW = q \cdot \delta \cdot dS = E d \cdot dt$ ) et donc de l'usure, est proportionnelle au cisaillement. Les dégradations se forment alors sur une zone annulaire dont la largeur est liée au débattement  $\delta$  imposé. Ce type de sollicitation est décrit comme du fretting.

L'utilisateur ne perçoit que la résultante macroscopique de ce cisaillement  $F_T$  intégrée sur toute la surface du contact  $S$ .

$$F_T(t) = \int_S q(x, y, t) \cdot dx \cdot dy \quad (2.53)$$

Nous définissons alors un coefficient de frottement "local",  $\mu_{local}$ , qui est constant et dépend des propriétés mécaniques des matériaux (approche locale du frottement de Coulomb selon le principe d'Amontons). Nous définissons aussi un coefficient de frottement "apparent" ou "macroscopique"  $\mu(t)$  qui dépend de la dynamique imposée au contact et qui, lui, évolue dans le temps.

$$\mu_{local} = \left| \frac{q(x, y, t)}{p(x, y, t)} \right| = cst \quad (2.54)$$

$$\mu(\delta) = \left| \frac{F_T}{F_N} \right| \quad (2.55)$$

Bien qu'un mouvement relatif existe, les points en contact des surfaces ne bougent pas les uns par rapport aux autres. C'est l'accommodation élastique propre des matériaux qui assure cette déformation de quelques micromètres. Dès que le contact se déforme plastiquement i.e.  $d > \delta_t$ , le système passe en régime dynamique, les points matériels se déplacent les uns par rapport aux autres et le glissement total est entretenu (cf. figure 2.34). Lorsque le chargement normal  $F_N$  est maintenu

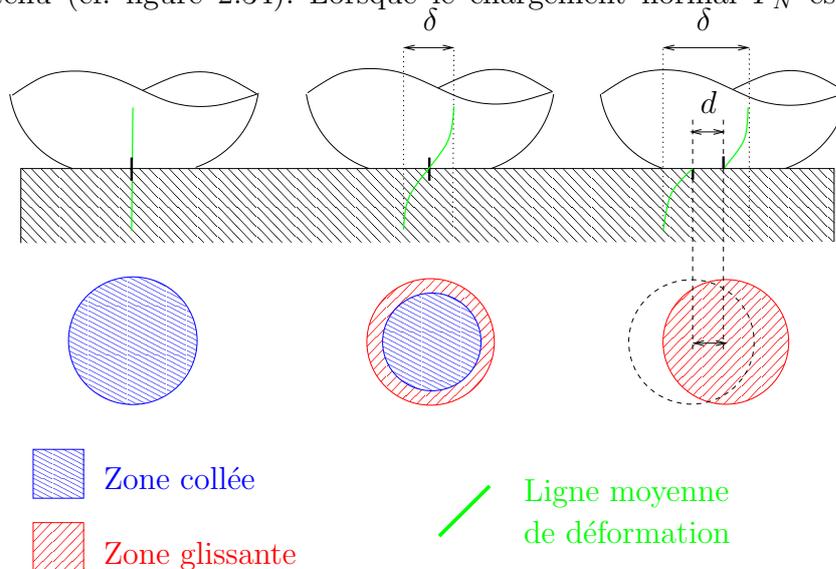


FIG. 2.34 – Passage d'un glissement partiel à total d'un contact sphère/plan constant et que le déplacement  $\delta(t)$  est amorcé, l'effort tangentiel  $F_T$  croît jusqu'à

une asymptote  $F_{T\infty}$ . Le point où  $F_T = F_{T\infty}$  est appelé déplacement de transition  $\delta_t$ . L'évolution de  $F_T$  est symétrique par rapport au déplacement. Les figures 2.35 et 2.36 montrent l'évolution de l'effort tangentiel  $F_T$  en fonction du déplacement  $\delta$ . Trois zones se distinguent :

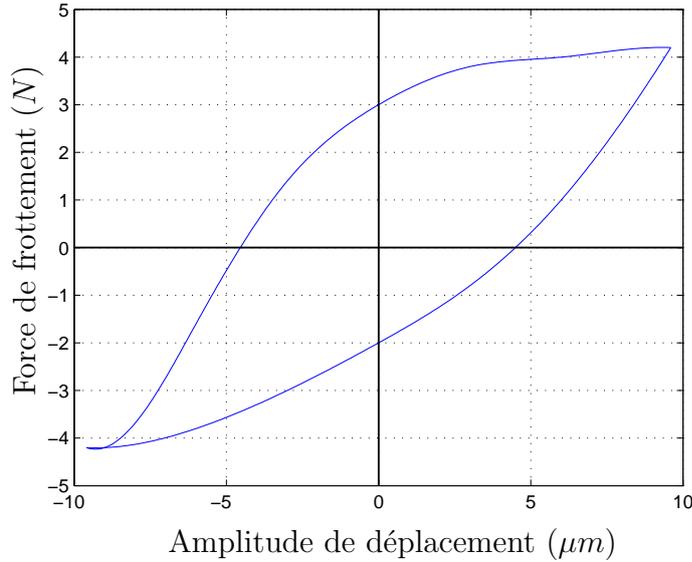


FIG. 2.35 – Essai expérimental de fretting. Contact pion/plan soumis à un effort normal  $F_T$  de 6N [Yan04]. L'essai est obtenu par un essai en "lâché" dans lequel le système reçoit une quantité d'énergie au départ et la consomme au fur et à mesure des cycles.

- Pour de faibles déplacements  $\delta \ll \delta_t$ , la réponse de l'effort tangentiel est linéaire. Le coefficient de proportionnalité est la raideur du contact. L'équation décrivant cette zone est :

$$F_T(t) = C.\delta \quad (2.56)$$

$$C = \frac{8.a}{\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}} \quad (2.57)$$

$$\delta_c = \frac{F_{T\infty}}{C} = \frac{1}{8}.\mu.\frac{F_n}{a}.\left(\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}\right) \quad (2.58)$$

Avec  $C$  la compliance du contact,  $\delta_c$  le glissement critique,  $G_i$  le module de cisaillement du solide  $i$  et  $\nu_i$  le coefficient de Poisson du solide  $i$ . Cette zone est dénommée "zone de collage" ou "zone de glissement nul". Même en imposant un débattement aussi petit soit-il, il se produit des microglissements mais leur participation au frottement reste minoritaire. Cette zone est très réduite et est souvent annexée à la deuxième zone.

- Pour des déplacements inférieurs à la distance de transition  $\delta < \delta_t$ , la réponse de l'effort tangentiel est elliptique. Cette zone correspond à du glissement

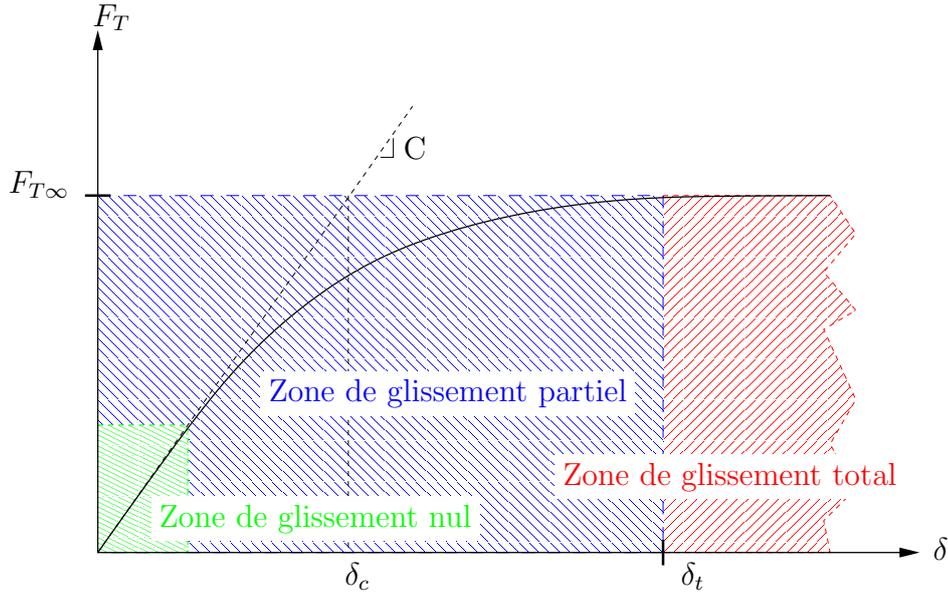


FIG. 2.36 – Zones de glissement selon le déplacement relatif

mixte. Différentes fonctions permettent d'approximer la tendance naturelle (cf. paragraphes précédents). La relation entre le front de glissement  $c$  et le déplacement  $\delta$  a été calculée analytiquement par Mindlin :

$$\delta = \frac{3}{16} \cdot \mu \cdot F_N \cdot \left( \frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \frac{a^2 - c^2}{a^3} \quad (2.59)$$

L'expression du déplacement de transition  $\delta_t$  est obtenue lorsque le front de glissement disparaît i.e.  $c = 0$  soit :

$$\delta_t = \frac{3}{16} \cdot \mu \cdot \frac{F_n}{a} \cdot \left( \frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \quad (2.60)$$

- Pour des déplacements importants  $\delta > \delta_t$ , la réponse de l'effort tangentiel est constante et ne dépend plus de la longueur cinématique de glissement. Cette zone correspond à du glissement total.

Lorsque de petits déplacements de l'ordre du déplacement transitionnel sont imposés (quelques micromètres, cf. figure 2.34), la sollicitation est dite en "fretting". Ces conditions particulières de sollicitation sont souvent issues de perturbations extérieures (bruit, vibrations, ...) et sont à l'origine de nombreuses défaillances (détériorations, ruptures, ...). Une partie de la tribologie est de comprendre, prédire et limiter les effets du fretting. Majoritairement le fretting est analysé comme un phénomène nuisible, mais peut être avantageusement détourné ici en vue de la réduction des frottements entre deux surfaces.

### 2.3.3.2 Evolution du contact en glissement partiel

Lorsque le contact subit du fretting, il peut évoluer en glissement partiel ( $\delta \neq 0$ ) sans que le solide ne se déplace ( $d = 0$ ). C'est par exemple le cas d'un rivet

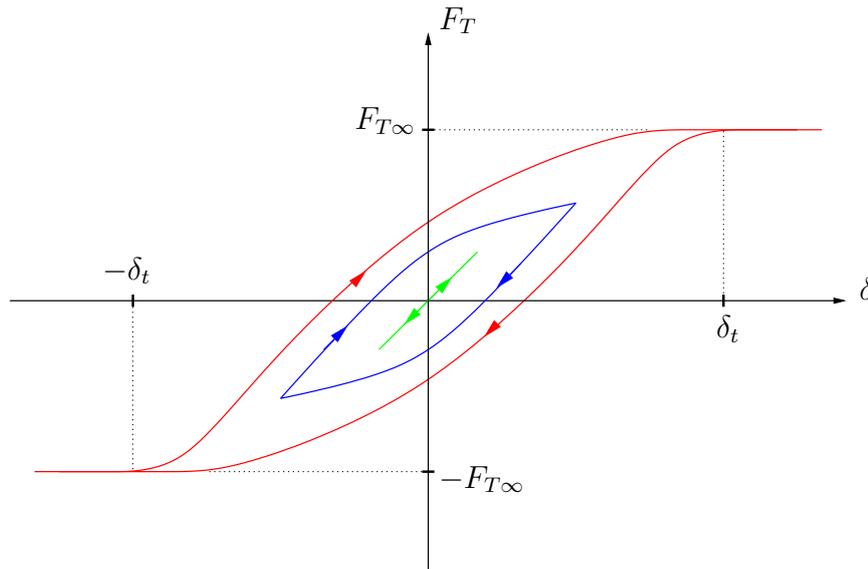


FIG. 2.37 – Cycles de fretting

qui ne peut se déplacer dans son ensemble mais dont la tête vibre sur le support. Selon la longueur du débattement  $\delta$ , le contact réagit différemment. La figure 2.37 montre les trois cas représentatifs d'un contact soumis à un petit déplacement alterné.

- Pour de très petits déplacements  $\delta \ll \delta_t$ , le contact est purement élastique. L'énergie emmagasinée par le contact est entièrement redonnée au système. Elle n'est donc pas dissipée au contact et ne crée pas de détérioration. Le déplacement est réversible. Cette condition est avantageuse car elle autorise un déplacement sans perte d'énergie. Cependant même si le contact reste élastique, l'amortissement interne de la matière va créer des pertes mais qui peuvent se négliger vis-à-vis des pertes par frottement. Cet état est représenté en vert sur la figure 2.37. L'aire du cycle  $F_T(\delta)$  est nulle.
- Pour des débattements plus importants  $\delta < \delta_t$ , le contact est en glissement mixte. Une partie de l'énergie emmagasinée est dissipée dans la zone qui glisse (zone en périphérie du contact). Les dégradations ont une forme annulaire et restent confinées dans les zones de glissement. Les zones d'adhérence du centre ne subissent que très peu de détériorations. Le cycle  $F_T(\delta)$  est non nul. L'énergie dissipée représente l'aire du cycle. Cet état est représenté en bleu sur la figure 2.37.
- Pour des grands débattements  $\delta > \delta_t$ , le contact est principalement en glissement total avec un passage en glissement mixte. Une majorité de l'énergie est dissipée en chaleur et le processus n'est pas réversible. Les dégradations par abrasion et adhésion provoquent une usure sur la totalité de la surface couverte par le contact.

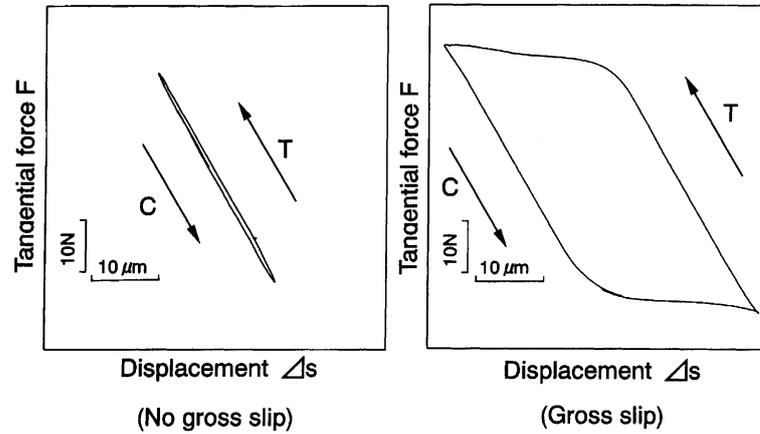


FIG. 2.38 – Exemple de relevé effort/déplacement en fretting. Pour un cylindre d'acier de 10mm de diamètre en 100C6 contre un plan en 100C6 soumise à un effort de 20N [Jib01]

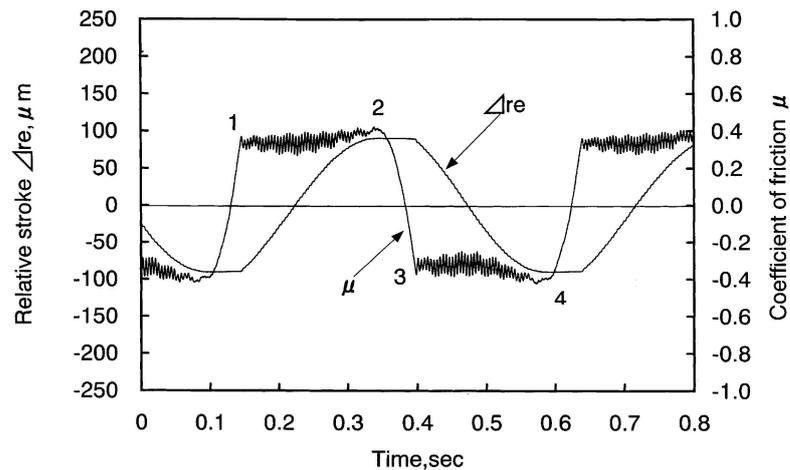


FIG. 2.39 – Exemple de relevé temporel en fretting. Un cylindre d'acier de 10mm en 100C6 contre un plan en 100C6 soumis à un effort de 20N [Jib01]

Les figures 2.38 et 2.39 représentent le relevé de deux cycles de fretting effort/déplacement et effort/temps pour des amplitudes  $\delta$  différentes :  $10 \mu m$  et  $50 \mu m$ , entre un cylindre et un plan en acier [Jib01]. Pour des débattements de  $10 \mu m$  le cycle  $F_T(\delta)$  est fermé, il s'agit d'un comportement quasi-élastique correspondant à un glissement mixte. Pour des débattements de  $50 \mu m$ , nous pouvons observer un cycle très ouvert traduisant un fonctionnement en régime de glissement total avec une transition en glissement mixte à chaque changement de direction. La pente de la courbe pendant la transition est de  $2,2 N.\mu m^{-1}$ . Cette valeur peut être vérifiée à partir de l'équation 2.56 pour un module d'Young de  $233 GPa$  et vaut  $C = 2,38 N.\mu m^{-1}$ . Sur l'histogramme, nous pouvons remarquer que la transition du coefficient de frottement  $\mu$  a lieu lorsque le mouvement macroscopique  $\Delta re$  est constant donc lorsqu'il n'y a plus de mouvement relatif entre le cylindre et le plan (points 2 et 4). Il s'agit d'un temps de glissement partiel. Lorsque le coefficient de frottement se stabilise autour de sa valeur dynamique ( $\mu = 0,4$ ), le mouvement macroscopique a lieu (point 1 et 3). Il s'agit d'un glissement total. D'après l'équation 2.60, nous pouvons recalculer la distance de transition  $\delta_t$  et dans ce cas elle vaut  $9,87 \mu m$ . Nous pouvons constater un parfait accord entre les résultats bibliographiques et la théorie.

Durant la phase quasi statique, le front de glissement est circulaire centré et migre de l'extérieur du contact vers le centre avec l'accroissement du déplacement relatif  $\delta$  [Joh85]. Ce front est caractérisé par son rayon  $c$  (cf. figure 2.33). Il se produit dans les zones où la contrainte de cisaillement locale  $q(r)$  est égale à la contrainte de cisaillement limite  $\sigma$ . Le cisaillement au sein du contact est régi par l'équation :

$$F_T = \int_S q(r, t).ds = \int_0^c q''(r, t).dr.d\theta + \int_0^a q'(r, t).dr.d\theta \quad (2.61)$$

$$F_T = \int_0^c \frac{p_0}{\sqrt{a^2 - r^2}}.dr.d\theta + \int_0^a \mu.p_0.\sqrt{1 - \frac{r^3}{a^3}}.dr.d\theta \quad (2.62)$$

$$F_T = \frac{c^2}{a^2}.\mu.F_N - \mu.F_N \quad (2.63)$$

Avec  $F_T$  l'effort total macroscopique de cisaillement sur toute la surface S. L'expression du rayon de front de glissement est donné par l'équation :

$$c = a.\sqrt[3]{1 - \frac{Q}{\mu.F_N}} \quad (2.64)$$

Avec  $a$  le rayon de contact :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3.F_N.R^*}{4.E^*}} \quad (2.65)$$

Le front de glissement  $c$  peut s'exprimer analytiquement en fonction de  $F_T$  ou de  $\delta$ . L'évolution des différents paramètres est :

$$c = a\sqrt{1 - \frac{\delta}{\delta_t}} = a\sqrt[3]{1 - \frac{F_T}{F_{Tt}}} \quad (2.66)$$

$$F_T = F_{T\infty}\left(1 - \frac{c^3}{a^3}\right) = F_{T\infty}\left(1 - \left(1 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)^{\frac{3}{2}}\right) \quad (2.67)$$

$$\delta = \delta_t\left(1 - \left(1 - \frac{F_T}{F_{T\infty}}\right)^{\frac{2}{3}}\right) = \delta_t\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) \quad (2.68)$$

### 2.3.3.3 Usure en glissement partiel

En régime statique l'usure du contact est nulle. En régime dynamique, celle-ci a un comportement du type loi d'Archard. Durant la phase quasi statique, comment se comporte le mécanisme d'usure et à quels paramètres est-il lié? Les travaux de Mohrbacker *et al.* [Moh95] et ceux de Fouvry *et al.* [Fou96, Fou97] montrent clairement que l'usure est proportionnelle à l'énergie dissipée  $Ed$  par la contrainte de cisaillement au contact. L'énergie dissipée à la transition peut être calculée :

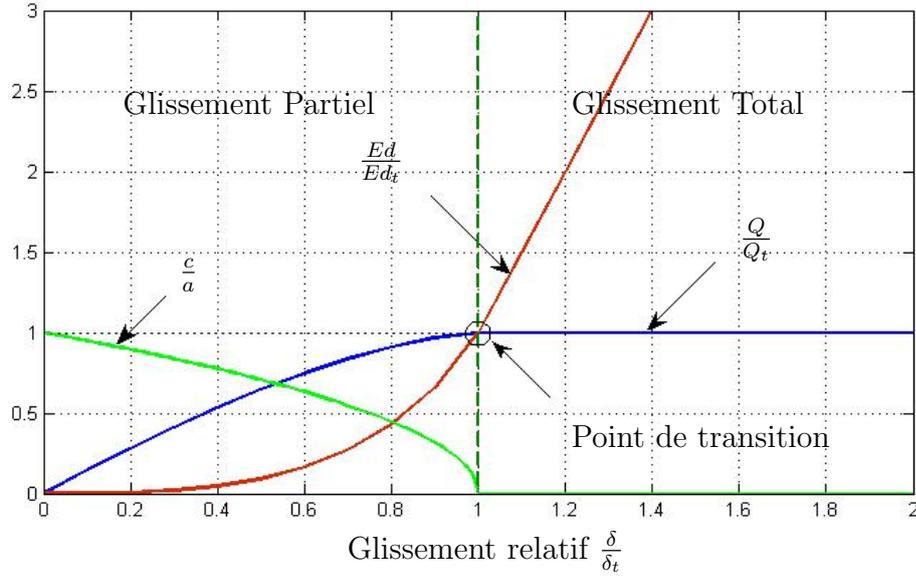


FIG. 2.40 – Evolution des paramètres du contact en glissement partiel.

$$Ed_t = \frac{4}{5}\delta_t F_T \quad (2.69)$$

$$Ed_t = \frac{3\mu^2 F_N^2}{20a} \left( \frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \quad (2.70)$$

L'énergie dissipée au fur et à mesure que le glissement passe de partiel à total s'écrit :

$$Ed = Ed_t \left( 6 \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta}{\delta_t} \right)^{\frac{5}{2}} - 5 \left( 2 - \frac{\delta}{\delta_t} \right) \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta}{\delta_t} \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right) \right) \quad (2.71)$$

La figure 2.40 présente les zones de glissement total et partiel ainsi que l'évolution des différents paramètres. L'énergie dissipée et donc l'usure croît exponentiellement jusqu'au point de transition. Au delà, sa croissance est linéaire et nous retrouvons une usure de type Archard. Si par un décollement régulier de la surface, le glissement relatif peut être gardé inférieur à l'unité alors nous pourrions diminuer l'usure et l'énergie dissipée. Néanmoins d'autres phénomènes liés à de l'adhésion ou de la fatigue pourraient alors se révéler et seront abordés dans le chapitre suivant.

### 2.3.4 Domaine de validité

Si on s'intéresse au cas où deux solides en contact décrits selon la théorie de Hertz frottent l'un contre l'autre, il convient de vérifier au préalable les conditions suivantes. Les distributions hertziennes de chargement sont non modifiées par le déplacement tangentiel lorsque les deux solides possèdent les mêmes propriétés physiques. Dans le cas où les solides sont constitués de matières différentes, l'influence des caractéristiques mécaniques peut être estimée à l'aide de la variable de Büfler  $\gamma$  et du paramètre  $\beta$  mesurant la différence des propriétés élastiques entre les deux solides donné par Dundurs.

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\frac{1-2\nu_1}{G_1} - \frac{1-2\nu_2}{G_2}}{\frac{1-\nu_1}{G_1} - \frac{1-\nu_2}{G_2}} \right) \quad (2.72)$$

$$\gamma \approx \frac{-\beta \cdot \mu}{\pi} \quad (2.73)$$

avec  $G$  le module élastique de cisaillement.

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (2.74)$$

La distribution hertzienne peut être considérée valable si le module de  $\gamma$  est inférieur à 0,06 la distribution de cisaillement reste inchangée. De même, si le module de  $\beta$  est inférieur à 0,21 avec des coefficients de frottement inférieurs à 1, l'effet des différences de propriétés mécaniques reste négligeable.

### 2.3.5 Modèle de fondation élastique

Le modèle de Hertz suppose que le solide indenté est semi infini. Dans le cas où l'épaisseur du solide est du même ordre de grandeur que le contact, il est plus judicieux de changer de modèle. Le modèle de fondation élastique considère deux corps en contact (couche élastique ou cas du matelas). L'un est considéré comme infiniment rigide (indenteur) et l'autre solide se déforme alors comme s'il était constitué d'un assemblage de poutres sollicitées en compression pure. Les hypothèses prises impliquent que chaque poutre ou segment virtuel n'a pas d'interaction avec ses proches voisins. Les déformations relatives  $\varepsilon_{xx}$

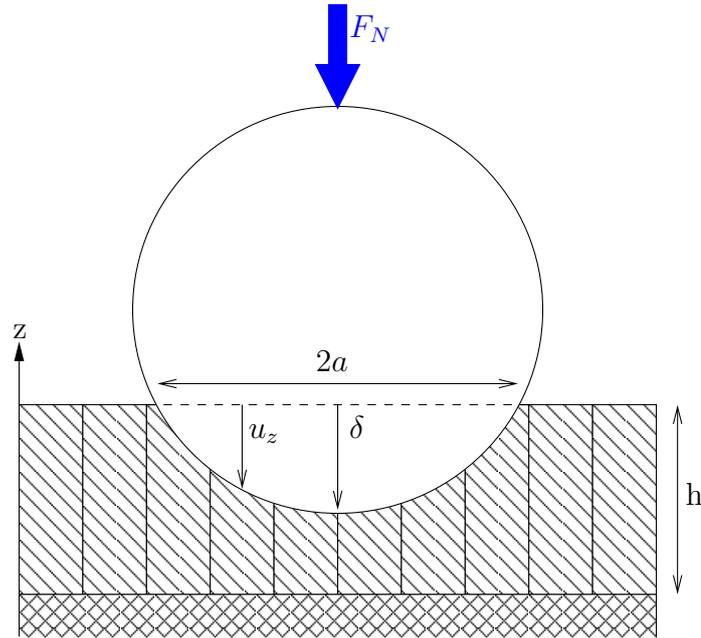


FIG. 2.41 – Modèle de couche élastique. Une couche de matériau élastique repose sur un substrat infiniment rigide et est indentée par une bille infiniment rigide

et  $\varepsilon_{yy}$  sont considérées comme nulles et la contrainte  $\sigma_{zz}$  est uniquement en compression ( $\sigma_{zz} \leq 0$ ). Chaque déformation est alors uniquement dépendante de la pression "locale" normale. Le choix de l'épaisseur de la tranche est laissé libre à l'expérimentateur. Il convient d'adopter une largeur de poutre faible devant les dimensions du contact considéré. Ainsi comme en analyse par éléments finis (FEM) il est judicieux d'adopter un fractionnement ou discrétisation très fine du contact ou même d'adopter un pas variable. Ce modèle de comportement est adapté aux couches minces. Vanel a montré que le modèle de fondation élastique s'applique à l'étude du contact rotor/stator d'un moteur piézoélectrique à onde progressive [Van96]. Il conclut que le modèle de fondation élastique est proche du calcul exact tant que le rapport entre l'épaisseur du substrat de friction  $h$  et la demi-longueur de contact  $a$  reste faible pour un contact cylindre/plan.

Le modèle de fondation élastique se base sur la loi de Hooke sur une tranche élémentaire. Ainsi la pression de contact varie avec l'indentation de la tranche et s'écrit :

$$p(r) = \frac{E^*}{h} u_z(r) \quad (2.75)$$

avec  $h$  l'épaisseur du substrat,  $E^*$  le module élastique réduit du solide indenté et  $u_z$  l'indentation.  $\delta = u_z(0)$  la profondeur de pénétration maximale au centre du contact.

Dans le cas d'un contact sphère/plan, le rayon de contact  $a$  est donné par

l'expression :

$$a = \sqrt{2R\delta} \quad (2.76)$$

La distribution de pression s'écrit :

$$p(r) = E^* \frac{\delta}{h} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (2.77)$$

avec  $r$  la coordonnée polaire dans le plan de contact. La force totale  $F_N$  peut être retrouvée par intégration de  $p$  sur la surface et s'écrit :

$$\delta = \sqrt{\frac{hF_N}{\pi E^* R}} \quad (2.78)$$

$$F_N = E^* \frac{\pi a^4}{4hR} \quad (2.79)$$

Dans le cas d'un contact cylindre/plan de longueur  $L$  (suivant l'axe  $\vec{y}$ ), les expressions des paramètres du contact s'écrivent :

$$a = \sqrt{2R\delta} \quad (2.80)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{hF_N}{\pi E^* R}} \quad (2.81)$$

$$F_N = LE^* \frac{2a^3}{3Rh} \quad (2.82)$$

Dans le cas où l'on souhaite tenir compte de l'élasticité du support de la couche indentée, il faut alors travailler avec un nouveau module d'élasticité composé  $E_c$  :

$$\frac{1}{E_c} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \quad (2.83)$$

### 2.3.6 Le contact plastique

Les relations pour un contact hertzien restent valides tant que la force appliquée n'entraîne pas un début de déformation plastique <sup>7</sup>. La contrainte maximale de Tresca considère que la déformation plastique commence au point où la contrainte atteint une valeur critique :

$$\sigma_e^{max} = \max\{|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|\} = Y \quad (2.84)$$

Condition qui peut s'écrire aussi :

$$\tau^{max} = \max\left\{\frac{1}{2}|\sigma_1 - \sigma_2|, \frac{1}{2}|\sigma_2 - \sigma_3|, \frac{1}{2}|\sigma_3 - \sigma_1|\right\} = \frac{1}{2}Y = k \quad (2.85)$$

Avec  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  les contraintes principales,  $p_0$  et  $p_m$  la pression maximale et moyenne du contact,  $Y$  la contrainte limite de plastification en traction/compression et  $k$  la

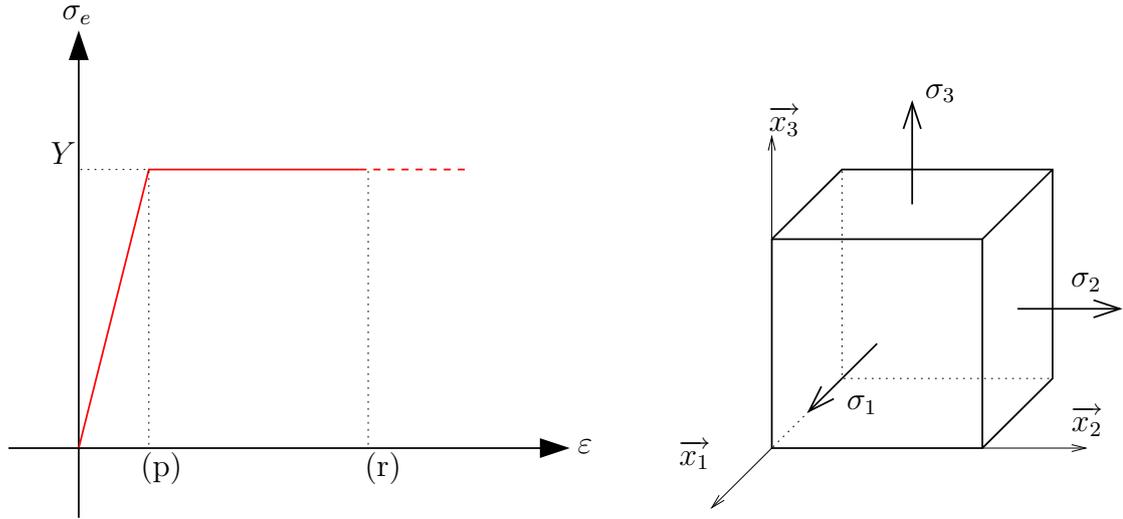


FIG. 2.42 – Comportement d'un Matériau plastique. Lorsque la contrainte équivalente de Tresca ou de Von Mises (calculée à partir des contraintes principales  $\sigma_{1,2,3}$ ) atteint la limite plastique  $Y$  au point (p), le matériau se plastifie. Au delà de ce point le matériau subit une déformation plastique irréversible à contrainte équivalente fixe. Au point (r) le matériau rompt suite à une déformation excessive.

contrainte seuil en cisaillement. De manière analogue, la contrainte maximale de Von Mises considère que la plastification débute lorsque l'énergie de déformation atteint une valeur critique :

$$\sigma_e^{max} = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2Y^2 \quad (2.86)$$

**Seuil de plastification :** Pour un contact de Hertz entre deux sphères, la plastification débute à une profondeur de  $0,48a$  ( $a$  le rayon du contact) et à une valeur de  $0,31p_0$  pour des matériaux dont le coefficient de Poisson vaut  $\nu = 0,3$ . Lors de la plastification les grandeurs caractéristiques du contact sont :

$$p_0 = 1.60Y \quad (2.87)$$

$$p_m = 1.07Y \quad (2.88)$$

$$F_N = 21.2 \frac{R^2 Y^3}{E^{*2}} \quad (2.89)$$

$$\delta = 6.32R \frac{Y^2}{E^{*2}} \quad (2.90)$$

avec  $Y$  la pression limite de plastification du matériau utilisé. Des équations analogues sont définies pour des contacts linéiques et plans (cf. annexe C). Cette première plastification apparaît en sous couche, ce qui explique le phénomène de

<sup>7</sup>La plastification est un phénomène irréversible qui apparaît chez les matériaux ductiles i.e. matériaux qui possèdent une phase élastique et plastique (ex : les aciers et alliages) contrairement aux matériaux fragiles qui observent une rupture juste après la phase élastique (ex : les céramiques). Les caractéristiques de la plastification sont la contrainte limite de plastification en traction/compression  $Y$  ( $\frac{Y}{E} = 50 \sim 500$  pour les métaux et  $25 \sim 50$  pour des céramiques) et  $k$  la contrainte seuil en cisaillement.

fatigue et fissuration. En effet la fissure apparaît sous le contact et remonte vers la surface. C'est parce que la rupture a suivi la plastification dans les endroits où la contrainte est trop forte. Si la force normale continue d'augmenter, la taille de la zone plastifiée augmente elle aussi. Le contact est alors élasto-plastique : la partie du solide plastifiée est supportée par le reste. La partie plastifiée forme une coque qui est une couche intermédiaire entre le corps indenteur et le corps indenté (cf. 2.43). Le contact purement plastique commence lorsque la pression moyenne atteint une valeur critique, la pression d'écoulement :

$$p_m = H = 2.8Y \quad (2.91)$$

avec  $H$  la dureté du matériau. Cette relation est valable pour les matériaux ductiles. Toutefois, les travaux de Bhushan [Bhu95] montrent qu'il existe une dépendance entre la profondeur d'indentation et la dureté effective : plus l'indentation est faible plus la dureté est forte.

La dureté plastique  $H$  d'un matériau ou pression d'écoulement, est définie comme la pression moyenne de contact <sup>8</sup> :

$$H = p_m = \frac{F_N}{A} \quad (2.92)$$

Avec  $A$  l'aire de contact. Pour les métaux, le domaine plastique pur est atteint lorsque :

$$H = p_m = \frac{F_N}{A} = 3Y \quad (2.93)$$

L'aire de contact est alors proportionnelle à la charge normale  $F_N$ . La zone de pression restante i.e.  $Y < p_m < 3Y$  est la zone élasto-plastique. Pour chacun de ces trois domaines, la pression moyenne du contact sphère/plan est définie [Geo00].

Pour un contact purement élastique :

$$p_m = \frac{4E^*a}{9\pi R} \quad (2.94)$$

Pour un contact élasto-plastique :

$$p_m = \frac{2}{3}(1.7Y + Y \ln(\frac{E^*a}{3YR})) \quad (2.95)$$

Pour un contact purement plastique :

$$p_m = \frac{F_N}{A} = 3Y \quad (2.96)$$

---

<sup>8</sup>Pour mesurer la dureté d'un matériau, des essais normalisés sont définis comme l'essai Vickers. Il consiste à indenter un matériau avec une pyramide à base carrée dont les faces font un angle de 136°. L'aire projetée de l'empreinte résiduelle prend alors la forme d'un carré de diagonale  $D$ . La dureté Vickers est définie comme :  $H_v = 1,854 \frac{F_N}{D^2}$ . L'unité Vickers est équivalente à  $10^7 Pa$ .

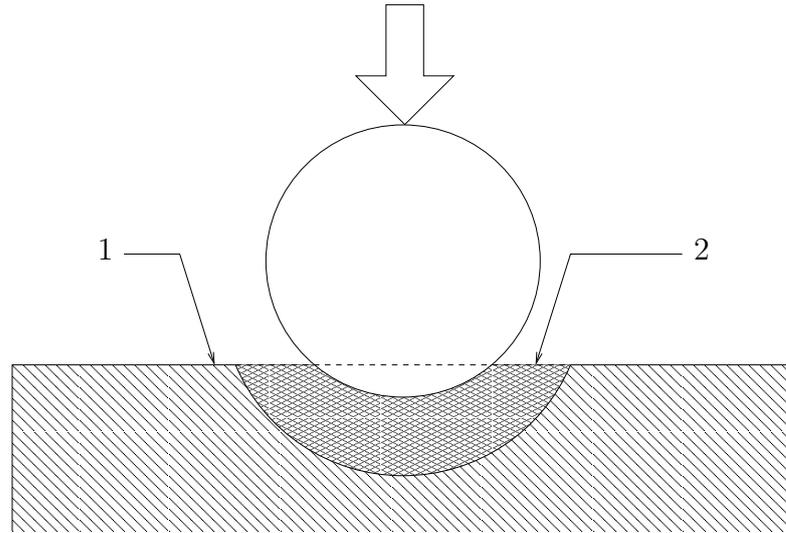


FIG. 2.43 – Contact sphère/plan en régime élasto-plastique. -1- Zone élastique, -2- Zone plastifiée.

L'indentation résultante  $\delta$  de cette plastification peut être approximée selon Johnson par la relation [Joh85] :

$$\delta = \frac{a^2}{R} \quad (2.97)$$

L'effort normal est alors proportionnel à l'aire de contact mais aussi à l'indentation :

$$\frac{F_N}{F_{Ny}} = 0.81 \left( \frac{\delta \cdot E^{*2}}{R Y^2} \right) = 5.5 \frac{\delta}{\delta_Y} \quad (2.98)$$

Selon Johnson et pour des métaux, la condition de régime purement plastique a lieu lorsque  $\frac{E^* a}{R Y^2} \simeq 40$ , i.e.  $\frac{P}{P_Y} = 400$ . Donc le domaine purement plastique n'intervient que lors de très fortes sollicitations. Sachant que pour les aciers le rapport  $\frac{E}{Y}$  peut varier entre 50 et 500 et que  $E \simeq 200 \text{ GPa}$ , la contrainte de début de plastification est environ de  $4 \text{ GPa}$ . La complète plastification a alors lieu pour des pressions de l'ordre de  $16 \text{ GPa}$ .

Les métaux sont utilisés fréquemment dans le domaine élasto-plastique car leur zone purement élastique est rapidement atteinte au vue des topographies de surface et des pressions mises en jeu. Hormis le cas particulier de l'écrasement, les contraintes sont inférieures à la limite de plastification. Une fois plastifiées, les pièces perdent leurs formes, leurs tenues mécaniques et conduisent à la rupture. Dans le dimensionnement des systèmes mécaniques et notamment dans la conception de moteurs, les contraintes sont gardées bien inférieures à la limite de première plastification.

## 2.4 Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface

### 2.4.1 Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques

Les hypothèses de calcul du modèle de Hertz impliquent que les surfaces en contact soient non rugueuses. Or aucune surface n'est parfaitement lisse et présente une rugosité aussi faible soit elle. Cette rugosité est issue de son mode de fabrication (coulage, laminage,...) ou des transformations de mise en forme (usinage, polissage,...). Dès lors les relations hertziennes se justifient-elles puisque cette condition ne sera jamais vérifiée? En 1996, des études par analyse numérique ont été menées par Sayles dans le cas d'un contact bille-plan rugueux [Say96]. La bille était plus dure que le plan et était polie, et le plan présentait un profil rugueux (plus significatif que celui de la bille polie). Ces études ont montré que le contact restait élastoplastique. La pression est répartie sur les aspérités portantes qui se plastifient. La pression locale est donc liée à la dureté du plan ( $p_m = H$ ). Toutefois, la forme générale du contact est conforme aux lois hertziennes et donc contrôlée par l'élasticité. Ainsi un contact peut être dominé soit par le contact macroscopique ou le contact microscopique.

Les travaux de Greenwood et Tripp montrent l'impact de la rugosité sur le calcul des paramètres de contact hertzien [Gre67]. Ils ont considéré une bille rugueuse mise en contact sur un plan rugueux et les ont sollicités dans le domaine élastique. Selon la théorie de Hertz, le contact soumis à une force normale  $F_N$  est de forme circulaire de rayon  $a_h$ , une indentation  $\delta_h$  et une pression moyenne  $p_{mh}$ . En réalité, les surfaces rugueuses soumises à ce même effort  $F_N$  forment un contact de rayon  $a$ , une indentation  $\delta$  et une pression moyenne  $p_m$ . Greenwood et Tripp introduisent le paramètre  $\frac{\sigma}{\delta_h}$  avec  $\sigma$  l'écart type de la rugosité de surface équivalente. Ce paramètre permet de corriger les calculs de Hertz pour tenir compte de l'impact de l'état de surface (cf. fig 2.44). Il apparaît que si  $\frac{\sigma}{\delta_h} < 0,05$  la rugosité ne modifie pratiquement pas le rayon de contact hertzien. Dès que les rugosités ont un rayon proche d'un dixième du rayon de courbure du solide, le phénomène rugueux devient prépondérant et il convient de traiter au cas par cas chaque aspérité en discrétisant le problème du contact. Cela dit, il convient de ne pas adopter le terme de "rugosité" pour de telles dimensions mais de défauts de forme.

### 2.4.2 Etude des surfaces rugueuses

Une surface est caractérisée par son profil  $z(x)$  où  $z$  est la hauteur des points de la surface (cf. fig 2.45). L'origine est centrée sur la hauteur moyenne du profil ( $z = 0$ ). L'amplitude du profil moyen de rugosité  $Ra$  est définie comme :

$$R_a = \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} z \cdot dx \quad (2.99)$$

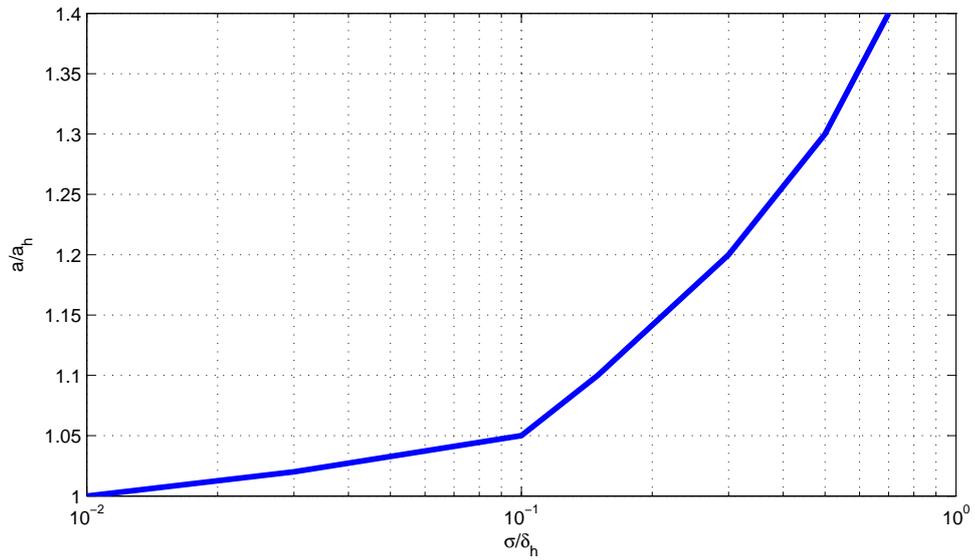


FIG. 2.44 – Evolution du rayon de contact  $\frac{a}{a_h}$  en fonction de la rugosité  $\frac{\sigma}{\delta_h}$  [Gre67, Geo00].

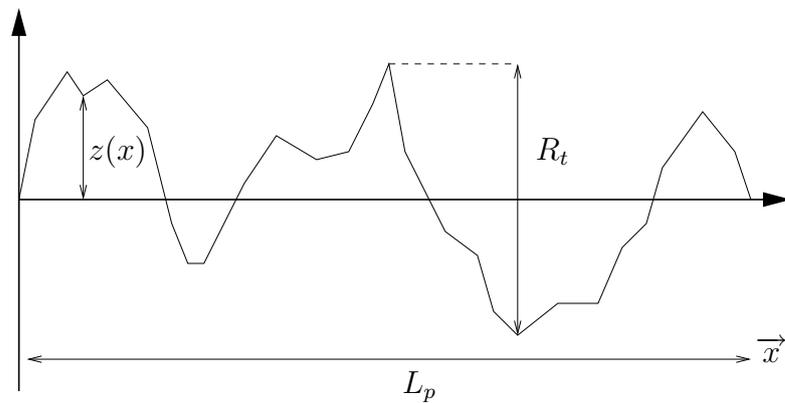


FIG. 2.45 – Exemple de trace profilométrique

L'écart type de la distribution  $\sigma$ <sup>9</sup> est défini comme :

$$\sigma^2 = \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} z^2 . dx \quad (2.100)$$

La distribution  $\phi(z)$  définit la répartition des sommets de hauteur  $z$  et peut être gaussienne, exponentielle ou autre. Typiquement, elle est considérée gaussienne  $\phi(z) = g(z)$  avec :

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (2.101)$$

$\Phi$  est appelée distribution cumulative<sup>10</sup> et indique le nombre de sommets dont la hauteur dépasse  $z$  :

$$\Phi(z) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{2}} . dz \quad (2.102)$$

La hauteur entre les sommets les plus hauts et les vallées les plus profondes s'appelle la hauteur crêtes/crêtes  $R_t$  et vaut :

$$R_t \simeq 6\sigma \quad (2.103)$$

$R$  ou  $\beta$  est le rayon de courbure des aspérités qui est supposé constant sur toute la surface.

Un autre paramètre important d'une surface rugueuse est la portance. Elle définit le pouvoir de retenue d'un lubrifiant par capillarité et également son étanchéité. La portance s'exprime comme le rapport entre l'aire totale de contact (obtenu par tronquage des altitudes de rugosité) et celle du plan de tronquage considéré. La courbe de portance est la courbe représentant l'évolution du taux de portance suivant le niveau de coupe :

$$\Phi(c) = \int_c^{z_{max}} \phi(x, y) . dz \quad (2.104)$$

Le taux de portance est le rapport entre la longueur portante (ou la surface portante) et la longueur d'observation  $L_p$  (ou la surface d'observation).

$L_p$  est la longueur d'étude choisie pour extraire les paramètres tribologiques. Elle revêt un choix pertinent dans l'étude topographique : elle correspond à l'échelle que l'on veut utiliser. La figure 2.46 montre l'exemple de deux profils issus de

<sup>9</sup>Les paramètres  $\sigma$  et  $R_a$  sont liés. Dans le cas d'une distribution gaussienne des hauteurs  $\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} R_a$ . Si le profil est considéré comme une sinusoïde, alors :  $\sigma = \frac{\pi}{\sqrt{8}} R_a$  [Geo00]

<sup>10</sup>Les valeurs de  $\Phi(\frac{z}{\sigma}) = 0,05$  correspond aux sommets actifs de la surfaces qui vont subir en premier le contact. La valeur  $\Phi(\frac{z}{\sigma}) = 0,8$  correspond aux vallées profondes de la surface.

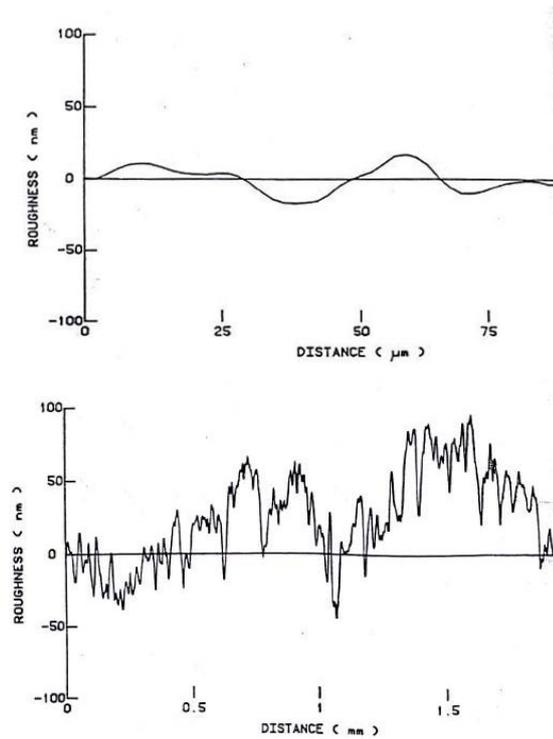


FIG. 2.46 – Profil de surfaces rugueuses [Kog].

la même surface mais pris avec deux longueurs d'étude différentes ( $100 \mu m$  et  $2 mm$ ). Il est plus facile de déceler une périodicité sur une grande longueur  $L_p$ . Les critères d'étude des profils sont en ce point semblables à ceux que nous utilisons en analyse des signaux : suivant la fenêtre de capture nous nous limitons à une bande fréquentielle précise. Le choix de  $L_p$  joue sur le filtrage de la mesure et donc les échelles de rugosité dépendent de la longueur de mesure. Sayles et Thomas [Say96] ont montré que l'écart type de la distribution des profils augmente avec l'échelle de longueur :

$$\sigma^2 \propto L_{mes} \quad (2.105)$$

Les surfaces sont issues de processus de finition qui travaillent la surface de manière régulière (ex. machine outil). Le profil a tendance à présenter une périodicité qui dépend de la qualité de la finition, la vitesse d'exécution, la qualité de l'outil,... (ex. un tournage engendre un sillon en spirale de forme régulière). De même, la direction prise pour cette longueur est essentielle : les surfaces sont rarement isotropes et présentent des axes topographiques privilégiés (ex. dans le sens normal au passage de l'outil). Il convient alors d'exécuter plusieurs analyses 2D pour extraire des gabarits de paramètres tribologiques.

L'étude des propriétés des surfaces rugueuses s'effectue traditionnellement en deux dimensions à cause des appareils de mesures (palpeur, laser) qui gênent des profils de coupe de surface (cf. figure 2.46). Aujourd'hui les appareils permettent d'analyser directement des surfaces entières et permettent une étude en trois di-

mensions. Les paramètres en 2D sont alors étendus aux études en 3D <sup>11</sup>.

### 2.4.3 Modèle de Greenwood-Williamson

Greenwood et Williamson (1966) montrent que deux surfaces planes rugueuses en contact sur une aire apparente  $A$  peuvent être modélisées par un plan rigide et parfaitement poli en contact avec une surface rugueuse dont l'écart type de la distribution  $\sigma$  est déterminé par [Gre66, Bhu01b] :

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (2.106)$$

Avec  $\sigma_{1,2}$  l'écart type de chacune des surfaces d'étude. Le modèle de Greenwood

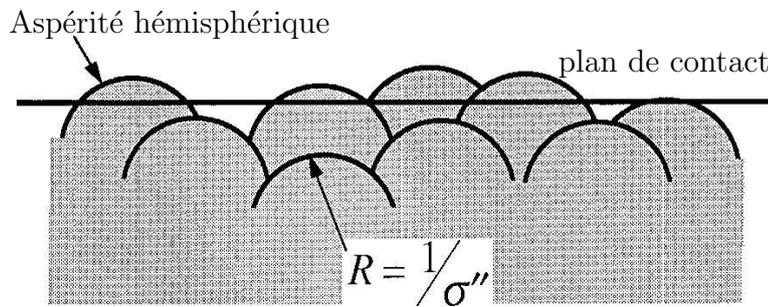


FIG. 2.47 – Modèle de Greenwood-Williamson

et Williamson (GW) considère que la surface rugueuse est composée d'aspérités hémisphériques ayant toutes le même rayon de courbure  $R$ .

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.107)$$

Avec  $R_{1,2}$  les rayons de courbure des deux surfaces. La hauteur des sommets est distribuée aléatoirement autour d'une ligne moyenne située à une distance de séparation  $d$ . La distribution est alors considérée comme gaussienne  $g(z)$  centrée autour de la ligne de séparation et dont la déviation standard ou écart type est  $\sigma$ .

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (2.108)$$

Les sommets sont supposés distribués uniformément sur toute la surface apparente de contact  $A$ . La densité de sommet est notée  $D$  (Unité : *sommets.m*<sup>-2</sup>). La probabilité  $\Phi$  qu'un sommet rentre en contact avec le plan rigide situé à une distance  $d$  est :

$$\Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) = \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} g(z_s) \cdot dz_s \quad (2.109)$$

<sup>11</sup>Par exemple, le nombre de sommets par unité de surface  $D_S$  ou  $\eta_S$  est relié au nombre de sommets par unité de longueur de profil  $D_L$  ou  $\eta_L$  :  $1,2D_L^2 < D_S < 1,8D_L^2$

Avec  $\bar{z}_s$  la hauteur d'un sommet normalisée par la déviation standard  $\sigma$ . Le nombre de contact de sommets par unité d'aire est donc :

$$N = D. \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} g(\bar{z}_s).d\bar{z}_s = D.\Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) \quad (2.110)$$

$\delta$  est la déformation (notée aussi  $w$ ) et s'exprime :

$$\delta = w = z_s - d \quad (2.111)$$

Chaque sommet comprimé par un déplacement  $\delta$  forme un microcontact de forme circulaire. Le rayon de ce contact est  $a$  et vaut dans le cas élastique :

$$a = \sqrt{R(z_s - d)} \quad (2.112)$$

$$A_n = \pi R a^2 \quad (2.113)$$

Avec  $A_n$  l'aire du contact  $n$  ainsi formé. Dans le cas plastique, l'aire  $A_n$  vaut :

$$A_n = 2\pi R \delta \quad (2.114)$$

La force nécessaire pour assurer cette déformation est  $F_n$ .

Pour un contact élastique :

$$F_n = \frac{4}{3} E^* R^{\frac{1}{2}} \delta^{\frac{3}{2}} \quad (2.115)$$

Pour un contact plastique :

$$F_n = 6\pi Y \delta \quad (2.116)$$

Avec  $E^*$  le module d'Young equivalent et  $Y$  la contrainte limite de pression. L'aire réelle de contact  $A_r$  est :

$$\frac{A_r}{A} = \pi R \sigma D \Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) \quad (2.117)$$

La force totale sur le contact est :

$$\frac{F_N}{A} = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \sigma^{\frac{3}{2}} D \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} \left(\frac{d}{\sigma} - z_s\right)^{\frac{3}{2}} g(z_s) dz_s \quad (2.118)$$

Les trois paramètres principaux du model GW sont donc  $R$  le rayon de courbure,  $\sigma$  la déviation standard et  $D$  la densité de sommet. Il est intéressant de noter que pour une distribution gaussienne  $A_r \propto F_N^{0,95}$ , ce qui est en accord avec la loi d'Amontons qui stipule que l'aire de contact est proportionnelle à la force normale.

De même le nombre de contact  $N$  est proportionnel à l'effort appliqué  $F_N$  et non à la pression de contact  $p$  :

$$N = \frac{A_r}{a^2} \simeq \frac{A_r}{\sigma R} = \frac{F_N}{H\sigma R} \quad (2.119)$$

Cette propriété confirme les lois énoncées empiriquement par Coulomb et Amon-ton. La pression de contact  $p$  peut être calculée :

$$p = \frac{F_N}{A_r} \simeq 0,4.E^* \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (2.120)$$

La plasticité apparaît lorsque  $p = 1,1Y = 0,39H$ . De cette relation, un indice de plasticité  $\Psi$  est défini :

$$\Psi = \frac{E^*}{H} \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (2.121)$$

Quand  $0 < \Psi < 1$  le contact est de nature élastique et quand  $\Psi > 1$  le contact commence à se plastifier.

Cependant le modèle de GW qui est largement utilisé, possède des failles. Tout d'abord, les aspérités sont supposées n'avoir aucune interférence mécanique entre elles. Elles sont toutes considérées comme indépendantes : cette hypothèse est correcte pour une répartition uniforme et des rayons de grandes courbures. De plus, le calcul des paramètres de surface rugueuse comme  $\sigma$  est dépendant de la longueur d'observation  $L_{mes}$ . Donc le modèle n'est pas absolu et est dépendant de l'appareil de topographie utilisé. De plus, des profils de surface peuvent avoir plusieurs rayons de courbure typiques : une pièce issue du tournage peut voir des dispersions de coupe à cause de la vibration de l'outil ou de la pièce même, d'une usure progressive de l'outil,... Il conviendrait alors de choisir la plus petite distance d'étude pour "caler" le modèle sur les plus petites tailles d'aspérités. C'est ce que propose le modèle de Majumdar-Bhushan. Ce modèle se base sur une représentation fractale du profil de surface et s'applique aux contacts élastiques et plastiques. Le modèle de MB prend en compte la diversité des rayons de courbures représentatifs et la transition élastique/plastique pour chacun d'eux. Dans les cas que nous traitons ici, nous considérerons que les surfaces ont subi un processus de finition ou un rodage permettant de dégager un profil régulier (ex : stries répétitives).

#### 2.4.4 Modèle simplifié de Arnell

Nous pouvons utiliser un modèle de Arnell qui est un modèle de Greenwood-Williamson simplifié [Arn91]. Il ne tient pas compte de la répartition aléatoire des hauteurs des sommets. Le contact entre deux surfaces rugueuses se modélise comme l'interaction entre une surface parfaitement lisse et une surface composée d'aspérités hémisphériques identiques disposées à la même altitude  $z$  comme représenté sur la figure 2.48. La théorie de Hertz permet de prédire le comportement du modèle. Soit  $F_{Ni}$  la force normale sur chaque aspérité et  $F_N$  l'effort normal total qui

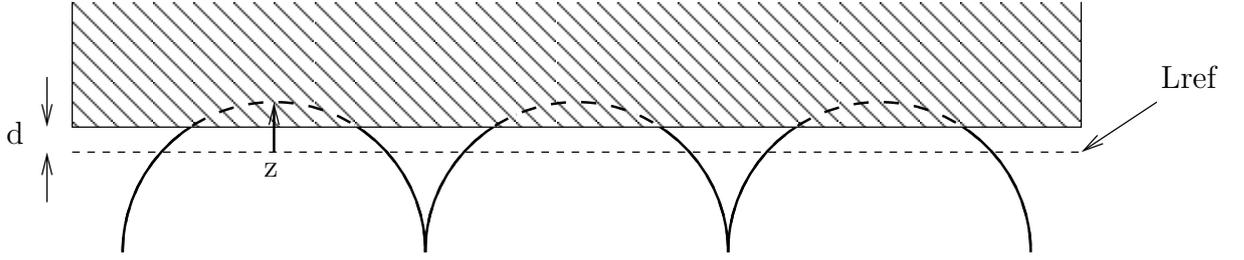


FIG. 2.48 – Contact entre une surface lisse et un contact rugueux idéalisé: modèle de Arnell.  $L_{ref}$  est la ligne de référence moyenne,  $d$  la distance entre le plan rigide et  $L_{ref}$  et  $z$  la hauteur des aspérités

presse les surfaces en contact. Si  $n$  est le nombre d'aspérités distribuées de manière identique :

$$F_N = n.F_{Ni} = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}(z-d)^{\frac{3}{2}} \quad (2.122)$$

$$F_N = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}\left(\frac{A_i}{\pi R}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.123)$$

L'enfoncement  $\delta$  vaut :

$$\delta = z - d = \sqrt[3]{\frac{9F_N^2}{E^{*2}R}} \quad (2.124)$$

La surface de contact  $A_i$  de l'aspérité  $i$  est circulaire de rayon  $a$  et nous notons l'aire totale de contact  $A$  :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3F_N R}{4E^*}} = \sqrt{\delta R} \quad (2.125)$$

$$A_i = \pi a^2 = \pi R \delta \quad (2.126)$$

Donc la force totale normale est fonction de chaque aire élémentaire :

$$F_N = n.F_{Ni} = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}(z-d)^{\frac{3}{2}} \quad (2.127)$$

$$F_N = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}\left(\frac{A_i}{\pi R}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.128)$$

Nous pouvons alors lier l'effort total à l'aire de contact réelle  $A$  :

$$F_N = \left(\frac{4E^*}{3\sqrt{\pi n R}}\right)A^{\frac{3}{2}} \quad (2.129)$$

L'aire de contact réelle est donc proportionnelle à la force normale à la puissance deux tiers. Mais si nous considérons que l'effort de friction  $F_T$  est proportionnel à l'aire de contact  $A$  (principe du frottement par adhésion) alors il y a désaccord avec la loi d'Amontons qui implique la proportionnalité stricte. En réalité il faut tenir compte de la plastification des aspérités. Si  $Y$  est la contrainte limite de plastification, alors la force sur chaque aspérité  $F_{Ni}$  est :

$$F_{Ni} = Y A_i = 2Y \pi R (d - z) \quad (2.130)$$

et donc :

$$F_N = nF_{Ni} = YA \quad (2.131)$$

Nous retrouvons alors l'accord avec les lois d'Amontons.

## 2.5 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons cherché à présenter, comprendre et modéliser les mécanismes du frottement. L'étude du frottement se révèle une tâche complexe mettant en jeu plusieurs phénomènes d'origine mécanique ou chimique. Le frottement se manifeste par des forces de frottement qui s'opposent au déplacement relatif des corps en contact, mais aussi par leur usure. Ces deux mécanismes sont très dépendants l'un de l'autre. Par exemple, lorsque deux solides frottent l'un sur un autre, les contraintes générées vont être suffisamment fortes pour plastifier et arracher des morceaux de matière. Ces particules plus ou moins grosses, sont dans un premier temps prisonnières du contact mais par la suite, peuvent y circuler puis s'en extraire. Durant leur parcours, elles vont devenir un troisième corps qui sera une interface et modifie les conditions initiales. Des particules dures vont venir rouler, provoquant des rayures qui à leur tour vont générer des copeaux, aggravant ainsi le phénomène. A l'inverse des particules molles, vont se déformer et s'agglomérer pour former une couche protectrice possédant une faible résistance au cisaillement. Le temps où l'histoire du contact prend alors une place essentielle dans le comportement tribologique du contact. De ce fait, les paramètres à prendre en compte sont à la fois les contraintes extérieures comme les pressions ou les cisaillements (chargement normal et tangentiel propre à système étudié), les conditions d'environnement (milieu humide/sec, température, ...) que les contraintes spécifiques au contact (géométrie du contact, présence de lubrifiant, propriétés des matériaux,...). C'est cette multiplicité et cette dépendance mutuelle qui sont complexes à modéliser. Des mécanismes élémentaires sont définis comme l'adhésion, l'abrasion, la fatigue, l'érosion ou le fretting et ils peuvent se combiner au sein d'un même système. Particulièrement, nous avons décrit dans ce deuxième chapitre l'évolution d'un contact sec à deux corps susceptible de se produire dans un contact piston/chemise.

Plusieurs niveaux d'étude sont possibles pour décrire et modéliser le frottement. Des modèles macroscopiques lient les forces en présence comme la loi de Coulomb ou prédisent l'usure comme la loi d'Archard. La simplicité de ces lois cache l'évolution des contacts et elles ne sont généralement satisfaisantes que lorsque le rodage du système est terminé. Dans la plupart des cas, le temps de rodage est faible devant le temps de vie du contact, ce qui justifie leur emploi. Les constantes utilisées (coefficient de frottement dynamique, taux d'usure, ...) sont alors mesurées expérimentalement, nécessitant une phase de caractérisation préalable. Dans d'autre cas, le contact évolue en permanence et nécessite une autre approche. Un niveau plus fin d'expertise prend en compte la déformation des solides, la répartition des contraintes et les conditions locales de sollicitation.

Il n'est plus question de lois macroscopiques, mais de relations locales intégrées sur la surface de contact. Les études de fretting en sont un bon exemple lorsque les zones de collage ou de glissement sont déterminées et le temps ou la distance parcourue  $y$  sont pris en compte. La modélisation du frottement dépend donc du degré de représentativité que l'on souhaite obtenir.

Le frottement est une source de pertes énergétiques diminuant le rendement du dispositif. C'est une source de perte de fonctionnalité lorsque l'usure dégrade les roulements ou grippe des surfaces. La solution pour éliminer le frottement est d'introduire un troisième corps ou un lubrifiant au contact. Celui-ci se caractérise par une faible résistance au cisaillement tout en assurant la transmission des efforts normaux. Ce lubrifiant peut être liquide comme l'huile des moteurs ou solide comme le graphite et le silicone. Les contraintes sont alors transmises au lubrifiant qui se déforme épargnant ainsi les surfaces. Ce lubrifiant possède un pouvoir de recombinaison qui permet d'entretenir le mécanisme. Malheureusement, l'emploi de lubrifiant est soumis aux conditions extérieures imposées par le milieu. Par exemple, un milieu sous vide comme l'espace interdit l'emploi de lubrifiant liquide qui se vaporise ou ne peut pas rester confiné dans le contact. Dans le cas d'un moteur à combustion interne, l'huile n'est présente dans le contact que par le pouvoir de capillarité de la chemise et partiellement brûlée lors de l'explosion du mélange. De plus, les fortes pressions de contact chassent l'huile, redonnant alors un contact sec ou mixte. La solution consiste à augmenter les surfaces portantes ou à augmenter l'apport d'huile. Cette dernière solution est utilisée dans les moteurs. Si cela n'est pas suffisant, un choix de matériaux comme des céramiques pour les jupes de pistons peut être fait pour atténuer l'impact du frottement sec. Mais toutes ces solutions qui font l'objet de recherches permanentes sont purement passives. La nature du contact est subie et les seuls degrés de liberté sont sur l'emploi de lubrifiant ou de matériaux. Actuellement, cette recherche semble s'essouffler et ne garantit plus une progression rapide, pénalisant la compétitivité. Une rupture technologique est donc à envisager pour accroître encore la réduction du frottement. A la place d'une lubrification purement passive, il est possible d'opter pour une **lubrification active**. L'introduction de vibrations dans le contact permet de modifier les conditions de frottement en passant d'un système en régime permanent à un système constamment en régime transitoire. Les outils de modélisation, développés dans ce chapitre, nous permettent de mettre en évidence un certain nombre de points exploitables en vue d'une réduction des pertes par frottement et d'une manière plus générale le contrôle des forces de frottement. Cette solution sera présentée dans le chapitre suivant.



## **Chapitre 3**

### **La lubrification électroactive : Contrôle du frottement par contact actif**

## 3.1 Introduction

La lubrification active repose sur l'utilisation de vibrations afin de modifier les conditions tribologiques d'un contact. En particulier, son utilisation vise la réduction des forces de frottement. En général, ces forces sont des inconvénients :

- Elles introduisent des non-linéarités qui rendent plus complexes les procédés de régulation. Le frottement sec provoque des non-linéarités d'ordre 1, ce qui interdit a priori toutes techniques d'automatique linéaire classique.
- Elles augmentent le degré de complexité des mécanismes articulés comme les guidages ou les roulements. Elles introduisent du porte à faux et du blocage.
- Elles sont la source de dissipation d'énergie qui se traduit par une chute du rendement. L'énergie ainsi dissipée est absorbée par l'environnement extérieur qui peut produire des dégradations de surfaces entraînant à terme la perte de fonctionnalité d'un mécanisme (ex : une particule dure dans un engrenage).

Les forces de frottement ne sont pas les seuls effets du frottement, l'usure est aussi un effet du frottement pouvant provoquer la dégradation d'un système. Nous avons montré à travers les chapitres précédents que ces deux phénomènes sont liés et quasiment indissociables. Il est possible d'interpréter l'usure comme une conséquence des forces de frottement : le travail perdu par ces forces dissipatives est converti en énergie. Cette énergie est utilisée pour modifier et briser la structure des solides en contact. Une conclusion rapide permet alors de penser que réduire les forces de frottement va réduire l'usure et donc préserver l'intégrité du système. C'est en effet le cas pour des contacts utilisant des lubrifications traditionnelles (huiles, graphite, silicone,...). Celles-ci interposent entre les deux surfaces un troisième corps à faible résistance de cisaillement qui subit la contrainte normale (pression) et tangentielle (frottement). Cette contrainte se traduit par une déformation du lubrifiant. A l'extrême, les paliers magnétiques assurent une usure nulle puisqu'il n'y a pas de contact solide entre les éléments. C'est la pression magnétique qui permet de compenser la force normale qui charge le contact. De plus, si l'effet de vibrations basses fréquences sur les contacts a fait l'objet de recherches, l'étude de contacts en déplacement de grandes amplitudes soumis à des vibrations n'a pas été abordée dans la littérature.

## 3.2 Effet d'une sollicitation tangentielle au plan de contact

### 3.2.1 Les forces de frottement

Les lois de Coulomb peuvent décrire la réduction de frottement observée lorsque des vibrations sont présentes et cela malgré leur simplicité. Considérons un solide

glissant sur un plan et animé d'une vitesse constante  $\vec{v}_0$  comme présenté sur la figure 3.1.

$$\vec{v}_0 = V_0 \cdot \vec{x} \quad (3.1)$$

Nous nous intéressons à l'effet d'une oscillation alternative sinusoïdale, qui surimpose une vitesse  $\vec{v}(t)$  de pulsation  $\omega$  (période T) et d'amplitude V au mouvement d'origine.

$$\vec{v}(t) = V \cdot \sin(\omega t) \cdot (\cos(\theta) \cdot \vec{x} + \sin(\theta) \cdot \vec{y}) \quad (3.2)$$

$\theta$  est l'angle entre la direction de la vitesse  $\vec{v}_0$  et la vitesse surimposée  $\vec{v}(t)$ . En décomposant la vitesse résultante sur chaque axe définissant le plan de glissement, nous obtenons les relations suivantes :

$$\vec{v}_r = \vec{v}_0 + \vec{v}(t) = v_x \cdot \vec{x} + v_y \cdot \vec{y} \quad (3.3)$$

$$v_x = V_0 + V \cdot \sin(\omega t) \cdot \cos(\theta) \quad (3.4)$$

$$v_y = V \cdot \sin(\omega t) \cdot \sin(\theta) \quad (3.5)$$

D'après la loi de Coulomb, nous pouvons donner l'expression des forces de frottement parallèles  $\vec{F}_x(t)$  et transversales  $\vec{F}_y(t)$  :

$$\vec{F}(t) = -\mu F_N \frac{\vec{v}}{\|\vec{v}(t)\|} \quad (3.6)$$

$$\vec{F}_x(t) = \vec{F}(t) \cdot \vec{x} = -\mu F_N \frac{v_x}{\|\vec{v}(t)\|} \quad (3.7)$$

$$\vec{F}_y(t) = \vec{F}(t) \cdot \vec{y} = -\mu F_N \frac{v_y}{\|\vec{v}(t)\|} \quad (3.8)$$

Soit :

$$\vec{F}_x(t) = -\mu F_N \frac{V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2 + (V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2}} \quad (3.9)$$

$$\vec{F}_y(t) = -\mu F_N \frac{V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2 + (V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2}} \quad (3.10)$$

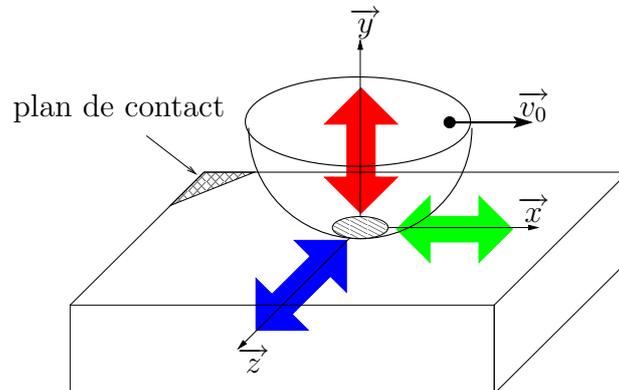


FIG. 3.1 – Directions des vibrations.

Avec  $\mu$  le coefficient de frottement dynamique. Elles sont opposées au sens du mouvement et proportionnelles à l'effort normal  $\vec{F}_N$ . Les efforts de frottement moyens  $\overline{F_x}$  et  $\overline{F_y}$  peuvent donc être calculés en intégrant chaque composante sur une période de vibration :

$$\overline{F_x} = \frac{-\mu F_N}{T} \cdot \int_0^T \frac{V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2 + (V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.11)$$

$$\overline{F_y} = \frac{-\mu F_N}{T} \cdot \int_0^T \frac{V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0 + V \cos(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2 + (V \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.12)$$

### 3.2.1.1 Effet d'une oscillation parallèle $\theta = 0$

Dans le cas particulier où nous considérons une oscillation parallèle au mouvement, l'expression des forces de frottement moyennes est :

$$\overline{F_x} = \frac{-\mu F_N}{T} \cdot \int_0^T \frac{V_0 + V \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0 + V \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.13)$$

$$\overline{F_y} = 0 \quad (3.14)$$

Nous pouvons définir un coefficient de frottement apparent ou macroscopique  $\mu_a$  tel que :

$$\mu_a = \frac{\overline{F_x}}{F_N} = \frac{-\mu}{T} \cdot \int_0^T \text{sign}\{V_0 + V \cos(\omega t)\} \cdot dt \quad (3.15)$$

L'évolution du coefficient de frottement relatif  $\mu_r = \frac{\mu_a}{\mu}$  en fonction du taux de vitesse relatif  $\xi = V/V_0$  est représentée sur la figure 3.2. Nous pouvons remarquer que la surimposition de vibrations fait changer le signe de la force de frottement dès que  $\xi > 1$  puisque la vitesse globale instantanée change alors aussi de signe. La vitesse moyenne du solide ne change pas et est toujours égale à  $V_0$ . En revanche, intégré sur une période, l'effort macroscopique résultant  $\overline{F_T}$  est diminué. Ce principe dit de superposition repose sur les hypothèses suivantes :

- Le coefficient de frottement est toujours dynamique. Le contact est considéré rigide et n'autorise pas d'accommodation des surfaces. Les phases de collage ne sont pas prises en compte.
- La valeur du coefficient de frottement est indépendante de la vitesse.

Pour se placer dans ce cadre, il convient alors de bien choisir le couple amplitude  $A$  / fréquence  $f$  de la vibration pour une vitesse donnée  $V = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot A$ . Pour pouvoir négliger la transition statique/dynamique qui intervient forcément au passage par 0 de la vitesse instantanée, l'amplitude doit être grande devant la distance d'accommodation. Celle-ci est fonction de la rugosité de surface et du chargement normal  $F_N$ .

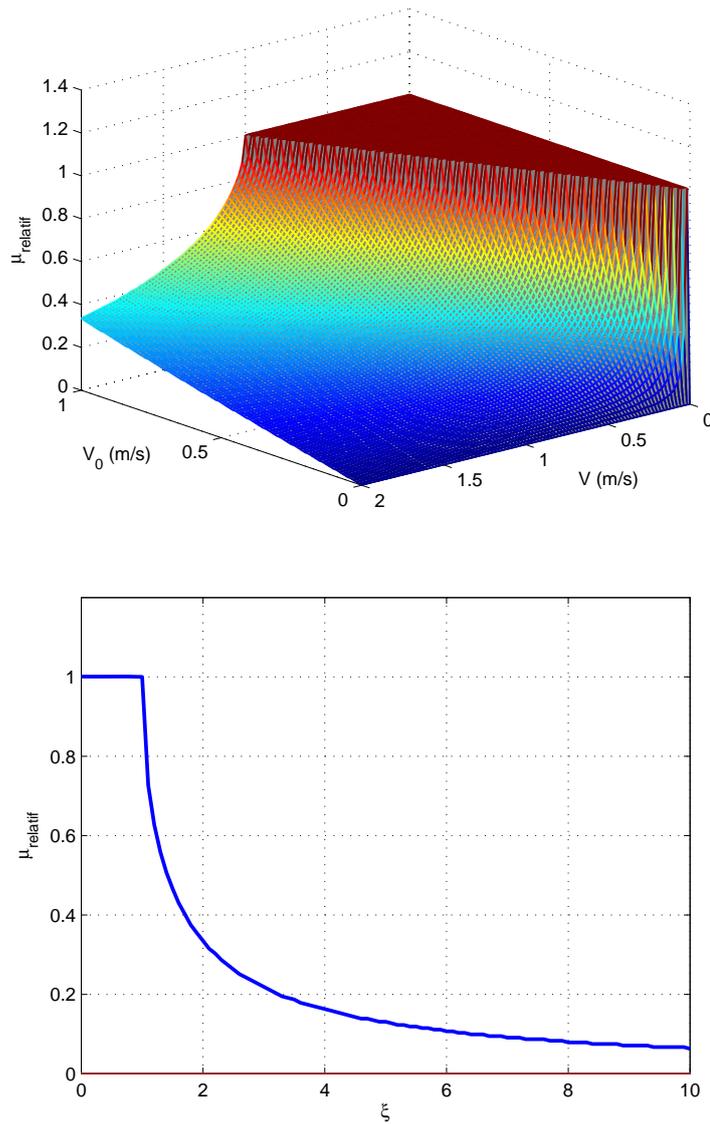


FIG. 3.2 – Evolution du coefficient de frottement relatif  $\mu_r$  en fonction des vitesses  $V$  et  $V_0$  et de la vitesse relative  $\xi$  pour  $\theta = 0^\circ$ .

### 3.2.1.2 Effet d'une oscillation transversale $\theta = \frac{\pi}{2}$

Dans le cas particulier où nous considérons une oscillation transversale au mouvement, l'expression des forces de frottement moyennes est :

$$\overline{F_x} = \frac{-\mu F_N}{T} \cdot \int_0^T \frac{V_0}{\sqrt{(V_0)^2 + (V \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.16)$$

$$\overline{F_y} = \frac{-\mu F_N}{T} \cdot \int_0^T \frac{V \cos(\omega t)}{\sqrt{(V_0)^2 + (V \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.17)$$

Nous pouvons définir un coefficient de frottement apparent ou macroscopique  $\mu_a$  tel que :

$$\mu_a = \frac{\overline{F_x}}{F_N} = \frac{-\mu}{T} \cdot \int_0^T \frac{V_0}{\sqrt{(V_0)^2 + (V \cos(\omega t))^2}} \cdot dt \quad (3.18)$$

Son évolution est représentée sur la figure 3.3. Comparé au cas précédant la réduction du coefficient de frottement s'avère plus faible excepté pour des vitesses relatives faibles.

## 3.2.2 Usure

La présence d'une vibration dans le plan de contact, longitudinale ou transversale, augmente la distance effective de glissement  $L$ . Son expression peut facilement se calculer en intégrant la vitesse instantanée du solide glisseur  $\vec{v}$ .

$$L = \int \left\| \vec{v}(t) \right\| \cdot dt = \int |V \cdot \sin(\omega t) \cdot (\cos(\theta) \cdot \vec{x} + \sin(\theta) \cdot \vec{y})| \cdot dt \quad (3.19)$$

Son évolution est linéaire et proportionnelle au taux de vitesse relative  $\xi$ . Nous pouvons donc observer une augmentation de l'usure due à l'augmentation de la distance cinématique.

## 3.2.3 Conclusion

L'introduction d'une vibration dans le plan de contact permet de réduire de façon significative le frottement entre deux solides. La réduction est liée au taux de vitesse relatif  $\xi$ . Nous pouvons noter une diminution rapide pour des valeurs de  $\xi$  comprises entre 1 et 4. Au delà, le gain est plus faible et donc passé  $\xi = 4$ , la zone de fonctionnement est moins intéressante. Nous conseillons alors de viser cette fenêtre pour  $\xi$ . Il apparaît qu'une excitation longitudinale est plus performante qu'une excitation transverse à  $\xi$  donné. Cependant en mode longitudinal, la vibration peut entraîner une erreur dans le positionnement du solide glisseur et cette solution doit donc être écartée dans des applications nécessitant des

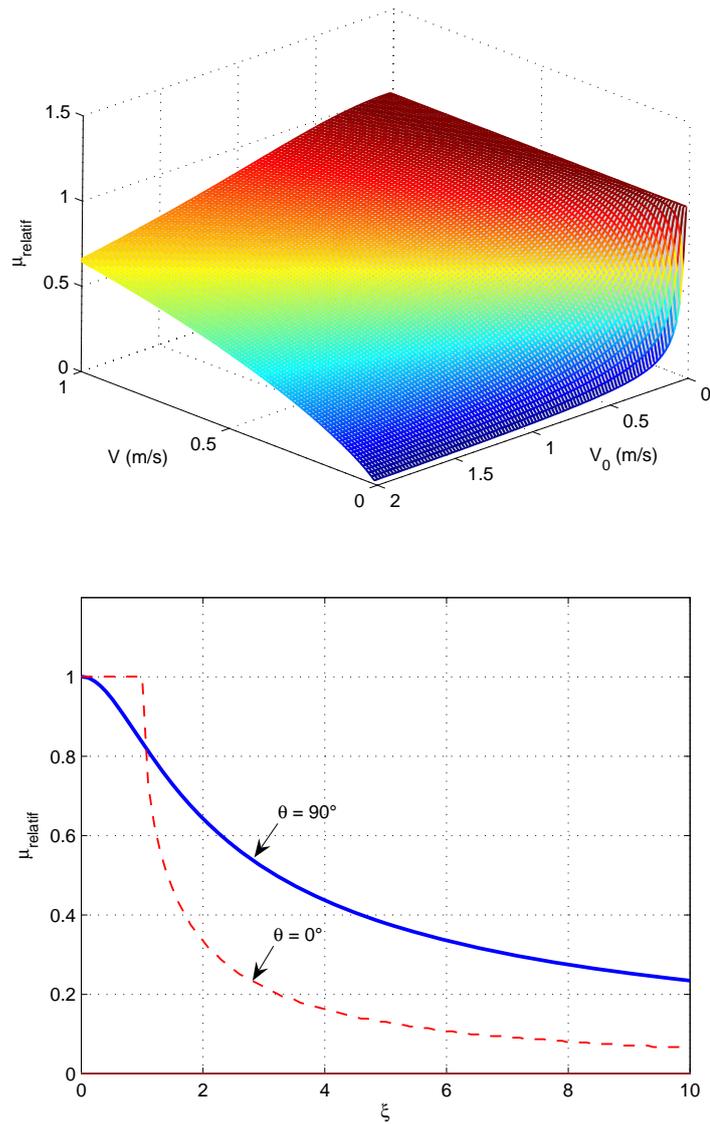


FIG. 3.3 – Evolution du coefficient de frottement relatif  $\mu_{\text{relatif}}$  en fonction des vitesses  $V$  et  $V_0$  et de la vitesse relative  $\xi$  pour  $\theta = 90^\circ$ .

déplacements très précis<sup>1</sup>. Notons par ailleurs que les conditions de sollicitation restent moins contraignantes que tout autre sollicitation hors plan de glissement. Le contact est toujours chargé normalement de manière identique avec ou sans vibrations et n'entraîne pas un surdimensionnement du contact. Concernant l'usure, nous avons une concurrence entre la réduction des forces de frottement et l'augmentation de l'usure notamment par abrasion. Des mesures doivent donc être prises pour limiter l'usure au risque de diminuer la durée de vie du mécanisme. Cette technique ne dépend pas des caractéristiques des matériaux et s'applique en théorie à tous les solides et toutes les matières.

La mise en oeuvre reste un point délicat car elle nécessite une vitesse de vibration 4 fois plus grande que la vitesse de déplacement. Suivant la masse du solide glisseur, sa mise en vibration demande beaucoup d'énergie et peut provoquer des forces dynamiques importantes. Le surcoût en dimensionnement indispensable pour assurer ces déplacements rapides peut alors nuire à l'intérêt de la lubrification active. Pour des applications de faibles vitesses et à fonctionnement intermittent comme du positionnement précis de bras manipulateur ou pour l'ajustement de pièces, cette technique est bien adaptée.

### 3.3 Effet d'une sollicitation normale au contact

Le troisième axe de liberté qui permet d'introduire une perturbation, est selon l'axe perpendiculaire au plan de contact. L'orthogonalité naturelle semble alors découpler les effets directs entre une vibration normale et la force tangentielle résultante. En effet, si l'on considère une approche coulombienne ( $\mu = cst$ ) du frottement associé à des sollicitations purement élastiques alors l'impact est nul : en considérant une élasticité constante (cas vrai pour de faibles sollicitations mécaniques), une vibration sinusoïdale provoque des efforts sinusoïdaux dynamiques<sup>2</sup> à valeur moyenne nulle. L'effort de frottement est donc variable mais sa résultante possède la même valeur moyenne que dans le cas non excité. Pourtant, les exemples pratiques montrent qu'il existe bel et bien un mécanisme qui diminue l'effort de frottement comme illustré tout au long du premier chapitre. Il convient alors de regarder de plus près le comportement instantané du contact. Un degré de liberté supplémentaire existe dans ce cas orthogonal. Si la vibration est suffisamment forte, le contact entre les deux solides peut se rompre. De ce fait, il n'y a plus de contact permanent mais intermittent. Nous allons donc distinguer les deux cas dans notre étude et regarder si les mécanismes tribologiques sont différents et évaluer leurs performances.

<sup>1</sup>Notons que la vitesse de vibration est le paramètre influent sur la réduction. Il est alors possible de minimiser l'erreur de position en optant pour de faibles débattements mais à très hautes fréquences. Cependant, l'amplitude de ces débattements doit être supérieure à la distance de transition  $\delta_t$  car sinon le contact est soumis à du fretting (cf. chapitre 2) et la réduction de frottement n'est plus possible : en condition de fretting, il n'y a plus de glissement total des surfaces.

<sup>2</sup>Efforts qui se superposent à la charge statique  $F_{N0}$ .

### 3.3.1 Contact permanent : Effet d'une oscillation normale sans décollement des surfaces

Nous considérons dans ce chapitre le cas d'un contact entre un solide de masse  $M$  non déformable et un substrat soumis à un effort normal statique  $F_{N0}$  comme décrit sur la figure 3.4. Le substrat applique une force  $F_N$  opposée à  $F_{N0}$  par le

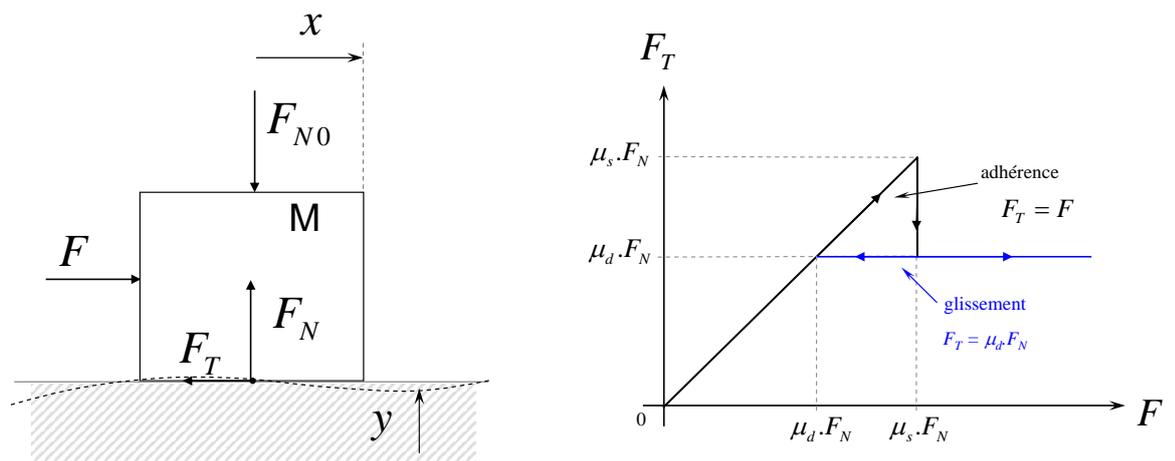


FIG. 3.4 – Système tribologique glisseur et substrat

principe d'action/réaction. Une force tangentielle  $F$  est exercée sur le solide et tente de le faire bouger. Soit  $\mu_s$  le coefficient de frottement statique et  $\mu_d$  le coefficient de frottement dynamique. Selon le principe de Coulomb, tant que  $F < \mu_s \cdot F_{N0}$ , le solide reste statique puisque la force de cisaillement est trop faible pour briser les jonctions. Dès lors que  $F > \mu_s \cdot F_{N0}$  alors le solide se met en mouvement et cela tant que  $F > \mu_d \cdot F_{N0}$ . Si  $F < \mu_d \cdot F_{N0}$  alors le solide s'arrête et retourne en position statique. Donc a priori, nous pouvons conclure que si  $F < \mu_d \cdot F_{N0}$  ou si  $F < \mu_s \cdot F_{N0}$  avec une position statique pour condition initiale, alors le solide ne peut pas se déplacer.

### 3.3.1.1 Principe physique

Examinons le même cas mais en faisant vibrer le substrat. Considérons alors qu'il est animé d'un mouvement sinusoïdal  $y = Y.\sin(\omega t)$  au niveau du contact avec le solide (cf. figure 3.4). Le principe fondamental de la dynamique suivant l'axe  $\vec{y}$  permet d'écrire :

$$M.\ddot{y} = \Sigma \vec{F}_y = -\vec{F}_{N0} + \vec{F}_N \quad (3.20)$$

$F_{N0}$  est considérée comme constante donc il est possible de modifier la force de réaction du substrat en introduisant une vibration  $y(t)$  :

$$\vec{F}_N = -M.A.\omega^2.\cos(\omega.t) + \vec{F}_{N0} \quad (3.21)$$

En appliquant le principe de Coulomb, la force tangentielle de frottement a pour expression :

$$\vec{F}_T = \mu_s.(-M.A.\omega^2.\cos(\omega.t) + \vec{F}_{N0}) \quad (3.22)$$

La condition de déplacement est vérifiée lorsque  $F > F_T$ . La condition de non-décollement est vérifiée lorsque l'effort dynamique  $F_N(t)$  reste positif  $F_N(t) > 0$ , soit :  $M.Y.\omega^2 < F_{N0}$ . La figure 3.5 montre la fine zone dans laquelle le couple amplitude/fréquence assure un déplacement sans décollement des solides. Elle cor-

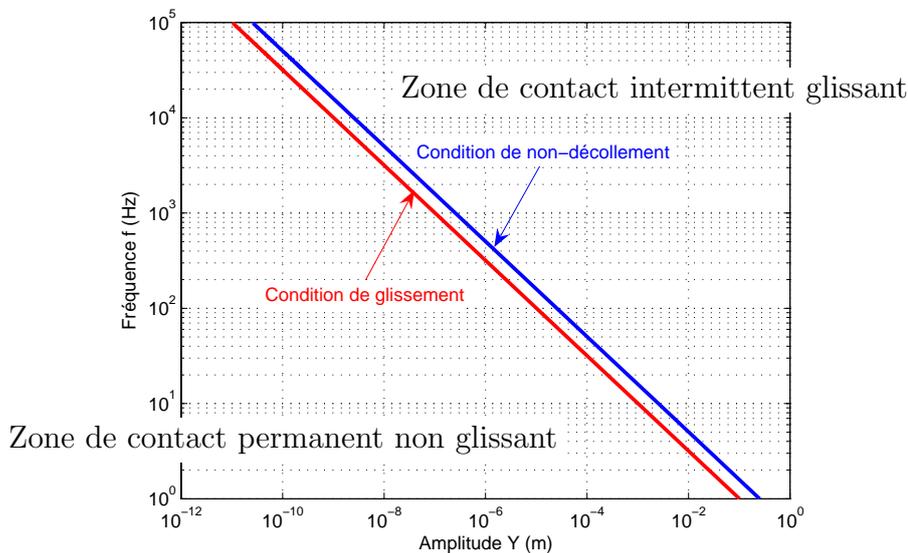


FIG. 3.5 – Zone de glissement sans perte de contact

respond à l'espace compris entre la droite délimitant la zone de contact intermittent/permanent (bleue) et la condition de glissement en contact permanent (rouge). Quelle que soit la force produite par l'accélération, elle reste inférieure à l'effort statique normal. Il est donc possible de réduire temporairement la valeur du chargement dynamique et d'amorcer ainsi un glissement. Ce glissement se poursuit tant que la condition de Coulomb est vérifiée.

### 3.3.1.2 Simulation numérique

Ce système tribologique est implanté sous MATLAB/SIMULINK. Le schéma de simulation est donné sur la figure 3.6. Le programme de la fonction "calcul"

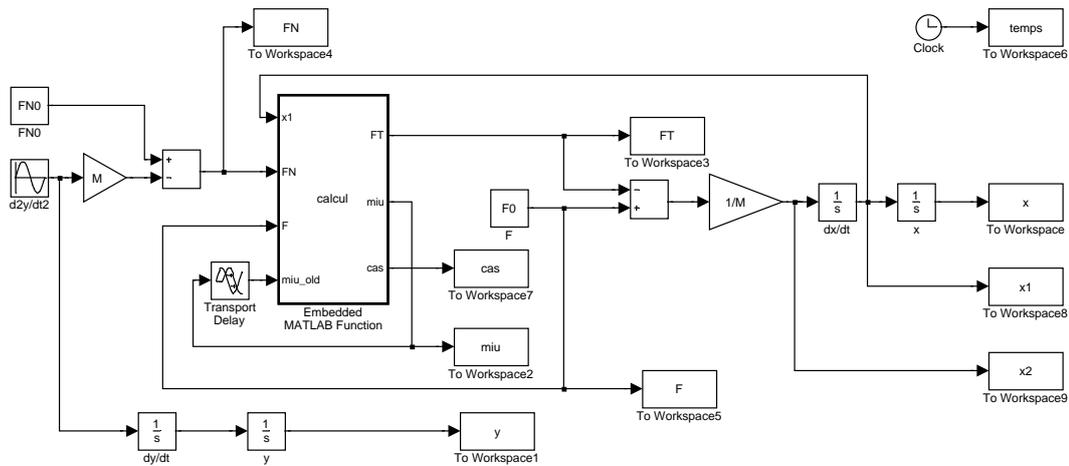


FIG. 3.6 – Système tribologique glisseur et substrat

simule la caractéristique de frottement  $F_T(F)$  donnée sur la figure 3.6. Considérons un solide de masse  $1\text{ kg}$  soumis à un effort  $F_{N0}$  de  $10\text{ N}$  qui le maintient plaqué contre le substrat. Nous ne tenons pas compte ici de la gravité. Ce solide est soumis à un effort tangentiel constant  $F$  de  $1\text{ N}$ . Prenons respectivement comme coefficient de frottement statique et dynamique, les valeurs  $\mu_s = 0,4$  et  $\mu_d = 0,2$ .

Sans vibration, la force tangentielle qu'il faut assurer pour faire glisser le solide est de  $4\text{ N}$  et doit être au moins de  $2\text{ N}$  pour entretenir un déplacement. En présence de vibrations calibrées, l'effort normal dynamique soulage le contact régulièrement. Prenons une vibration comprise dans la zone précédemment définie : par exemple une amplitude de  $12,5\text{ mm}$  et une fréquence de  $4\text{ Hz}$ . La figure 3.7 représente son évolution temporelle. Lorsque sa valeur devient inférieure à  $2,5\text{ N}$  (qui correspond à  $F/\mu_s$ ) alors le glissement apparaît. Ce glissement ne s'arrête que lorsque l'effort normal dynamique devient supérieur à  $5\text{ N}$  (qui correspond à  $F/\mu_d$ ) et que la vitesse s'annule (dissipation de l'inertie  $M.\ddot{x}$  par frottement). L'évolution du coefficient de frottement est décrite sur la figure 3.8. L'effort de frottement correspond durant la période de glissement à  $F_T = \mu_d.F_N$  (cf. figure 3.8). Le principe fondamental de

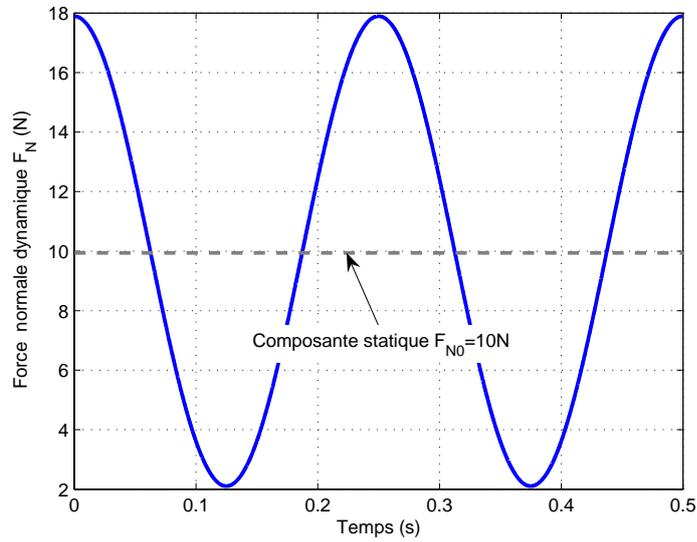


FIG. 3.7 – Evolution de la force normale dynamique  $F_N$  pour une vibration de 12,5 mm à 4 Hz

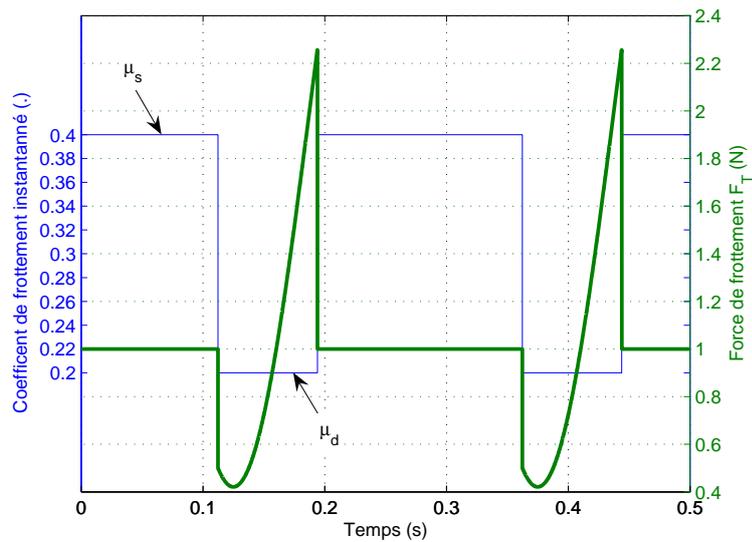


FIG. 3.8 – Evolution de la force de frottement  $F_T$  pour une vibration de 12,5 mm à 4 Hz

la dynamique appliqué sur l'axe  $\vec{x}$  permet d'écrire :

$$M.\ddot{x} = -F_T + F \quad (3.23)$$

L'accélération tangentielle du solide peut être calculée ainsi que sa vitesse et sa position comme présenté sur les figures 3.9 et 3.10. Le solide est animé d'un

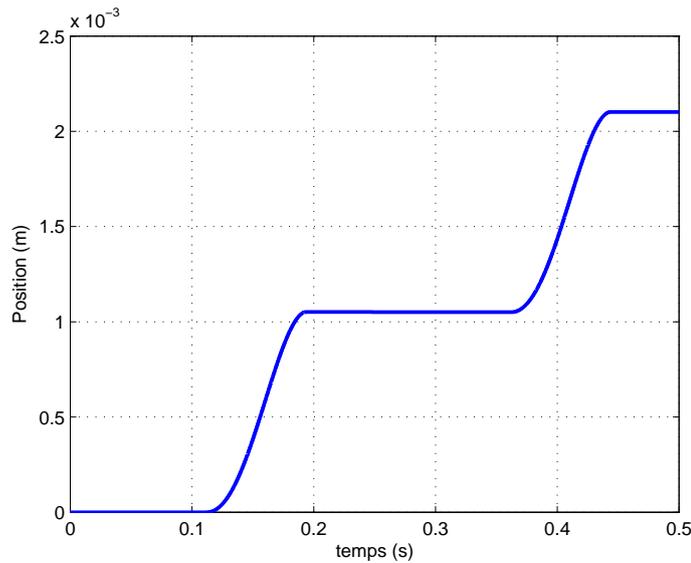


FIG. 3.9 – Evolution de la position du glisseur  $x$  en fonction du temps

mouvement saccadé, similaire à du stick-slip.

### 3.3.1.3 Conclusion

D'un point de vue macroscopique, le solide bouge, bien que la loi de Coulomb ne soit pas vérifiée!  $F_0 < \mu_d.F_{N0} < \mu_s.F_{N0}$ . La figure 3.11 représente l'évolution du déplacement du glisseur pour différentes forces  $F_0$ . L'évolution de cette position est quasi linéaire d'un point de vue macroscopique.

Si nous cherchons à calculer le nouveau coefficient de frottement dynamique en présence de vibration, nous nous apercevons que sa définition classique ( $\mu_d = \frac{F_{T\text{dynamique}}}{F_N}$ ) n'est plus adaptée. En effet, la valeur moyenne de l'effort de frottement  $\bar{F}_T$  sur une période est égale à  $F_0$ . Tout se passe comme si le système est à l'état statique, *i.e.* la force de réaction compense exactement l'effort tangentiel extérieur :  $F_T = F_0$ . La figure 3.12 montre l'évolution temporelle de l'effort de frottement  $F_T$  pour différentes valeurs de  $F_0$  ne provoquant pas un glissement hors vibrations. Des phases de collage correspondent aux moments où la force  $F_T$  est constante et égale à  $F_0$ .

Dans le cas d'un solide de grandes dimensions devant la longueur d'onde de la vibration ou dans le cas de contacts multiples (approche à l'échelle de la rugosité), il est possible de raisonner avec le modèle de blocs de Persson (cf. annexe D). Ce

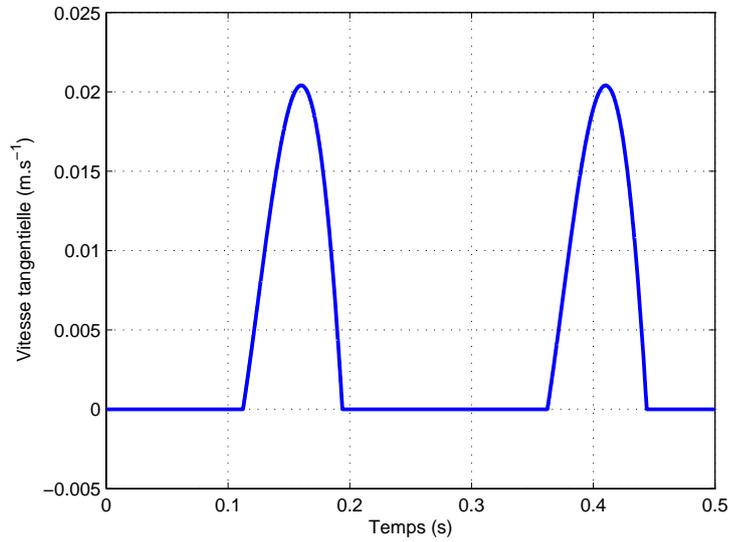


FIG. 3.10 – Evolution de la vitesse du glisseur  $\dot{x}$  en fonction du temps

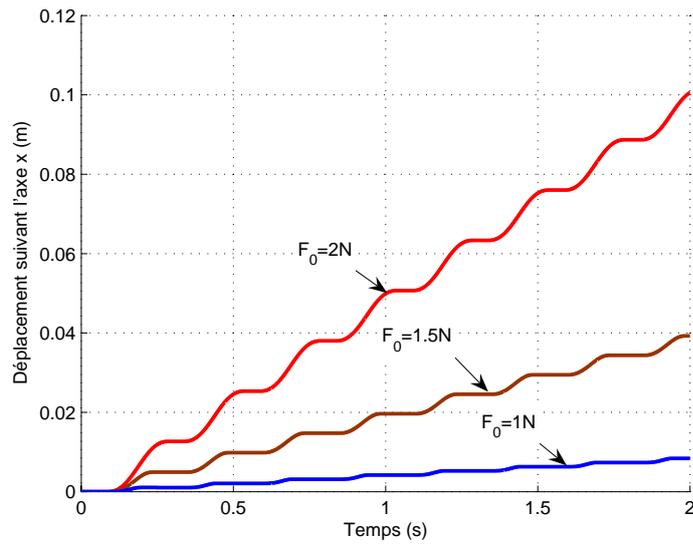


FIG. 3.11 – Evolution du déplacement tangentiel  $x$  pour différentes forces tangentielles extérieures  $F_0$ .

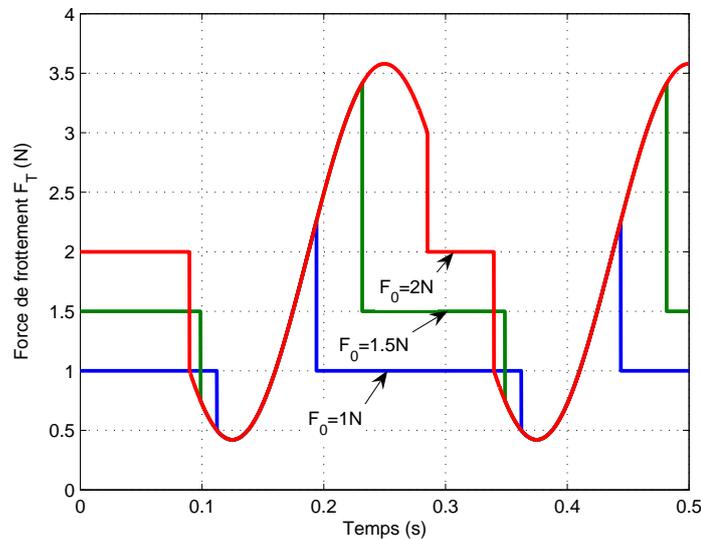


FIG. 3.12 – Evolution de la force de frottement  $F_T$  pour différentes forces tangentielles extérieures  $F_0$ .

modèle discrétise le contact en plusieurs blocs liés aux solides par des raideurs. Ces raideurs sont d'origines structurelles et correspondent au module élastique de cisaillement de la matière en surface au contact (couche d'oxyde, métal,...). Suivant la topographie de surface, des raideurs inter-blocs peuvent être introduites pour modéliser les interactions de proximité ou de propagation de contrainte. Ici nous ne développerons pas cette piste.

Il existe donc un domaine étroit de vibration (amplitude vs fréquence) dans lequel il est possible de modifier périodiquement le comportement du contact, en passant d'une phase d'adhérence à une phase de glissement. Bien que macroscopiquement la loi de Coulomb soit transgressée et que le contact reste permanent, il est possible de faire se mouvoir un solide sans que la force exercée tangentiellement soit à l'extérieur du cône de Coulomb. Cette solution peut se révéler utile dans les cas où la rupture du contact n'est pas autorisée (ex : en ambiance contrôlée, joints rotatifs ou linéaires,...). Cette approche bien que simpliste montre que les notions de frottement peuvent être abordées de façon locale et en instantané.

### 3.3.2 Contact intermittent : Effet d'une oscillation normale avec décollement des surfaces

Dans ce chapitre, nous focalisons notre étude sur le comportement tribologique d'un contact soumis à des vibrations normales provoquant un décollement des surfaces. Ce décollement peut être produit par une accélération suffisamment forte d'un des deux solides. Temporairement le solide supérieur est en "chute libre" puisque le solide inférieur se dérobe sous lui. Pendant cette séquence, il n'y a plus de frottement et donc plus de force qui s'oppose au déplacement tangentiel. Le

mouvement est possible mais il n'y a pas de réduction de frottement apparent significative. Cette idée est le prolongement direct du paragraphe précédent.

Nous allons introduire un degré de liberté supplémentaire : la raideur tangentielle de surface. En effet, que les solides soient considérés "macroscopiquement" ou à l'échelle des rugosités, ils possèdent une élasticité. Celle-ci correspond au module élastique du matériau ou à la raideur due au fléchissement mécanique des aspérités. Tout se passe comme si nous faisons "marcher la matière"<sup>3</sup>. De précédentes recherches (cf. Chapitre 1) ont montré l'effet de la surimposition d'une vibration normale entre deux contacts secs sur la réduction du frottement apparent. Sollicités par une onde mécanique, les corps sont maintenus en état de "sustentation". Seulement, aucun modèle mécanique n'est avancé pour expliquer cela<sup>4</sup>. Nous proposons ici une nouvelle approche, basée sur des considérations mécaniques et en particulier le comportement des contacts soumis à des déplacements micrométriques réguliers : le fretting.

### 3.3.2.1 Principe physique

Pour donner une explication au phénomène de lubrification dynamique, nous imaginons que les surfaces "marchent" ou "sautent à pieds joints". Si grâce à un décollement régulier des surfaces, le déplacement macroscopique du solide peut être discrétisé en une somme de déplacements micrométriques, alors il est possible de réduire le frottement entre les deux corps. En effet en gardant les déplacements relatifs dans le domaine de glissement partiel, le frottement instantané n'a pas encore atteint sa limite en régime permanent. Ainsi en multipliant les courts déplacements, le frottement peut être minimisé et le mouvement d'ensemble conservé. Le contact ne devient plus "passif" mais "actif" car il reste en état transitoire en permanence.

Afin de modéliser notre hypothèse, nous détaillerons en premier lieu l'expression des efforts dynamiques et les conditions de décollement, puis l'évolution de l'effort de frottement dans le cas d'un contact sphère/plan (cf. figure 3.13). Le choix particulier de cette géométrie est motivé par une bonne connaissance des conditions de contact. Puis, nous déterminerons les conditions d'excitations vibratoires (amplitude / fréquence) qui permettent de moduler la force de frottement (réduction ou augmentation) et les gains que nous pouvons espérer en terme d'usure. Nous aborderons ensuite la problématique du rendement et de gain mécanique du concept de lubrification active. Enfin nous confronterons nos résultats théoriques à une campagne d'essais sur tribomètre vibrant.

<sup>3</sup>Nous pouvons rapprocher la philosophie de notre approche à celui d'une course en sac dans laquelle il faut sauter pour pouvoir avancer. En sautant régulièrement et en fléchissant les jambes, il nous est possible d'avancer.

<sup>4</sup>Quelques auteurs assimilent cette onde à un apport d'énergie qui chauffe la matière tout comme le ferait un flux thermique traditionnel (chalumeau, four,...). La chaleur modifie les propriétés mécaniques des matériaux qui deviennent alors plus mous ou compliants et favorisent le glissement.

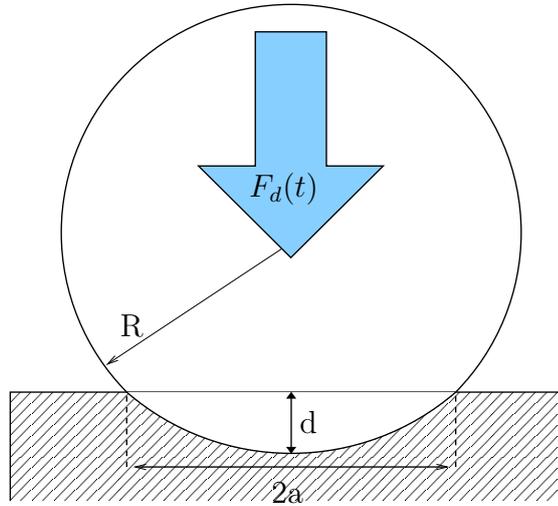


FIG. 3.13 – Contact sphère/plan.

### 3.3.2.2 Charge dynamique

Le chargement dynamique correspond à la force normale instantanée s'exerçant sur le solide glisseur. Lorsqu'il est soumis à une oscillation normale  $y(t)$ , il indente plus ou moins le substrat et en réponse le substrat exerce une force résistante. La profondeur d'indentation est directement liée à l'effort appliqué  $F_d(t)$  via la raideur du contact  $K$ . La théorie de Hertz permet de connaître les relations analytiques qui régissent ces systèmes pour des géométries élémentaires. Nous pouvons définir une fonction raideur  $R$  qui exprime la profondeur de pénétration  $d$  d'un solide dans un autre, en fonction des propriétés mécaniques des matériaux, de la géométrie et de l'effort normal appliqué  $F_d$ . L'expression de  $R(\cdot)$  est dépendante du contact considéré et n'est pas linéaire (cf. chapitre 2). Dans le cas d'un contact bille/plan (cf. figure 3.13), cette fonction a pour expression :

$$d = R(F_N) = \sqrt[3]{\frac{9 \cdot F_N^2}{E^{*2} \cdot R}} \quad (3.24)$$

Ou encore :

$$F_N = R^{-1}(d) = \frac{4}{3} \cdot E^* \cdot \sqrt{R} \cdot \sqrt{d^3} \quad (3.25)$$

Avec  $E^*$  le module élastique équivalent,  $R$  le rayon de la sphère. En présence d'un chargement normal statique  $F_{N0}$  la bille indente le plan d'une profondeur  $d_0$  :

$$d_0 = R(F_{N0}) \quad (3.26)$$

Lorsqu'une vibration  $y$  est imposée au contact, il en résulte alors un effort dynamique  $F_d$ , dont l'expression est :

$$y(t) = A \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (3.27)$$

$$F_d(t) = R^{-1}(A_0 + y(t)) = R^{-1}(R(F_0) + A \cdot \cos(\omega \cdot t)) \quad (3.28)$$

Avec  $A_0$  l'indentation statique. Le taux de surcharge dynamique  $\eta$  est défini comme :

$$\eta(t) = \frac{F_d(t) - F_0}{F_0} \quad (3.29)$$

La figure 3.14 montre l'évolution du taux de surcharge dynamique dans le temps et pour différentes amplitudes vibratoires. L'effort dynamique maximum augmente

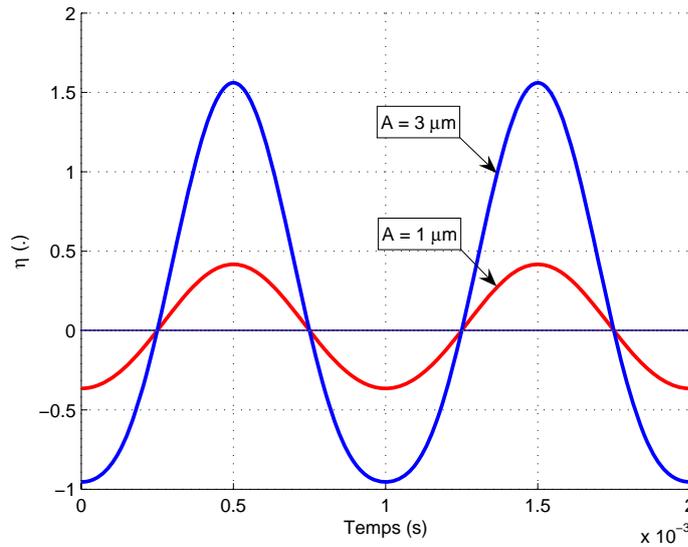


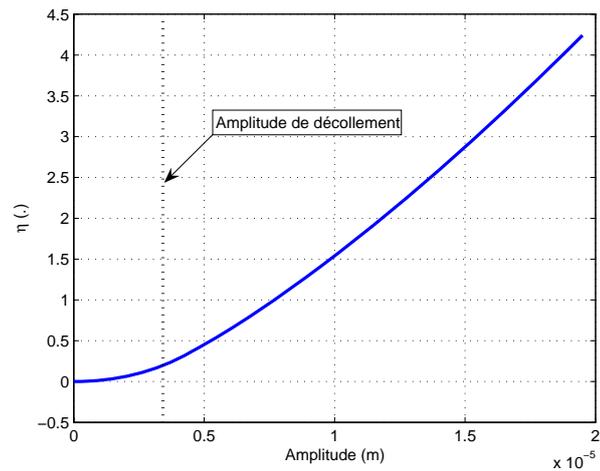
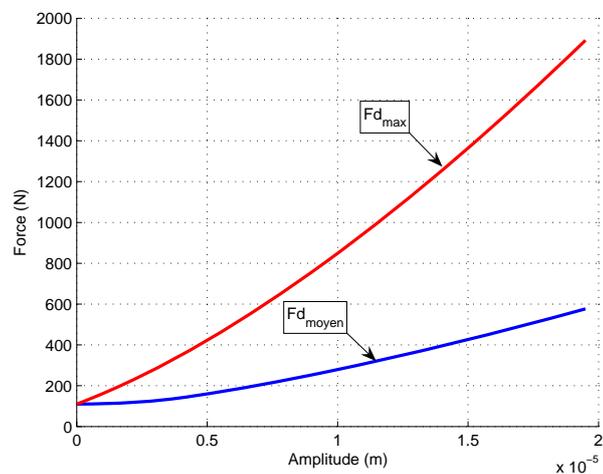
FIG. 3.14 – Evolution du taux de surcharge dynamique pour différentes amplitudes de vibration sans séparation des surfaces. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 110 \text{ N}$ ,  $R = 12,7 \text{ mm}$ , acier 100Cr6.

rapidement avec l'amplitude vibratoire : pour une amplitude de  $3 \mu\text{m}$ , la surcharge dépasse les 100 % ! De telles surcharges peuvent entraîner une plastification des matériaux et rendre caduques nos hypothèses et notre modèle. Le caractère non linéaire de la raideur est aussi souligné. En effet lors des phases de compression correspondant à une addition de la force statique et de la composante dynamique *i.e.*  $\eta(t) > 0$ , la valeur crête de  $F_d$  est plus importante que lors des phases de soulagement du contact *i.e.*  $\eta(t) < 0$ . La valeur moyenne de la force normale dynamique  $F_{d\text{moyen}}$  est toujours positive et supérieure à  $F_0$ .

$$F_{d\text{moyen}} = \int F_d(t).dt > F_0 \quad (3.30)$$

Cette propriété est importante car elle montre que l'ajout d'une vibration entraîne forcément une augmentation de l'effort moyen comme illustré sur la figure 3.15 !

Cette propriété pourra être utilisée avantageusement dans le but d'améliorer la transmission mécanique dans les structures de moteurs piézoélectriques par exemple. Cet aspect est abordé dans le dernier chapitre ainsi que dans les perspectives. Dans de telles conditions, comment réduire le frottement  $F_{T\text{moyen}}$  par

(a) Taux de surcharge dynamique moyen  $\eta$ 

(b) Effort dynamique

FIG. 3.15 – Evolution de l'effort dynamique maximal et moyen et du taux de surcharge dynamique  $\eta$  en fonction de l'amplitude de vibration. *Conditions de simulation:  $F_0 = 110$  N,  $R = 12,7$  mm, acier 100Cr6.*

vibrations si déjà l'effort normal macroscopique  $F_{d\text{moyen}}$  est augmenté car d'après la loi de Coulomb  $F_{T\text{moyen}} = \mu \cdot F_{d\text{moyen}}$  ? La solution réside dans le décollement des surfaces qui modifie le coefficient de frottement  $\mu$ . Il nous faut donc affiner notre notion de coefficient de frottement et en particulier lors des phases transitoires.

### 3.3.2.3 Condition de décollement et taux de contact

Considérons deux solides dont l'un est parfaitement immobile et l'autre soumis à une vibration  $y(t)$ . Si l'amplitude de la vibration  $A$  que nous surimposons est plus grande que l'indentation statique  $A_0$  alors il y a décollement des surfaces. Cette séparation doit permettre au corps indenteur de se dégager totalement du substrat indenté et donc a lieu lorsque la force dynamique exercée par le substrat s'annule *i.e.*  $\eta < -1$ , soit :

$$F_d \leq 0 \quad (3.31)$$

Ou encore :

$$A \geq R^{-1}(F_{N0}) = \sqrt[3]{\frac{F_{N0}^2}{K^2}} \quad (3.32)$$

$$K = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{R}}{\frac{1-\nu_1}{E_1} + \frac{1-\nu_2}{E_2}} \quad (3.33)$$

Avec  $K$  la raideur du contact,  $E_i$  le module élastique du solide  $i$  et  $\nu_i$  son coefficient de Poisson.

De cette condition, nous pouvons alors calculer les instants  $t_1$  et  $t_2$  représentant respectivement les instants de début et de fin des zones de contact durant lesquels les solides se touchent (cf. figure 3.16).

- Pour  $t_1 < t < t_2$  le contact est effectif. La force dynamique est :

$$F_d(t) = K \cdot \left( \left( \frac{F_0}{K} \right)^{\frac{2}{3}} + A \cdot \cos(\omega \cdot t) \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.34)$$

- Pour  $0 < t < t_1$  et  $t_2 < 0 < T$  le contact est rompu. La force dynamique est nulle.

$$F_d(t) = 0 \quad (3.35)$$

De ces deux equations, nous pouvons calculer le temps de contact  $T_{\text{contact}} = t_2 - t_1$  et le taux de contact  $\tau_{\text{contact}} = \frac{T_{\text{contact}}}{T}$  :

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \cdot \arccos\left(\frac{\left(\frac{F_0}{K}\right)^{\frac{2}{3}}}{A}\right) \quad (3.36)$$

$$t_2 = T - t_1 \quad (3.37)$$

Avec  $T$  la période de la vibration mécanique. La figure 3.17 montre l'évolution

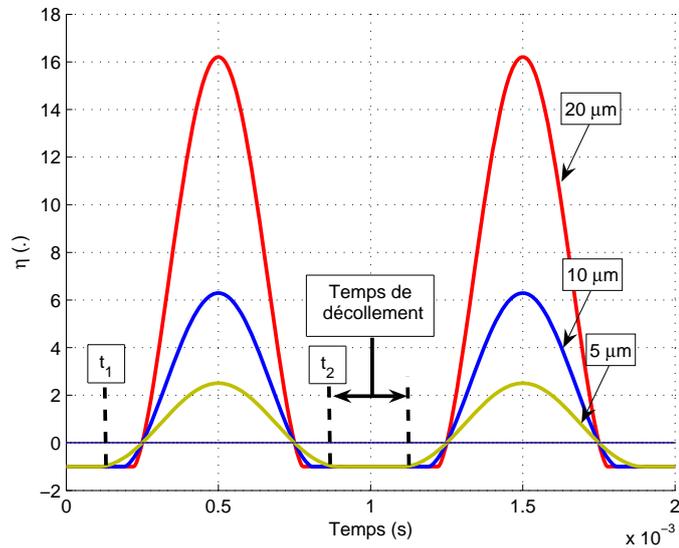


FIG. 3.16 – Evolution du taux de surcharge dynamique  $\eta$  en fonction du temps et pour différentes amplitudes de vibration. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 110 \text{ N}$ ,  $R = 12,7 \text{ mm}$ , acier 100Cr6.

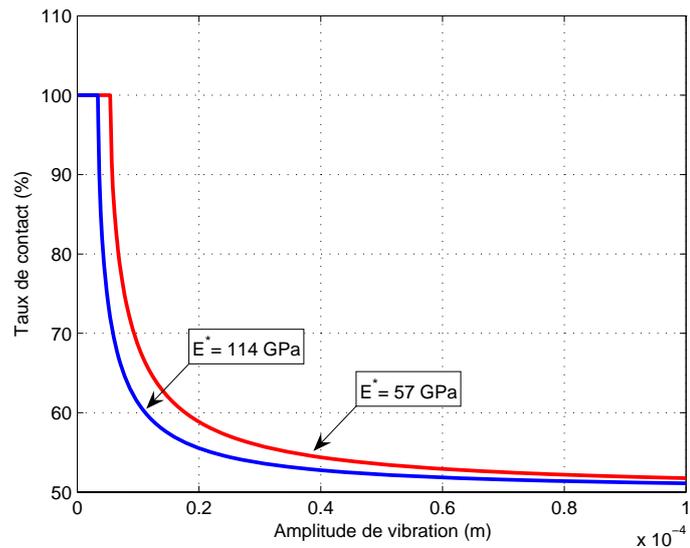


FIG. 3.17 – Evolution du taux de contact pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 110 \text{ N}$ ,  $R = 12,7 \text{ mm}$ , acier 100Cr6,  $E_{\text{acier}} = 210 \text{ GPa}$  et  $E_{\text{bronze}} = 94 \text{ GPa}$ .

du taux de contact en fonction de l'amplitude vibratoire imposée. Ce taux admet une asymptote horizontale de 50 %. En effet en gardant l'hypothèse d'un contact élastique, le décollement ne peut se faire au maximum que sur une demi période <sup>5</sup> car le déplacement imposé  $y$  est symétrique par rapport à la position d'équilibre correspondant à une vibration nulle. Les paramètres mécaniques influents sur le taux de contact sont la raideur du contact  $K$  et l'effort normal appliqué  $F_0$ . La raideur dépend elle-même du module élastique équivalent  $E^*$  et du rayon de la sphère considérée  $R$ . Sur la figure 3.17 deux exemples de taux de contact sont tracés pour deux modules élastiques différents (acier et bronze). Même si  $E^*$  est divisé par deux *i.e.* un matériau deux fois plus tendre que l'acier, l'écart du taux de contact reste faible. Cet aspect n'est donc pas le plus pertinent quant au choix de la vibration (A,f). De plus dans la pratique, nous ne sommes pas maître de ces paramètres qui sont fixés préalablement par le processus de dimensionnement du système. Cette courbe montre clairement plusieurs points :

- Il existe une amplitude minimale  $A_0$  à fournir pour assurer le décollement recherché correspondant à l'indentation statique,
- La décroissance du taux de contact n'est pas linéaire mais de forme logarithmique inversée. Le gain est maximum pour des amplitudes proches de la limite  $A_0$  (cf figure 3.17). Il est rapidement inutile de choisir de grandes amplitudes de vibration  $A \gg A_0$ .

Pour favoriser le décollement, il convient d'adopter des matériaux durs avec un module élastique élevé, résistant mieux à l'indentation, et donc nécessitant une amplitude vibratoire plus faible pour séparer les surfaces. La fréquence ne joue pas de rôle direct dans le calcul du taux de contact. Seulement certains paramètres physiques sont modifiés par la fréquence des sollicitations mécaniques auxquelles le système est soumis. Les métaux se raidissent avec la fréquence, c'est-à-dire que le module d'Young augmente avec la vitesse de déformation. Cet effet est attribué à l'amortissement visqueux de la matière. Naturellement la structure atomique se comporte comme un filtre passe bas pour les contraintes. Il sera nécessaire de connaître le comportement fréquentiel des alliages utilisés en pratique pour corriger ou non le modèle de décollement.

### 3.3.2.4 Validation expérimentale

Afin de confronter les hypothèses du modèle de taux de contact, nous avons réalisé des mesures sur un banc de test reproduisant un contact bille/plan vibrant sur le même principe que celui développé par Rouchon *et al.* [Rou96]. La bille de 1 cm de diamètre est en acier très dur (100Cr6) et est fixée en bout d'un résonateur de Langevin. Alimenté par une tension sinusoïdale calée sur la fréquence de résonance du transducteur (31 kHz), celui-ci transmet à la bille un mouvement sinusoïdale de quelques micromètres d'amplitude. L'effort statique est appliqué par une masse morte suspendue au bout d'un bras de levier qui transmet à la bille

<sup>5</sup>Dans le cas où  $A \gg A_0$ , la pente de  $y(t)$  est très raide et seule une demi période est observée.

Matériau du plan	Acier	Acier
Module élastique $E$ (GPa)	210	210
Effort statique (N)	2	7
Amplitude vibratoire ( $\mu m$ )	$0.5 * 10^{-6}$	$2.5 * 10^{-6}$
$\tau_{volcalcul}$ (%)	27.5	40.3
$\tau_{volmesur}$ (%)	28	70
Pression moyenne maximale $p_0$ (MPa)	625	1240
Limite élastique $Y$ (MPa)	$\sim 700$	$\sim 700$

TAB. 3.1 – Temps de vol estimés et mesurés pour différentes configurations d'un contact bille/plan.

un effort normal. La mesure de la vibration de la bille se fait grâce à un vibromètre laser. La détection du contact s'effectue par mesure de courant comme présenté sur la figure 3.18 et 3.19. Une source de tension continue limitée en courant

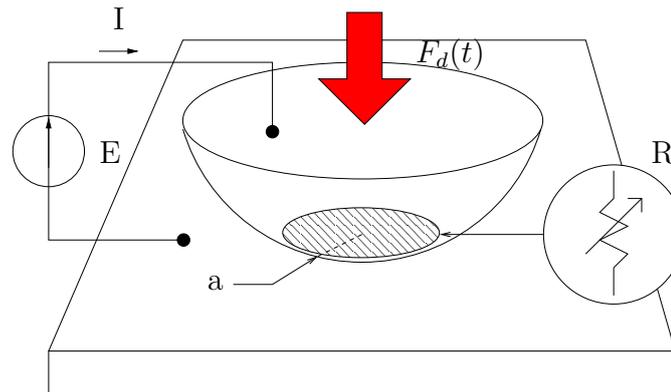


FIG. 3.18 – Mesure du temps de contact par méthode volt-ampérométrique.

fait circuler une intensité à travers la bille et le plan. Lors des séparations de contact, le courant s'annule puisque le circuit électrique est ouvert (la résistance de contact est infinie). Lors des phases de contact, la résistance résultante  $R_{contact}$  est inversement proportionnelle au rayon du contact  $a$ <sup>6</sup>. L'allure du courant permet de se rendre compte de la variation de l'aire de contact selon le chargement normal  $F_d(t)$ . L'indentation est maximale pour le maximum d'amplitude vibratoire qui correspond à un minimum de résistance et donc à un courant maximum. La figure 3.20 représente différents relevés expérimentaux de mesure de temps de vol pour différents matériaux et pour différents efforts statiques. Le tableau permet de comparer les estimations analytiques et les résultats mesurés. Nous observons une bonne cohérence des estimations avec la pratique tant que le contact ne se plastifie pas. La variation d'amplitude des courants sur deux impacts successifs provient de l'excitation d'un mode parasite du bâti à 15 kHz environ. De plus, la vitesse vibratoire subit une perturbation lors des instants de contact. Celle-ci

<sup>6</sup> $R_{contact} = \rho \frac{l}{\pi a^2}$  avec  $\rho$  la résistivité,  $l$  l'épaisseur de la couche oxydée formée au contact et  $a$  le rayon de contact

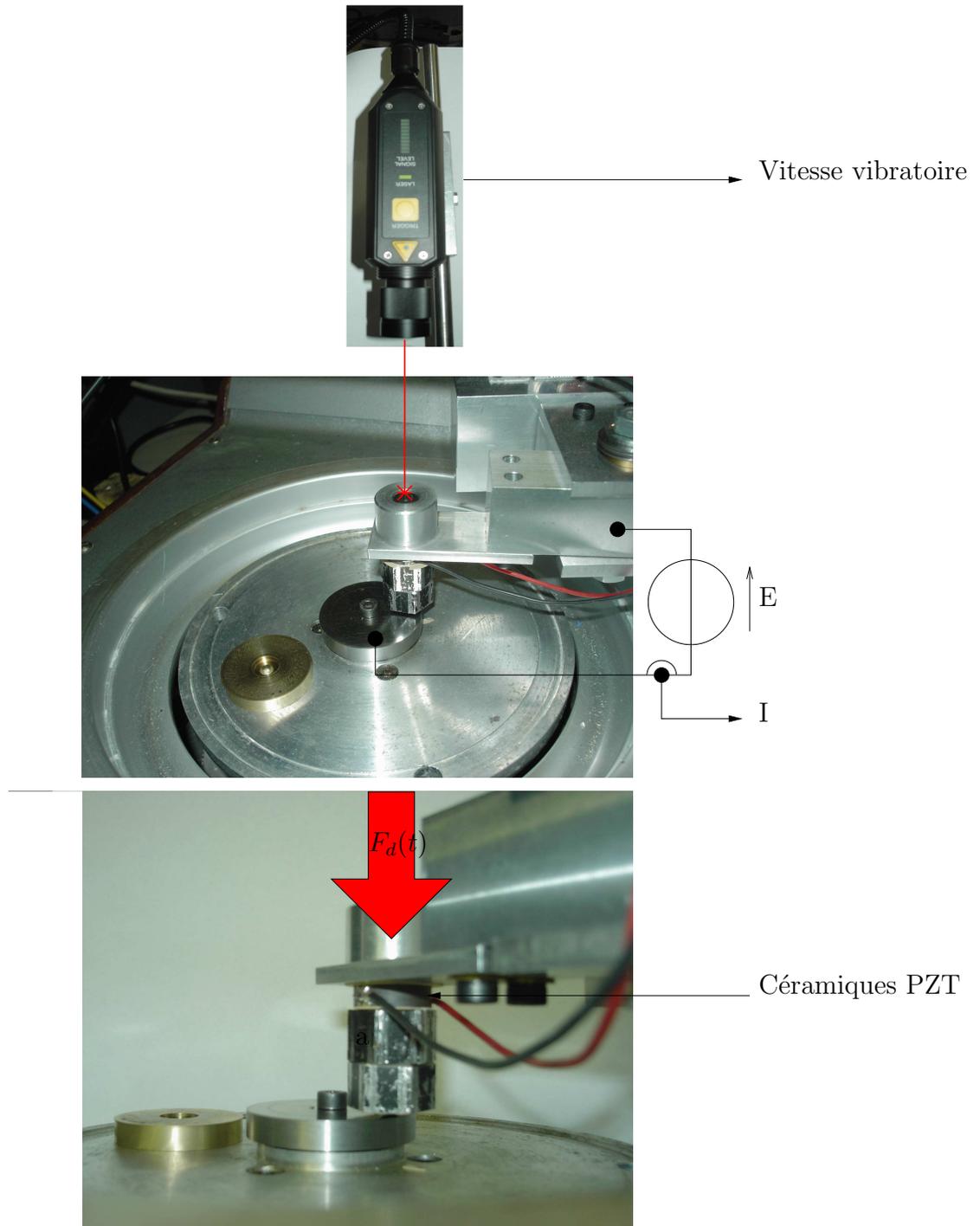


FIG. 3.19 – Mesure du temps de contact sur tribomètre rotatif.

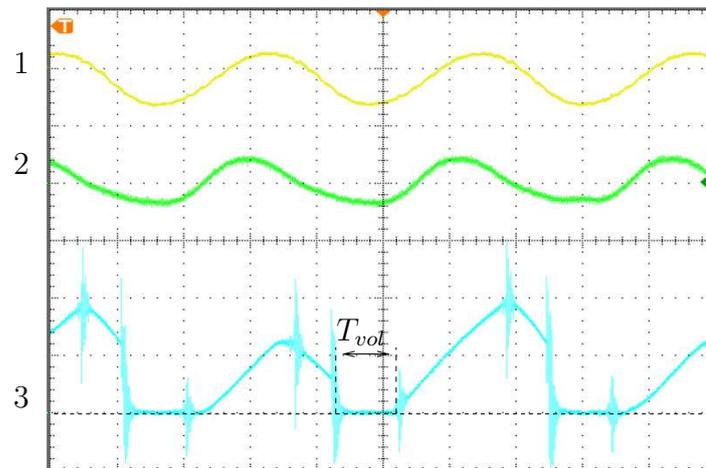
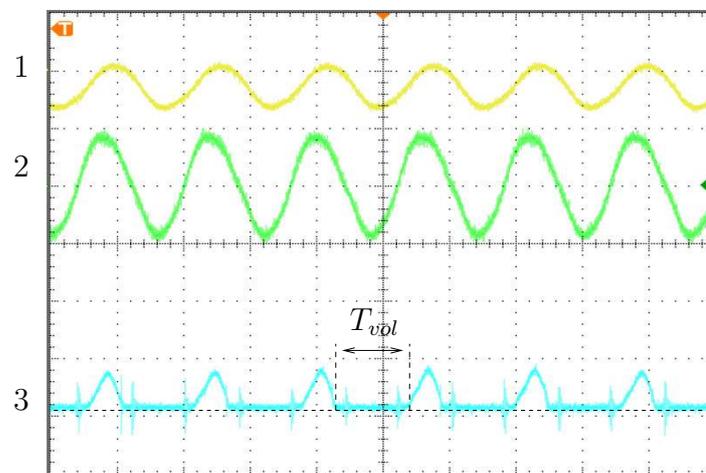
(a) Acier/Acier  $F_0 = 2\text{ N}$ (b) Acier/Acier  $F_0 = 7\text{ N}$ 

FIG. 3.20 – Décollement d'une bille en acier 100Cr6. -1- Tension d'alimentation de l'actionneur, -2- Vitesse vibratoire, -3- Courant à travers le contact bille/plan Charge statique  $F_0 = 2\text{ N}$ , rayon  $R = 5\text{ mm}$ , Module élastique  $E_{100Cr6} = 210\text{ GPa}$ .

provient du transducteur qui est perturbé par les efforts dynamiques : la fréquence de résonance du vibreur dépend de sa contrainte, or comme celle-ci varie <sup>7</sup> avec le chargement et que la structure est sélective (passe bande), le gain vibratoire de la structure est modifié sur chaque période. Des conclusions précédentes et similaires ont été obtenues par Rouchon *et al* au cours de leurs travaux concernant l'estimation de la charge dynamique et du temps de décollement. Le modèle reste pertinent tant que le système évolue dans le domaine élastique.

La figure 3.21 permet de comparer le modèle élastique avec des résultats expérimentaux issus de la bibliographie et particulièrement des travaux de Rigaud et Perret-Liaudet [Rig03, PL03, Rig01]. Ils étudient le comportement dynamique d'une bille d'acier chargée normalement sur un plan et soumise à un effort dynamique composé d'un effort statique et d'une force sinusoïdale. Ces recherches mettent en évidence le phénomène de résonance de contact lié au couple raideur de contact  $k$  et masse du système  $M$ . Cette fréquence de résonance  $\omega$  est donnée par la relation :

$$\omega_0^2 = \left(\frac{3k}{2M}\right)\sqrt{Z_s} \quad (3.38)$$

$$k = \frac{E\sqrt{R}}{3\sqrt{2}(1-\nu^2)} \quad (3.39)$$

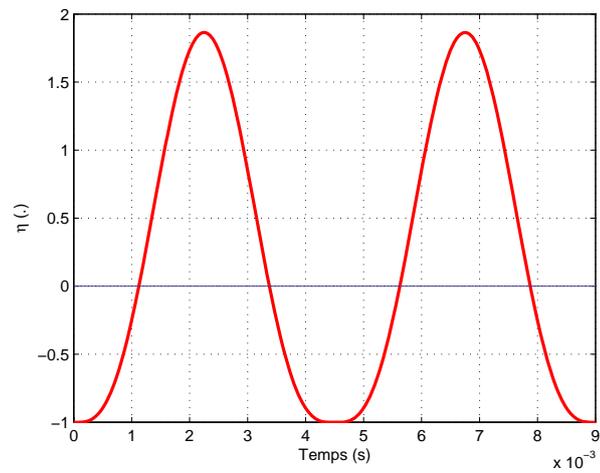
$$Z_s = \sqrt[3]{\left(\frac{F_0}{k}\right)^2} \quad (3.40)$$

Pour une bille d'acier en 100Cr6 de 25,4 mm de diamètre chargée par un effort statique de 110 N entre deux plans en acier 100Cr6. La profondeur d'indentation statique  $A_0$  est de 7  $\mu m$  et la fréquence de résonance  $f_0$  de 233 Hz. La figure 3.21 permet de comparer leurs résultats expérimentaux avec notre modélisation du contact élastique (pression statique maximale  $\sim 1,2 \text{ GPa} \ll Y_{100Cr6}$ <sup>8</sup>). Là encore, notre modélisation se révèle satisfaisante puisque l'effort dynamique et les instants de contact calculés et mesurés coïncident. Le modèle élastique est donc suffisamment représentatif et performant pour prédire les instants de décollement d'une bille chargée dynamiquement.

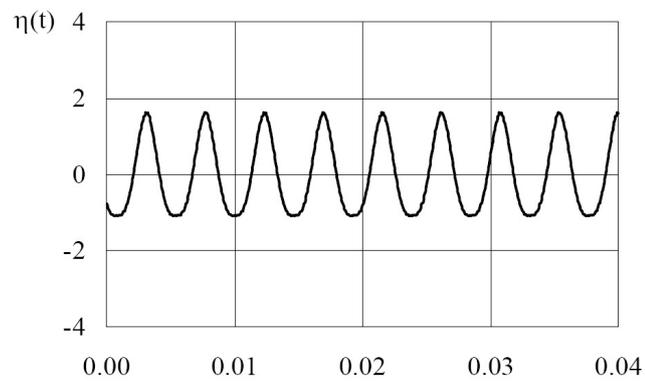
D'autres résultats issus des travaux de Rigaud et Perret-Liaudet mettent en avant la possibilité d'exciter le contact sur un mode de résonance mécanique. Tout comme dans le domaine électrique, en choisissant la fréquence de la vibration  $\omega$  proche de la fréquence propre du système  $\omega_0$ , l'effort dynamique est "amplifié". La résonance permet de bénéficier de l'effet de pompage et donc d'augmenter les temps de rupture de contact. Si nous comparons les relevés expérimentaux au modèle élastique pour des efforts plus importants, nous constatons un écart non négligeable (cf. fig3.22). Cependant la résonance seule ne permet pas d'expliquer pourquoi le taux de contact est inférieur à 50 %. Dans le domaine de sollicitation élastique celui-ci est borné inférieurement à 0,5. Cette augmentation est due au

<sup>7</sup>les efforts sont du même ordre de grandeur que la précontrainte statique du Langevin

<sup>8</sup>La pression de première plastification  $Y$  est environ de 4 GPa pour un acier de 100Cr6.

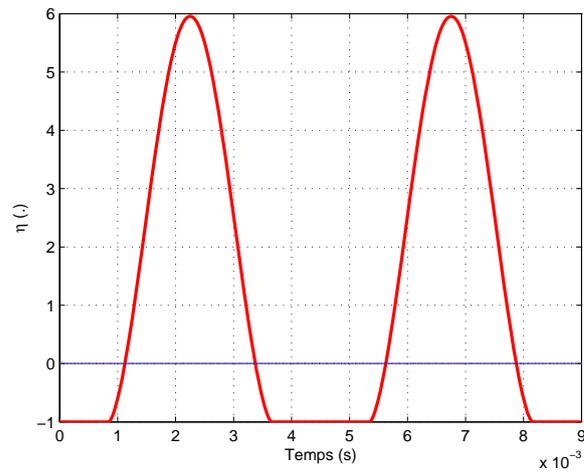


(a) Modèle

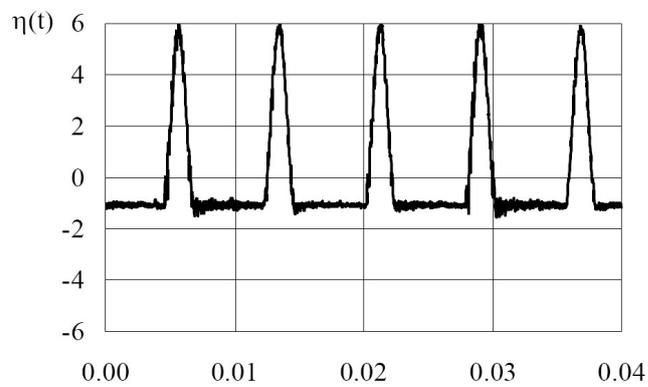


(b) Relevé expérimental

FIG. 3.21 – Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal  $\eta = \frac{F_d(t)}{F_0} - 1$  pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux [Rig03].



(a) Modèle



(b) Relevé expérimental

FIG. 3.22 – Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal  $\eta$  pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux pour un taux de décollement élevé [Rig03]. *Le taux de décollement estimé dans le cas élastique et hors résonance est de 37 % alors que expérimentalement il avoisine les 75 %.*

passage en sollicitations élasto-plastiques du système. En effet, lorsque l'amplitude de vibration entraîne une pression dynamique maximale supérieure à la limite élastique  $Y$ , le contact se plastifie localement et la raideur du contact augmente. Les forces de réaction qui s'exercent sur le dispositif vibrant peuvent être alors suffisantes pour le repousser et décaler ainsi les instants de contact. Dans notre cas d'étude, ces cas ne seront pas traités car nous faisons l'hypothèse que le dispositif vibrant impose un mouvement quel que soit l'effort à fournir. De plus, les sollicitations plastiques sont à proscrire dans les applications visées car elle conduiraient à des déformations irréversibles des pièces, à terme une perte de fonctionnalité du dispositif et à la fin la rupture.

Il sera alors intéressant dans la mise au point des futurs dispositifs de tenir compte de cette résonance et de concevoir en adéquation, actionneurs et structures afin d'accorder si possible les fréquences propres respectives.

### 3.3.2.5 Calcul du coefficient de frottement instantané

D'après le chapitre 2 et selon la loi de Coulomb, lorsque le contact est effectif et glissant, le coefficient de frottement est constant et vaut  $\mu_d$ . Ceci est vrai lorsque la distance de glissement est suffisamment grande pour masquer les phénomènes transitoires. Or dans notre cas, ils jouent un rôle important. D'après les différentes études menées en fretting (cf. chapitre 2), lors des premiers micromètres de déplacement une accommodation élastique intervient et fait augmenter la force de frottement de zéro vers sa valeur finale de façon monotone. En effet, celle-ci

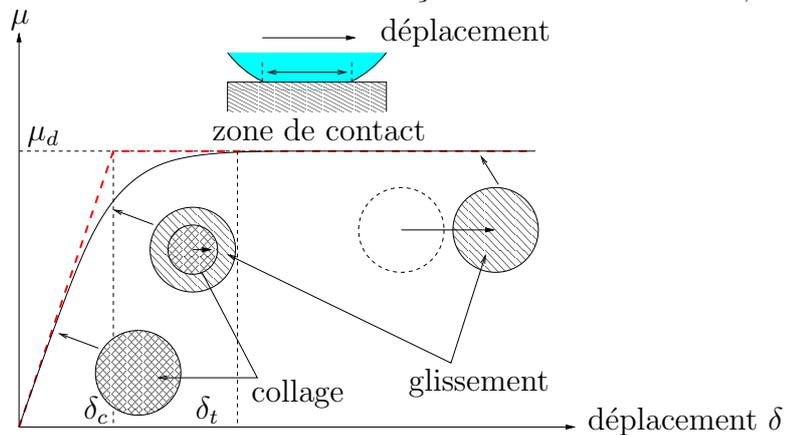


FIG. 3.23 – Modèle de Coulomb-Orowan.

dépend de l'effort normal mais aussi de la distance effective de glissement. Cet effet "mémoire" tient compte de la déformation initiale du contact.

Il est alors nécessaire d'introduire une nouvelle variable : le coefficient de frottement instantané  $\mu$  qui vérifie :

$$0 < \mu < \mu_d \quad (3.41)$$

Cette variable dépend donc du déplacement relatif entre les deux solides  $\delta$ . L'évolution du coefficient de frottement instantané peut être décrit par la loi

de Coulomb régularisée par des polynômes par morceaux ou Coulomb-Orowan. Cette fonction  $\mu = f(\delta)$  est linéaire tant que  $\delta$  est inférieure à  $\delta_c$  et constante dès que  $\delta$  est supérieure à  $\delta_c$  (cf. figure 3.23). Il est possible d'opter pour d'autres formulations plus "douces" [Fou97], mais nous ne les utiliserons pas ici<sup>9</sup>. Cette transition est due à la propagation d'une zone de glissement de l'extérieur du contact vers l'intérieur (Régime de glissement mixte). La distance qu'il faut au contact pour passer en régime de glissement total ou permanent définit la distance critique  $\delta_c$ . L'expression des différents paramètres de la fonction  $f(\delta)$  est :

- la compliance normalisée du contact par rapport à l'effort normal  $C$  ( $m$ ),

$$C = \frac{2.K_1}{3.a} \quad (3.42)$$

$$K_1 = \frac{3}{16} \cdot \left( \frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \quad (3.43)$$

- le déplacement critique délimitant la zone de glissement partiel et total  $\delta_c$ .

$$\delta_c = \frac{2.\mu_d.K_1.Fd}{3.a} \quad (3.44)$$

Avec  $a$  le rayon du contact bille/plan,  $G_1$  et  $G_2$  les modules élastiques de cisaillement et  $Fd$  l'effort dynamique.

Le déplacement  $\delta(t)$  dépend de la vitesse de déplacement  $\vec{v}$  entre les solides supposée constante pour notre étude et son expression est :

$$\delta(t) = \int_0^t v(\tau).d\tau \quad (3.45)$$

Avec pour origine des temps l'instant de contact de la bille après un temps de vol.

### 3.3.2.6 Calcul de la force de frottement résultante

Le calcul de la force de frottement apparente  $F_T$  peut être effectué en intégrant sur chaque période d'excitation  $T$  l'effort de frottement tangentiel instantané  $F_T(t)$ . Il est le produit du coefficient de friction instantané  $\mu(t)$  par la force dynamique  $F_d(t)$  qui charge le contact sachant qu'il n'y a frottement que pendant la période de contact  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Le calcul de cet effort et du temps de contact est donné par les relations suivantes en fonction de  $\delta(t)$  :

$$F_T = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T F_T(t).dt \quad (3.46)$$

$$F_T(t) = \mu(t).Fd(t) \quad (3.47)$$

Avec la force dynamique  $F_d(t)$  calculée précédemment et le coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  tel que :

<sup>9</sup>L'utilisation d'une autre modélisation de  $\mu = f(\delta)$  ne change rien à la philosophie du modèle présenté.

Matériau de bille	Acier 100C6	$E = 210 \text{ GPa}$
Matériau du plan	Acier 100C6	$E = 210 \text{ GPa}$
Rayon de la bille	R	5 mm
Effort normal statique	$F_0$	10 N
Coefficient de frottement dynamique	$\mu_d$	0.3
Fréquence vibratoire	$\omega$	30 kHz
Amplitude vibratoire	$A$	2.5 $\mu\text{m}$
Vitesse de glissement	$\vec{v}$	0.02 $\text{m.s}^{-1}$

TAB. 3.2 – Paramètres de simulation.

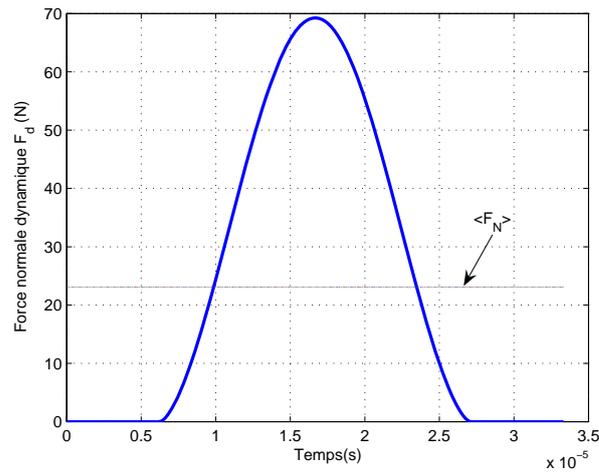
Module élastique équivalent	$E^*$	114 GPa
Raideur normale	K	$10^{10} \text{ N.m}^{-1}$
Amplitude de décollement	$A_0$	0.95 $\mu\text{m}$
Instant de contact	$t_1$	6.27 $\mu\text{s}$
Instant de contact	$t_2$	27 $\mu\text{s}$
Taux de contact	$\tau_{contact}$	61 %
Effort normal moyen	$F_d$	23 N
Effort normal maximal	$F_{dmax}$	69 N
Coefficient de frottement moyen	$\mu$	0.06
Coefficient de frottement apparent	$\mu_{app} = \frac{F_T}{F_0}$	0.15
Force de frottement moyenne	$F_T$	1.5 N

TAB. 3.3 – Résultats principaux de simulation.

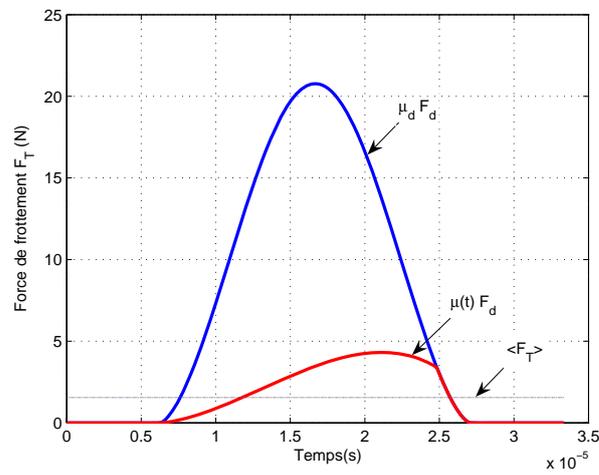
- si  $t_1 < t < t_2$  et  $\delta < \delta_c$  alors  $\mu = \frac{\delta(t)}{C}$ ,
- si  $t_1 < t < t_2$  et  $\delta > \delta_c$  alors  $\mu = \mu_d$ ,
- si  $0 < t < t_1$  ou  $t_2 < t < T$  alors  $\mu = 0$

En intégrant numériquement la relation 3.46, la force de frottement  $F_T$  est calculable en fonction du profil de déplacement  $\delta(t)$  et des paramètres de l'onde excitatrice ( $A$  et  $\omega$ ). Le calcul de  $\delta(t)$  est directement lié à la vitesse de glissement relatif  $\vec{v}$ . La figure 3.24 illustre l'évolution des efforts dynamiques et de frottement résultants au cours du temps pour une configuration décrite dans le tableau 3.2.

L'effort normal moyen est supérieur à l'effort statique  $F_0$ ,  $\langle F_N \rangle = 23 \text{ N}$ , mais l'effort de frottement apparent ( $F_T = 1,5 \text{ N}$ ) est inférieur au frottement en condition non excitée ( $F_T = 3 \text{ N}$ )! La réduction de frottement est de 44 % dans notre cas. C'est ce que nous appelons la lubrification active. La force de frottement possède une évolution plus lente que l'effort normal à cause de la variation du coefficient de frottement instantané. L'évolution des paramètres du contact est donnée sur les figures 3.25 et 3.26. Les principaux résultats de la simulation sont résumés dans le tableau 3.3. Nous pouvons constater que deux phénomènes s'opposent :



(a)  $F_N(t)$



(b)  $F_T(t)$

FIG. 3.24 – Evolution temporelle de l'effort normal  $F_N$  et tangentiel  $F_T$  en condition de décollement.

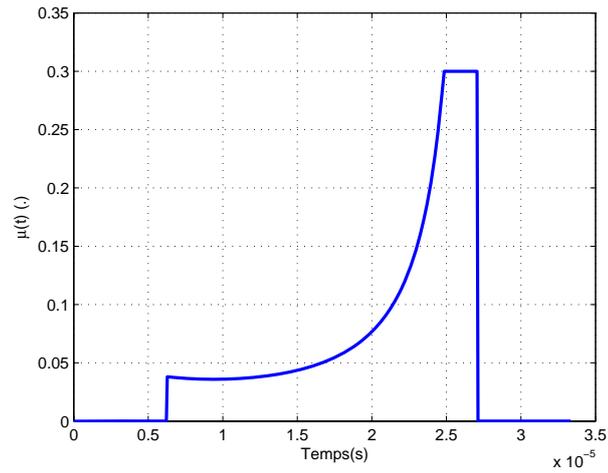
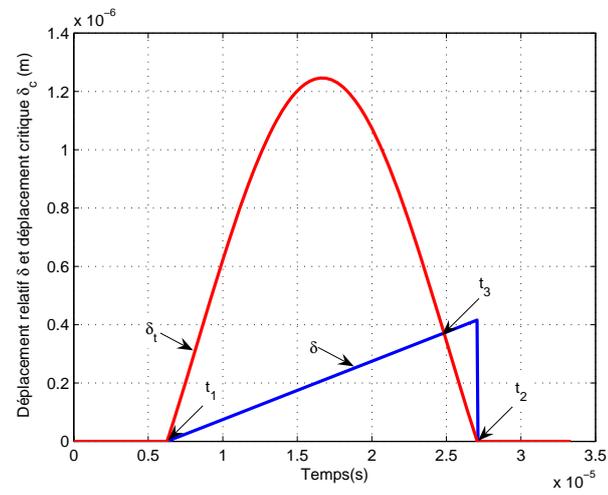
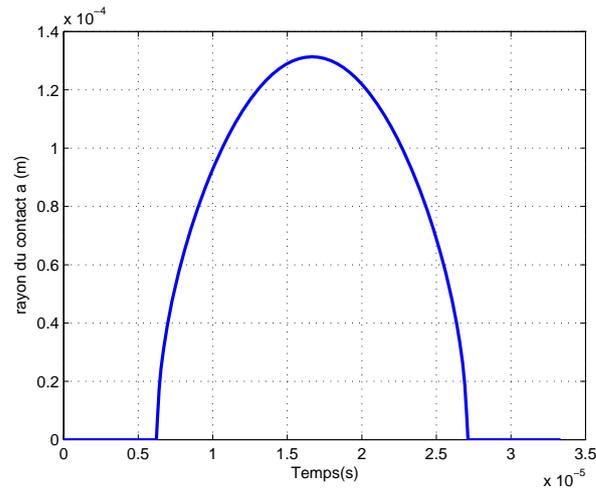
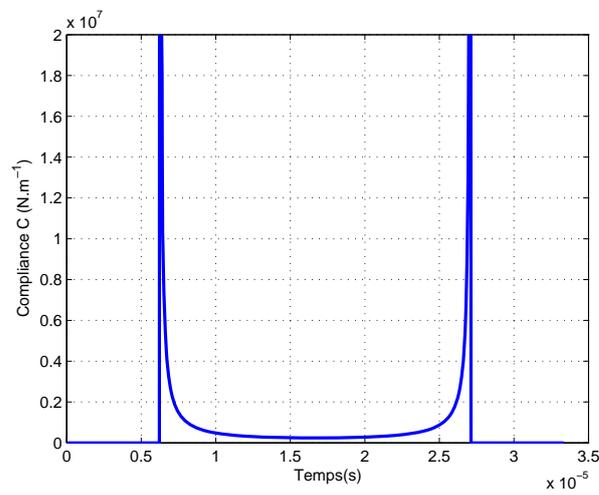
(a)  $\mu(t)$ (b)  $\delta(t)$ 

FIG. 3.25 – Evolution temporelle du coefficient de frottement  $\mu$ , du déplacement  $\delta$  et de la distance de transition  $\delta_t$  en condition de décollement.  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement les instants de début et de fin de contact et  $t_3$  l'instant de transition entre le régime de glissement partiel et total.



(a)  $a(t)$



(b)  $C(t)$

FIG. 3.26 – Evolution temporelle du rayon de contact  $a$  et de sa compliance  $C$  en condition de décollement.

- L'accroissement du chargement normal  $\langle F_d \rangle$ . La vibration augmente l'effort moyen vu par le contact et donc logiquement la force de frottement d'après la loi de Coulomb. Même nulle sur la moitié du temps, la force dynamique augmente tellement sur les phases "d'impacts" que la moyenne sur une période est plus élevée que l'effort statique.
- La diminution du coefficient de frottement moyen  $\mu$ . L'augmentation de l'effort normal  $F_N$  provoque en conséquence une croissance du rayon de contact  $a$  (évolution en  $F_d^{\frac{1}{3}}$ ) et une diminution de la compliance  $C$  (qui évolue en  $F_d^{-\frac{1}{3}}$ ). L'amplitude de transition  $\delta_t$  qui évolue en  $F_d^{\frac{2}{3}}$  augmente alors et donc  $\mu$  diminue. L'effort normal a donc un effet raidissant sur le contact et augmente l'amplitude de transition (cf. figure 3.26). L'allure typique de  $\mu$  en cloche illustre la concurrence entre l'augmentation de la distance de transition  $\delta_t$  et le déplacement relatif  $\delta$  imposé. Au début du temps de contact,  $\delta_t$  croît plus rapidement que  $\delta$  ce qui place le contact en régime de glissement mixte. Puis la charge dynamique décroît et donc  $\delta_t$  est rattrapée par  $\delta$  qui place alors le contact en régime de glissement total et fixe la valeur de  $\mu$  à  $\mu_d$ . La distribution de pression est aussi affectée et peut dépasser les limites élastiques pour la contrainte de compression. Ces cas se produisent lorsque l'amplitude vibratoire choisie est trop élevée.

Nous avons donc une compétition entre l'augmentation de la charge normale et la diminution du coefficient de frottement. Tout l'intérêt de cette technique revient donc à privilégier l'un des deux phénomènes. Il est alors possible d'augmenter le frottement ou de le diminuer! **Nous pouvons moduler l'effort de frottement par le contrôle de la vibration en amplitude et fréquence.**

### 3.3.3 Modulation de la force de frottement

L'introduction d'une vibration au sein d'un contact permet de moduler la force de frottement apparente entre deux solides. Parmi les différents paramètres qui rentrent en jeu dans la modulation des forces de frottement, nous pouvons distinguer ceux qui sont imposés par le contact (la géométrie, les dimensions, le choix de matériaux,...) et ceux qui ne dépendent pas du contact lui même (la force normale, la vitesse de glissement, l'amplitude et la fréquence de la vibration imposée). Le choix de la vitesse de glissement et de l'effort statique normal sera pris comme une contrainte dans notre étude. En effet, notre objectif final est d'introduire la lubrification électroactive dans des systèmes actuels dans le but d'augmenter leurs performances (réduction du frottement) ou d'en accroître ses fonctionnalités (frein réglable électriquement). Le couple amplitude/fréquence revêt alors une importance capitale dans la performance du mécanisme de lubrification électroactive car il découle directement du couple force statique et vitesse. Les paragraphes suivants montrent les effets de chacun de ces paramètres.

### 3.3.3.1 Influence de l'amplitude vibratoire $A$ et de l'effort statique $F_0$

L'amplitude vibratoire  $A$  joue directement sur la charge dynamique : l'effort moyen ou maximum croît avec  $A$ , que l'on soit en condition de décollement ou non. Le décollement est assuré par une amplitude minimale  $A_0$  qui permet au contact de se relaxer durant les périodes de vol. Il est possible de dégager trois configurations qui dépendent de l'amplitude vibratoire :

- Si  $A < A_0$  il n'y a pas de décollement, le contact reste donc permanent et le coefficient de frottement reste constant et égal à sa valeur dynamique  $\mu_d$ . Or la présence de vibration entraîne une augmentation de l'effort moyen normal  $F_d$ . Donc d'après la loi de Coulomb, la force de frottement apparente  $F_T$  est augmentée.
- Si  $A > A_0$  il y a décollement. La réduction du coefficient de frottement apparent  $\mu$  est possible mais dépend de l'évolution de la distance critique  $\delta_c$  par rapport à la distance de glissement  $\delta$  comme présenté dans le chapitre suivant. L'expression de  $\delta_c$  donnée par l'équation 3.48 montre qu'elle est proportionnelle à la charge dynamique  $F_d(t)$  à la puissance deux tiers.

$$\delta_c(t) = \frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1}{3} \sqrt[3]{\frac{4E^* F_d^2(t)}{3R}} \quad (3.48)$$

Plus la charge dynamique est grande, plus la distance critique est grande et plus le coefficient de frottement moyen  $\mu$  est faible. Ceci va dans le sens d'une diminution des efforts de frottement. La figure 3.27 représente l'évolution du coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  pour deux amplitudes vibratoires (1 et 10  $\mu m$ ). Avec l'augmentation de  $A$ , nous pouvons effectivement observer que le temps de contact diminue et que la valeur moyenne de  $\mu(t)$  diminue également.

- Si  $A \gg A_0$  il y a toujours décollement. Seulement, l'augmentation exagérée de  $F_d(t)$  accroît considérablement l'effort normal moyen  $F_d$ , ce qui va à l'encontre de l'objectif.

La figure 3.28 représente l'évolution de l'effort de frottement apparent ou moyen  $F_T$  en fonction de l'effort statique  $F_0$  et de la vitesse de glissement  $v$  pour différentes amplitudes vibratoires. Nous observons que :

1. Dans le cas (a),  $A$  est trop petit pour assurer un décollement des surfaces et par conséquent nous retrouvons une relation linéaire entre  $F_0$  et  $F_T$  conforme à la loi de Coulomb. La vitesse ne joue alors pas.
2. Dans le cas (b) pour une amplitude  $A$  de 1  $\mu m$ , la réduction est présente tant que  $F_0 < 10 N$  ce qui correspond à une indentation de 1  $\mu m$ . Au delà, la loi classique de Coulomb est retrouvée mais en tenant compte de l'effort dynamique moyen  $F_d$  qui est supérieur à  $F_0$  : le frottement est augmenté.

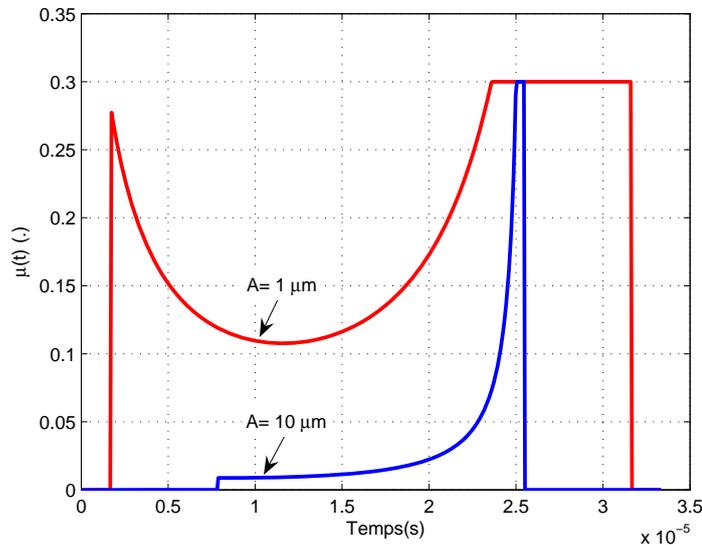


FIG. 3.27 – Evolution du coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10 \text{ N}$ ,  $R = 10 \text{ mm}$ , acier 100Cr6.

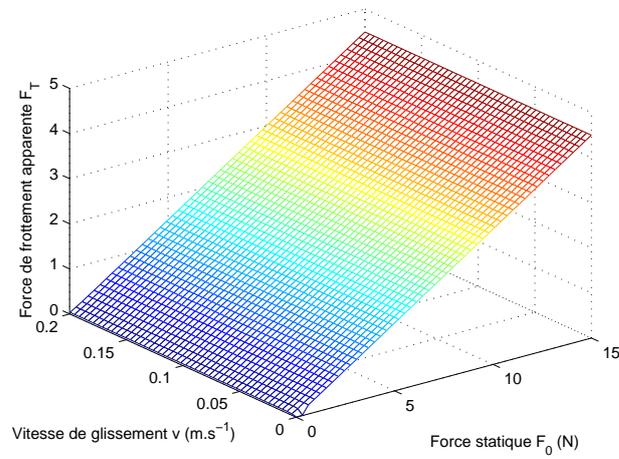
La vitesse annule les effets de l'amplitude lorsqu'elle devient supérieure à  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\mu$  prend sa valeur dynamique  $\mu_d$ .

3. Dans le cas (c), l'amplitude vibratoire est tellement grande que l'effort dynamique masque l'effort statique  $F_d \gg F_0$ . Pour de faibles vitesses, les forces de frottement sont maintenues proche de zéro. Pour des vitesses supérieures à quelques centimètres par seconde, la vibration engendre des efforts de friction considérables.

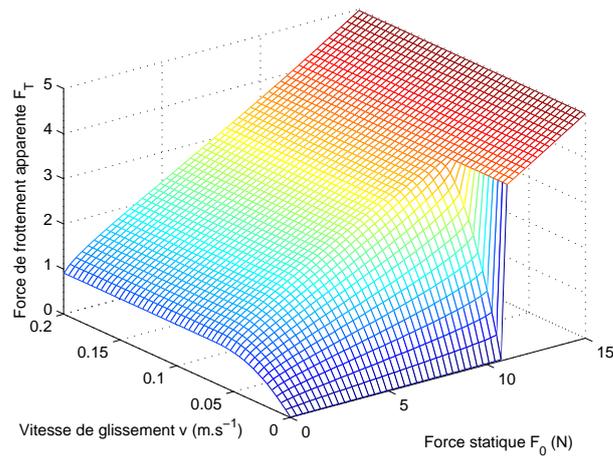
Il ressort de ces simulations qu'il existe une concurrence entre deux phénomènes opposés qu'il convient de calibrer et par conséquent de choisir une fenêtre précise pour l'amplitude vibratoire qui permet la réduction des frottements. En dehors, le système augmente considérablement la force de frottement résultante.

Quant à la charge statique  $F_0$ , elle intervient uniquement dans le calcul de l'amplitude de décollement  $A_0$ . En présence de vibration, sa contribution à l'effort normal apparent ou moyen devient rapidement secondaire au vu des amplitudes des efforts dynamiques générés (cf. figure 3.14). La figure 3.29 représente l'évolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de la fréquence  $f$  et l'amplitude vibratoire  $A$  et pour différents efforts statiques  $F_0$ . Dans ces simulations la vitesse de glissement  $v$  est constante. Trois cas de figure sont illustrés :

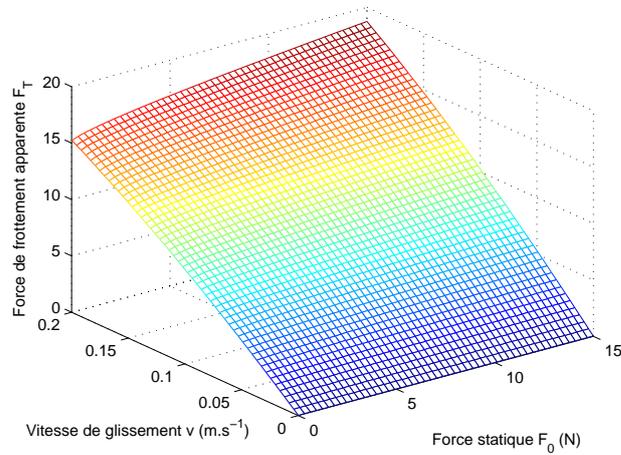
1. Dans le cas (a), le chargement statique est faible et nécessite une faible amplitude de décollement ( $0,2 \mu\text{m}$ ). La zone de lubrification active est largement étendue. Une augmentation importante du coefficient de frot-



(a)  $A = 0,1 \mu m$



(b)  $A = 1 \mu m$



(c)  $A = 10 \mu m$

FIG. 3.28 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de la vitesse de glissement  $v$  et du chargement normal statique  $F_0$  pour une fréquence vibratoire  $f$  de  $30 \text{ kHz}$  et une amplitude vibratoire  $A$  de  $0,1, 1, 10 \mu m$ .

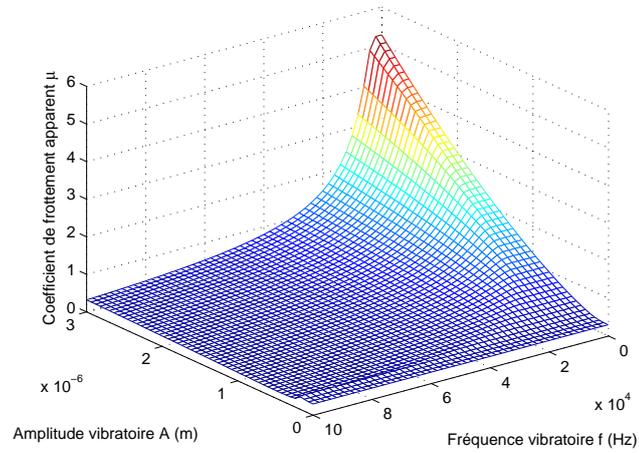
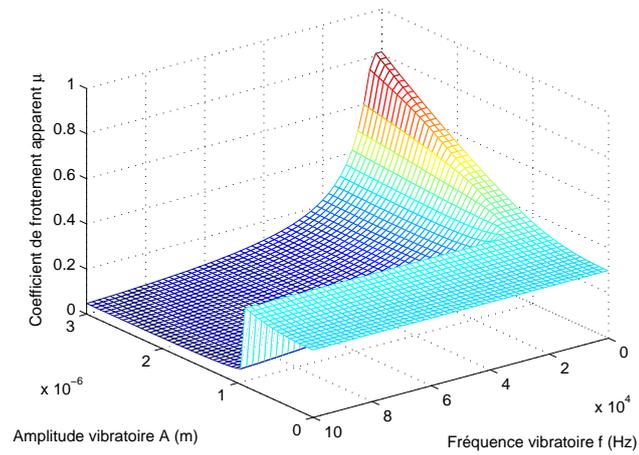
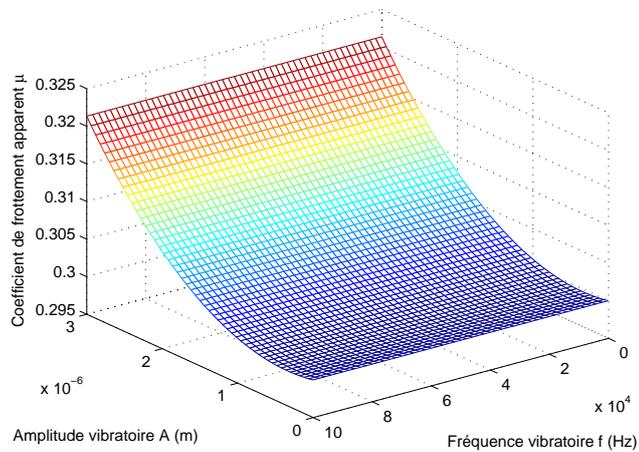
(a)  $F_0 = 1 \text{ N}$  et  $A_0 = 0,2 \mu\text{m}$ (b)  $F_0 = 10 \text{ N}$  et  $A_0 = 0,94 \mu\text{m}$ (c)  $F_0 = 100 \text{ N}$  et  $A_0 = 4,4 \mu\text{m}$ 

FIG. 3.29 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  et de la fréquence vibratoire  $f$  pour une vitesse de glissement  $v$  de  $0,02 \text{ m.s}^{-1}$  et un effort statique  $F_0$  de 1, 10, 100 N.

tement apparaît pour de très basses fréquences d'excitation et de fortes amplitudes vibratoires. Les efforts dynamiques sont prépondérants devant le chargement statique, le coefficient de frottement est supérieur à l'unité. Ce cas de figure permet de rendre compte de l'évolution du contact bien au delà de l'amplitude de transition

2. Dans le cas (b), comme précédemment il n'y a pas d'effets notables tant que  $A$  est inférieure à  $A_0$ . L'impact des efforts dynamiques est du même ordre de grandeur que  $F_0$ , ce qui permet de garder le coefficient de frottement inférieur à l'unité. Ce cas de figure permet de se rendre compte du comportement du contact au voisinage de l'amplitude de transition.
3. Dans le cas (c), le décollement n'est pas possible à cause du fort chargement statique ( $F_0 = 100 N$ ). Nous pouvons observer que l'augmentation du coefficient de frottement reste faible (+7 % à  $3 \mu m$ ) et est indépendante de la fréquence vibratoire. Ce cas de figure permet de rendre compte de l'évolution du contact avant l'amplitude de transition.

Nous pouvons observer que tant que l'amplitude vibratoire  $A$  n'est pas supérieure à  $A_0$  il n'y a pas de réduction des forces de frottement mais une légère augmentation. La fréquence admet aussi un minimum autour de  $30 kHz$  pour assurer la lubrification active. Cette borne inférieure en fréquence  $F_0$  est indépendante du chargement statique  $F_0$  et de l'amplitude vibratoire  $A$  en condition de décollement (cas  $a$  et  $b$  de la figure 3.29). Dans le cas  $c$  où le décollement n'existe pas, naturellement la fréquence n'intervient pas.

### 3.3.3.2 Influence de la vitesse de glissement relative $v$ et de la fréquence vibratoire $f$

La vitesse de déplacement relative entre les solides en contact  $\vec{v}$  est un paramètre très influant sur les performances de la lubrification électroactive. Elle rentre en jeu dans le calcul du déplacement relatif  $\delta$  (cf. équation 3.45). Son calcul correspond à l'intégrale de la vitesse de glissement  $\vec{v}$  par le temps de contact comme illustré sur la figure 3.30. D'après les précédents chapitres, la réduction recherchée n'est possible que si le déplacement relatif  $\delta$  reste inférieur au déplacement critique  $\delta_c$  car cela garantit ainsi de garder le contact en glissement partiel et d'abaisser le coefficient de frottement moyen. La figure 3.30 montre l'évolution temporelle du déplacement  $\delta$  pour deux vitesses relatives ( $0,02$  et  $0,2 m.s^{-1}$ ) ainsi que l'évolution de la distance critique ou transitoire  $\delta_c$ . Nous pouvons distinguer deux cas :

- Dans le cas où  $\delta$  croît plus rapidement que  $\delta_c$ , la réduction du frottement est impossible car le contact est perpétuellement en glissement total et donc le coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  est égal au coefficient de frottement dynamique  $\mu_d$  en permanence comme illustré sur la figure 3.31. Dès l'instant de contact  $t_1$ ,  $\mu(t)$  atteint sa valeur dynamique de  $0,3$  et reste constant

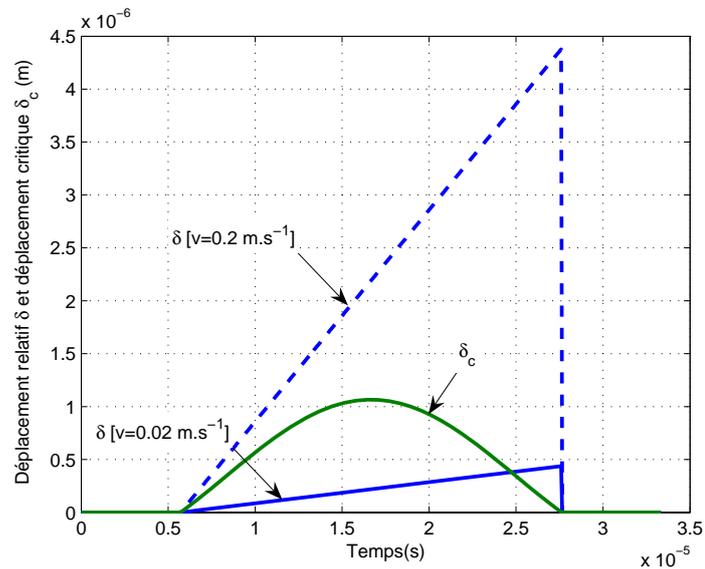


FIG. 3.30 – Evolution de la distance de glissement  $\delta$  pour différentes vitesses de glissement. *Conditions de simulation:  $f = 30 \text{ kHz}$ ,  $A = 2 \text{ }\mu\text{m}$  et  $F_0 = 10 \text{ N}$  pour un couple sphère/plan en acier 100Cr6.*

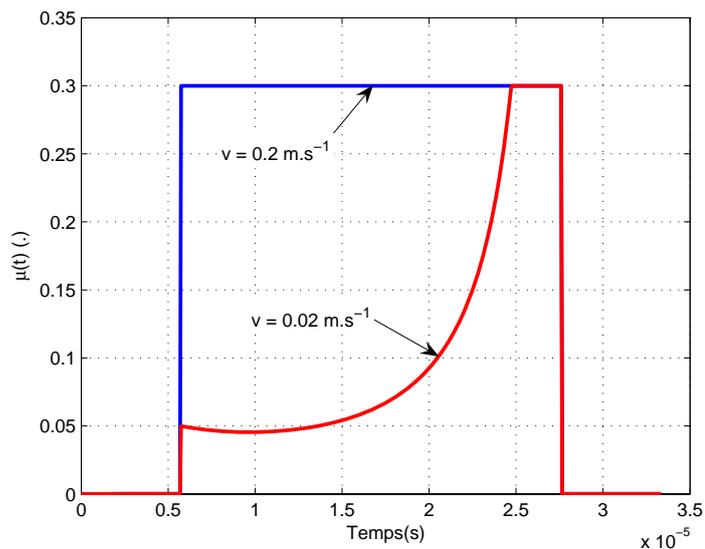


FIG. 3.31 – Evolution du coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  pour différentes vitesses de glissement. *Conditions de simulation:  $f = 30 \text{ kHz}$ ,  $A = 2 \text{ }\mu\text{m}$  et  $F_0 = 10 \text{ N}$  pour un couple sphère/plan en acier 100Cr6.*

jusqu'à l'instant de rupture de contact  $t_2$ . La compliance à l'instant  $t_1$  est très élevée car la charge dynamique est faible et la zone de contact faible. La croissance du coefficient de frottement est donc extrêmement rapide. Si le coefficient de frottement moyen  $\mu$  n'est pas influencé, l'effort normal  $F_d(t)$  voit sa valeur moyenne augmenter car le contact est toujours soumis à une vibration provoquant le décollement. Il en résulte alors une augmentation de l'effort de frottement apparent puisque  $\mu$  est constant et l'effort normal moyen  $F_{d_{moyen}}$  est supérieur à l'effort statique  $F_0$ .

- Dans le cas où  $\delta$  croît plus lentement que  $\delta_c$ , une zone de glissement mixte existe et dure tant que  $\delta(t) < \delta_c(t)$ . Le coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  calculé selon l'équation 3.46 y est alors inférieur à sa valeur dynamique  $\mu_d$ . La figure 3.31 illustre ce cas pour une vitesse de glissement de  $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ . L'évolution de  $\mu(t)$  est déterminée par la croissance de l'effort normal  $F_d$  via la compliance  $C$  et le déplacement  $\delta$ . Lorsque l'inéquation n'est plus vérifiée, le coefficient de frottement instantané reste à sa valeur dynamique  $\mu(t) = \mu_d$ . La valeur moyenne de  $\mu(t)$  (le coefficient de frottement apparent  $\mu$ ) est alors inférieure à  $\mu_d$ .

La vitesse détermine donc la distance que va parcourir le contact durant chaque temps de contact et c'est cette distance qu'il faut maintenir en deçà de la distance de transition. Or, le temps de contact est directement lié à la fréquence et l'amplitude d'excitation. Suivant l'objectif visé (augmentation ou réduction de l'effort de frottement), il convient de choisir un couple amplitude/fréquence pour la vibration mécanique normale :

- Si l'effort de friction doit être augmenté, alors il faut que le coefficient de frottement apparent ou moyen  $\mu$  soit maximum et donc au mieux, égal au coefficient de frottement dynamique. Pour cela la distance de transition  $\delta_c(t)$  doit être inférieure au déplacement instantané  $\delta(t)$ . Ceci est effectif pour de faibles fréquences d'excitation car la croissance de  $\delta_c$  est lente. Dans une moindre mesure, de faibles amplitudes de vibrations permettent aussi d'augmenter le temps de contact et de générer un effort normal dynamique moyen supérieur à l'effort statique.
- Si l'effort de friction doit être minimisé, alors il faut que le coefficient de frottement apparent  $\mu$  soit minimal. Pour cela la distance de transition doit être supérieure au déplacement. Ceci est possible si le temps de contact est faible et donc si la fréquence d'excitation est élevée. Dans une moindre mesure, augmenter l'effort dynamique revient à augmenter  $\delta_c$  mais augmente aussi l'effort moyen normal, ce qui est incompatible avec l'objectif.

Le paramètre essentiel lié à la vitesse de glissement  $\overline{v}$  est donc la fréquence vibratoire  $f$ . Plusieurs conditions peuvent être déduites de ces observations et permettent d'établir une contrainte sur la fréquence d'excitation.

**3.3.3.2.1 Calcul de la fréquence critique  $f_0$  selon la vitesse relative**

La pente de la courbe de glissement  $u(t = t_1)$  doit être inférieure à la pente de courbe de glissement critique  $\delta_c(t = t_1)$ . Cette condition se traduit par :

$$\frac{d}{dt}(\delta_c(t)) > \frac{d}{dt}(\delta(t)) \quad (3.49)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1}{3} \sqrt[3]{\frac{4E^* K^2}{3R}} (A_0 + A \cos(\omega t)) \right] > v \quad (3.50)$$

Avec  $v$  la vitesse de déplacement qui est considérée constante dans le temps. De cette inéquation nous pouvons déduire que :

$$\frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1}{3} \sqrt[3]{\frac{4E^* K^2}{3R}} A \omega \sin(\omega t) > v \quad (3.51)$$

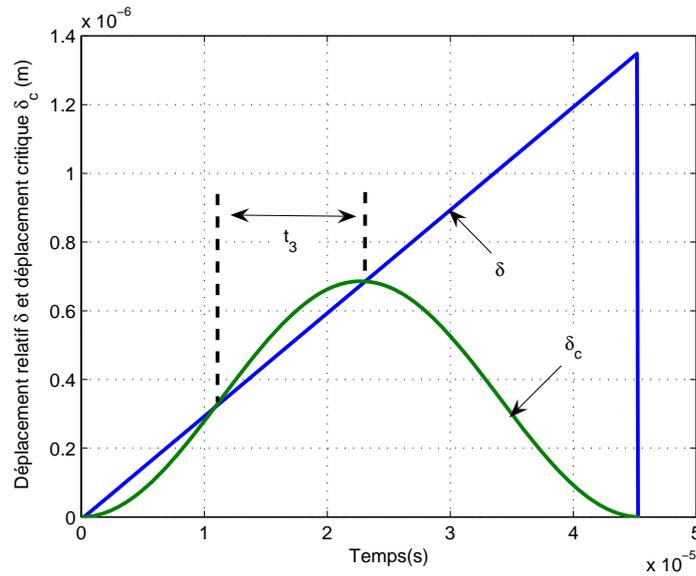
Le respect de cette inégalité repose sur la concurrence entre l'augmentation linéaire de  $\delta$  dès l'instant de contact  $t_1$  et l'augmentation de  $\delta_c$  sur la première moitié du temps de contact. Il existe donc plusieurs cas de figure dépendant de la croissance de l'un ou de l'autre. Donc à  $t = t_1$  nous pouvons donner une contrainte sur la fréquence  $f$  :

$$f > v \cdot \frac{3}{4\pi \cdot \mu_d \cdot K_1} \sqrt[3]{\frac{3R}{4E^* K^2}} \frac{1}{\sqrt{A^2 - A_0^2}} \quad (3.52)$$

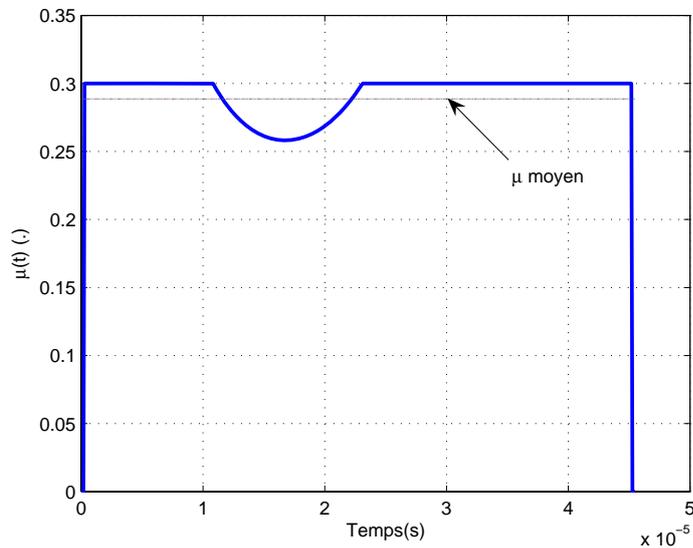
Avec :

$$\sin(\omega t_1)^2 = 1 - \cos(\omega t_1)^2 = 1 - \frac{A_0^2}{A^2} \quad (3.53)$$

Le choix de cette contrainte peut être discuté car elle ne correspond pas au strict minimum de fréquence nécessaire pour faire chuter le coefficient de frottement moyen. En effet des cas particuliers peuvent se présenter pour des fréquences très légèrement supérieures à  $f_0$  pour lesquelles la pente de  $\delta_c$  peut être inférieure à la vitesse de glissement à l'instant  $t_1$  mais peut par la suite devenir supérieure (cf. figure 3.32). Cependant cette erreur d'estimation reste négligeable. La figure 3.31 montre l'influence de la vitesse de glissement sur le coefficient de frottement instantané  $\mu_d(t)$ . Si la vitesse est trop élevée, autrement dit une fréquence vibratoire trop faible i.e.  $f < f_0$ , le coefficient de frottement  $\mu(t)$  reste égal à sa valeur dynamique. Le déplacement tangentiel est plus rapide que la propagation de la zone de transition  $c$ . La figure 3.33 illustre l'évolution de cette borne inférieure en fréquence que nous nommons fréquence critique  $f_0$ . Cette fréquence est bien linéaire par rapport à la vitesse de glissement  $v$  comme montré dans le cas (b). La dépendance vis-à-vis de l'amplitude vibratoire illustrée dans le cas (a), laisse apparaître encore une fois que pour des amplitudes proches de  $A_0$  le meilleur compromis semble être atteint. En effet la décroissance de  $f_0$  s'atténue fortement avec l'augmentation de  $A$ .

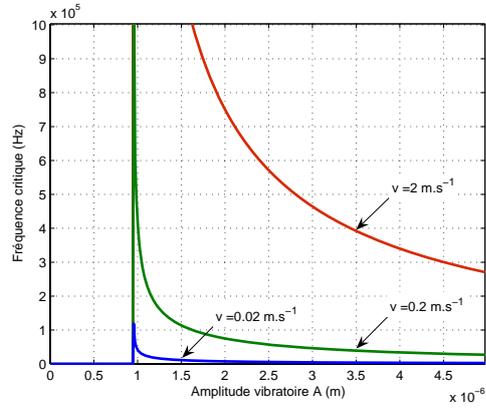


(a) Evolution de  $\delta$  et  $\delta_c$

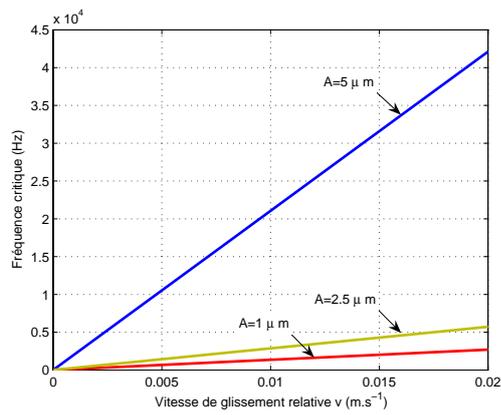


(b) Evolution de  $\mu(t)$

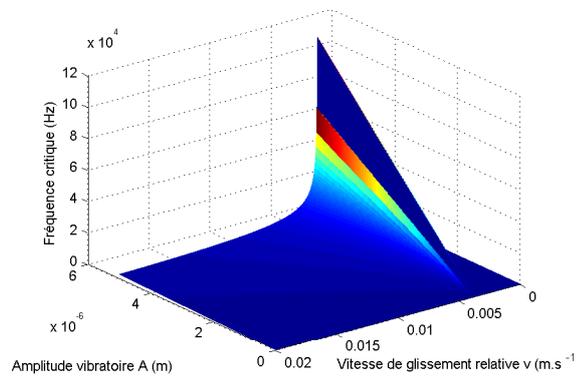
FIG. 3.32 – Evolution du déplacement de transition  $\delta_c$  et du coefficient de frottement instantané  $\mu(t)$  dans un cas particulier. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10 \text{ N}$ ,  $R = 5 \text{ mm}$ , acier 100Cr6, amplitude vibratoire  $A = 0,95 \mu\text{m} > A_0$ , vitesse de glissement  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$  et fréquence vibratoire  $f = 22 \text{ kHz}$ .



(a) Evolution de la fréquence critique  $f_0$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$



(b) Evolution de la fréquence critique  $f_0$  en fonction de la vitesse de glissement  $v$



(c) Evolution de la fréquence critique  $f_0$  en fonction de la vitesse de glissement  $v$  et de l'amplitude vibratoire  $A$

FIG. 3.33 – Evolution de la fréquence critique  $f_0$

### 3.3.3.2.2 Calcul de la fréquence critique $f_0$ selon le taux de glissement partiel

La longueur totale de glissement  $\delta$  doit être inférieure à la distance de transition  $\delta_c$  :

$$\delta < \delta_c \quad (3.54)$$

$$\delta = v.(t_2 - t_1) = v.T(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \arccos(\frac{A_0}{A})) \quad (3.55)$$

$$\delta_c(t) = \frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1 \cdot F_d(t)}{3 \cdot a(t)} = \frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1}{3} \sqrt[3]{\frac{4E^* F_d^2(t)}{3R}} \quad (3.56)$$

La distance de transition  $\delta_c$  est indépendante de la vitesse relative mais est proportionnelle à l'effort normal dynamique  $F_d$  comme décrit précédemment par l'équation 3.44. Or  $\delta_c$  dépend du temps, cette inéquation sera forcément fautive en fin de temps de contact et le contact finira toujours en glissement total. La résolution de cette inéquation n'admet pas d'expression analytique et doit se faire numériquement. Cette condition reste toutefois intéressante car elle permet d'estimer la proportion de temps de contact  $T_{contact}$  qui est passé en glissement partiel *i.e.* le taux de glissement partiel (cf. figure 3.25). Soit  $t_3$  l'instant où  $\delta(t_3) = \delta_c(t_3)$ , nous pouvons écrire :

$$v(t_3 - t_1) = \chi(A_0 + A \cos(\omega t_3)) \quad (3.57)$$

Avec :

$$\chi = \frac{2 \cdot \mu_d \cdot K_1}{3} \sqrt[3]{\frac{4E^* K^2}{3R}} \quad (3.58)$$

La figure 3.34 représente l'évolution des instants de contact  $t_1$  et  $t_2$  ainsi que l'instant  $t_3$  qui délimite la zone de glissement partiel de la zone de glissement total en fonction de l'amplitude vibratoire et sur la figure 3.35 en fonction de la fréquence vibratoire. Le taux de glissement partiel est défini comme le rapport entre le temps passé en régime de glissement partiel ( $t_3 - t_1$ ) sur le temps total de contact ( $t_2 - t_1$ ). Nous pouvons observer une croissance rapide de ce taux qui confirme l'idée qu'il est inutile de choisir une amplitude vibratoire excessivement supérieure à l'amplitude de décollement  $A_0$ . La figure 3.35 montre bien l'existence d'une fréquence minimale pour assurer un passage en glissement partiel et donc une réduction du coefficient de frottement moyen  $\mu$ . De même à vitesse donnée, il est vite inutile de choisir une fréquence d'excitation exagérément élevée car le taux de glissement partiel atteint rapidement son asymptote.

### 3.3.3.2.3 Différents cas de figure

Dans le cas présenté sur la figure 3.36 nous considérons un contact bille/plan en acier 100Cr6 chargé par une force normale statique  $F_0$  de 10 N pour différentes vitesses de glissement  $\vec{v}$ , avec une amplitude de vibration  $A$  comprise entre 0 et 3  $\mu m$  et une fréquence vibratoire  $f$  comprise entre 0 et 100 kHz. L'amplitude

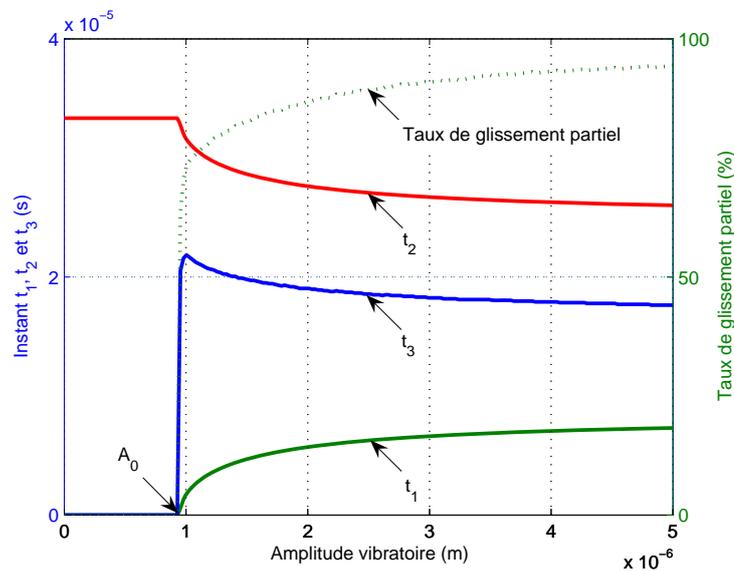


FIG. 3.34 – Evolution des instants  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  et du taux de glissement partiel selon l'amplitude vibratoire. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10 \text{ N}$ ,  $R = 10 \text{ mm}$ , acier 100Cr6, fréquence vibratoire  $f = 30 \text{ kHz}$ , vitesse de glissement  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement les instants de début et de fin de contact et  $t_3$  l'instant de transition entre le régime de glissement partiel et total.

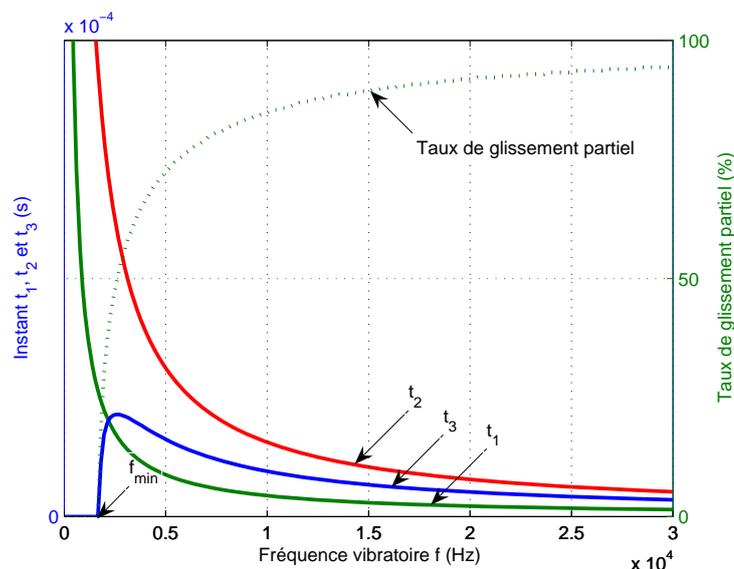
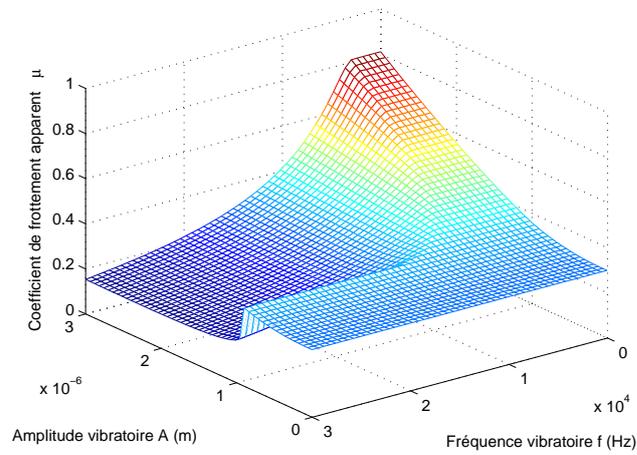
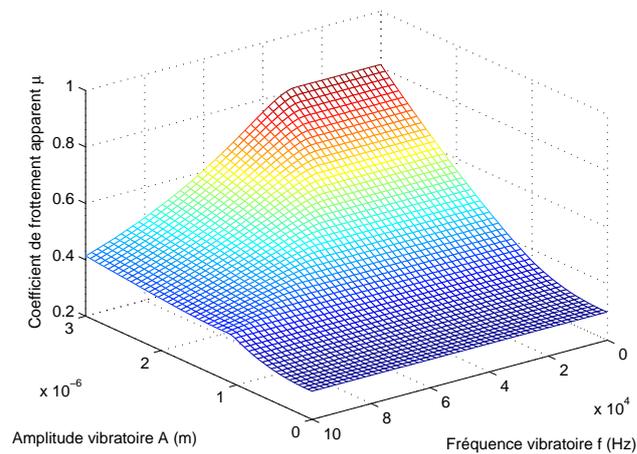


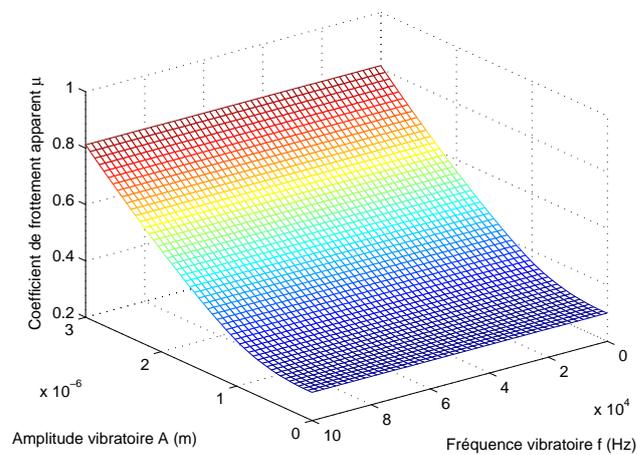
FIG. 3.35 – Evolution des instants  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  et du taux de glissement partiel selon la fréquence vibratoire. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10 \text{ N}$ ,  $R = 10 \text{ mm}$ , acier 100Cr6, amplitude vibratoire  $A = 5 \mu\text{m} > A_0$ , vitesse de glissement  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement les instants de début et de fin de contact et  $t_3$  l'instant de transition entre le régime de glissement partiel et total.



(a)  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$



(b)  $v = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$



(c)  $v = 2 \text{ m.s}^{-1}$

FIG. 3.36 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  et de la fréquence vibratoire  $f$  pour une vitesse de glissement de  $v = 0,02, 0,2, 2 \text{ m.s}^{-1}$  et un effort statique  $F_0$  de  $10 \text{ N}$ .

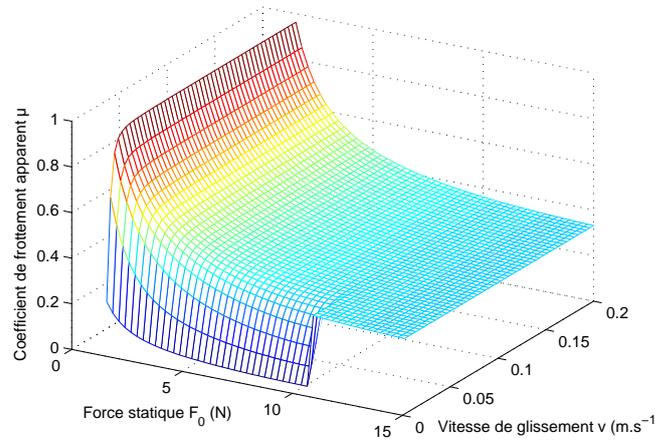
critique correspondante  $A_0$  est de  $0,95 \mu m$ . Pour des amplitudes inférieures à  $A_0$ , aucune réduction du coefficient de frottement n'est possible puisque le contact est permanent. Cependant, nous pouvons noter une légère augmentation due à l'effort dynamique comme présenté précédemment. La réduction des forces de frottement est effective pour les vitesses faibles et le coefficient de frottement apparent devient inférieur à la valeur du coefficient de frottement dynamique  $\mu_d$  ( $\mu=0,3$ ). A partir de la fréquence critique  $f_0$  nous pouvons observer la diminution de  $\mu$ . Cette réduction peut en théorie atteindre zéro pour des fréquences très élevées ( $f \gg 100 kHz$ ). Pour une fréquence de  $30 kHz$ ,  $\mu_d$  atteint  $0,2$  soit  $33 \%$  de réduction. Chacun des trois exemples représente une situation particulière :

1. Dans le cas (a), la vitesse de glissement est de  $0,02 m.s^{-1}$ . La réduction des forces de frottement est bien présente pour des amplitudes supérieures à  $A_0$  et pour des fréquences vibratoires supérieures à  $F_0$ . Nous disposons d'une plage de couple amplitude/fréquence dans laquelle la lubrification active est présente.
2. Dans le cas (b), la vitesse est de  $0,2 m.s^{-1}$ . La réduction de coefficient de frottement moyen  $\mu$  est toujours présente pour des amplitudes supérieures à  $A_0$  et pour des fréquences supérieures à  $F_0$  mais ne peut plus compenser l'augmentation de l'effort normal dynamique : la vitesse de glissement est trop élevée par rapport à la gamme de fréquence considérée.
3. Dans le cas (c), la gamme de fréquence considérée est inférieure à  $f_0$ . Le coefficient de frottement reste à la valeur dynamique. Les forces de frottement sont alors augmentées à cause des efforts dynamiques élevés. C'est une configuration qui permet de surcharger le contact et donc de transmettre plus d'effort<sup>10</sup>.

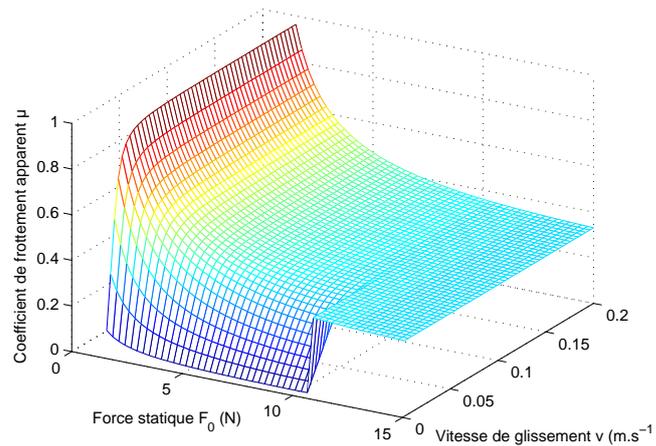
La figure 3.37 donne l'évolution du coefficient de frottement apparent ou moyen selon le chargement normal statique  $F_0$  et la vitesse de glissement relative  $\vec{v}$ . Ceci nous permet d'illustrer le comportement de la lubrification active sous sollicitations fixées ( $A = 1 \mu m$  et  $f = 25 - 100 kHz$ ). Si la vitesse est trop élevée et donc si  $f$  est inférieur à  $f_0$ , le contact passe en régime de glissement total ( $\delta > \delta_c \forall t$ ). En dehors de la zone de lubrification, les forces de frottement sont augmentées comme le montre l'augmentation du coefficient de frottement apparent.

Nous pouvons donc conclure que la fréquence et la vitesse de glissement sont intimement liées. Pour une vitesse donnée, il convient de choisir une fréquence vibratoire permettant de réduire le coefficient de frottement moyen, mais aussi de le réduire suffisamment pour contrer l'augmentation de l'effort normal. La fréquence minimale  $f_0$  appelée fréquence critique dépend donc de la vitesse de glissement mais

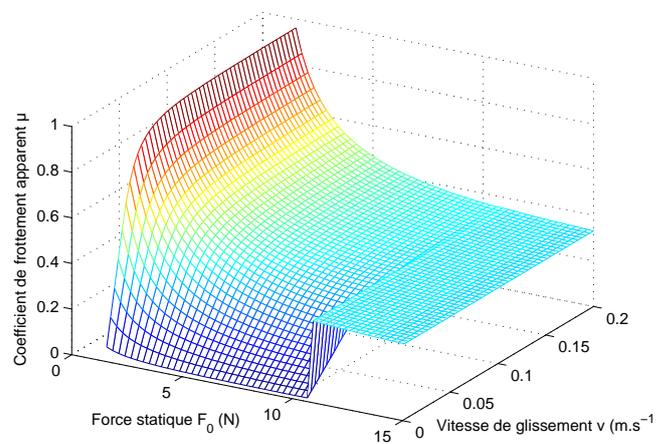
<sup>10</sup>Cet aspect pourrait se révéler utile dans tous les systèmes de transmission d'effort : freins à disques, embrayages commandés électriquement, contact rotor/stator de moteurs piézoélectriques,...



(a)  $f = 25 \text{ kHz}$



(b)  $f = 50 \text{ kHz}$



(c)  $f = 100 \text{ kHz}$

FIG. 3.37 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de la vitesse de glissement  $v$  et du chargement normal statique  $F_0$  pour une amplitude vibratoire  $A$  de  $1 \mu\text{m}$  et une fréquence vibratoire  $f$  de 25, 50, 100 kHz.

Condition d'excitation	$A > A_0$	$A < A_0$
$f > f_0$	$F_T \Downarrow$	$F_T \Uparrow$
$f < f_0$	$F_T \Uparrow$	$F_T \Uparrow$

TAB. 3.4 – Conditions d'excitation du contact.

aussi de l'amplitude vibratoire choisie et des paramètres géométriques du contact considéré.

### 3.3.3.3 Augmentation et réduction de la force de frottement $F_T$

Nous avons vu que la lubrification active était possible lorsque les deux paramètres d'excitation que sont l'amplitude vibratoire  $A$  et la fréquence vibratoire étaient supérieures à deux bornes inférieures : la profondeur d'indentation  $A_0$  et la fréquence critique  $f_0$ . Cependant, lorsque l'une des deux conditions n'est pas respectée, nous avons observé une augmentation des forces de frottement. Bien que contraire à notre objectif principal qui est de réduire les frottements dans un moteur à combustion interne, cette capacité à surcharger le contact est intéressante pour tous les systèmes de transmission des efforts. Un autre avantage de cette technique est de pouvoir moduler les forces de frottement de part et d'autre de sa valeur statique ou non excitée. En effet, la souplesse de commande et sa rapidité liée à l'utilisation d'actionneurs électriques offre un nouveau degré de liberté pour la conception d'ensembles mécaniques. **Que devons-nous alors choisir comme paramètres d'excitation  $A$  et  $f$  si nous désirons augmenter ou réduire les forces de frottement ?**

Le tableau 3.4 recense les différents cas de figures existant :

- Si  $A > A_0$  et  $f > f_0$  : c'est la zone de lubrification active. Toutes les conditions sont favorables pour réduire les forces de frottement. La fréquence élevée assure une évolution du contact en glissement partiel avec un taux de glissement partiel élevé. L'amplitude vibratoire assure un décollement des surfaces. Une grande attention doit être portée sur le choix de ce paramètre. Nous avons vu que si l'amplitude est très grande par rapport à  $A_0$  l'amplitude minimale, les efforts dynamiques deviennent importants et annulent l'effet de la réduction du coefficient de frottement moyen : le coefficient de frottement apparent croit alors dans ce cas !
- Si  $A < A_0$  et  $f > f_0$  : ce couple de paramètres permet d'augmenter les forces de frottement. Comme les surfaces ne se décolent pas, il n'y a pas de réduction du coefficient de frottement moyen et apparent. Par contre, la vibration provoque, via la raideur du contact, des efforts dynamiques qui en moyenne augmentent artificiellement le chargement statique. Naturellement les forces de frottement sont augmentées. Cette augmentation reste modeste et ne dépasse pas la dizaine de pour cent.

- Si  $A < A_0$  et  $f < f_0$  : Le contact est très peu sollicité et les effets sont proches du cas précédent. La dynamique du contact non excitée est prépondérante.
- Si  $A > A_0$  et  $f < f_0$  : Ce cas correspond à des forces de frottement maximales. L'amplitude assure un décollement des surfaces mais la fréquence n'assure pas une croissance rapide de la distance de transition  $\delta_c$  par rapport à la distance de glissement  $\delta = v.t$ . Le frottement est donc maximum puisque le coefficient de frottement instantané garde sa valeur maximale  $\mu_d$  et que l'effort normal résultant  $F_d$  est supérieur à l'effort normal statique  $F_0$ . Dans ce cas précis, il est favorable d'augmenter l'amplitude bien au delà de l'amplitude de décollement  $A_0$  car elle accroît la valeur des efforts dynamiques via la raideur de contact. Il existe une limite supérieure pour l'amplitude vibratoire. En effet, les efforts dynamiques peuvent entraîner des sollicitations plastiques. Celles-ci se traduisent par une saturation des contraintes à la limite élastique et déforment le contact. Les hypothèses élastiques et modèles de Hertz ne garantissent plus une description fidèle du phénomène. De plus, en plastifiant le contact, nous provoquons des dégradations supplémentaires au contact (fatigue, fissuration, augmentation de l'adhésion par rupture des couches d'oxydes ou de revêtements,...). De telles conditions ne sont pas acceptables dans notre application.

Nous pouvons conclure que la lubrification active nécessite une excitation calibrée dont la largeur de fenêtre est dépendante des paramètres physiques du contact, mais surtout du chargement normal et de la vitesse de déplacement des solides. En dehors de cet intervalle, le contact augmente les forces de frottement. Cette transition est pilotée par l'amplitude et la fréquence vibratoire qui sont introduites. Si celles-ci sont pilotables, **il est donc possible de contrôler et moduler (augmenter et diminuer) les efforts de frottements d'un contact.**

#### 3.3.3.4 Quelle forme d'onde mécanique choisir ?

Tout au long de notre étude, nous avons fait le choix de ne considérer que des vibrations sinusoïdales. Cette restriction est motivée par plusieurs raisons :

- Comme nous l'aborderons dans le chapitre suivant, l'excitation des modes propres n'autorise que les signaux sinusoïdaux. En effet, la résonance présente un caractère ultra sélectif dans la bande de fréquence. La bande passante est faible si l'on souhaite une amplification élevée. Le produit gain/bande est souvent une constante en électronique comme en mécanique. Nous cherchons à viser cette fenêtre fréquentielle car elle assure la meilleure conversion mécanique et électrique du système. Non pas parce qu'elle est plus rentable directement mais parce que l'énergie transmise présente le meilleur facteur de transmission. En dehors de cette fenêtre, une partie de l'énergie injectée ne fait que circuler et est stockée transitoirement sous forme électrique (capacité) ou mécanique (énergie élastique). Ces flux et

reflux d'énergie entraînent des pertes électriques (resistive) et mécaniques (amortissement fluide et visqueux) qui se traduisent par un dégagement de chaleur et par un vieillissement des matériaux.

- L'utilisation de résonateurs de Langevin permet de minimiser l'énergie réactive consommée pour des fréquences élevées ( $\sim 100 \text{ kHz}$ ) comparé à des actionneurs de types multi-couches. Cet aspect sera abordé plus en détail dans le chapitre suivant.
- Le recours à des signaux sinusoïdaux permet aussi de ne pas surdimensionner l'électronique d'alimentation des actionneurs. Plus les signaux sont rapides ou de formes complexes plus les alimentations auront une bande passante large, seront plus coûteux et difficiles à mettre en oeuvre.

Néanmoins, nous sommes persuadés qu'une sollicitation de type impact ou impulsionnelle aurait des effets plus nets par rapport à une sollicitation purement sinusoïdale. En effet, dans le cas d'une sollicitation par impacts, le temps de contact est très réduit ce qui augmenterait le pouvoir de lubrification active. Une telle étude mériterait une attention particulière dans l'avenir.

### 3.3.3.5 Conclusion

L'activation du contact par des ondes mécaniques semble prometteuse. En effet, depuis longtemps nous travaillons avec des lois qui supposent que le contact est permanent. Comparativement, l'étude récente des phénomènes transitoires, et de fretting en particulier, laisse entrevoir une vision différente des contacts dynamiques. Les différentes raideurs de contact qu'elles soient structurelles (aspérités) ou matérielles (raideur tangentielle  $G$ ) autorisent un mouvement élastique de deux corps en contact. Bien sûr, le contact élastique ne dure que sur quelques micromètres tout au plus. Cela dit grâce au progrès des actionneurs et en particulier des actionneurs piézoélectriques, il est possible de découper un mouvement d'ensemble macroscopique en une succession de petits débattements micrométriques sur lesquels le contact est majoritairement élastique. Ainsi avec un processus semblable à celui de la marche, les corps se déplacent l'un par rapport à l'autre tout en ne mettant en jeu que des forces élastiques. Or des contacts élastiques dissipent beaucoup moins d'énergie que des contacts plastifiés. Les forces de frottement et l'usure y sont alors bien plus faibles que dans des cas passifs. Il peut paraître étonnant qu'injecter de l'énergie dans un contact puisse en faire économiser. La lubrification active ne modifie pas les paramètres physiques ( $E, G, \mu_d, \dots$ ) du contact mais modifie les conditions de sollicitation : d'un contact permanent en glissement total nous passons à un contact intermittent en glissement partiel. En quelque sorte, nous faisons marcher les surfaces entre elles.

Nous avons pu mettre en avant les principes de la lubrification active. Il ressort que la réduction des forces de frottement n'est envisageable que pour une fenêtre d'excitation bien précise. L'amplitude vibratoire doit être supérieure à la

profondeur d'indentation  $A_0$  pour assurer un décollement des surfaces. La fréquence d'excitation doit être choisie pour minimiser les déplacements relatifs et donc admet une valeur minimale dépendante de la vitesse de glissement et de l'amplitude vibratoire choisie. Le gain en performance est extrêmement rapide et il devient vite inutile d'augmenter exagérément les amplitudes et fréquences vibratoires. Une amplitude trop élevée entraîne des efforts dynamiques importants et très vite les pressions dépassent les seuils plastiques des matériaux. Il se produit alors une déformation irréversible des contacts et à terme une destruction du dispositif. Vu d'un angle différent et opposé, cette capacité à augmenter les efforts permettrait d'améliorer les dispositifs frottants comme des freins ou des interfaces de friction (contact rotor-stator des moteurs piézoélectrique par exemple). Ainsi par le choix de ces deux réglages il nous est possible de moduler les forces de frottement aussi bien à la baisse qu'à la hausse. Le réglage de ces grandeurs peut se faire électriquement dans le cadre d'actionneurs électromécaniques. Combinée à la technologie piézoélectrique, la lubrification active permet de concevoir des dispositifs à coefficient de frottement variable.

### 3.3.4 Usure

Nous venons de montrer théoriquement que les forces de frottement sont modulables grâce à l'introduction de vibrations au sein du contact. Mais le frottement ne se limite pas à l'étude des forces de frottement ; cela nécessite de s'intéresser aussi à l'usure et les processus qui en sont à l'origine. L'introduction de charges dynamiques importantes et de temps de décollement modifient aussi l'usure de contacts soumis à des vibrations normales. Nous détaillerons d'abord quelques résultats bibliographiques traitant spécifiquement de l'usure. Ensuite nous présenterons un modèle issu des observations de Goto et Ashida basé sur des considérations géométriques et mécaniques. Enfin nous exposerons un autre modèle basé sur des considérations énergétiques.

#### 3.3.4.1 Eléments bibliographiques

Les recherches portant sur l'usure en présence de vibrations sont peu nombreuses comparées aux travaux qui traitent de la réduction des forces de frottement. Les travaux de Goto et Ashida sont particulièrement intéressants car ils traitent de la diminution de l'usure d'un acier carbone soumis à un frottement pion/plan vibrant [Got84]. Le dispositif d'étude est représenté sur la figure 3.38. Il s'agit d'un tribomètre sur lequel le patin glisseur est entraîné en vibration grâce à un résonateur de Langevin piézoélectrique. Ces résultats expérimentaux montrent que l'usure est diminuée avec l'augmentation de l'amplitude vibratoire comme illustré sur la figure 3.39. Nous pouvons remarquer que le taux d'usure tend vers zéro pour une amplitude de quelques micromètres pour des pressions de contact comprises entre 1 MPa et 3 MPa. Cette diminution est proportionnelle au temps de vol entre les solides, ce qui semble en accord avec notre modèle théorique.

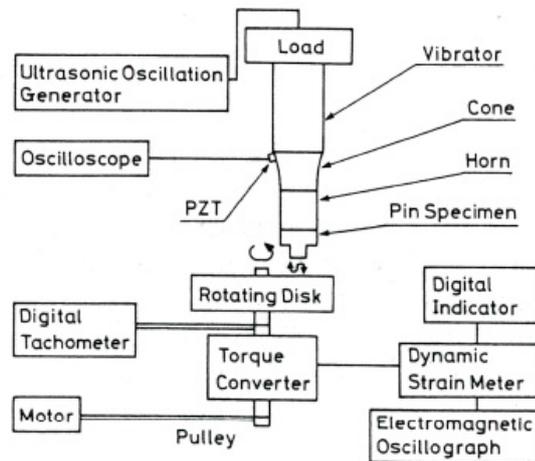


FIG. 3.38 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Goto *et al* [Got84].

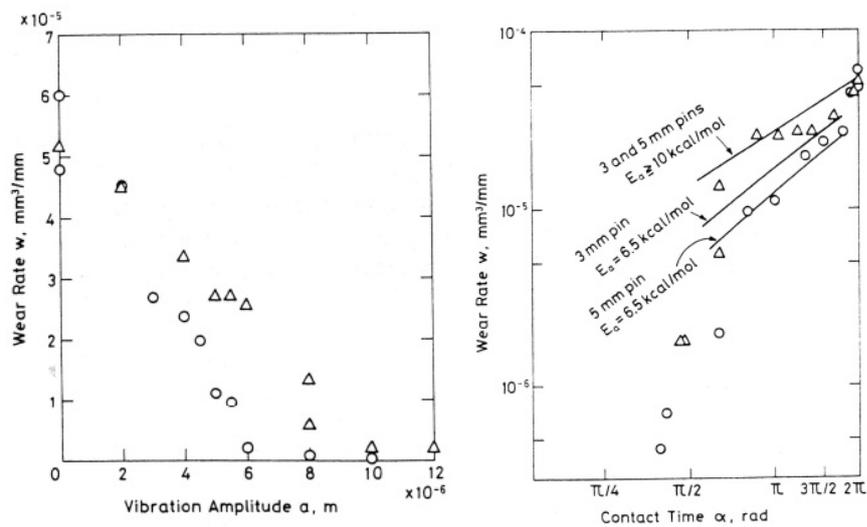


FIG. 3.39 – Evolution du taux d'usure en fonction de l'amplitude vibratoire transmise en bout du pion et du taux de contact [Got84]. La charge statique est de  $88 \text{ N}$ , la vitesse de rotation est de  $0,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et la fréquence d'excitation est de  $22 \text{ kHz}$ .  $\triangleright$  correspond à un pion de  $3 \text{ mm}$  de diamètre et  $\circ$  à  $5 \text{ mm}$  de diamètre.

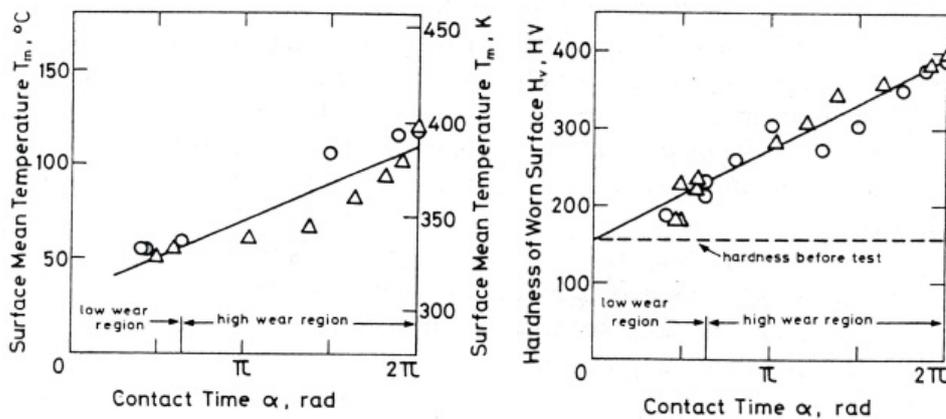


FIG. 3.40 – Evolution de la température de surface et de la dureté Vickers en fonction du temps de contact [Got84].

### 3.3.4.2 Modèle d’usure de Goto et Ashida

A partir des travaux de Goto *et al*, nous pouvons définir des conditions nécessaires à la réduction de l’usure dans un contact vibrant. Soit deux surfaces rugueuses représentées selon le modèle d’Arnell comme schématisé sur la figure 3.41. Chaque surface est modélisée comme une répartition homogène d’aspérités

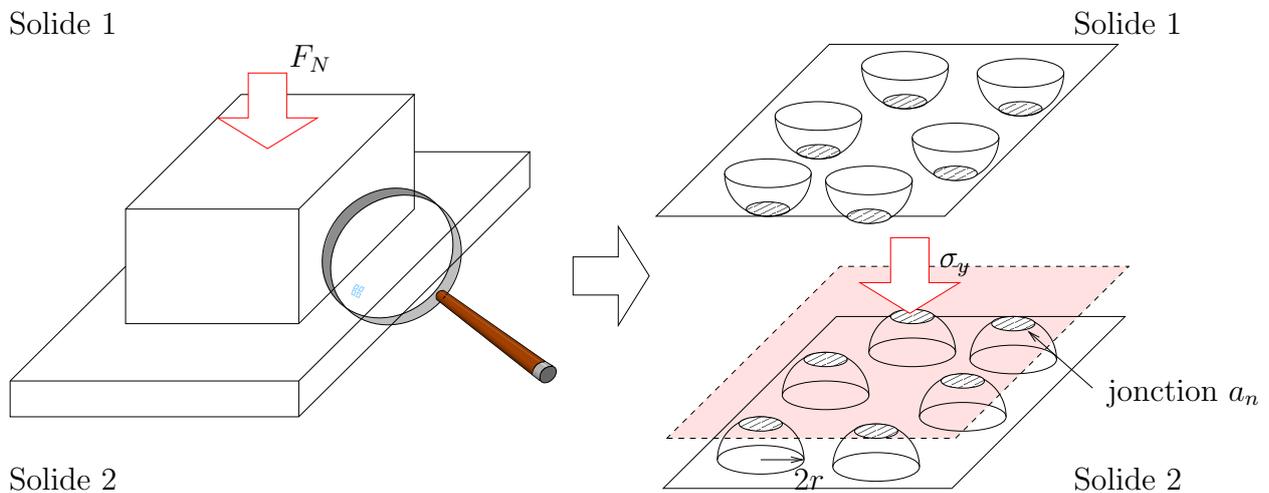


FIG. 3.41 – Modélisation d’Arnell de deux surfaces en contact.

hémisphériques ayant le même rayon  $2r$  [Sod78]. Nous considérons que les aspérités sont animées d’un mouvement sinusoïdal. Cette modélisation permet d’estimer la période  $T_0$  et l’amplitude  $A$  du mouvement qui réduit l’usure due à la collision entre aspérités (cf. figure 3.42). Si l’amplitude du mouvement est supérieure à la hauteur des aspérités, il est possible d’éviter les arrachements de matière par labourage ou adhésion. De cette première condition, nous détenons une contrainte sur l’amplitude vibratoire :

$$A > 2r \tag{3.59}$$

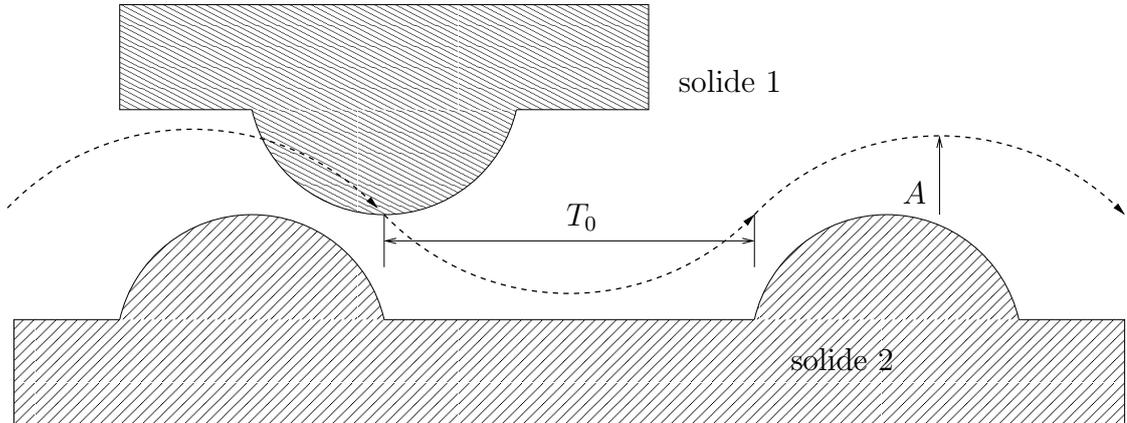


FIG. 3.42 – Modèle de la formation d'une jonction.

Nous considérons ensuite que toutes les aspérités en contact ont un comportement plastique. La pression au niveau de chaque aspérité est donc égale à la contrainte limite d'écoulement *i.e*  $p = \sigma_y$ . Tant que l'aire réelle de contact est plus petite que l'aire apparente, cette relation reste valable. Grâce à la mesure de l'état de surface  $Ra$ , nous pouvons connaître le rayon moyen de chaque aspérité. Nous considérons en hypothèse que les contacts entre aspérités sont des cercles de rayon  $r$  comme illustré sur la figure 3.43. Ces contacts forment  $n_a$  jonctions  $a_n$  entre les

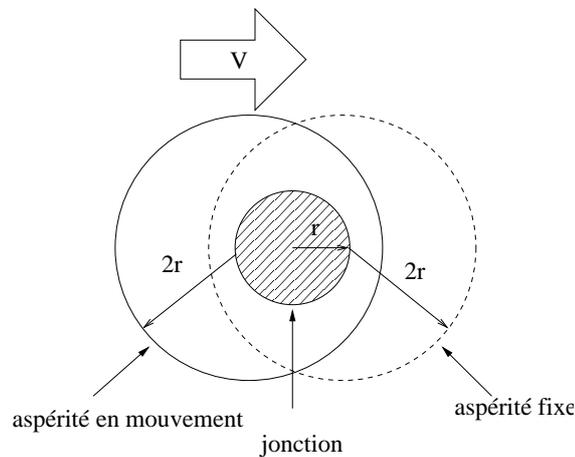


FIG. 3.43 – Modèle de la formation d'une jonction.

deux surfaces. D'après la théorie du contact plastique, le nombre de jonctions est donné par la relation :

$$n_a = \frac{F_N(t)}{\pi r^2 \sigma_y} \quad (3.60)$$

où  $\sigma_y$  est la contrainte élastique. Nous faisons l'hypothèse que ce nombre est indépendant de l'usure *i.e* un contact déjà rodé et stable. La population d'aspérités atteint un niveau constant. Nous ne prenons pas en compte les phénomènes de labourage qui devraient devenir minoritaires à cause du décollement régulier des

surfaces. L'usure est donc due à l'arrachement d'une aspérité suite à un choc avec une autre.

Nous calculons alors le temps moyen de libre parcours  $\tau_0$  d'une aspérité. Ce temps correspond à la durée que met une aspérité du corps 1 pour parcourir la distance qui sépare deux aspérités du corps 2 *i.e.* le temps entre deux collisions (théorie analogue à celle des gaz). Nous supposons que la densité d'aspérité est uniforme et identique pour les deux corps en contact (dans le cas où les densités sont différentes entre le solide 1 et 2, il faut prendre la plus grande dans les calculs). La distance qui sépare deux aspérités en moyenne s'exprime par :

$$d = v \cdot \tau_0 \quad (3.61)$$

Cette distance doit être inférieure au diamètre d'une aspérité. Soit  $S_n$  la surface élémentaire associée à une aspérité :

$$S_n = \frac{A}{n_0} \quad (3.62)$$

Une aspérité de rayon  $2r$  doit parcourir une distance  $d$  pour couvrir complètement une surface élémentaire  $S_n$  et être sûre de toucher une autre aspérité. Nous pouvons exprimer  $d$  par :

$$d = \frac{A}{4rn_0} \quad (3.63)$$

Le temps de libre parcours se calcule alors comme :

$$\tau_0 = \frac{A}{4rn_0v} \quad (3.64)$$

Où  $A$  est l'aire de contact apparente,  $v$  la vitesse de glissement, et  $n_0$  le nombre total d'aspérités.

En faisant l'hypothèse que la densité de jonction est proportionnelle à celle des aspérités (la probabilité qu'une aspérité donne naissance à une jonction est prise uniforme sur toute l'aire de contact apparente), nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{n_0}{A} = \frac{n_a}{n_0 \cdot S} \quad (3.65)$$

avec  $S = 4 \cdot \pi \cdot r^2$  la surface d'une aspérité. D'où l'expression de  $n_0$  :

$$n_0 = \frac{\sqrt{\frac{F_N}{\sigma_y} \cdot A}}{2\pi r^2} \quad (3.66)$$

En reportant l'expression de  $n_0$  dans celle du temps de libre parcours :

$$\tau_0 = \frac{\pi r}{2v} \sqrt{\frac{A \sigma_y}{F_N}} \quad (3.67)$$

Le temps de libre parcours admet une valeur maximale pour  $F_N = F_{Nmax}$  à la vitesse de glissement donnée  $v$ .

Nous pouvons ensuite calculer le temps réel de glissement d'une aspérité sur la surface du solide opposé. Il correspond au temps durant lequel une aspérité est capable de heurter une autre par période, il s'agit du temps de glissement effectif  $T_g$ . Dans le cas d'une excitation sinusoïdale, il nous est donné par la relation sur le décollement et vaut :

$$T_g = T_0 \cdot \frac{\pi - 2\theta_c}{2\pi} \quad (3.68)$$

Avec :

$$\theta_c = \pi - 2 \arcsin\left(\frac{A_0}{A}\right) \quad (3.69)$$

$$A_0 = \sqrt[3]{\frac{F_0^2}{K^2}} \quad (3.70)$$

$A$  est l'amplitude du mouvement du solide 1,  $A_0$  est la profondeur d'indentation et  $K$  la raideur du contact macroscopique chargé par un effort statique  $F_0$ . Il faut prendre en considération le contact macroscopique car lui est élastique : les aspérités se plastifient sous faible chargement mais le comportement global reste élastique (cf. chapitre 2).

Les conditions de vibration pour la réduction de l'usure et pour minimiser les collisions implique que le temps réel de glissement soit inférieur au temps de libre parcours moyen, soit :

$$T_g < \tau_0 \quad (3.71)$$

De ce fait, nous obtenons une inéquation :

$$T_0 < \frac{2\pi^2 r \sqrt{\frac{A\sigma_y}{F_{Nmax}}}}{2\nu \cdot (\pi - 2 \cdot \arcsin \frac{\sqrt[3]{(\frac{F_0}{K})^2}}{A})} \quad (3.72)$$

Pour quantifier cette usure, nous pouvons exprimer le taux d'usure.

Le taux d'usure se calcule à partir du nombre de microjonctions formées sur une période d'excitation et pour une aspérité :

$$N_0 = \int_0^T n_0 \cdot dt \frac{T_0}{\tau_0} = \frac{L}{v \cdot \tau_0} \quad (3.73)$$

avec  $L$  longueur parcourue pendant une période de temps  $T_0$  à la vitesse  $v$ . Soit  $k$  la probabilité que le contact produise un copeau (valeur heuristique et dépendante de l'état de surface), nous pouvons calculer le volume extrait :

$$V = k \cdot n_0 \cdot N_0 \cdot \frac{2}{3} \pi r^3 \quad (3.74)$$

D’où l’expression du taux d’usure :

$$\omega = \frac{V}{L} = \frac{k \cdot n_0 \cdot N_0 \cdot \frac{2}{3} \pi r^3}{v \cdot \tau_0 \cdot N_0} = \frac{4 \cdot k \cdot n_0 \cdot r^2}{3 \sqrt{\frac{A \cdot \sigma_y}{F_N}}} \quad (3.75)$$

La difficulté réside dans la détermination de la valeur de  $k$ , ce paramètre est dépendant de l’état de surface, du taux d’oxydation, de la vitesse relative.

Le modèle d’usure de Goto et Ashida paraît simple de prime abord mais repose sur une loi de type Archard qui, nous l’avons vu, représente assez bien la plupart des mécanismes d’usure. Les résultats expérimentaux cités précédemment démontrent que cette considération ”géométrique” n’est pas si simpliste qu’elle n’y paraît et donne une approximation des amplitudes et fréquences requises.

### 3.3.4.3 Modèle énergétique

D’après les études menées au LTDS de l’école Centrale de Lyon par Fouvry *et al.* [Fou97], il existe une forte corrélation entre l’énergie dissipée au contact et son usure. Thermodynamiquement cette notion se comprend très bien. Toute l’énergie qui n’est pas stockée ou transformée en mouvement est dissipée. Traditionnellement nous avons coutume de les appeler le travail des forces non conservatives. Ce travail se dissipe sous plusieurs formes :

- En chaleur. Par déformation des matériaux, les mailles cristallines des matériaux frottent les uns contre les autres et dissipent de la chaleur.
- En déformation. L’énergie apportée permet de casser des liaisons atomiques et donne apparition à des copeaux. Parfois la déformation n’est pas suffisante pour arracher de la matière et forme des amas ou des déformations macroscopiques plastiques. Typiquement il s’agit d’usure par abrasion. Elle conduit aussi à de la fatigue ou formation de fractures.
- En réaction chimique. Les couches d’oxyde qui se forment en surface peuvent être activées grâce à cette énergie. Elles forment des couches à faible résistance au cisaillement et participent ainsi à favoriser l’usure. Parfois la création volontaire d’un film en surface limite et prévient l’usure des matériaux. Par exemple les additifs de type dithiophosphate de zinc (ZnDTP) dans les huiles moteurs qui forment une couche mince lubrifiante. Cette couche résulte d’une réaction tribochimique activée par les pressions de contact et la température.
- En liaison atomique. Cette énergie sert à établir des liaisons atomiques par affinité entre matériaux ou par soudure dues aux températures flash qui se produisent. Lors du mouvement ces points de liaisons arrachent de la matière, c’est de l’usure par adhésion.

- En déplacement de matière. Avec la présence de matière dans le contact, ces troisièmes corps sont entraînés et frottent sur les surfaces. Leurs mouvements génèrent ensuite de l'usure par adhésion, abrasion et érosion.
- En rayonnement. Cette énergie peut être transmise aux électrons des matériaux et en se relaxant émettent des rayonnements. Le bruit est aussi une forme de rayonnement mécanique.

Tout ceci montre que le moteur de l'usure est l'énergie qui est dissipée dans le contact.

$$Ef = \int F_T.v.dt = F_T.\delta \quad (3.76)$$

Fouvry valide dans le cas de sollicitations en fretting que cette énergie est liée au déplacement entre les solides et à l'effort tangentiel, soit autrement dit à l'énergie de frottement  $Ef$ .

La relation d'Archard se rapproche d'une considération énergétique.

$$V = K.L.\frac{F_N}{pm} \quad (3.77)$$

Avec  $pm$  la pression de plastification locale associée à la limite de plastification du matériau,  $K$  une constante expérimentale,  $F_N$  l'effort normal et  $L$  la longueur de glissement. La constante  $K$  est liée à la probabilité que des aspérités se rencontrent et génèrent des débris par friction. Cette notion se rapproche de celle d'un coefficient de frottement qui symbolise la résistance au déplacement. Le produit  $K.F_N$  peut s'apparenter à une force tangentielle de résistance au déplacement. Le produit  $L.K.F_N$  représente l'énergie dissipée pendant le déplacement  $L$ . En conditions de fretting, une seule partie du contact glisse effectivement, donc selon la loi d'Archard seule cette partie dissipe de l'énergie et donc subit de l'usure. La

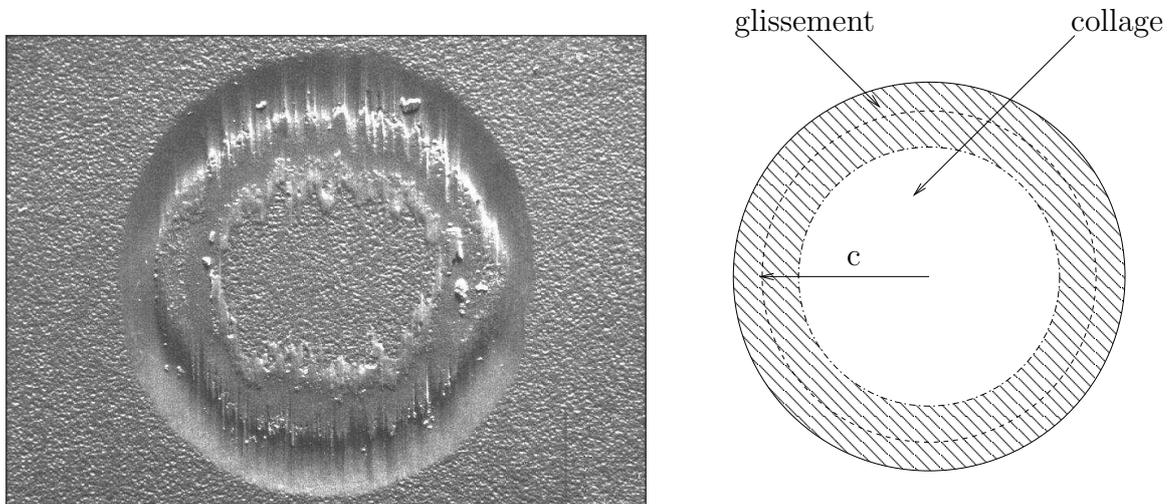


FIG. 3.44 – Dégradations en fretting pour un contact bille/plan [Fou96].

figure 3.44 extraite des travaux de Fouvry *et al.* illustre bien, que seules les parties du contact en glissement partiel subissent de l'usure. Cette partie est située de la périphérie du contact jusqu'au front de glissement de rayon  $c$  (cf. chapitre 2). La partie centrale ne subit pratiquement aucune dégradation. La figure 3.45 montre la densité d'énergie dissipée et la corrélation entre les zones usées et les zones de dissipation. La partie centrale ne dissipe pas d'énergie mais en stocke sous forme

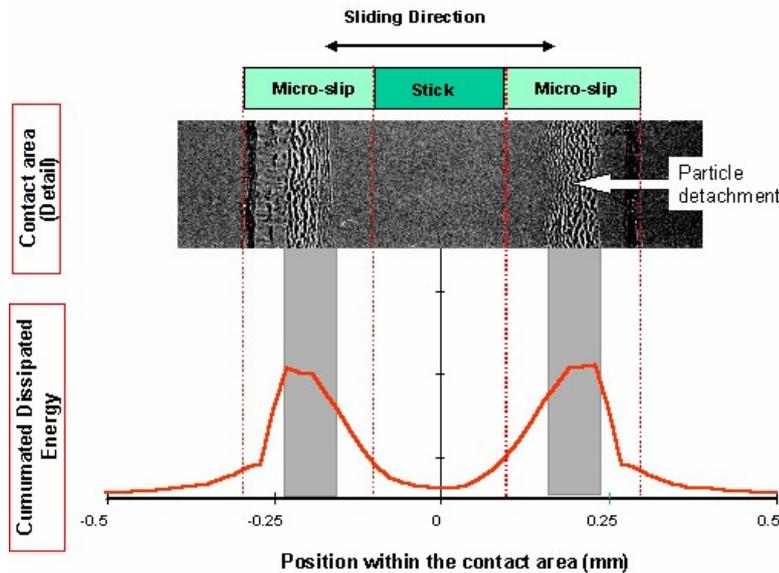


FIG. 3.45 – Repartition de l'usure et l'énergie dissipée pour un essai en fretting [Fou96].

élastique. Comme cette énergie est conservative, elle ne produit pas de travail et donc n'est pas source d'usure.

Des travaux récents permettent d'illustrer les dégradations selon le régime de glissement où nous nous plaçons. La figure 3.46 montre trois types d'usure différentes :

- En régime de glissement partiel faible soit pour de très petits déplacements de l'ordre du micromètre, l'usure est quasiment inexistante. Les trous présents sont dûs aux aspérités présentes sur la bille même après son polissage (point 1).
- En régime de glissement partiel au point 2, le front de glissement balaye une bonne partie du contact. Les aspérités de la plaque situées en périphérie du contact montrent des traces d'usure par abrasion faites par les aspérités de la bille. au centre l'usure reste faible. Il est possible de deviner la taille du contact en dessinant la zone la plus usée en forme d'anneau.
- Au point 3 en régime de glissement total, les traces d'abrasion sont généralisées à tout le contact. Chaque particule du contact est en mouvement relatif au cours d'une sollicitation.

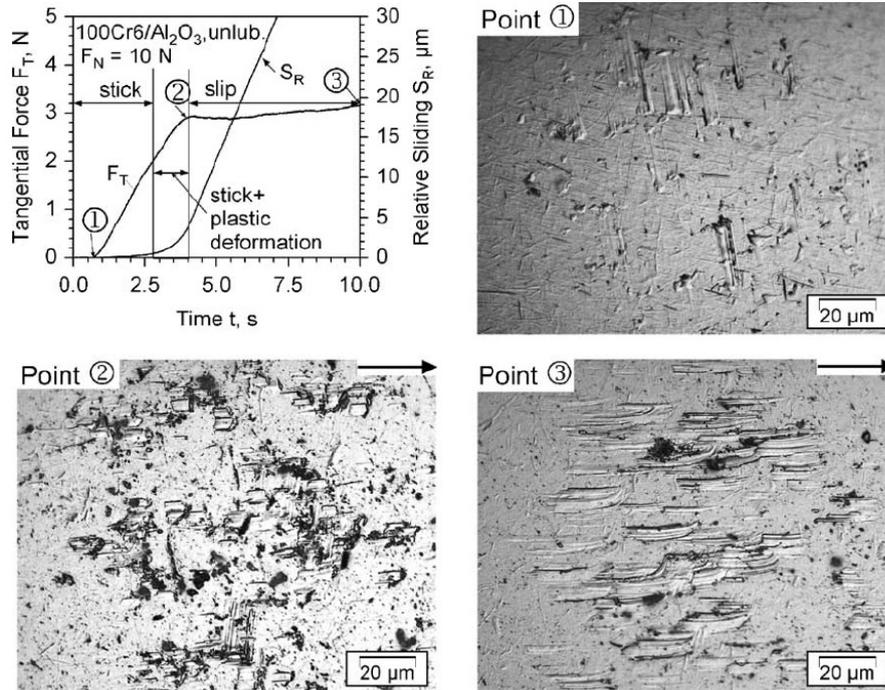


FIG. 3.46 – Dégradations en fretting [Hwa03]. Essai d'une bille en acier 100Cr6 frottée sur plan en aluminium et chargée par un effort statique de 10 N. Les flèches représentent le sens du mouvement.

Nous pouvons conclure qu'une usure en glissement partiel se traduira par une zone faiblement usée au centre et une zone fortement usée en périphérie. Le dessin ainsi formé s'apparente à un W. Une usure en glissement total présenterait une usure uniforme ou en forme de cloche comme la répartition de puissance (cf. chapitre 2) et son dessin s'apparenterait à un U renversé.

Pour quantifier cette énergie, Fouvry propose une formulation issue du formalisme de Mindlin et reposant sur des considérations analogues. Ainsi l'énergie dissipée  $Ed$  peut se calculer en fonction du déplacement relatif  $\delta$ , du déplacement de transition  $\delta_t$  et de l'énergie de transition  $Ed_t$  selon la formule suivante [Fou97] :

$$\frac{Ed}{Ed_t} = 6\left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)^5}\right) - 5\left(2 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)\left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)^3}\right) \quad (3.78)$$

Avec :

$$Ed_t = \frac{4 \cdot K_1 \cdot \mu_d^2 \cdot F_N^2}{5 \cdot a} = \frac{4}{5} \cdot \delta_t \cdot F_{Tt} \quad (3.79)$$

$$\delta_t = \frac{K_1 \cdot \mu \cdot F_d}{a} \quad (3.80)$$

$$F_{Tt} = \mu_d \cdot F_N \quad (3.81)$$

L'énergie dissipée est donc liée au déplacement relatif entre les surfaces. La figure 3.47 représente l'évolution de l'énergie dissipée  $Ed$  pour un contact bille/plan et

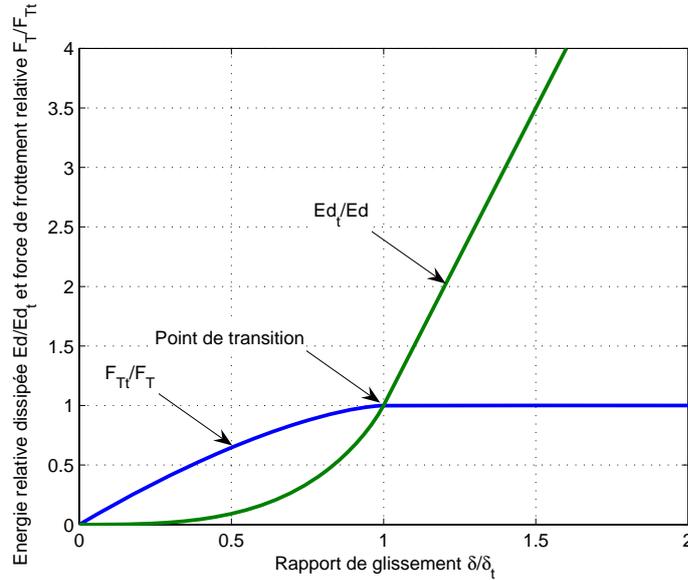


FIG. 3.47 – Evolution adimensionnelle de l'énergie dissipée  $Ed$  et de la force de frottement  $F_T$ .

l'évolution de l'effort tangentiel  $F_T$ . L'évolution de  $F_T$  peut être approximée par la courbe de Coulomb-Orowan comme dans notre modèle ou par la fonction proposée par Fouvry *et al.* :

$$\frac{F_T}{F_{Tt}} = 1 - \sqrt{\left(1 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)^3} \quad (3.82)$$

Nous pouvons observer que la pente de l'énergie dissipée est maximale et constante ( $\frac{dEd}{d\delta} = 5$ ) après le point de transition. Il ressort donc que **si le contact est gardé en régime de glissement mixte, l'usure est minimisée**. De plus, plus la distance parcourue entre chaque décollement est faible i.e.  $\delta \ll \delta_t$  plus la zone d'usure est restreinte et peu usée. **Les conditions de lubrification active sont donc bénéfiques vis-à-vis de l'usure** de par la séparation régulière des surfaces qu'elle implique et la discrétisation du mouvement macroscopique en une succession de déplacements micrométriques inférieurs à la distance de transition.

Les Travaux de Vingsbo *et al.* tempèrent cependant ce gain [Vin88]. La figure 3.48 représente l'allure de la durée de vie d'un mécanisme en fonction des déplacements relatifs et selon le régime de glissement du contact. La durée de vie en fatigue présente un minimum pour des déplacements voisins de la distance de transition. Ils attirent l'attention sur l'augmentation de l'usure par fatigue à l'instar des autres mécanismes d'usure susceptibles d'intervenir (abrasion, adhésion,...). En effet, les conditions de fretting favorisent l'apparition de fracture et de fatigue du matériau (cf. chapitre 2). La réduction d'usure est possible mais elle change de nature entre un régime de glissement partiel (labourage et arrachement de matière) et un régime de glissement mixte (fatigue).

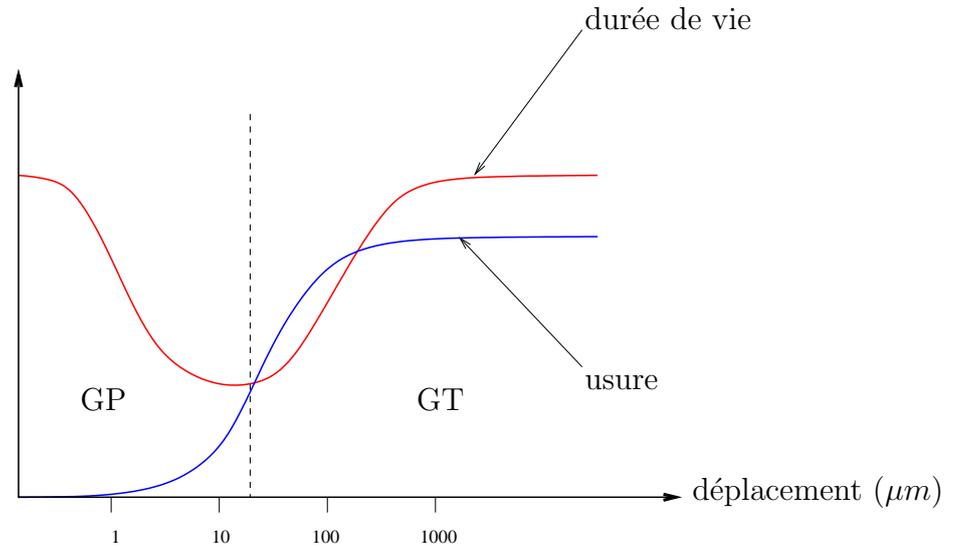


FIG. 3.48 – Tendence du comportement de la durée de vie d'un contact en fonction des conditions de sollicitation en régime de glissement mixte ou total [Vin88].

$A$	Taux de réduction $\frac{P_d}{P_{d0}}$
$0 \mu m$	0 %
$0.7 \mu m$	-10 %
$1 \mu m$	46.5 %
$1.7 \mu m$	78.5 %
$2.6 \mu m$	87.2 %
$3 \mu m$	88 %

TAB. 3.5 – Réduction de la Puissance dissipée  $P_d$  selon l'amplitude vibratoire  $A$  pour une fréquence d'excitation de  $30 \text{ kHz}$ .

Dans le cas de la lubrification active, l'effort normal est dynamique et non plus statique ce qui modifie l'évolution des paramètres durant le temps du contact. Nous pouvons tracer l'évolution de l'énergie dissipée relative  $\frac{Ed}{Ed_t}$  en fonction des paramètres d'excitation amplitude et fréquence comme représenté sur la figure 3.49. Nous observons que le maximum d'énergie dissipée a lieu lorsque le déplacement relatif réduit  $\frac{\delta(t)}{\delta_c(t)}$  est maximum *i.e.* lorsque  $t_3 < t < t_2$  (cf. figure 3.50). L'énergie dissipée est donc bien proportionnelle au taux de glissement partiel. La figure 3.51 montre qu'en condition de lubrification active ( $A > A_0$  et  $f > f_0$ ) la dissipation d'énergie est réduite de près de 88 % pour  $3 \mu m$  à  $30 \text{ kHz}$ . Plus la fréquence est élevée plus la réduction est forte. De même, l'augmentation de l'amplitude vibratoire favorise la réduction de puissance dissipée mais accélère la fatigue du contact. Nous pouvons remarquer une rapide saturation avec l'amplitude vibratoire tout comme précédemment. Le tableau 3.5 rassemble quelques résultats numériques. Nous pouvons observer des réductions sensibles et surtout une augmentation de 10 % de la puissance pour une amplitude légèrement inférieure à l'amplitude de transition. Ceci s'explique par l'augmentation de l'effort normal dynamique moyen

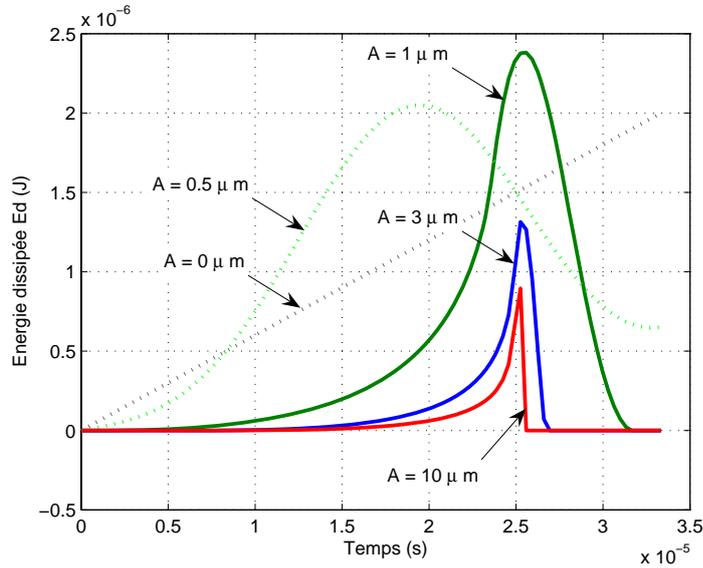


FIG. 3.49 – Evolution temporelle de l'énergie dissipée au contact  $Ed$  en fonction de l'amplitude vibratoire. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10\text{ N}$ ,  $R = 5\text{ mm}$ , acier 100Cr6,  $f = 30\text{ kHz}$  et vitesse de glissement  $v = 0,02\text{ m.s}^{-1}$ .

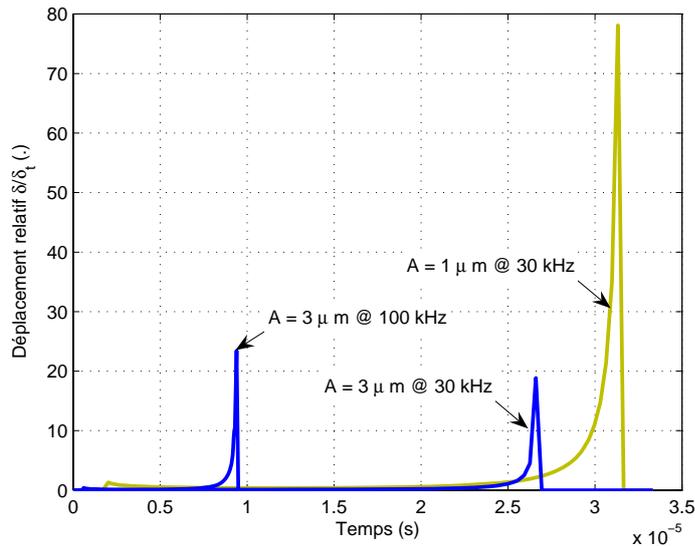
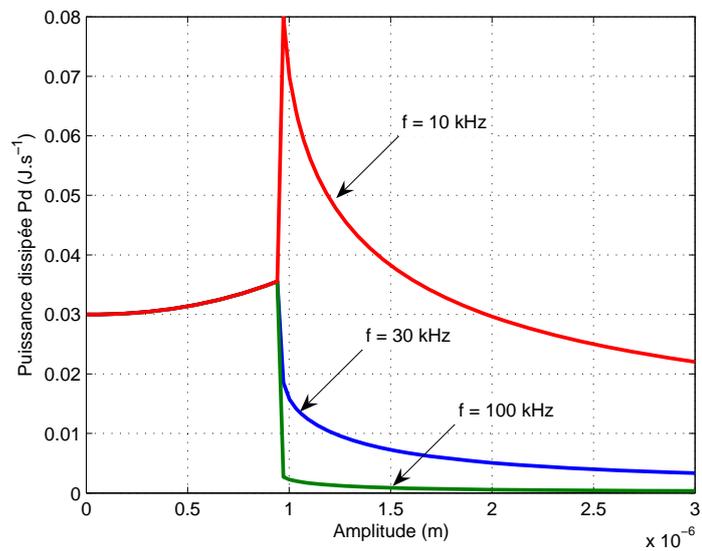
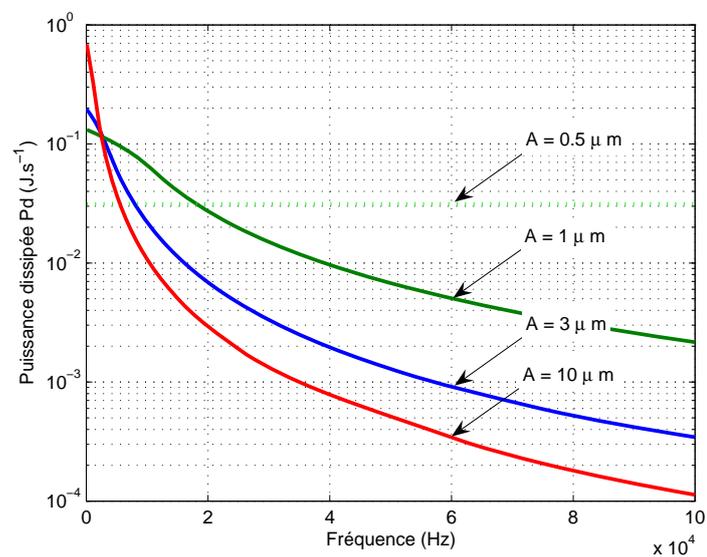


FIG. 3.50 – Evolution temporelle du déplacement relatif réduit  $\frac{\delta}{\delta_c}$  en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire pour une seule période d'excitation. *Conditions de simulation:*  $F_0 = 10\text{ N}$ ,  $R = 5\text{ mm}$ , acier 100Cr6 et vitesse de glissement  $v = 0,02\text{ m.s}^{-1}$ .



(a)



(b)

FIG. 3.51 – Evolution de la puissance dissipée au contact  $P_d$  en fonction de la fréquence et de l'amplitude vibratoire. Conditions de simulation:  $F_0 = 10$  N,  $R = 5$  mm, acier 100Cr6 et vitesse de glissement  $v = 0,02$   $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

hors décollement. La puissance dissipée  $P_d$  présente bien un plateau pour  $A < A_0$  sur lequel il n'y a pas de lubrification active. Dans de bonnes conditions, la réduction est forte et donc l'usure moindre. Toutefois, pour de faibles fréquences et

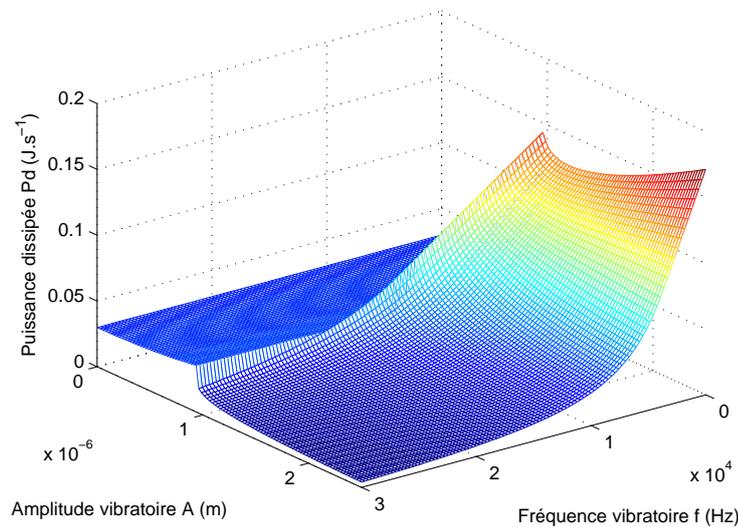


FIG. 3.52 – Evolution de la puissance dissipée au contact  $P_d$  en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire. *Conditions de simulation*:  $F_0 = 10 \text{ N}$ ,  $R = 5 \text{ mm}$ , acier 100Cr6 et vitesse de glissement  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .

pour de grandes amplitudes vibratoires, l'énergie dissipée est augmentée. Cela traduit donc une usure prononcée mais aussi plus de puissance transmise au contact. Ceci peut s'interpréter comme une amélioration du freinage puisque un maximum d'énergie cinétique est transformée en chaleur.

#### 3.3.4.4 Conclusion

Le mécanisme d'usure quelqu'il soit est dépendant de l'énergie que dissipe un contact. Nous avons montré que cette énergie est modulable en fonction des conditions d'excitation  $A$  à  $f$ . En zone de lubrification active, cette diminution est flagrante. Il est aussi possible d'augmenter cette énergie pour améliorer le pouvoir de freinage du contact. Une attention particulière doit être portée sur le choix de l'amplitude vibratoire car une valeur trop grande n'entraînerait que peu d'amélioration (saturation) sur le gain énergétique mais accélérerait l'usure par fatigue et à terme une détérioration du contact. Le mécanisme d'usure est aussi affecté. En condition non excitée, l'usure est particulièrement due à de l'adhésion et de l'abrasion à deux ou trois corps. Elle présente une forme concave en forme de U. En condition de lubrification active, l'usure est majoritairement de l'adhésion, de la fatigue et de la fracture. Sa forme caractéristique doit être bi-concave en forme de W. La séparation des surfaces laisse entrevoir aussi une réduction de l'usure par troisième corps car ils peuvent alors mieux circuler dans le contact grâce au mouvement normal des surfaces. Leur roulement est réduit avec le taux

de glissement partiel.

Ces résultats de simulations sont en accord avec les résultats obtenus par Goto et Ashida. Le taux d'usure est diminué avec le taux de contact et l'amplitude vibratoire. De même, la température de contact chute en présence de vibration ce qui confirme une diminution de l'énergie dissipée au contact. L'augmentation de la dureté Vickers avec l'amplitude vibratoire trahi l'écaillage des surfaces dû aux efforts dynamiques importants alors générés.

### 3.3.5 Cas d'un contact rugueux quelconque

Toutes nos hypothèses partent de l'étude du contact sphère/plan de Hertz. L'extension aux contacts quelconques se fait grâce au modèle de Greenwood et Williamson ou le modèle simplifié de Arnell (cf. chapitre 2). En effet nous pouvons décomposer un contact rugueux en une somme  $N$  de contacts élémentaires type bille/plan de Hertz comme illustré sur la figure 3.53. Chaque aspérité forme un contact élé-

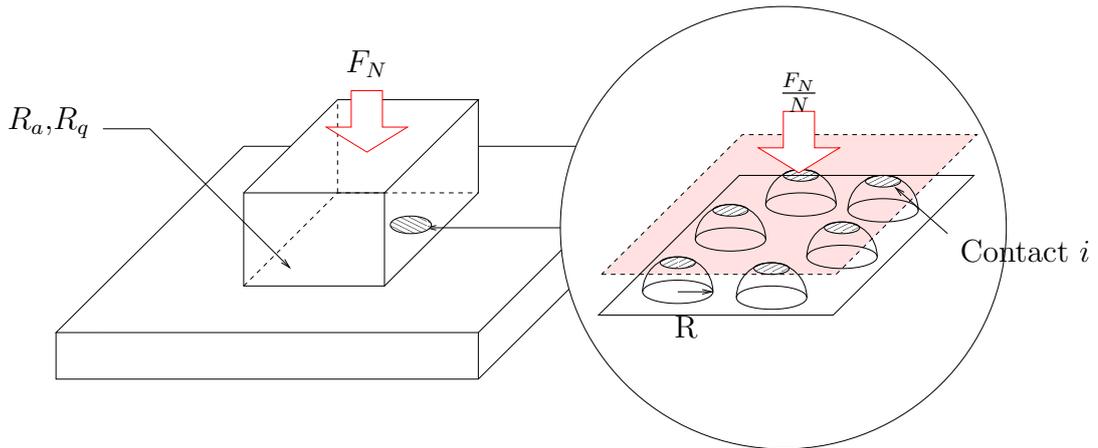


FIG. 3.53 – Modélisation d'un contact quelconque selon le modèle d'Arnell.

mentaire. La disposition et les dimensions de chaque demi-sphère sont déterminées grâce aux renseignements qui définissent l'état de surface des surfaces comme  $R_a$  ou  $R_q$ . Chaque contact élémentaire  $i$  subit une fraction de la force totale  $F_N$ . En décomposant ainsi chaque contact, nous pouvons réappliquer notre modèle.

## 3.4 Bilan énergétique

Le principe de la lubrification active est de venir injecter de l'énergie sous forme mécanique pour réduire les forces de frottement et donc réduire l'énergie dissipée sous forme de chaleur ou autre. Des techniques plus simples comme la lubrification par film d'huile, graisse ou par troisième corps sont naturellement plus rentables puisqu'elles ne nécessitent pas d'apport d'énergie pour fonctionner (hormis pour les circuits d'huile sous pression). Cependant elles ne peuvent s'appliquer qu'en conditions particulières : hors vide, hors fortes pressions de

contact et d'environnement, hors température élevée ou basse... la lubrification active pourrait être un palliatif dans tous ces cas.

La lubrification active est elle rentable énergétiquement ? Cette question soulève le problème du rendement de la lubrification active et de sa définition. Soit un contact de raideur  $K$  chargé par une force normale  $F_0$  et glissant sur un solide à la vitesse  $\vec{v}$ . La puissance mécanique dissipée par frottement en condition non-excitée  $Pd_s$  s'exprime comme :

$$Pd_s(t) = F_T(t).v = cste \quad (3.83)$$

Avec  $F_T$  la force de frottement calculée par la loi de Coulomb avec  $\mu_d$  le coefficient de frottement dynamique. En conditions excitées (vibration  $A$  à  $f$ ), la puissance mécanique dissipée dans le contact  $Pd_a$  s'exprime comme :

$$Pd_a(t) = F_T(t).v(t) \quad (3.84)$$

Avec pour  $t_1 < t < t_2$  :

$$F_T(t) = \mu(t).Fd(t) = \mu(t).K.(A_0 - A.\cos(\omega.t))^{\frac{3}{2}} \quad (3.85)$$

$$v = cste \quad (3.86)$$

Pour  $0 < t < t_1$  et  $t_2 < t < T$  :

$$F_T(t) = 0 \quad (3.87)$$

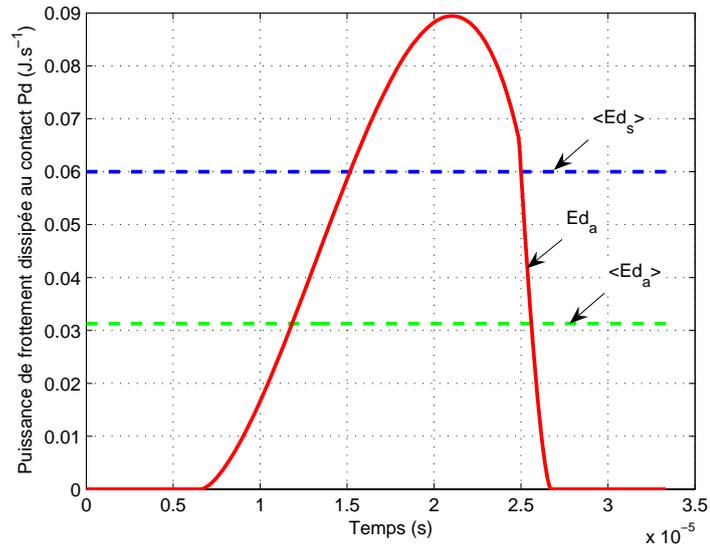
$$v = 0 \quad (3.88)$$

La puissance élastique injectée par la vibration normale dans le contact est :

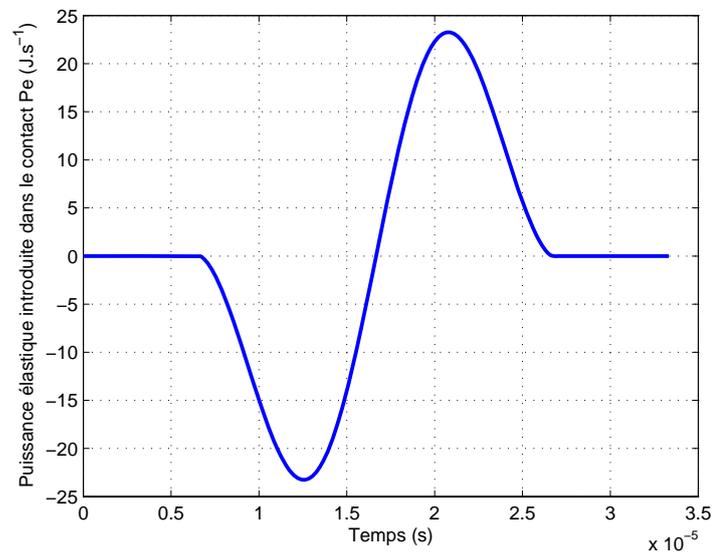
$$P_{vib}(t) = Fd(t).\dot{y} = K.A^{\frac{5}{2}}.\omega.\sin(\omega.t)\cos(\omega.t))^{\frac{3}{2}} \quad (3.89)$$

L'évolution temporelle de la puissance dissipée et élastique est donnée sur la figure 3.54. L'énergie dissipée est réduite de moitié. Cette puissance élastique est amenée dans le contact mais ne se dissipe a priori pas. En effet, les forces purement élastiques sont conservatives et ne fournissent aucun travail. Ceci fait abstraction des pertes et des amortissements de la matière lorsqu'elle est sollicitée normalement. Nous pouvons alors comparer la différence d'énergie dissipée avec et sans excitation et estimer l'énergie qu'il faut mettre en oeuvre pour assurer cette réduction. La puissance moyenne dissipée en conditions excitées (3  $\mu m$  à 30  $kHz$ ) est de 0,031  $W$  pour un contact bille/plan en acier 100Cr6 avec un chargement statique de 10  $N$  et une vitesse relative de 0,02  $m.s^{-1}$ . En considérant un angle de perte de 1 % et une puissance élastique efficace de 9,6  $W$ , les pertes sont de 0,096  $W$ . Le gain énergétique du contact excité n'est donc a priori pas favorable (-300%). Nous consommons certes plus d'énergie mais sous une forme différente (électrique). Si nous nous plaçons dans les conditions d'excitations recommandées par les chapitres précédents<sup>11</sup> (3  $\mu m$  à 30  $kHz$ ) les pertes s'estiment à 0,03  $W$ ,

<sup>11</sup>Il est recommandé de choisir une amplitude vibratoire légèrement supérieure à l'amplitude de décollement  $A_0$  et une fréquence élevée.



(a)



(b)

FIG. 3.54 – Evolution temporelle de la puissance dissipée au contact  $P_d$  (a) et de la puissance élastique  $Pe$  (b). Conditions de simulation:  $F_0 = 10$  N,  $R = 5$  mm, acier 100Cr6, vibration  $3 \mu\text{m}$  à 30 kHz et vitesse de glissement  $v = 0,02$  m.s<sup>-1</sup>.

soit du même ordre de grandeur que l'énergie dissipée et donc un gain énergétique unitaire. Toutes ces estimations renforcent le fait que la fenêtre de paramètres pour la vibration est réduite. Il ne faut donc pas nous attendre à des rendements positifs.

Un balayage bibliographique permet de comparer notre estimation avec des études expérimentales. D'après les travaux de Sase *et al.* nous pouvons extraire des rendements expérimentaux [Sas97]. Le prototype de glisseur ultrasonique est

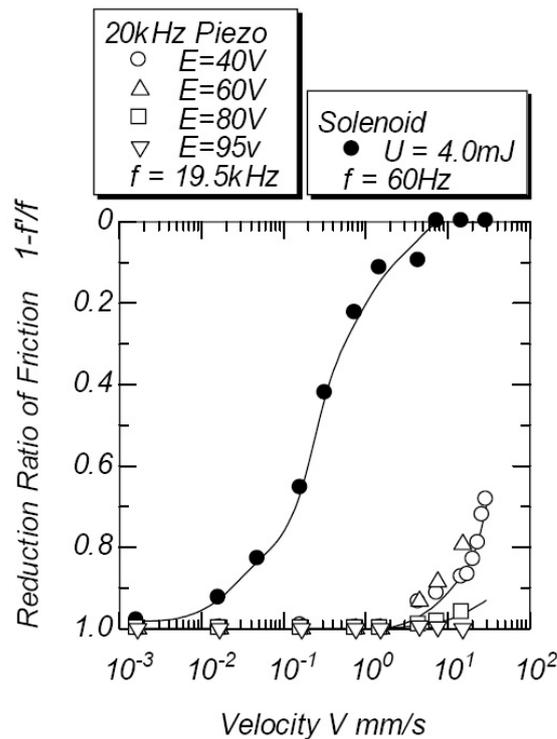


FIG. 3.55 – Evolution du taux de réduction de la force de frottement pour différentes vitesses de glissement d'après les travaux de Sase *et al.* [Sas97].

actionné par un solénoïde à une fréquence de quelques dizaines de hertz ( $40 \sim 60$ ). Une masse de  $100\text{ N}$  est entraînée à une vitesse  $\vec{v}$  de  $50\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Sans excitation, la force de frottement est de  $30\text{ N}$ , la puissance dissipée par frottement  $Pd_s$  est de  $1,5\text{ mW}$ . En présence d'une vibration de quelques micromètres à une fréquence de  $40\text{ Hz}$ , la force de frottement passe à  $7,5\text{ N}$  comme présenté sur la figure 3.55. La puissance dissipée par frottement  $Pd_a$  est de  $0,375\text{ mW}$ . Nous pouvons calculer l'énergie pour chacun des deux cas. En condition non excitée, l'énergie dissipée  $Ed_s$  vaut  $60\text{ mJ}$  et en condition excitée  $Ed_a$  vaut  $15\text{ mJ}$  pour une énergie électrique apportée de  $4\text{ mJ}$ . Le gain énergétique correspondant au rapport entre l'énergie mécanique économisée et l'énergie électrique apportée est de  $281\%$ . Le gain est supérieur à l'unité ! Ce qui se traduit par une économie en énergie pour faire translater un solide de  $100\text{ N}$ . Ce gain diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Ces résultats exceptionnels font office de cas particuliers dans la bibliographie. La cause de ce rendement intéressant vient peut être de la faible pression du contact et d'un contact pion/plan large. L'utilisation de la

lubrification active sur des contacts de ce type est une piste particulièrement prometteuse. Ils nécessitent de très faibles vibrations pour assurer un décollement du fait de leur forte raideur. Les sur-contraintes sont alors faibles, ce qui améliore le rendement direct. Les autres résultats expérimentaux sont moins probants.

La figure 3.56 montre des résultats issus des travaux de Jones *et al.* sur l'extrusion de tube d'acier [Jon67]. Nous pouvons remarquer que généralement le gain

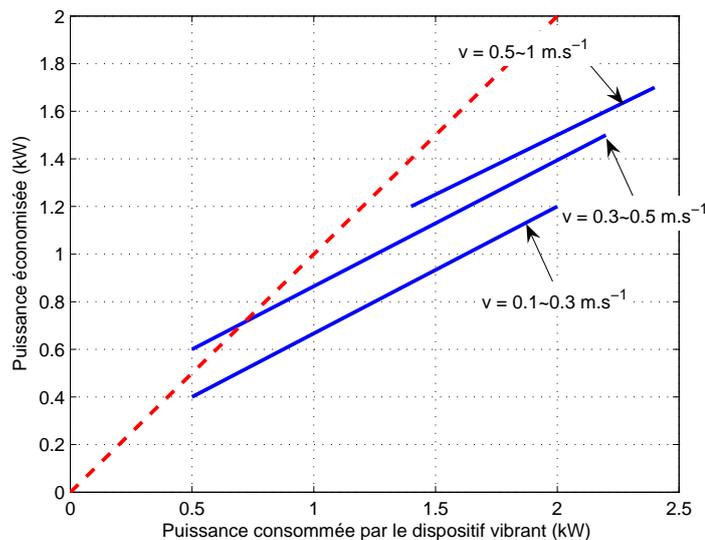


FIG. 3.56 – Evolution de la puissance de traction économisée selon la puissance électrique consommée par les vibreurs et pour différentes vitesses d'extrusion [Jon67].

est inférieur à l'unité quelle que soit la vitesse d'extrusion et que celui-ci diminue avec cette vitesse. Cependant la puissance mécanique économisée et celle électrique consommée par les actionneurs piézoélectriques sont du même ordre de grandeur. Nous pourrions simplement dire que la puissance est simplement délocalisée et que cela ne change rien. Non, cela change tout ! Les essais de dureté, les vitesses d'extrusion et les profils de surface sont nettement meilleurs en condition excitée. Le gain n'est pas énergétique mais il est sur la qualité et la capacité de production. De ce fait, il est difficile de comparer un gain de productivité ou un profil de surface avec une puissance qui s'exprime en watts. Le gain est donc dans la fonctionnalité et pas seulement vis-à-vis du rendement énergétique.

### 3.4.1 Conclusion

La lubrification active ne semble donc pas être un moyen de minimiser l'énergie globale d'un système frottant. Cependant nous avons montré que c'était un moyen de contrôler et moduler les efforts de friction. En cela c'est une innovation et une amélioration car elle offre un nouveau degré de liberté. Le rendement est plus faible qu'un contact non excité qui par définition est le plus rentable car il ne

consomme aucune énergie extérieure. Seulement, la dégradation des contacts pose problème. La lubrification active permet de modifier la nature du contact et donc de modifier les interactions entre solides (déformations élastiques privilégiées et moins destructrices). Nous pouvons alors parler de gain énergétique secondaire : dans le cadre de l'application visée, même si la réduction des frottements entre le piston et la chemise n'est pas rentable énergétiquement i.e. la puissance consommée par les vibrateurs est supérieure à la puissance économisée en frottement mais les contraintes sur le piston sont moindres. La vitesse de rotation du moteur est soumise aux contraintes admissibles par les pièces mécaniques en mouvement et la rapidité du système d'admission. Puisque ceux-ci sont abaissés, la vitesse de rotation peut être augmentée et la puissance fournie par le moteur aussi. C'est ce rendement global à l'échelle du mécanisme entier et non local à l'échelle du contact qu'il est possible d'augmenter.

La lubrification active permet d'obtenir un contrôle des forces de frottement, une souplesse de conception (délocalisation des pertes mécaniques) et une augmentation de performance d'un système frottant (vitesse de glissement, profil de surface). Dans le cas d'un générateur de puissance comme un moteur thermique, le rendement global peut être amélioré et justifierait l'emploi d'une telle technique.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré que l'utilisation de vibrations contrôlées injectées dans un contact sec pouvait se révéler bénéfique. En temps ordinaires, les vibrations sont perçues comme nuisibles et destructrices pour les roulements ou les paliers. A l'échelle des contacts, elles induisent des dégradations particulières rassemblées sous le nom de fretting. Parmi ses effets, la fatigue rapide des surfaces soumis à des déplacements microscopiques est présentée. Ces petits débattements apportent une énergie au contact qui se traduit par des arrachements de matière (adhésion et abrasion), l'apparition de fissures et l'activation de réactions chimiques (tribocorrosion). A une échelle macroscopique, les vibrations sont amplifiées par les résonances mécaniques des ensembles mécaniques. Les facteurs de qualité mécanique sont souvent élevés et provoquent l'apparition de grands déplacements et de contraintes importantes. Ceux-ci perturbent le fonctionnement général du dispositif et peuvent engendrer la rupture. De ce fait, beaucoup d'efforts sont portés sur la réduction et la suppression des vibrations. L'ajout de matériaux isolants accompagné d'ajustements plus rigoureux permet leur atténuation.

Cependant des contre-exemples existent. Les vibrations sont utilisées pour le triage des grains ou pour faciliter l'ensachage des poudres (le blé et le ciment par exemple). Nous avons montré dans ce paragraphe que la surimposition de vibrations pouvait dans certaines conditions diminuer le frottement d'un contact sec. Suivant le mode de vibration, des effets différents sont obtenus :

- Pour des vibrations parallèles au plan de contact, nous constatons que le

coefficient de frottement apparent ou macroscopique est diminué. Dans ces conditions, nous exploitons l'indépendance du coefficient de frottement  $\mu$  avec la vitesse. Dès lors que nous sommes en frottement dynamique et quelle que soit la direction,  $\mu$  est constant et égal à sa valeur dynamique  $\mu_d$ . Un corps frottant soumis à un déplacement alternatif perçoit un effort de frottement alternatif mais à moyenne nulle. Si nous superposons une vitesse constante (un déplacement macroscopique) et tant que celle-ci à une amplitude très inférieure à la vitesse du mouvement alternatif, nous montrons que le coefficient de frottement moyen est inférieur à sa valeur dynamique. Suivant que la vibration est parallèle ou perpendiculaire à la direction de déplacement globale, des effets similaires sont observés. L'amplitude des mouvements n'a pas besoin d'être importante : de grandes vitesses peuvent être atteintes pour des déplacements de quelques micromètres à des fréquences élevées. Ainsi l'utilisateur ne perçoit pas cette vibration qui est filtrée par le reste du montage. Macroscopiquement les forces de frottement sont diminuées. L'inconvénient de cette technique est qu'elle augmente la longueur cinématique du contact. Cette augmentation est proportionnelle au rapport entre la vitesse vibratoire et la vitesse de déplacement macroscopique. En accord avec la loi d'Archard, l'usure est d'autant multipliée. Les passages successifs sur les mêmes zones de frottement amplifient les dégradations par abrasion à deux ou trois corps et l'érosion. Cette solution ne peut être retenue que si le choix des matériaux composant le contact possède une bonne résistance à l'usure. Notons que cette technique est déjà utilisée par les automaticiens qui éliminent le frottement statique dans des systèmes de positionnement. Cette technique est aussi utilisée pour la détection de défaut d'équilibrage dans l'élaboration de rotors hautes vitesses pour machines rotatives. En excitant le rotor avec des vibrations, la gravité positionne automatiquement les balourds vers le bas.

- Pour des vibrations normales au plan de contact, nous avons établi qu'une distinction devait être faite suivant que le contact entre le corps glisseur et le substrat était rompu ou non sur une période d'excitation. Nous avons mis en place un modèle de lubrification active basé sur les relations de Hertz pour un contact bille/plan en conditions élastiques. Le choix de ce contact est motivé par une bonne définition analytique de son comportement et le choix du domaine élastique s'impose naturellement car il correspond aux gammes de contraintes utilisées dans l'industrie automobile. Les éléments mécaniques ne sont pas sollicités en déformations plastiques car nuisibles au bon fonctionnement du système.

Pour des conditions de non décollement, nous avons montré sur la base d'un modèle simple que les vibrations pouvaient soulager le contact régulièrement (diminution de la pression de contact) et ainsi permettre le déplacement du corps glisseur. Un fait étonnant est apparu : bien que macroscopiquement le coefficient de frottement n'était pas affecté et égal au coefficient de frottement statique, le glissement était possible. Macroscopiquement la loi du

frottement de Coulomb n'est plus valide ! Cette solution est particulièrement intéressante pour des systèmes étanches puisque le contact reste permanent. De plus la distance cinématique n'est pas augmentée, ce qui est bénéfique en terme d'usure. Les contraintes résultantes au déplacement normal induisent des pressions plus élevées qui vont augmenter les dégradations par abrasion et adhésion. Un choix de matériau résistant bien à ces mécanismes d'usure est alors indispensable.

Pour des conditions de décollement, nous avons montré que le coefficient de frottement était considérablement réduit et pouvait quasiment s'annuler. Les conditions nécessaires au décollement ont été modélisées à partir des relations de Hertz et validées expérimentalement. Par un décollement régulier des surfaces en contact nous pouvons discrétiser un mouvement d'ensemble en une succession de petits débattements. Du fait de la présence d'aspérités en surface ou simplement à cause de la raideur tangentielle des matériaux, le contact admet une distance d'accommodation élastique. Durant ces phases l'effort de frottement est progressif. Il passe progressivement de zéro à sa valeur finale qui correspond à la force de frottement dynamique en conditions non-excitées. Cette dépendance du coefficient de frottement avec la distance de glissement a été prise en compte par le modèle de Coulomb-Orowan qui permet de définir une longueur critique pour laquelle l'effort de frottement a atteint sa valeur maximale. Ainsi, si à vitesse donnée, la fréquence des vibrations est suffisante pour maintenir la longueur de glissement des contacts successifs inférieure à la distance critique, le coefficient de frottement moyen est inférieur au coefficient de frottement dynamique. Plus la fréquence est élevée plus la réduction est forte. L'origine de cette dépendance entre distance de glissement et effort de friction provient de la nature élastique du contact. Lorsque nous discrétisons le contact en petits déplacements, le contact reste en sollicitation élastique et la dissipation d'énergie est donc moindre que dans le cas d'un glissement continu. La dissipation d'énergie par frottement est le moteur de l'usure. En diminuant celle-ci nous diminuons l'usure par frottement. Ces résultats sont modérés par la surcharge dynamique. Pour assurer le décollement nous devons fournir des amplitudes de vibrations supérieures à l'indentation. Or celles-ci se traduisent par l'apparition de forces normales au contact extrêmement fortes et peuvent produire de la plastification. La valeur moyenne de ces efforts dynamiques est supérieure à l'effort normal statique. Nous avons donc mis en évidence une concurrence entre deux phénomènes antagonistes. Cette concurrence est un atout car le choix des paramètres d'excitation permet de favoriser l'un des deux. Ainsi nous pouvons **moduler** l'effort de frottement : l'augmenter ou le diminuer. La plage d'augmentation est réduite mais la diminution est théoriquement totale (pour des fréquences infinies). La présence d'efforts normaux dynamiques entraîne une aggravation de la fatigue du contact, ce qui limite et même aggrave l'usure.

Nous avons mis en évidence un jeu de paramètres d'excitation  $A_0$  à  $f_0$  qui permet

d'assurer des conditions de lubrification active. Nous avons révélé la dépendance des paramètres avec les contraintes extérieures du contact et particulièrement la dépendance de la fréquence avec la vitesse de glissement et la dépendance de l'amplitude avec la charge normale statique. Une comparaison des comportements simulés et des résultats bibliographiques permet de conclure sur la bonne validité de notre modèle.

La modélisation permet de définir des zones de lubrification active. Nous soulignons le fait qu'une amplitude de vibration trop importante dessert la lubrification active. Nous préconisons un choix d'amplitude proche de l'amplitude critique  $A_0$ . La limitation supérieure en fréquence est uniquement liée à des contraintes technologiques des actionneurs utilisés.

L'usure a fait aussi l'objet de préoccupation. Nous présentons un modèle d'usure de Goto et Ashida issu de la bibliographie. Nous établissons notre propre modèle d'usure en conditions excitées à partir de considérations énergétiques. Ce modèle est fort puisqu'il s'affranchit du mode d'usure mais estime l'énergie qui sera dissipée au contact. En minimisant cette énergie nous diminuons forcément l'usure. Notre modèle fait apparaître que l'usure par frottement est considérablement réduite lorsque la lubrification active est présente. Seuls les efforts dynamiques normaux entraînent des pertes mécaniques qui créent une usure par adhésion. L'énergie qu'elles dissipent est supérieure à l'énergie économisée.

Deux notions fortes se dégagent alors :

- La lubrification active est possible à condition d'opter pour un jeu de paramètres inscrit dans une fenêtre bien déterminée (fréquence élevée de l'ordre de quelques centaines de kilohertz, amplitude faible de l'ordre de quelques micromètres et pression élevée de l'ordre de quelques mégapascals).
- Le choix des matériaux pour une lubrification active doit être repensé pour résister non plus à de l'abrasion mais doit limiter l'adhésion et la fatigue.

Nous sommes donc en mesure de définir un cahier des charges selon les conditions de contact. Le chapitre suivant expose les différentes technologies d'actionnement susceptibles de remplir cette mission.



## **Chapitre 4**

# **Les actionneurs piézoélectriques**

## 4.1 Introduction

Le moteur de la lubrification active est selon nos hypothèses l'introduction de vibrations au sein même du contact et du processus de friction. La génération de ces vibrations peut provenir de différentes technologies. Mécaniquement, par des systèmes de cames rotatives ou grâce à des balourds montés sur des excentriques, des vibrations mécaniques de fortes amplitudes sont réalisables. La taille des dispositifs vibrant est souvent conséquente et complexe à l'instar d'un système de distribution d'un moteur thermique. Nous pourrions envisager un système de cames supplémentaires disposées sur les flancs de la chemise 4.1. Une came latérale viendrait taper contre la chemise et activer la lubrification active. Cependant, les vitesses de rotation mécaniques exigées ( $\sim 100\,000\text{ tr.min}^{-1}$ ) sont difficilement faisables et posent des problèmes de refroidissement des chemises.

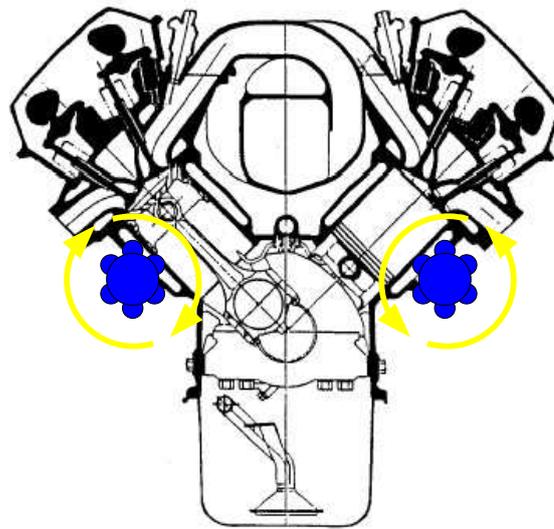


FIG. 4.1 – Activation du contact par came mécanique.

Les actionneurs électriques offrent de très bonnes aptitudes à la conversion d'énergie. L'acheminement de l'énergie est beaucoup plus flexible que pour une transmission mécanique. Sa transformation est statique, plus aisée et très peu volumineuse. Nous avons choisi dans notre étude de recourir aux actionneurs électroactifs et particulièrement les actionneurs piézoélectriques. Nous mettons alors en œuvre une **lubrification électroactive**.

Ce chapitre permet de justifier l'emploi de céramiques piézoélectriques. Ensuite, nous expliciterons les points fondamentaux pour un dimensionnement adapté des actionneurs et de leur alimentation. Enfin, nous entamerons une réflexion sur l'intégration de notre dispositif dans une monoplace de Formule 1 et ses répercussions.

## 4.2 Choix d'une technologie d'actionneur adaptée

Parmi le large panel de technologies d'actionneurs, nous avons à déterminer laquelle est la plus apte à répondre au cahier des charges défini par notre modélisation de lubrification active. Les actionneurs électromagnétiques représentent à eux seuls la plus grande partie des actionneurs actuellement utilisés. La forte recherche et les développements dont ils furent l'objet depuis le début de  $XX^{eme}$  siècle ont permis une réduction des coûts et une augmentation des performances impressionnantes. Même pour des actionnements spécifiques et particuliers, comme des mouvements aller-retour ou à fraction angulaire comme des essuies glaces, les constructeurs font appel à des moteurs rotatifs associés à des mécanismes de transformation du mouvement (bielle/manivelle,...). Le développement de structures pensées directement pour simplifier ou pour s'intégrer à la fonction reste marginal car beaucoup plus chère que l'utilisation de composants génériques (moteurs asynchrones ou synchrones à aimants permanents).

D'après la figure 4.2, nous pouvons faire un tri parmi les diverses solutions disponibles de nos jours [Nog05, Jen98]. La contrainte spécifique représente la

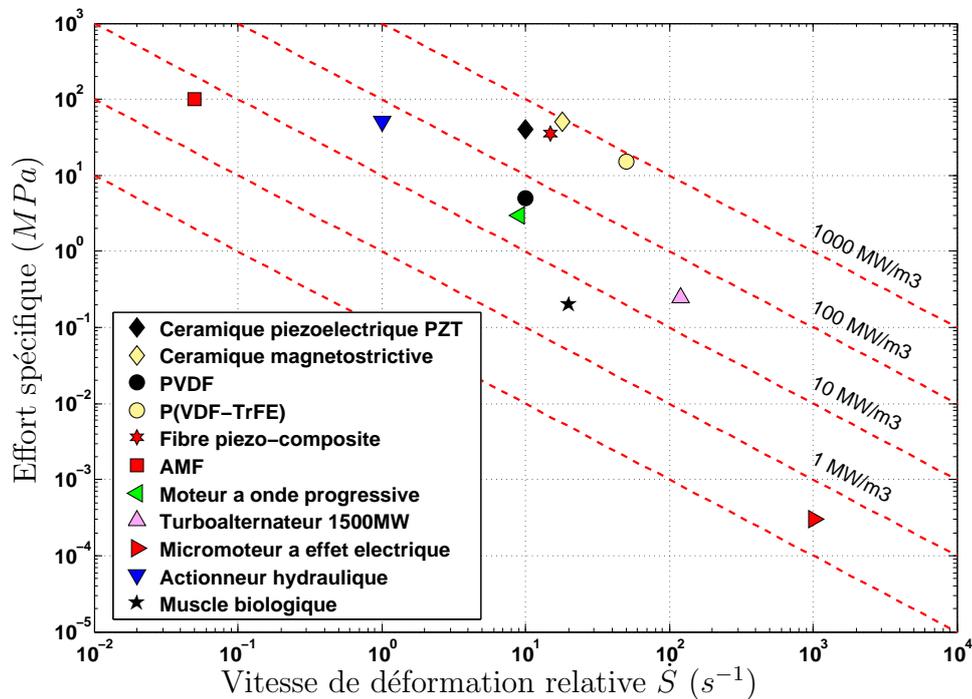


FIG. 4.2 – Courbe effort spécifique ( $MPa$ ) en fonction de la vitesse de déformation relative  $\dot{S}$  ( $s^{-1}$ ) pour différentes classes d'actionneurs électriques [Nog05, Nog].

capacité d'une technologie à développer des efforts pour un volume donné (la contrainte limite développée au sein du matériau). La vitesse de déformation relative représente la rapidité à laquelle un actionneur peut se déformer ramené à son encombrement i.e.  $\frac{v}{L}$ . Elle est le produit de la pulsation ( $\omega = 2\pi f$ ) par la déformation relative ( $\dot{S}$  en ppm). Le produit de ces deux grandeurs donne la

puissance volumique théorique. La figure 4.3 représente la puissance volumique que peuvent développer les différentes technologies. Les alimentations associées ne

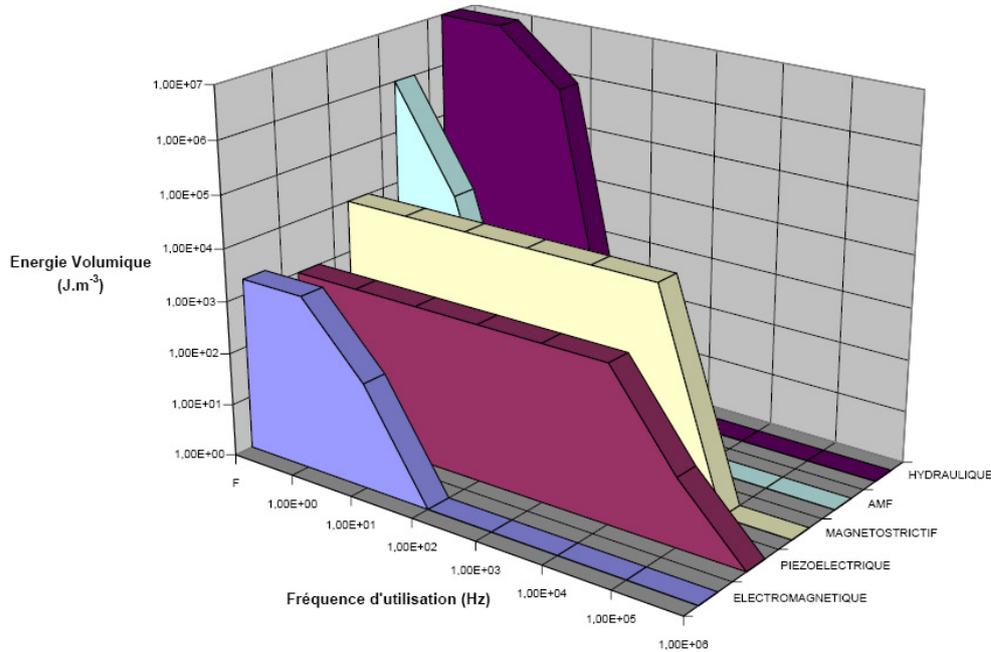


FIG. 4.3 – Comparaison énergétique des différentes technologies d'actionneurs [Max].

sont pas prises en compte ici. Dans le cadre de notre étude, nous avons besoin d'efforts de plus de  $1\,000\text{ N}$ , à des fréquences de vibration de plusieurs dizaines de kilohertz et dans un volume de l'ordre du décimètre cube. La zone concernée se situe alors pour des vitesses de déformation relatives de  $10$  à  $1\,000\text{ s}^{-1}$  pour des efforts de  $1\,000\text{ N}$  en considérant des actionneurs centimétriques. La puissance volumique est alors de  $1\,000\text{ MW.m}^{-3}$ . Ce chiffre pharaonique est à relativiser au vu des volumes des parties actives réduites.

Des technologies sont exclues d'office comme les actionneurs hydrauliques à puissance volumique élevée mais trop lents ou les moteurs électromagnétiques rapides mais trop encombrants. Nous retiendrons alors les céramiques piézoélectriques ou magnétostrictives. Les composites ou film PVD sont exclus à cause de leur fragilité pour l'application visée. Les céramiques électrostrictives sont aussi des candidats potentiels. Nous allons détailler les avantages et les inconvénients de ces trois candidats :

- **Les actionneurs électrostrictifs.** L'électrostriction est un phénomène de couplage entre champ électrique  $E$  et déformée d'ordre 2 i.e. les contraintes dépendent du carré de l'intensité du champ électrique. Ce couplage est observé dans des céramiques artificielles de type PMN (plomb, magnésium et niobium). Les performances de ces matériaux sont légèrement inférieures à celles des céramiques piézoélectriques. Les déformations peuvent atteindre

1 000 *ppm* pour des champs électriques de 1 000 à 2 000  $V.m^{-1}$ . Ces céramiques présentent une orientation spontanée des dipôles, elles ne sont pas polarisées. De fait, leurs dérives au cours du temps est beaucoup plus faible que pour des composés PZT et elles présentent un hystérésis moins marqué (pas de champ coercitif). Leur point faible est leur tenue à la température qui impose de travailler à des températures ambiantes ( $T > 40\text{ }^{\circ}C$ ). De ce fait, elles ne sont pas adaptées à notre cahier des charges.

- **Les actionneurs magnétostrictifs.** La magnétostriction est un phénomène de couplage d'ordre 2 entre champ magnétique et contraintes. Ces matériaux sont des composés synthétiques à base de terres rares comme le Terferrol-D. Les matériaux à déformée géante permettent de générer des déformations de plus de 2 000 *ppm* en quasi statique et des forces élevées de quelques milliers de newtons. Sensibles au champ magnétique, ces céramiques se pilotent en courant contrairement aux céramiques PZT ou PMN. Les matériaux magnétostrictifs possèdent des non linéarités dans leurs déformations. L'application d'une précontrainte permet de les "polariser" et d'obtenir un caractère linéaire sur une certaine gamme d'effort. Ainsi leur mise en application nécessite un système de contrainte élastique (vis ou ressort) associé à une contrainte magnétique par l'intermédiaire d'aimants permanent insérés dans le montage (polarisation magnétique statique). La création d'un champ magnétique fort nécessite aussi une architecture bobinée encombrante et proche de l'actionneur. Ainsi le volume de l'actionneur est relativement important comparé aux céramiques PZT. Leur intégration au sein de dispositifs en est moins aisée. Leur alimentation doit être permanente pour assurer un fonctionnement quasi statique.
- **Les actionneurs piézoélectriques.** Cette classe d'actionneur repose sur des matériaux offrant un couplage électromécanique. L'effet piézoélectrique se traduit par un couplage linéaire entre le champ électrique  $E$  au sein du matériau et la contrainte. Nous avons choisi cette technologie de part les performances des matériaux, le faible encombrement de leur alimentation et leur haut pouvoir d'intégration. Pour une application embarquée, ils constituent alors le meilleur choix.

Nous allons dans la suite de ce chapitre détailler l'origine de l'effet piézoélectrique, donner les équations analytiques qui permettent de dimensionner les actionneurs ainsi que les topologies d'alimentation associées qu'il faut mettre en œuvre.

## 4.3 La piézoélectricité

Afin de comprendre, caractériser et modéliser le phénomène de piézoélectricité, une première partie propose de rappeler l'origine de la piézoélectricité. Puis nous caractériserons l'effet piézoélectrique par ses modes de couplage et ses propriétés. Nous expliciterons par la suite, une méthode capable de modéliser le comportement

des actionneurs piézoélectriques. Nous terminerons enfin, par l'analyse des pertes générées au sein du matériau et aux difficultés de mise en œuvre : non linéarité, influence de l'environnement.

### 4.3.1 L'origine de la piézoélectricité

Découvert en 1880 par les frères Curie<sup>1</sup>, le phénomène de la piézoélectricité est la propriété qu'ont certains corps de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique (effet direct) et inversement soumis à un champ électrique, le matériau se déforme (effet inverse). Cependant il a fallu attendre l'avènement des matériaux piézoélectriques performants tels que les céramiques PZT dans les années 80 pour que ce phénomène soit exploité à sa juste mesure dans la génération d'actionneurs piézoélectriques performants.

Le phénomène de piézoélectricité s'observe naturellement dans des cristaux de quartz. En l'absence de déformation, le cristal reste électriquement neutre. Sous l'effet d'une action mécanique, un dipôle électrique apparaît dans chaque maille du matériau par déplacement des barycentres des charges positives et négatives. L'application d'une action mécanique sur une des faces d'un échantillon piézoélectrique fait rompre son équilibre électrostatique naturel et provoque l'apparition d'un champ électrique à ses bornes. La somme des champs électriques élémentaires donne alors naissance à un champ électrique macroscopique. Les matériaux piézoélectriques sont capables de générer des charges électriques sur certaines faces de l'échantillon sous l'effet d'une contrainte mécanique extérieure<sup>2</sup> (quelles que soient les contraintes internes propres au matériau existant avant la présence de l'effort extérieur). Cet effet est appelé effet piézoélectrique direct et est utilisé dans la fabrication de capteurs de force, de pression, d'accélération et autres. Inversement, quand une tension électrique est appliquée aux bornes de deux faces opposées, le champ électrique produit provoque l'apparition d'une contrainte mécanique (qui se traduit par une variation de forme si l'échantillon est libre ou d'une force si l'échantillon est encastré). Cette propriété est appelée effet piézoélectrique inverse. Cet effet est utilisé pour les oscillateurs à quartz hautes fréquences ou pour fabriquer des actionneurs comme des sonars ou des résonateurs.

La piézoélectricité peut aussi être induite dans certains matériaux ferroélectriques. Les cristaux ferroélectriques possèdent un moment dipolaire électrique même en l'absence d'un champ électrique extérieur. La dissymétrie naturelle des barycentres électriques de la maille cristalline provoque une polarisation locale du matériau. Naturellement, le matériau s'organise en domaines polarisés mais aléatoirement distribués, de sorte que, la polarisation globale ou macroscopique soit nulle (cf. figure 4.4). En présence d'un champ électrique extérieur, chaque domaine tend à s'aligner dans la direction du champ et déforme la structure cristalline. La somme des petites déformations provoque une déformation macroscopique, c'est l'effet in-

<sup>1</sup>Le découvreur de cette propriété est Pierre Curie bien que le premier à avoir observé ce phénomène soit l'abbé René Just Haüy (1743-1822).

<sup>2</sup>Un quartz de  $1 \text{ cm}^3$  soumis à une force de  $2\,000 \text{ N}$  peut produire environ  $12\,000 \text{ V}$ .

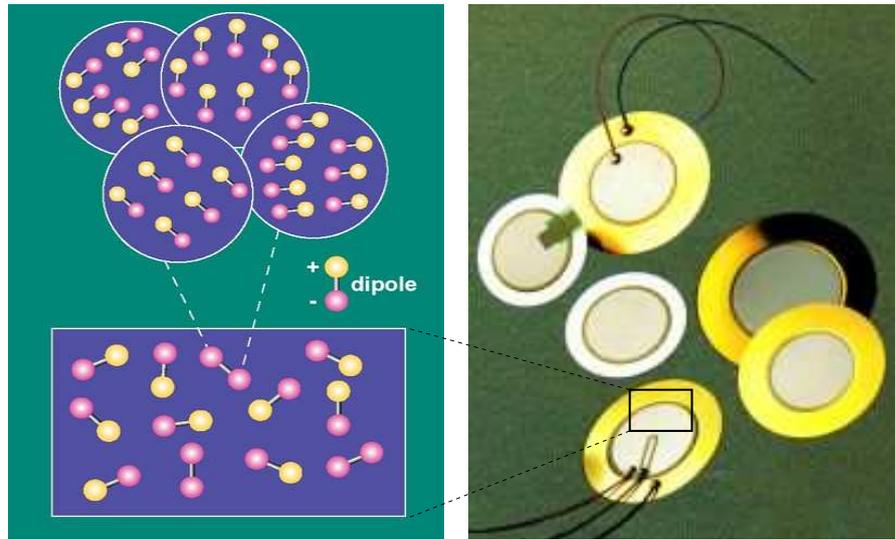


FIG. 4.4 – Structure cristalline d'un cristal ferroélectrique.

verse. Pour augmenter les performances, ces matériaux sont prépolarisés de façon à privilégier un axe de dissymétrie en l'absence de champ électrique extérieur.

### 4.3.2 Les matériaux piézoélectriques

Nous pouvons recenser parmi les matériaux offrant un effet piézoélectrique :

- **Le quartz** ou dioxyde de silicium ( $SiO_2$ ). Il est présent dans la nature sous forme de cristal. Dans le passé, les quartz naturels ont été utilisés pour construire des transducteurs, mais ses inclusions et ses impuretés inévitables ne permettaient pas d'obtenir une sensibilité constante d'un transducteur à un autre dans les productions de série. En conséquence, il y a maintenant des procédures artificielles de croissance de cristaux de quartz qui permettent l'obtention d'une bien meilleure pureté, donnant ainsi des transducteurs d'une sensibilité uniforme. La technique de croissance des cristaux est en tout point comparable à la méthode de fabrication des galettes de silicium (waffer) nécessaires à la fabrication des puces électroniques. Bien que les matériaux naturels soient doués de propriétés de piézoélectricité (quartz  $SiO_2$ , sel de seignette...), les performances atteintes, acceptables pour des applications de type " capteur " ne sont pas compatibles avec les objectifs liés à leur mise en œuvre en conversion d'énergie (les polarisations spontanées associées aux domaines de ces monocristaux étant initialement orientées de manière aléatoire, la sensibilité globale d'un échantillon n'est pas optimum).
- **Les céramiques piézoélectriques.** Ces céramiques n'existent pas à l'état naturel. Elles apparaissent au cours des années 50 pour la construction de sonars. Ces céramiques ferroélectriques de la famille cristalline des pérovskites ( $ABO_3$ ) sont obtenues par frittage (les monocristaux élémentaires sont soudés entre eux par le procédé de frittage comme présenté sur la

figure 4.5). L'application d'un champ électrique intense visant à aligner

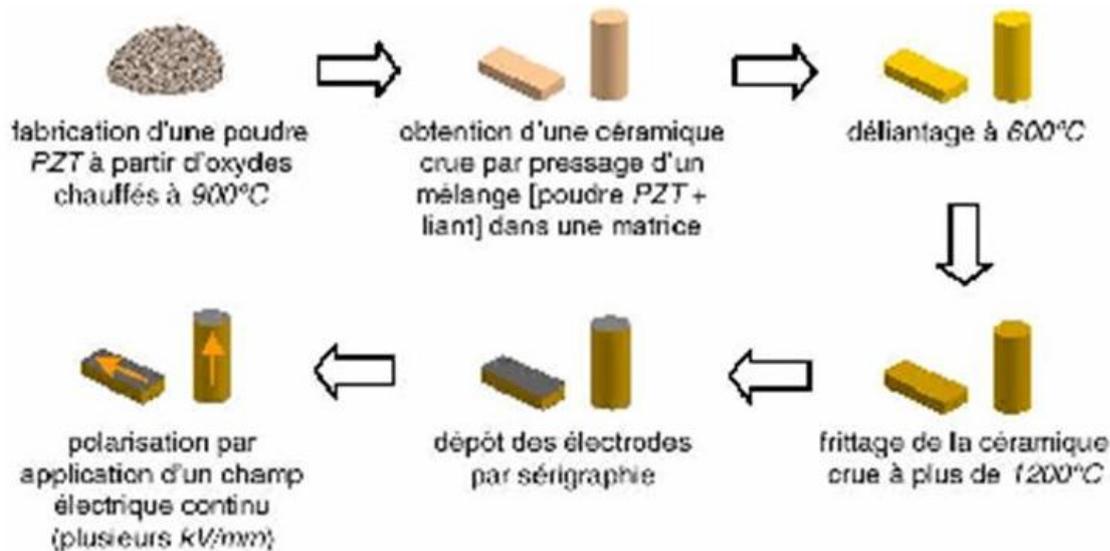


FIG. 4.5 – Cycle de fabrication des céramiques PZT par voie solide [Riz99]. Les céramiques sont fabriquées dans des formes géométriques simples (barreaux, disques, anneaux, coques,...) par des procédés de frittage de poudres mélangées à un liant. La céramique simplement frittée est constituée de microcristaux élémentaires ferroélectriques et doués d'une polarisation spontanée. Cet agrégat désordonné présente un moment dipolaire nul à l'échelle macroscopique. En soumettant la céramique à un champs électrique intense, nous obtenons un alignement des moments élémentaires dans la direction du champ appliqué. Après cette étape, la céramique est piézoélectrique.

les polarisations des microcristaux élémentaires (opération de polarisation) permet d'introduire l'anisotropie nécessaire à l'existence de la piézoélectricité (champ de polarisation de  $4 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$  à une température de  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Typiquement le frittage d'oxyde ou de sels de plomb, de zirconium et de titane, permet la réalisation de la famille très performante des céramiques PZT (les titanozirconates de plomb  $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$ ). Ces céramiques sont très versatiles : leurs caractéristiques physiques, chimiques et piézoélectriques peuvent être ajustées à toutes les applications. Elles sont rigides et peuvent être produites sous n'importe quelle taille ou forme. Elles offrent l'avantage d'être chimiquement inertes et insensibles aux conditions atmosphériques. Ces céramiques peuvent générer des contraintes de l'ordre de  $40 \text{ MPa}$  avec des déformées relatives de  $1\ 000$  à  $2\ 000 \text{ ppm}$ .

Comparés au quartz, ces composés font apparaître des caractéristiques piézoélectriques dont l'ordre de grandeur est cent fois supérieur en termes de quantité de charge apparue ramenée à l'effort appliqué. Nous parlons alors d'une plus grande "sensibilité", constante caractéristique du matériau exprimé en  $\text{pC} \cdot \text{N}^{-1}$ . En outre ces matériaux présentent l'avantage d'avoir une température de Curie relativement élevée ( $300$  à  $350 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Les céramiques PZT sont principalement exploitées dans le

Type de céramique	PC4 (dure)	PC4D (dure)	PC5 (douce)	PC5H (douce)
$d_{33}$ ( $\times 10^{-12}C.N^{-1}$ )	287	335	409	620
$s_{33}$ ( $\times 10^{-12}m^2.N$ )	14.7	14.4	17.2	21.9
Coefficient de couplage $k_{33}$	0.71	0.67	0.67	0.72

TAB. 4.1 – Caractéristiques de céramiques distribuées par la société Morgan electroCeramics [mor].

domaine des ultrasons, pour répondre à des applications aussi variées que dans le domaine des fortes puissances (quelques kilowatts), le sonar, ou, dans des domaines de plus faibles puissances, les transducteurs à usage médical, les allume-gaz, etc... Leur aptitude à la conversion d'énergie en fait naturellement aujourd'hui, le matériau de référence dans le domaine des actionneurs piézoélectriques. Il est important de noter que les applications de la piézoélectricité dans le domaine des actionneurs électromécaniques sont tributaires de matériaux synthétiques correspondants à des céramiques polycristallines ferroélectriques ou à des quartz synthétiques.

Il existe sommairement deux familles : les céramiques dites "douce" et celles dites "dures", selon la propension que présente le matériau à se dépolariser. Le choix du type de céramique s'effectue en fonction de l'application visée :

- Les matériaux "doux" sont généralement utilisés pour les applications à bas niveau d'excitation, notamment comme détecteurs (hydrophones, sondes échographiques...). Ils présentent en effet des couplages électromécaniques et des permittivités élevées et offrent une large bande de réponse en fréquence. Cependant elles ont tendance à se dépolariser facilement à cause de leurs pertes importantes.
- Les applications de puissance (piézomoteurs, transducteurs pour nettoyage par ultrasons...) nécessitent l'utilisation de céramiques "dures" pour leurs faibles pertes mécaniques et diélectriques.

A titre d'exemple le tableau 4.3.4 rassemble quelques caractéristiques de céramiques fournies par la société Morgan Electroceramics.

Nous pouvons noter l'existence de films polymères piézoélectriques de type polyfluorure de vinilydène (PVF2 ou PVDF  $(-CH_2 - CF_2-)_n$ ) apparus sur le marché au début des années quatre-vingt. Ils compensent des caractéristiques piézoélectriques moins intéressantes (facteur de couplage électromécanique allant de 0,2 à 0,3 et faible tension de claquage) par la faculté de pouvoir être découpés très facilement en des formes complexes. Les piézocomposites sont une autre forme de matériau piézoélectrique. Ils sont réalisés en mélangeant une poudre de céramique piézoélectrique ou des barreaux verticaux répartis de façon périodique dans une matrice polymère. La matrice polymère permet une plus grande mobilité de la matière comparée aux céramiques massives. Les différentes caractéristiques

diélectriques, piézoélectriques et mécaniques dépendent des proportions utilisées. Ces composés offrent de bons coefficients de couplage et une large bande passante.

Le tableau de l'annexe A regroupe les propriétés de certains matériaux représentatifs. Pour des applications hautes puissances comme nous l'envisageons nous nous orienterons vers des céramiques dures ou des dérivés du quartz.

D'autres matériaux offrent un caractère piézoélectrique comme la topaze, la berlinite ( $AlPO_4$ ), l'orthophosphate de gallium ( $GaPO_4$ ), l'arséniat de gallium ( $GaAsO_4$ ), les céramiques de structures tungstène-bronze ( $BaTiO_3$ ,  $KNbO_3$ ,  $LiNbO_3$ ,  $LiTaO_3$ ,  $BiFeO_3$ ,  $Na_xWO_3$ ,  $Ba_2NaNb_5O_{15}$ ,  $Pb_2KNb_5O_{15}$ ). Nous pouvons noter l'existence d'autres matériaux plus exotiques dont l'effet piézoélectrique est présent mais faible comme les polymères à base de fibres de caoutchouc, la laine, les cheveux, le bois et la soie.

### 4.3.3 Modes de déformation

Du fait de l'anisotropie des matériaux piézoélectriques, leur déformation se fait selon une direction privilégiée sous l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$ . Une étude des propriétés de ces matériaux nécessite donc une identification des directions. Les propriétés piézoélectriques sont décrites par un système normalisé de symboles et de notations. D'une manière générale, une céramique piézoélectrique est référencée par un trièdre  $(O, x_1, x_2, x_3)$ . Par convention, la direction et le sens de la polarisation sont confondus avec l'axe 3 ou  $(O_z)$ . La déformation souhaitée est obtenue en appliquant une différence de potentiel sur les faces perpendiculaires à l'axe 3. Par l'application d'un champ électrique  $\vec{E}$  suivant l'axe  $O_z$ , trois modes de déformation distincts sont obtenus comme présenté sur la figure 4.6. Les modes de couplage sont définis par deux chiffres, le premier correspond à la direction du champ électrique appliqué et le second à l'axe selon lequel a lieu la déformation.

- Le mode longitudinal (mode  $d_{33}$ ) traduisant des déformations dans la même direction que l'axe du champ électrique. Ce mode possède un bon coefficient de couplage, cependant le placement des électrodes sur les surfaces vibrantes les fragilise.
- Le mode transversal (mode  $d_{31}$  ou  $d_{32}$ ) traduisant des déformations perpendiculaires à l'axe du champ électrique. Dans ce mode, les électrodes ne sont pas placées sur les surfaces subissant les déformations, donc offrant l'avantage de ne pas soumettre les électrodes à la contrainte. En revanche, il possède un coefficient de couplage moindre que le mode longitudinal.
- Le mode de cisaillement (mode  $d_{15}$ ) traduisant des déformations perpendiculaires à la direction de polarisation ou autour d'un axe. La céramique subit alors un phénomène de torsion autour de l'axe choisi. Elle est obtenue lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à la polarisation du matériau.

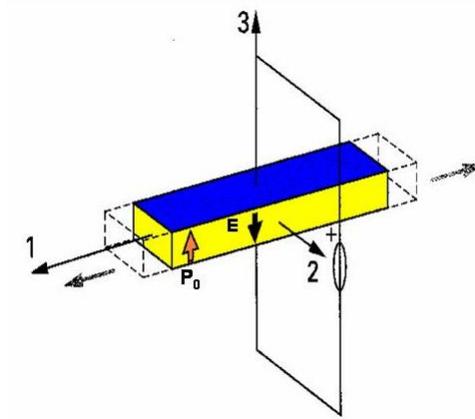
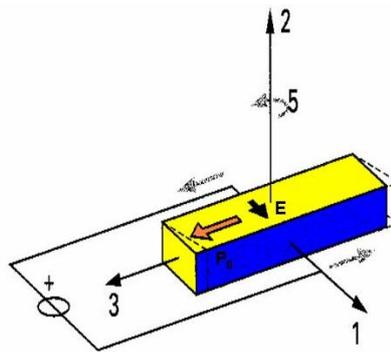
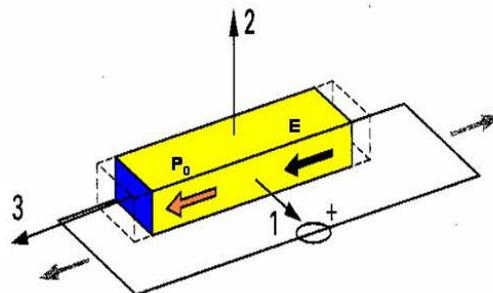
(a) Mode transversal  $d_{31}$ (b) Mode de cisaillement  $d_{15}$ (c) Mode longitudinal  $d_{33}$ 

FIG. 4.6 – Modes de déformation principaux d'un matériau piézoélectrique. *Suivant le sens de polarisation  $\vec{P}_0$  et le champ électrique appliqué  $\vec{E}$ , des déformations se produisent.*

Par exemple, si le champ est appliqué sur l'axe 1, la déformation se fera autour de l'axe 2.

D'autres modes de déformation "parasites" résultant de la forme particulière de l'échantillon peuvent apparaître. Ils sont d'origine mécanique comme par exemple, des déformations perpendiculaires à l'épaisseur (mode radial traduit par le coefficient de Poisson comme présenté sur la figure 4.7) ou d'origine électrique par déplacement dipolaire (modification des parois de blocs). En jouant sur la forme

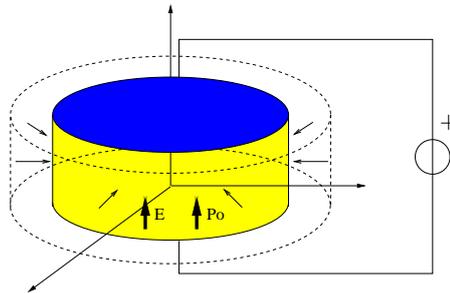


FIG. 4.7 – Déformation parasite par conservation du volume. *Pour une déformation longitudinale, la conservation du volume introduit un mode transversal mécanique.*

de l'échantillon (plaque, tube, ...) et sur sa polarisation (uniforme, radiale,...), une grande variété de déformations peuvent être exploitées. Il est à noter que lors de l'utilisation d'une céramique, plusieurs modes interagissent simultanément. Ces modes parasites sont souvent négligés : les dimensions des structures sont choisies pour que ces hypothèses soient vérifiées. Par exemple, il est préférable de privilégier une longueur nettement supérieure à l'épaisseur pour utiliser le mode longitudinal  $d_{33}$ .

Il existe des phénomènes transitoires dus à une inversion de la polarisation. Si on applique un champ électrique de sens opposé à la direction de polarisation du matériau et de valeur suffisamment forte (supérieure à la polarisation rémanente), les dipôles élémentaires vont s'aligner sur le champ extérieur et donc se retourner. Comme la polarisation appliquée fournit l'énergie nécessaire, les dipôles pivotent suivant la croissance du champ. C'est cette rotation des dipôles (de forme non sphérique) qui introduit des variations de forme transitoires. Nous assistons tout d'abord à une contraction puis à une elongation de l'échantillon. Cette déformation est réversible. C'est le phénomène analogue à celui rencontré dans les tôles magnétiques lors de l'orientation des moments magnétiques. Donc c'est naturellement que nous retrouvons des caractéristiques semblables : cycle de polarisation (phénomène d'hystérésis présent dans les matériaux ferroélectriques) et pertes "fer" proportionnelles à la fréquence (cf. figure 4.8). Le cycle d'hystérésis est significatif lorsque le champ dépasse environ 15 % du champ maximum.

L'obtention de grand déplacement exploite des déformations longitudinales ( $d_{33}$ ) ou transverses ( $d_{31}$ ). L'utilisation de céramiques synthétiques offre de meilleures performances que les quartz. Les déformations maximales sont obtenues

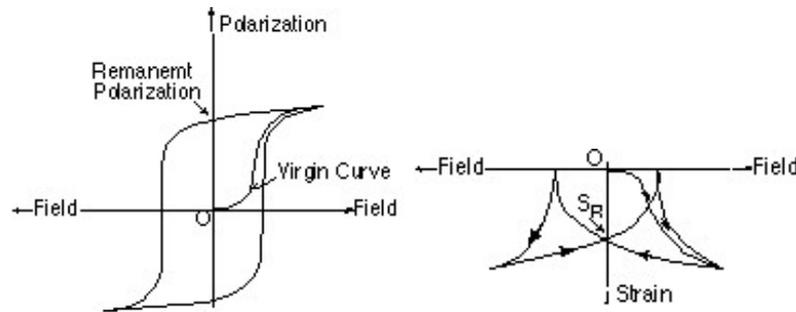


FIG. 4.8 – Evolution en forme d’hystérésis de la polarisation  $P$  et de la contrainte  $S$  en fonction du champ électrique  $E$  [mor].

pour des champs électriques de l’ordre de  $2 \text{ MV.m}^{-1}$ . Ce champ admet une limite physique correspondant au champ de claquage de la céramique et qui provoque un endommagement irréversible. De plus un champ électrique inverse au sens de polarisation intrinsèque  $P_0$  risquerait de dépolairiser la céramique et d’atténuer ses performances piézoélectriques.

La température joue aussi un rôle important dans le comportement des céramiques. Les céramiques se dépolairisent totalement si elles sont portées au delà de la température de Curie. Parmi les 21 classes cristallines qui offrent un effet piézoélectrique, 10 sont dites pyroélectriques *i.e.* l’amplitude du moment dipolaire global est fonction de la température. La température influe donc sur la polarisation du matériau et inévitablement sur ses caractéristiques électriques et mécaniques. La température étant source de bruit blanc, son effet a pour incidence de faire chuter les constantes piézoélectriques et mécaniques à cause de l’agitation qui fait osciller les mailles cristallines et donc par conséquent fait vibrer les dipôles électriques. La contribution moyenne de tous les dipôles diminue. Cette diminution est totale pour la température de Curie où la distribution des orientations dipolaires est aléatoire à moyenne nulle (entre  $200^\circ\text{C}$  et  $400^\circ\text{C}$ ). Le matériau piézoélectrique est dit dépolairisé. Un fonctionnement à haute température est à proscrire car le processus de vieillissement s’accélère, les pertes électriques augmentent, le rendement s’effondre et la contrainte maximale applicable diminue. En pratique, il ne faut pas dépasser une température de fonctionnement correspondant à la moitié de la température de Curie<sup>3</sup>.

#### 4.3.4 Les équations de la piézoélectricité

L’effet piézoélectrique correspond à un couplage électroélastique linéaire du premier ordre. Le terme d’interaction électromécanique dans le développement de l’énergie implique de manière bilinéaire les grandeurs électriques et mécaniques. Le déplacement est donc sensible au module et au signe de la polarisation extérieure,

<sup>3</sup>La température de fonctionnement avoisine les  $100^\circ\text{C}$  pour des céramiques courantes. Cependant certains constructeurs proposent des céramiques possédant des températures de Curie de plus de  $500^\circ\text{C}$  [Cer] mais aux performances moindres comparativement aux céramiques usuelles.

contrairement aux effets magnétostrictifs qui sont d'ordre 2 et qui ne sont donc sensibles qu'au module du champ.

Afin d'expliquer et de dégager les propriétés des matériaux piézoélectriques, une représentation unidimensionnelle simple peut être utilisée [Die74]. La figure 4.9 schématise une structure ionique à base de soufre et de cadmium. Les charges

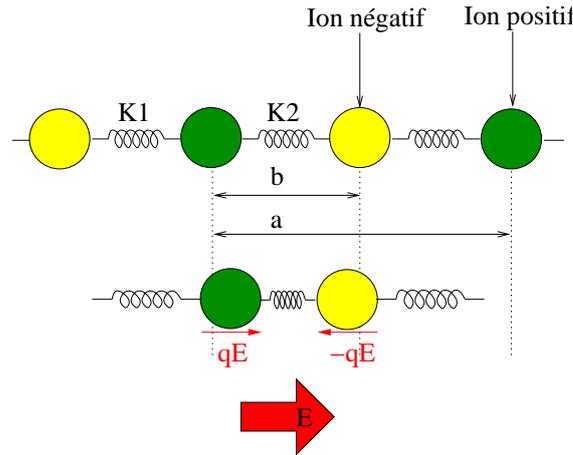


FIG. 4.9 – Déformation de la maille cristalline d'un matériau piézoélectrique à base de soufre et de Cadmium. En présence d'un champ électrique  $\vec{E}$ , les ions soufre chargés négativement et les ions cadmium chargés positivement se rapprochent deux à deux. Ce mouvement déplace les barycentres électriques initialement confondus (lorsque  $E = 0$ ) et forme des dipôles électriques qui s'opposent naturellement au champ perturbateur extérieur. Ce mouvement ionique sur l'ensemble du solide soumis au champ produit une déformation macroscopique. Ce phénomène est réversible puisque une contraction mécanique provoque un déplacement similaire des ions et la création de dipôles (à travers les raideurs  $K_1$  et  $K_2$  différentes). L'apparition d'un champ électrique se produit et s'oppose alors au mouvement par forces électrostatiques sur les dipôles électriques formés.

$-q$  et  $+q$  sont reliées par des ressorts qui symbolisent les liaisons ioniques. Les constantes de raideur sont  $K_1$  et  $K_2$ . La différence entre  $K_1$  et  $K_2$  introduit la dissymétrie de la maille cristalline. Une maille élémentaire de longueur  $a$  comporte deux dipôles électriques de moments  $\frac{q}{2(a-b)}$  et  $\frac{-q}{2*b}$ . D'où un moment dipolaire par molécule  $P_o$  :

$$P_o = \frac{q}{2}(a - 2b) \quad (4.1)$$

La chaîne possède alors les propriétés suivantes :

- La polarisation volumique est non nulle si  $b$  est différent de  $a/2$ .
- Sous l'effet d'une contrainte, la chaîne se déforme, la variation des distances  $a$  et  $b$  provoque une variation de la polarisation (effet direct).

- Les ions positifs et négatifs se déplaçant en sens opposés sous l'action d'un champ électrique et les liaisons ioniques n'ayant pas les même raideurs, il en résulte une déformation (effet inverse).

Les grandeurs mécaniques  $T$  (contrainte) et  $S$  (déformation) sont liées aux grandeurs électriques  $E$  (champ) et  $P$  (polarisation induite ou induction  $D = \epsilon_0 + P$ ). L'équilibre statique de chaque ion donne :

$$-qE + K_1(\Delta(a) - \Delta(b)) - K_2\Delta(b) = 0 \quad (4.2)$$

La force exercée par la partie droite de la chaîne sur la partie gauche est selon que l'on se place sur le ressort de raideur  $K_1$  ou  $K_2$  :

$$F_1 = K_1(\Delta(a) - \Delta(b)) \quad (4.3)$$

$$F_2 = K_2\Delta(b) \quad (4.4)$$

Une section  $S$  du matériau comporte un grand nombre de chaînes  $N$  par unités de surfaces. La tension mécanique  $T$  vaut donc :

$$T = \frac{N}{2}K_1(\Delta(a) - \Delta(b)) + \frac{N}{2}K_2\Delta(b) \quad (4.5)$$

La polarisation induite  $P$  est la variation de polarisation  $Po$  avec  $n$  densité volumique de molécule  $N = n.a$  :

$$P = \Delta Po = \frac{nq}{2}(\Delta(a) - 2\Delta(b)) = \frac{Nq}{2a}(\Delta(a) - 2\Delta(b)) \quad (4.6)$$

En introduisant la relation d'équilibre 4.2 dans cette équation, nous pouvons donner l'expression de la polarisation induite :

$$P = \Delta Po = \frac{qN}{2a} \left( \frac{2qE}{K_1 + k_2} + \frac{K_1 - K_2}{K_1 + K_2} \Delta(a) \right) \quad (4.7)$$

$P$  est la somme de deux termes, le premier proportionnel au champ électrique  $E$  (effet diélectrique) et le second proportionnel à la déformation  $S = \frac{\Delta(a)}{a}$  (effet piézoélectrique). En reportant l'expression de la polarisation  $P$  en fonction du déplacement électrique  $D$ , nous retrouvons une équation typique de la piézoélectricité :

$$D = \epsilon E + eS \quad (4.8)$$

De l'équation 4.5, nous déduisons la deuxième équation fondamentale de la piézoélectricité :

$$T = eE - cS \quad (4.9)$$

La piézoélectricité est généralement retranscrite sous la forme de ces deux équations mais sous une approche tensorielle du couplage entre les systèmes électriques et

mécaniques. Elle fait intervenir les vecteurs déplacement électrique  $D$  et le champ électrique  $E$  et les tenseurs de déformation  $S$  et de contrainte  $T$  :

$$\begin{cases} S = s^E T + d^t E \\ D = d T + \epsilon^T E \end{cases} \quad (4.10)$$

Le tableau 4.3.4 rassemble les différentes notations utilisées. Concrètement ces équations traduisent l'effet direct de la piézoélectricité soit la polarisation électrique d'une céramique soumise à une contrainte mécanique ou l'effet inverse par la déformation d'une céramique soumise à un champ électrique. Ces équations traduisent bien le caractère linéaire de l'effet piézoélectrique et sa dépendance au signe du champ et à son amplitude. Le choix de paramètres d'entrée différents permet de définir d'autres équations caractéristiques :

$$\begin{cases} T = c^D . S - h . D \\ E = -h S + \beta^S . D \end{cases} \quad (4.11)$$

$$\begin{cases} S = s^E . T + d . E \\ D = d . T + \epsilon^T . E \end{cases} \quad (4.12)$$

$$\begin{cases} S = s^D . T + g . D \\ E = -g . T + \beta^T . D \end{cases} \quad (4.13)$$

Les différents coefficients piézoélectriques sont liés par les relations suivantes :

$$s^D = s^E - d^t . \beta^T . d \quad (4.14)$$

$$g = \beta^T . d \quad (4.15)$$

$$\beta = \frac{1}{\epsilon} \quad (4.16)$$

$$h = \beta^S . c . d \quad (4.17)$$

### 4.3.5 Caractéristiques électriques et mécaniques des matériaux piézoélectriques

Les matériaux piézoélectriques possèdent des performances différentes d'un matériau à un autre. Pour quantifier les performances des quartz ou des céramiques, plusieurs coefficients sont définis [Ike90, Gon92, Cha89]. Parmi eux, nous citerons :

- **Le coefficient de couplage  $k$**  : La conversion électromécanique ne fait appel à aucune forme d'énergie intermédiaire. Une céramique mécaniquement libre, soumise à un champ électrique, se déforme, et donc emmagasine une énergie  $W$ . Lorsqu'il n'y a plus de champ électrique, l'énergie est restituée sous forme

Type	Symbole	Signification	Unités
Électrique	D	Déplacement électrique ou induction	$C.m^{-2}$
	E	champ électrique	$V.m^{-1}$
	$\varepsilon$	permittivité électrique	$F.m^{-1}$
Mécanique	S	déformation relative	.
	T	contrainte	$N.m^{-2}$
	s	souplesse	$m^2.N$
Piézoélectrique	c	raideur	$N.m^{-2}$
	d	constante reliant la contrainte T et l'induction D à E constant	$C.N^{-1}$ ou $m.V^{-1}$
	e	constante reliant la déformation S et l'induction D à E constant	$Cm^{-2}$ ou $N.(Vm)^{-1}$
	g	constante reliant la contrainte T et le champ E à D constant	$Vm.N^{-1}$ ou $m^2.C^{-1}$
	h	constante reliant la déformation S et le champ E à D constant	$V.m^{-1}$ ou $N.C^{-1}$

TAB. 4.2 – Grandeurs et constantes piézoélectriques.

d'un travail  $W'$ . Nous introduisons alors la notion de coefficient de couplage  $k$  traduisant l'aptitude de la céramique à convertir l'énergie :

$$k = \sqrt{\frac{W'}{W}} \quad (4.18)$$

Ce coefficient de couplage peut s'exprimer en fonction des paramètres électromécaniques du matériau et selon le mode de déformation considéré<sup>4</sup> :

$$k = \sqrt{\frac{d_{ij}^2}{\varepsilon_{ii}^T \cdot s_{jj}}} \quad (4.19)$$

- **Le facteur de mérite ou coefficient de qualité  $Q$**  : Pour des matériaux piézoélectriques, nous définissons deux facteurs de qualité. Le facteur de qualité mécanique  $Q_m$  qui correspond au rapport entre les pertes mécaniques symbolisées par  $R_m$  et l'élasticité mécanique  $C_m$  tel que :

$$Q_m = \frac{1}{R_m \cdot C_m \cdot \omega} \quad (4.20)$$

Le facteur de qualité électrique  $Q_e$  qui correspond au rapport entre l'impédance de la capacité de construction ou bloquée  $C_0$  de la céramique et la

<sup>4</sup>Pour une céramique P189 du fabricant Quartz et Silice  $k_{33} = 0,65$ ,  $k_{31} = 0,32$  et  $k_{15} = 0,51$ . Nous pouvons noter que le mode de cisaillement n'est pas très performant en matière de conversion de l'énergie.

résistance  $R_0$  symbolisant les pertes diélectriques tel que :

$$Q_e = \frac{1}{R_0 \cdot C_0 \cdot \omega} \quad (4.21)$$

Ces facteurs aussi appelés facteurs de surtension donnent le taux d'amplification de la structure à la résonance mécanique ou électrique. En effet, les matériaux piézoélectriques peuvent résonner électriquement ou mécaniquement. Ces fréquences de résonance ne sont pas forcément confondues. Un facteur de qualité élevé traduit un amortissement de la structure faible et donc une minimisation des pertes.

- **Le facteur d'effort  $N$**  : Ce facteur représente le gain de conversion entre la tension électrique  $V$  appliquée aux bornes du matériau piézoélectrique et la force  $F$  qu'il développe.

$$N = \frac{eA}{L} \quad (4.22)$$

Avec  $A$  la surface des électrodes,  $e$  la constante piézoélectrique et  $L$  la distance entre les électrodes. Ce coefficient traduit le pouvoir de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. L'intégration des relations fondamentales de la piézoélectricité permet de donner une relation quasi statique :

$$F = K_{PZT} \cdot \Delta(L) - N \cdot V \quad (4.23)$$

Avec  $K_{PZT}$  la raideur mécanique du matériau qui s'exprime comme :

$$K_{PZT} = \frac{c \cdot L}{A} \quad (4.24)$$

Où  $c$  est une grandeur piézoélectrique. La représentation graphique de cette équation donnée sur la figure 4.10 permet de définir les points de travail maximum. Ces points sont situés au milieu de la droite car ils définissent une aire maximale  $W = F * \Delta(L)$  sur la courbe, dont la valeur correspond au travail mécanique.

- **L'angle de perte  $\tan \delta$**  : Lors de leur fonctionnement, les céramiques piézoélectriques dissipent une puissance non négligeable, correspondant aux pertes d'origine diélectrique et mécanique. Ces pertes se traduisent sous forme de chaleur, ce qui, à terme, provoque la perte des propriétés piézoélectriques. Les pertes diélectriques sont consécutives aux caractéristiques statiques des céramiques, c'est-à-dire à la conductance ohmique et à l'hystérésis du champ de déplacement électrique. Elles sont décrites par la relation :

$$Pd = \varepsilon \cdot \omega \cdot \tan \delta \cdot E^2 \quad (4.25)$$

Avec  $E$  la valeur efficace du champ électrique ( $V.m^{-1}$ ),  $\tan \delta$  la tangente de l'angle de perte<sup>5</sup>,  $\varepsilon$  la permittivité absolue de la céramique dans la direction

<sup>5</sup>Pour une céramique P189 de Quartz et Silice, l'angle de perte est de 0,0045.

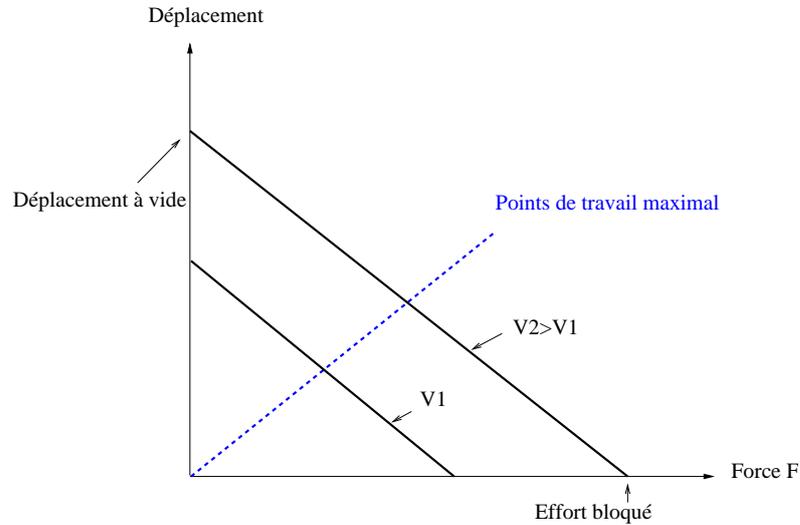


FIG. 4.10 – Caractéristique statique Déplacement/Effort.

du champ appliqué ( $F.m^{-1}$ ) et  $\omega$  la pulsation de la tension d'alimentation ( $rd.s^{-1}$ ). Les pertes mécaniques sont quant à elles consécutives aux caractéristiques dynamiques des céramiques et aux déformations des parties vibrantes. Ce sont les frottements internes dans le matériau et les mouvements des parois de domaine sous l'action des déformations. Elles sont décrites par la relation :

$$Pm = \rho_m \cdot \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 \quad (4.26)$$

Avec  $\frac{\partial S}{\partial t}$  la valeur efficace de la vitesse de déformation relative ( $s^{-1}$ ) et  $\rho_m$  la résistivité mécanique<sup>6</sup> ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ).

D'autres facteurs rentrent en compte lors de l'utilisation de céramiques piézoélectriques [Leb04, Seb05]. Le vieillissement des céramiques se traduit électriquement par une perte des propriétés piézoélectriques et mécaniquement par une fragilité du matériau. La plupart des propriétés des céramiques piézoélectriques diminuent graduellement dans le temps à cause du réarrangement de la configuration des domaines au cours du temps. Cela se traduit par une réduction du nombre de défauts atomiques et un relâchement des contraintes qui amènent la céramique vers un état d'équilibre plus stable à énergie minimale. Ces variations sont de type logarithmique après le procédé de polarisation. Le temps d'exploitation des différentes propriétés dépend de la composition de la céramique et du procédé de fabrication. Du fait de ce vieillissement, la constance des caractéristiques telle que la constante diélectrique, coefficient de couplage et les constantes piézoélectriques ne peuvent être atteintes que sur une durée donnée après polarisation. Le matériau offre des paramètres plus stables après une période de "maturation". Des données relatives au vieillissement des céramiques sont données en annexe A.

<sup>6</sup>Pour une céramique P189 de Quartz et Silice, la résistivité mécanique est de  $250 kg.m^{-1}.s^{-1}$ .

La précontrainte des céramiques joue un rôle important. Les céramiques supportent mieux la compression que la traction. La contrainte limite en traction est de  $25 \text{ MPa}$  tandis que la contrainte limite en compression est de  $500 \text{ MPa}$ . Au delà de ces limites, nous allons vers la destruction du matériau. Pour pouvoir exploiter de grandes déformations et de fortes contraintes, nous comprimons les céramiques à la valeur moyenne entre la contrainte limite en compression et traction soit  $240 \text{ MPa}$  comme illustré sur la figure 4.11. Cependant, les propriétés des céra-

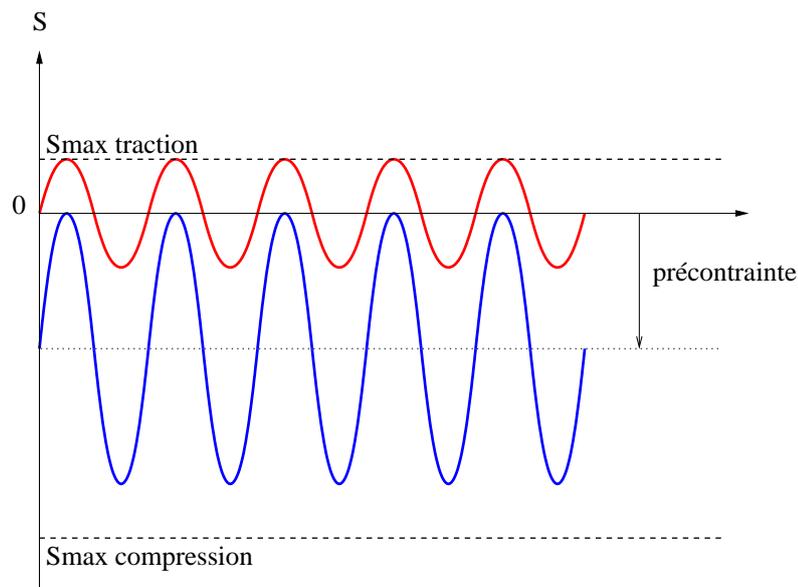


FIG. 4.11 – Effet d’une précontrainte sur les performances d’une céramique piézoélectrique. *La précontrainte permet d’augmenter la taille de l’excursion en contrainte sans risquer la destruction du matériau.*

miques varient avec la gamme d’efforts appliqués ou de tension (cf. annexe A). Les données sont le plus souvent indiquées pour de faibles chargements. Des conditions de fonctionnement sous fortes contraintes accélèrent le processus de vieillissement.

## 4.4 Les Actionneurs Piézoélectriques

Pour nos applications nous avons besoin de générer des vibrations à plusieurs dizaines de kilohertz et de quelques micromètres d’amplitude. Il existe deux grandes classes d’actionneurs à base de céramiques piézoélectriques (cf. figure 4.12) :

- **Les actionneurs quasi statiques.** Ces actionneurs sont régulièrement utilisés pour des tâches de positionnement ou dans des actionneurs de type Inch-worm (pas à pas). Le débattement des céramiques massives est de quelques parties par million (ppm). Pour obtenir des débattements importants, il faut augmenter l’amplitude du champ  $E$ . Or celui-ci est limité par la rupture diélectrique. Pour obtenir des débattements plus importants sans risquer l’amorçage des céramiques (arc électrique entre les électrodes), nous faisons

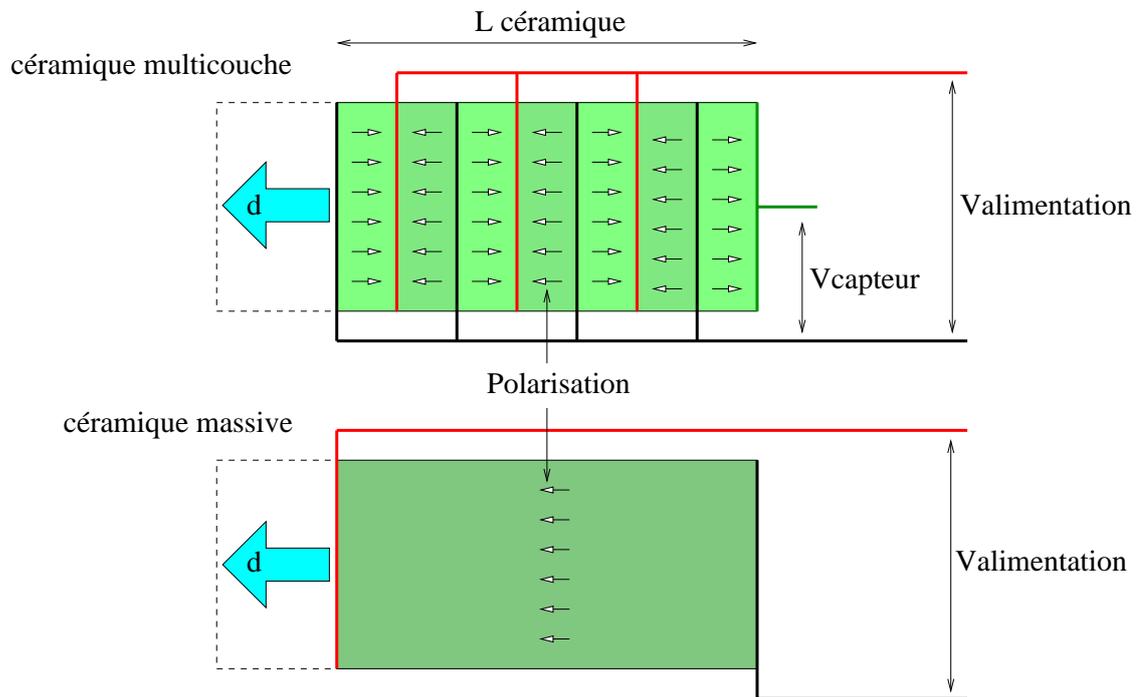


FIG. 4.12 – Céramique massive et multicouche.

appel à des céramiques multicouches. Elles consistent en un assemblage de plusieurs céramiques têtes bèches comme illustré sur la figure 4.12. Si une céramique massive de longueur  $L_{céramique}$  soumise à une tension d'alimentation  $V$  produit un déplacement  $d$ , alors pour un assemblage de  $n$  couches de céramiques il faudra une tension  $\frac{V}{n}$ . En effet, le déplacement est proportionnel au champ électrique appliqué. Pour la céramique massive  $E = \frac{V}{L_{céramique}}$  et pour chaque couche  $E = \frac{n \cdot V}{L_{céramique}}$ . Si le déplacement est identique le champ sur toute la longueur doit être identique et donc les céramiques multicouches ne nécessitent qu'une tension d'alimentation  $n$  fois moins élevée  $\frac{V}{n}$ . Les céramiques multicouches offrent aussi la possibilité d'incorporer des capteurs de force directement sur l'actionneur. Cependant, cette structure empilée possède des inconvénients. Elle est plus chère en raison de sa complexité de fabrication par rapport à une céramique massive. Elle dissipe moins bien la chaleur en raison des multiples barrières thermiques entre chaque tranche<sup>7</sup>. L'inconvénient majeur de cette structure empilée est la capacité constitutive de l'actionneur. Celui-ci est composé d'un matériau diélectrique pris entre deux électrodes et forme naturellement une structure capacitive. Si nous ne considérons pas la variation d'épaisseur due à l'effet piézoélectrique négligeable (quelques parties par million vis-à-vis des épaisseurs de couche de quelques dixièmes de millimètres), la capacité statique ou appelée capacité

<sup>7</sup>Ceci peut être compensé en exagérant la taille des électrodes. En augmentant la surface d'échange entre l'électrode et le milieu ambiant, il est possible de refroidir par conduction les céramiques une à une. Les électrodes jouent alors le rôle de dissipateur thermique en forme d'ailette.

bloquée  $C_0$  s'écrit :

$$C_0 = \varepsilon \cdot \frac{A}{e} \quad (4.27)$$

Avec  $\varepsilon$  la permittivité de la céramique à contrainte constante,  $A$  la surface en regard des électrodes et  $e$  l'épaisseur de la céramique. Comparativement pour un même matériau piézoélectrique la capacité bloquée d'un actionneur multicouche de  $n$  couche est  $n^2$  fois plus forte que la capacité de l'actionneur massif équivalent puisque la capacité élémentaire d'une couche est  $n$  fois plus grande et qu'il en a  $n$  en parallèles. Cette capacité bloquée va entraîner des courants réactifs très importants. Ces courants doivent pouvoir être fournis par l'alimentation et vont entraîner des pertes supplémentaires. D'une manière générale, le facteur de puissance d'une structure piézoélectrique est désastreux et est encore pire pour des actionneurs multicouches. C'est pour cela qu'ils sont principalement réservés à des applications quasi statiques ou basses fréquences comme du contrôle de déformation des miroirs pour télescope optique.

Les actionneurs à déformée amplifiée représente une sous-catégorie d'actionneurs quasi statiques. Ils utilisent une amplification mécanique et de faibles débattements initiaux. Parmi ces structures nous retiendrons les actionneurs bimorphes et les flex tenseurs (cf. figure 4.13). Les bimorphes utilisent la

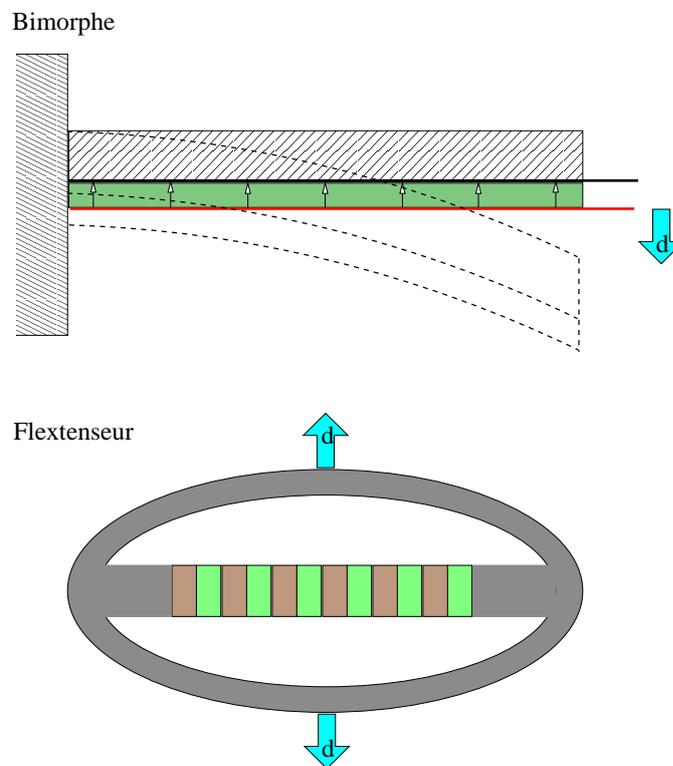


FIG. 4.13 – Actionneurs bimorphes et flex tenseurs.

flexion d'une couche passive induite par une couche piézoélectrique collée.

Les flexenseurs utilisent un système proche du bras de levier pour amplifier les déplacements.

- **Les actionneurs résonants.** Pour obtenir de plus grands débattements, les structures résonantes sont particulièrement performantes. Les coefficients de qualité ou coefficient de surtension mécanique sont très élevés ( $Q_m > 100$ ). Ces structures utilisent des modes de vibration longitudinaux, transversaux ou de rotation. Disposées sur des nœuds de vibration, les céramiques produisent un déplacement initial qui est amplifié par la résonance de la structure. Parmi les structures résonantes, nous citerons les vibreurs de Langevin (mode longitudinal) et les actionneurs à mode de flexion (cf. figure 4.14). Par une augmentation de la fréquence de travail correspondant

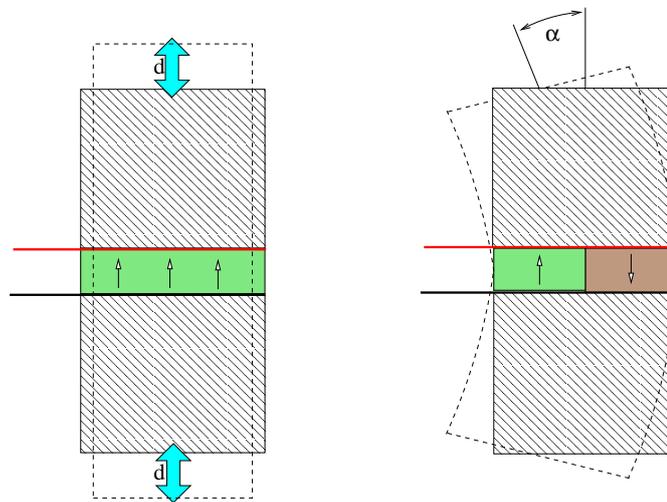


FIG. 4.14 – Actionneurs de Langevin et de mode de flexion. *Les vibreurs de Langevin produisent un allongement  $d$  dans l'axe de l'actionneur. Les actionneurs à mode de flexion produisent une flexion d'angle  $\alpha$  en bout d'actionneur.*

à la fréquence de résonance mécanique (quelques centaines voire quelques dizaines de milliers de hertz), nous pouvons augmenter la puissance générée par des dispositifs vibrants. A la résonance, l'énergie élastique stockée dans l'élasticité du montage est compensée par l'énergie cinétique de la masse en mouvement. Les céramiques ne fournissent alors que la puissance mécanique transmise.

L'utilisation d'actionneur résonant n'interdit pas l'utilisation de céramiques multicouches mais elles s'y prêtent moins bien. En effet, la capacité bloquée  $C_0$  de celles-ci à des fréquences élevées absorbe des courants réactifs importants et parfois destructeurs. Même en compensant cette capacité par un élément inductif, les courants de circulation produisent un échauffement important et à terme une perte des propriétés piézoélectriques voire la destruction des céramiques.

Nous avons orienté notre étude sur l'étude des vibrations sur le frottement. Ces vibrations sont normales au plan de contact et ne se font que dans une seule

direction. Nous allons développer dans la suite de ce chapitre la modélisation des actionneurs de Langevin et à mode de flexion car ils seront les actionneurs de base pour nos études.

## 4.5 Modélisation Analytique

Nous montrons dans ce sous chapitre les éléments de dimensionnement des actionneurs que nous utiliserons dans la génération de vibrations au contact. Ainsi pour un cahier des charges précis, nous établirons les relations analytiques de construction et les performances de l'actionneur.

### 4.5.1 Modélisation quasi statique

Pour modéliser les actionneurs quasi statiques, il suffit d'intégrer la relation 4.28 dans l'espace pour une céramique d'épaisseur  $L$  et de surface  $A$  :

$$\begin{cases} S = s^E T + d^t E \\ D = dT + \epsilon^T E \end{cases} \quad (4.28)$$

En intégrant l'équation mécanique locale, nous obtenons une expression de la force développée  $F$  par la céramique :

$$T \cdot \frac{A}{L} = c \cdot S \cdot \frac{A}{L} - e \cdot E \cdot \frac{A}{L} \quad (4.29)$$

$$F = K_c \cdot \Delta L - N \cdot V \quad (4.30)$$

Avec  $K_c = \frac{cA}{L}$  la raideur de la céramique,  $\Delta L$  l'allongement relatif et  $N = \frac{eA}{L}$  le facteur d'effort. En intégrant l'équation électrique locale, nous obtenons l'expression de la charge  $Q$  stockée sur l'électrode :

$$D \cdot \frac{A}{L} = \epsilon \cdot E \cdot \frac{A}{L} + e \cdot S \cdot \frac{A}{L} \quad (4.31)$$

$$Q = C_0 \cdot V + N \cdot \Delta L \quad (4.32)$$

Avec  $C_0 = \frac{\epsilon A}{L}$  la capacité bloquée,  $V$  la tension appliquée aux bornes de la céramique. Il est alors possible de donner une représentation électrique de l'équation mécanique en se basant sur l'analogie électromécanique du tableau 4.4 [Ike90]. En régime sinusoïdal, nous pouvons réécrire ces deux équations :

$$F = -\frac{K_c}{j\omega} \cdot \dot{\Delta L} + N \cdot V \quad (4.33)$$

$$I = j\omega \cdot A \cdot D = j \cdot C_0 \cdot \omega \cdot V + N \cdot \dot{\Delta L} \quad (4.34)$$

Nous pouvons alors donner un schéma électrique équivalent en quasi statique d'une céramique comme illustré sur la figure 4.15. La modélisation quasi statique ne tient pas compte des transferts d'énergie élastique et cinétique dans l'actionneur. Pour pouvoir modéliser en régime dynamique, nous devons utiliser des modèles de propagation d'onde dans les matériaux.

Grandeur mécanique	Unité	Grandeur électrique	Unité
Force	$N$	Tension	$V$
Vitesse	$m.s^{-1}$	Courant	$A$
Déplacement	$m$	Charge électrique	$C$
Amortissement	$N.s.m^{-1}$	Résistance	$\Omega$
Souplesse	$m.N^{-1}$	Capacité	$F$
Masse	$kg$	Inductance	$H$

TAB. 4.3 – Analogie des grandeurs électriques et mécaniques.

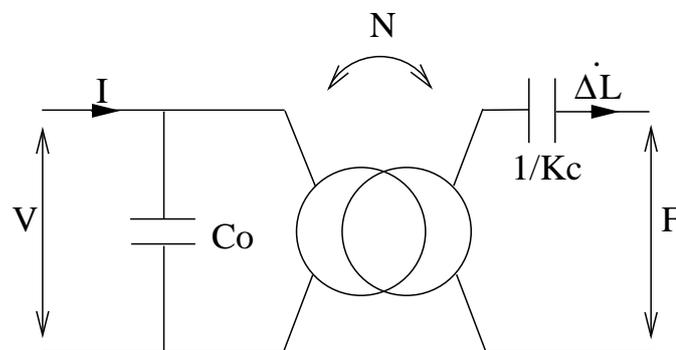


FIG. 4.15 – Schéma équivalent électrique d'une céramique piézoélectrique en régime quasistatique.

### 4.5.2 Modélisation dynamique du résonateur de Langevin

Le résonateur de Langevin est un vibreur longitudinal qui porte le nom de son développeur. Les travaux sur les ultrasons de ce physicien français (1872 - 1946) ont permis de mettre au point les premiers sonars pour la recherche des sous-marins au cours de la première guerre mondiale. Il mit au point des résonateurs de forte puissance pour émettre des ultrasons et les réceptionner.

La distribution d'énergie le long d'un actionneur n'est pas uniforme. Pour décrire son fonctionnement, nous utilisons les équations d'onde longitudinale dans une poutre. Un résonateur de Langevin est constitué d'un matériau électroactif comme des céramiques piézoélectriques comprimé par deux contremasses en matériaux passifs comme illustré sur la figure 4.16. L'élément actif peut être constitué de plusieurs céramiques massives montées têtes bêtes à la manière d'un actionneur multicouche. Une bibliographie complète traite de la modélisation des actionneurs piézoélectriques et en particulier sur les vibreurs de Langevin [Gon94, Gon92, Eyr84, Nog94, Ike90].

Considérons une tranche élémentaire d'un matériau d'épaisseur  $dx$  et de section  $A$ . Les déplacements  $u$  et les forces  $F$  sont dans l'axe longitudinal comme montré sur la figure 4.17. Le principe fondamental de la dynamique (PFD) appliqué à ce

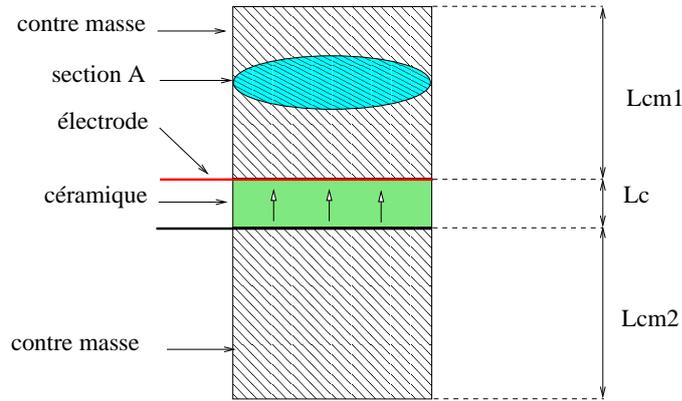


FIG. 4.16 – Résonateur de Langevin.

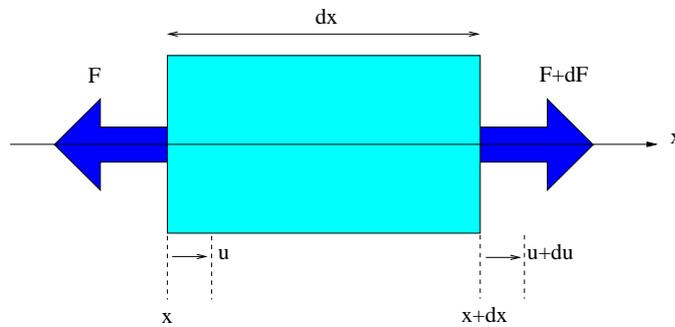


FIG. 4.17 – Tranche élémentaire d'une poutre.

volume élémentaire nous donne :

$$\rho \cdot A \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial F}{\partial x} \cdot dx \quad (4.35)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique ( $kg \cdot m^{-3}$ ) et  $c$  le module élastique ( $N \cdot m^{-2}$ ) encore noté  $E$ . Le volume n'est soumis qu'à une force  $dF$  et un déplacement  $du$  dans son propre repère.

Si le matériau est passif, nous pouvons écrire les équations de la mécanique du solide :

$$T = c \cdot S \quad (4.36)$$

$$T = \frac{F}{A} \quad (4.37)$$

$$S = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (4.38)$$

soit en combinant ces deux équations :

$$\rho \cdot \frac{\partial u^2}{\partial t^2} = c \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (4.39)$$

Nous retrouvons une équation du type "télégraphiste" typique des milieux de propagation des ondes. En faisant l'hypothèse de l'existence de solutions sinusoïdales

au cours du temps (vibrations harmoniques) et en adoptant la notation complexe  $u = U.e^{j\omega.t}$ , nous pouvons réécrire cette équation :

$$-\omega^2 \cdot \frac{\rho}{c} \cdot U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (4.40)$$

Les solutions sont du type :

$$U = \alpha \cdot e^{-jkx} + \beta \cdot e^{jkx} \quad (4.41)$$

$$k = \omega \cdot \sqrt{\frac{\rho}{c}} \quad (4.42)$$

Avec  $\alpha$  et  $\beta$  des coefficients liés aux conditions limites. Cette solution montre que des ondes progressives (incidente et réfléchie) ou stationnaires peuvent se propager dans le matériau. Le rapport entre la force et la vitesse de déplacement donne l'impédance acoustique du matériau  $Z$  :

$$Z = \frac{F}{\dot{u}} = c \cdot A \cdot \frac{k}{\omega} \quad (4.43)$$

En considérant un barreau de longueur  $L$ , la valeur des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  dépend des conditions en bout de barreau :

$$\begin{cases} U(\dot{0}) = j\omega \cdot (\alpha + \beta) \\ U(L) = j\omega \cdot (\alpha \cdot e^{-jkL} + \beta \cdot e^{jkL}) \end{cases} \quad (4.44)$$

Ce qui donne :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{U(L) - U(\dot{0}) \cdot e^{jkL}}{2\omega \sin(kL)} \\ \beta = \frac{-U(L) + U(\dot{0}) \cdot e^{-jkL}}{2\omega \sin(kL)} \end{cases} \quad (4.45)$$

Les efforts aux extrémités du barreau sont :

$$\begin{cases} F(0) = Z \cdot \left( \frac{U(\dot{0})}{j \cdot \tan(kL)} - \frac{U(L)}{j \cdot \sin(kL)} \right) = Z \cdot \left( \frac{U(\dot{0}) - U(L)}{j \cdot \sin(kL)} + j \tan(k \frac{L}{2}) U(\dot{0}) \right) \\ F(L) = Z \cdot \left( \frac{U(\dot{0})}{j \cdot \sin(kL)} - \frac{U(L)}{j \cdot \tan(kL)} \right) = Z \cdot \left( \frac{U(\dot{0}) - U(L)}{j \cdot \sin(kL)} - j \tan(k \frac{L}{2}) U(\dot{0}) \right) \end{cases} \quad (4.46)$$

Nous pouvons alors transposer ces équations selon un modèle électrique comme présenté sur la figure 4.18. Avec :

$$\begin{cases} Z_1 = jZ \tan(k \frac{L}{2}) \\ Z_2 = jZ \tan(k \frac{L}{2}) \\ Z_3 = \frac{Z}{j \sin(kL)} \end{cases} \quad (4.47)$$

Nous adopterons une notation matricielle tel que :

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ \dot{U}_1 \end{pmatrix} = M_Z \cdot \begin{pmatrix} F_2 \\ \dot{U}_2 \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

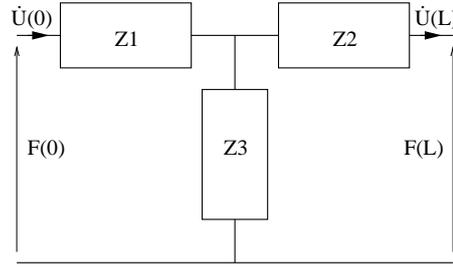


FIG. 4.18 – Schéma électrique équivalent d'un élément passif.

Avec  $M_Z$  la matrice impédance.

$$M_Z = \begin{pmatrix} \cos(kL) & -Z.j \sin(kL) \\ -\frac{j \sin(kL)}{Z} & \cos(kL) \end{pmatrix} \quad (4.49)$$

Cette matrice est bien symétrique et inversible.

De manière analogue nous pouvons déduire la modélisation dynamique d'une céramique piézoélectrique. Le principe fondamental de la dynamique s'écrit en prenant comme expression de la contrainte :  $T = c^D.S - h.D$  avec  $c^D = c + \frac{e^2}{\epsilon^S}$  et  $h = \frac{e}{\epsilon^S}$ . Ce qui donne en remplaçant  $T$  par  $T + hD$  dans les équations sous forme intégrée :

$$\begin{cases} F(0) + hDA = Z. \left( \frac{U(0) - U(L)}{j. \sin(kL)} + j \tan(k \frac{L}{2}) U'(0) \right) \\ F(L) + hDA = Z. \left( \frac{U(0) - U(L)}{j. \sin(kL)} - j \tan(k \frac{L}{2}) U'(0) \right) \end{cases} \quad (4.50)$$

Le courant dans la céramique s'exprime comme :

$$I = j.\omega.D.A \quad (4.51)$$

La tension aux bornes de la céramique se calcule en intégrant le champ électrique  $E$  sur la longueur de la céramique, soit :

$$V = \int_0^L E dx \quad (4.52)$$

Avec :

$$E = \frac{D}{\epsilon^S} - h. \frac{du}{dx} \quad (4.53)$$

Ce qui donne :

$$V = \frac{DL}{\epsilon^S} - h(U(L) - U(0)) = \frac{L}{j\omega\epsilon^S A}. I - \frac{h}{j\omega}(U(L) - U(0)) \quad (4.54)$$

En rappelant l'expression de la capacité bloquée  $C_0 = \frac{\epsilon^S.A}{L}$ , nous pouvons donner l'expression du courant  $I$  dans la céramique :

$$I = j\omega DA = j\omega.C_0.V + h.C_0.(U(L) - U(0)) \quad (4.55)$$

Le terme  $hDA$  supplémentaire dans l'équation 4.50 est la force due à la contribution piézoélectrique et s'exprime en fonction de  $V$  et  $I$  comme :

$$F = hDA = h.C_0.V + h^2.\frac{C_0}{j\omega}.(U(L) - U(0)) \quad (4.56)$$

D'un point de vue électrique, la force  $F$  et les déplacements  $\dot{U}$  se traduisent comme :

$$V = \frac{F}{hC_0} - \frac{1}{jC_0\omega}.hC_0.(U(L) - U(0)) \quad (4.57)$$

Nous pouvons alors donner une représentation électrique équivalente de la céramique prenant en compte le phénomène piézoélectrique et le comportement passif de la céramique comme illustré sur la figure 4.19. La mise sous forme matricielle

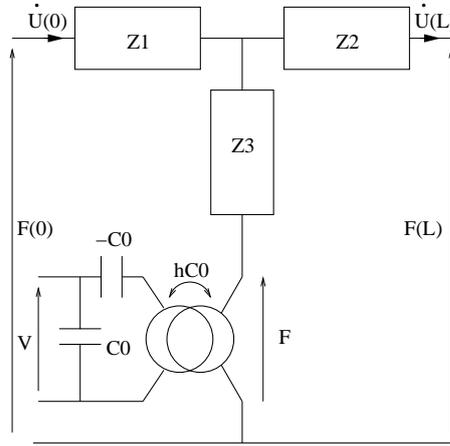


FIG. 4.19 – Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique.

fait apparaître la contribution piézoélectrique telle que :

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ \dot{U}_1 \end{pmatrix} = M_Z \cdot \begin{pmatrix} F_2 \\ \dot{U}_2 \end{pmatrix} + (I_d - M_Z) \cdot \begin{pmatrix} F \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

Avec  $I_d$  la matrice identité et  $M_Z$  la matrice précédemment déterminée pour un corps passif en prenant l'élasticité à déplacement électrique constant  $c^D$  i.e. en condition court-circuité (effet piézoélectrique annulé). Cette représentation démontre qu'un matériau piézoélectrique peut être vu comme la superposition d'un corps inerte et d'une injection d'énergie par effet électromécanique. Nous disposons ainsi de briques élémentaires qui peuvent se combiner pour décrire une structure de type Langevin comme montré sur la figure 4.20.

Pour tenir compte des pertes diélectriques, nous ajoutons en parallèle de la capacité bloquée  $C_0$  une résistance  $R_0$ . Sa valeur peut être calculée en fonction de l'angle de perte :

$$\tan \delta = \frac{1}{R_0.C_0.\omega} \quad (4.59)$$

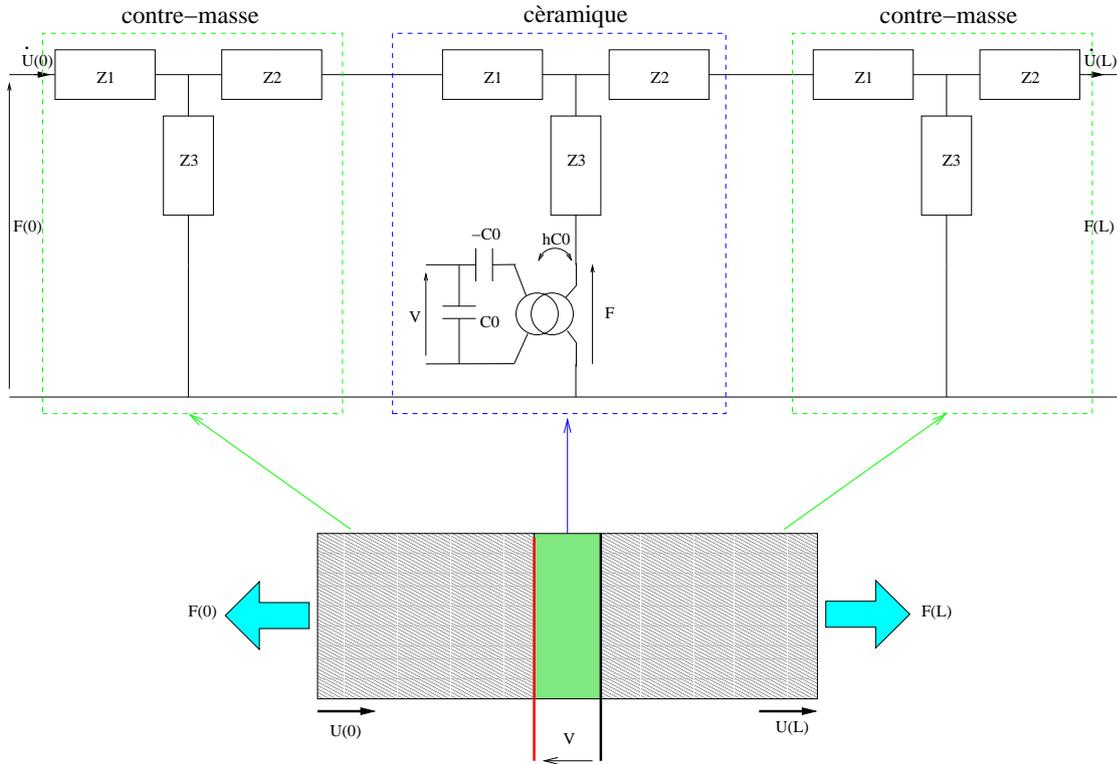


FIG. 4.20 – Schéma électrique équivalent d'un résonateur de Langevin.

Les pertes mécaniques dues à l'amortissement fluide peuvent être intégrées au schéma électrique en ajoutant en série une résistance dont la valeur correspond à l'amortissement interne du matériau. Le modèle complet avec perte d'un élément piézoélectrique est donné sur la figure 4.21.

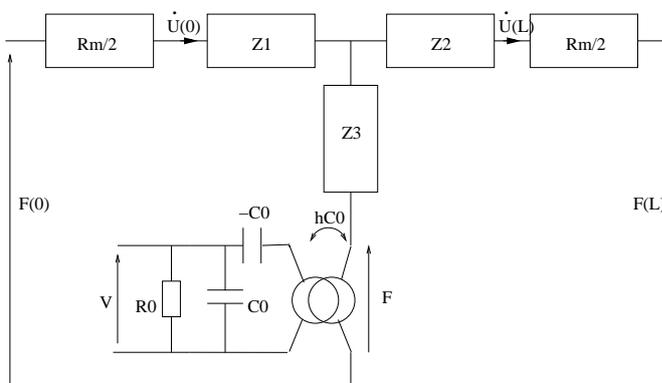


FIG. 4.21 – Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec pertes.

La résonance mécanique se calcule pour une pulsation  $\omega_0$  à laquelle l'impédance

mécanique est minimale *i.e.*  $Z_1 = Z_2 = 0$ , soit :

$$\omega_0 \cdot L_c \cdot \sqrt{\frac{\rho}{c}} = \frac{\pi}{2} \quad (4.60)$$

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2 \cdot L_c} \cdot \sqrt{\frac{c}{\rho}} \cdot (2n - 1) \quad (4.61)$$

Avec  $n$  le rang du mode considéré. Pour un actionneur composé, il suffit de calculer l'impédance équivalente correspondant à la mise en série des différents modèles dynamiques et de chercher la pulsation pour laquelle l'impédance mécanique est minimale.

Le modèle dynamique présenté ici est non seulement valable pour le mode transversal mais aussi pour les autres modes de déformation. Ainsi, il est possible de modéliser une céramique avec plusieurs modes de déformation comme illustré sur la figure 4.22. La contribution de chaque mode numéroté  $xx$  étant pondéré par le facteur de couplage  $N_{xx}$ .

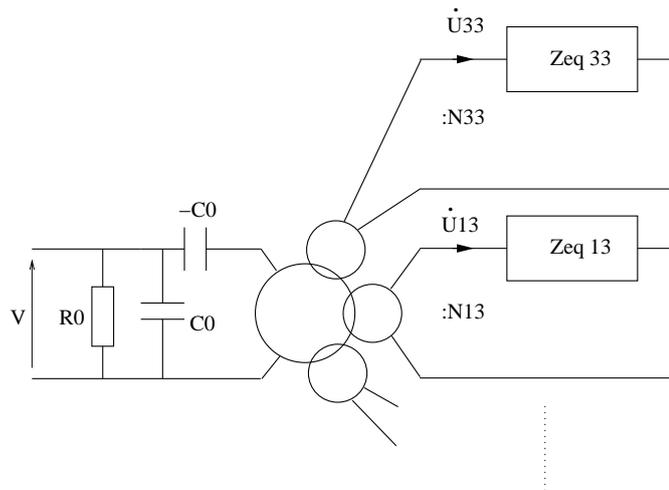


FIG. 4.22 – Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec plusieurs modes de déformation. La charge  $Z_{eq}$  correspond à l'impédance acoustique équivalente du matériau et de sa charge suivant le mode choisi.

### 4.5.3 Modélisation dynamique au voisinage de la résonance : modèle de Mason

En considérant un fonctionnement d'une céramique autour d'une fréquence de résonance mécanique (suivant le mode de déformation considéré) et en supposant que les faces ne sont pas chargées, le schéma se réduit et nous pouvons montrer qu'il se présente sous la forme du circuit de la figure 4.23(a). En identifiant le développement en série de  $k \frac{L}{2}$  autour de  $\frac{\pi}{2}$  avec celui d'une structure LC série, nous obtenons le schéma de la figure 4.23(a). En combinant les capacités, nous obtenons alors un schéma simplifié valable uniquement autour de la résonance appelé schéma

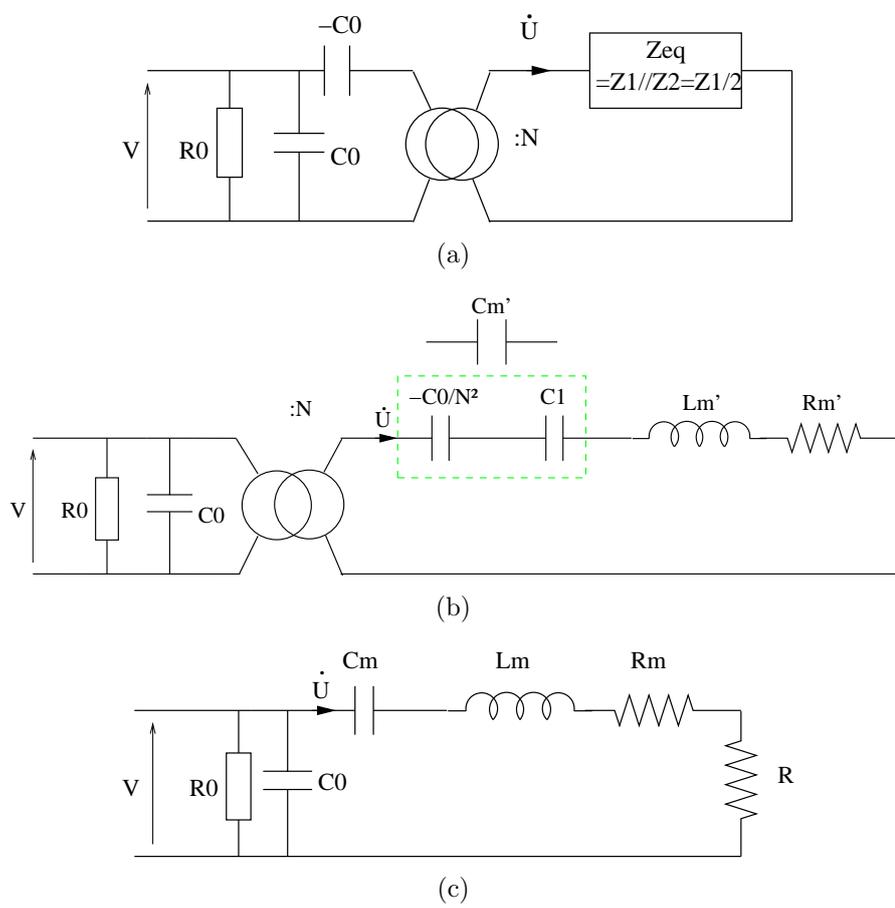


FIG. 4.23 – Schéma de Mason.

de Mason. Pour un Langevin, les valeurs des paramètres  $C_m$  (rigidité du matériau) et  $L_m$  sont :

$$\frac{1}{C_m} = \frac{1}{N^2 \cdot C'_m} = \frac{1}{N^2 \cdot C_1} - \frac{1}{C_0} \quad (4.62)$$

$$C_1 = \frac{8}{\pi \cdot \omega_0 \cdot Z} \quad (4.63)$$

$$L_m = \frac{L'_m}{N^2} = \frac{1}{N^2 \cdot C_1 \cdot \omega_0^2} = \frac{M}{8 \cdot N^2} \quad (4.64)$$

Avec  $M$  la masse de la céramique<sup>8</sup> et  $Z$  son impédance acoustique. La branche constituée de  $C_m$  et  $L_m$  est appelée branche motionnelle. La branche constituée de  $R_0$  et  $C_0$  est la branche statique. Nous pouvons remarquer que la pulsation de résonance de la branche motionnelle  $\omega_m$  est différente de la pulsation de résonance mécanique  $\omega_0$  :

$$\omega_m^2 = \frac{1}{L_m \cdot C_m} = \omega_0^2 \cdot \left(1 - \frac{N^2 \cdot C_1}{C_0}\right) \quad (4.65)$$

Cependant dans la plupart des cas l'erreur reste largement négligeable et nous pouvons assimiler  $\omega_m = \omega_0$ . La prise en compte des différents modes de déformation revient à mettre en parallèle plusieurs branches motionnelles correspondantes.

D'après le schéma équivalent de Mason, nous pouvons voir qu'une antirésonance peut se produire entre la capacité bloquée  $C_0$  et la branche motionnelle. Cette antirésonance est électromécanique puisqu'elle fait intervenir de l'énergie cinétique stockée sous forme de vitesse avec de l'énergie élastique stockée électriquement et mécaniquement. La pulsation d'antirésonance correspondante se calcule comme :

$$\omega_a^2 = \frac{C_0 + C_m}{L_m \cdot C_m \cdot C_0} \quad (4.66)$$

A cette pulsation correspond un maximum d'impédance. La figure 4.24 schématise le comportement fréquentiel typique d'un langevin. Pour tenir compte de la charge mécanique située en bout de transducteur, nous rajoutons en série de la branche motionnelle l'impédance équivalente de la charge mécanique. Autour de la résonance, nous obtenons un modèle électromécanique simple.

De nombreuses études éprouvent par éléments finis le modèle de Mason et soulignent une bonne corrélation entre modèles analytiques et numériques [Bud04]. La bonne concordance avec les essais expérimentaux nécessite une connaissance précise des paramètres électriques et mécaniques. Nous n'aborderons donc pas ici une étude comparative entre ces deux moyens de simulation et l'expérience.

En considérant le modèle de Mason et donc en travaillant au voisinage de la résonance  $\omega_m$ , nous pouvons exprimer les équations représentatives du mode lon-

<sup>8</sup>  $\frac{M}{8}$  est la masse vibrante ou masse dynamique [Gon92].

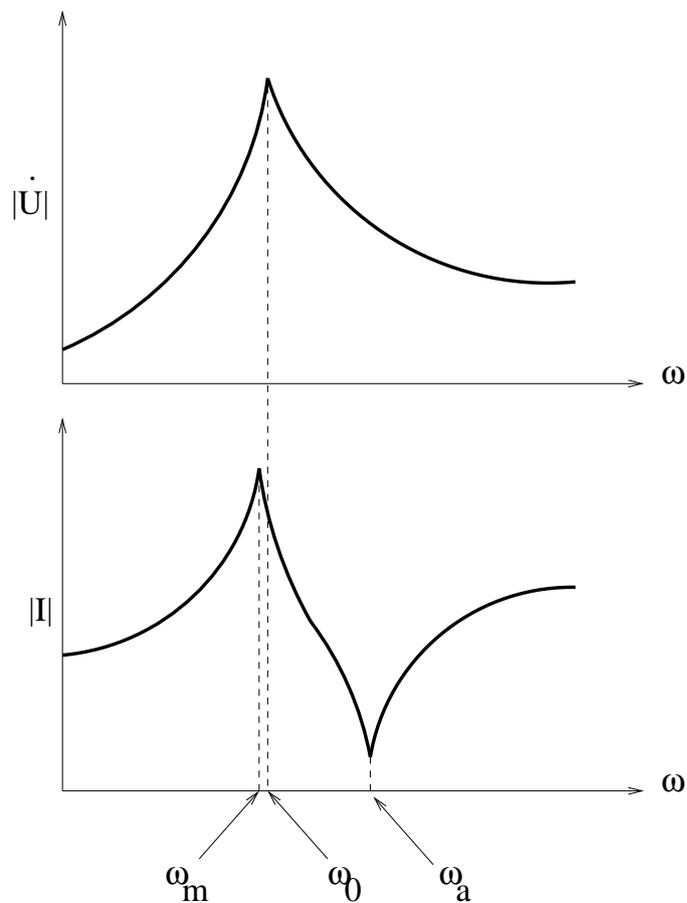


FIG. 4.24 – Comportement fréquentiel mécanique et électrique autour d'une fréquence de résonance. La vitesse vibratoire admet une résonance pour une pulsation  $\omega_0$ . Électriquement, il existe une résonance à  $\omega_m$  correspondant à la résonance série de la branche motionnelle et une antirésonance à  $\omega_a$  entre la capacité bloquée et la branche motionnelle. La résonance correspond à un maximum du courant et donc un minimum d'impédance. L'antirésonance correspond à un minimum de courant et donc un maximum d'impédance.

gitudinal :

$$\begin{cases} I = -N.(\dot{U}_1 + \dot{U}_2) + jC_0.\omega.V \\ F_1 = N.V + \frac{Z.A}{j.\sin(kL)}.\dot{U}_2 + \frac{Z.A}{j.\tan(kL)}.\dot{U}_1 \\ F_2 = N.V + \frac{Z.A}{j.\sin(kL)}.\dot{U}_1 + \frac{Z.A}{j.\tan(kL)}.\dot{U}_2 \\ N = \frac{A.d}{L.s} \end{cases} \quad (4.67)$$

Avec  $F_1$  et  $F_2$  les forces appliquées sur chacune des faces 1 et 2 du transducteur et  $\dot{U}_1, \dot{U}_2$  leurs vitesses de déformation respective.

#### 4.5.4 Conditions d'exploitation optimales

Notre ambition est de dimensionner des résonateurs de Langevin pour venir exciter une surface. Naturellement, nous cherchons à maximiser l'efficacité du système. Celle-ci passe par une bonne détermination des paramètres d'excitation pour optimiser la lubrification active mais aussi par une bonne conversion de l'énergie. La puissance émise par un résonateur dépend de ses conditions d'utilisation. Tout comme pour une céramique nue, nous pouvons exprimer des indicateurs de qualité :

- **Le coefficient de couplage de la structure.** Ce coefficient exprime le rapport entre l'énergie transformée et l'énergie stockée électriquement ou mécaniquement. En considérant le schéma équivalent de Mason, au voisinage de la résonance nous pouvons exprimer le nouveau coefficient de couplage :

$$k^2 = \frac{C_m}{C_m + C_0} \approx \frac{C_m}{C_0} \quad (4.68)$$

$$\frac{C_m}{C_0} = \frac{N^2}{K.C_0} = 2 \frac{L_c}{L_{cm}} \cdot \frac{h^2}{\beta^S.c^D} \quad (4.69)$$

Et donc en rappelant l'expression du coefficient de couplage de la céramique nue  $k_c^2 = \frac{h^2}{\beta^S.c^D}$ , l'expression du coefficient de couplage global  $k$  est :

$$k^2 = 2 \frac{L_c}{L_{cm}} . k_c^2 \quad (4.70)$$

$k$  est donc dépendant de la structure retenue et notamment sur le rapport de l'épaisseur de céramique et la longueur de contremasse.

- **Le coefficient de qualité mécanique de la structure  $Q_m$ .** Ce coefficient exprime le rapport entre l'énergie stockée dans l'élasticité  $W_m$  et l'énergie dissipée par les pertes mécaniques  $W$ . Pour la fréquence de résonance mécanique i.e. celle de la branche motionnelle, ce coefficient a pour expression :

$$Q_m = \frac{W_m}{W} \quad Q_m = \frac{L.\omega_m}{R} = \frac{1}{R.C_m.\omega_m} \quad (4.71)$$

$$(4.72)$$

Avec  $C_m$  et  $L_m$  les paramètres de Mason et  $R$  la résistance équivalente combinant les pertes mécaniques  $R_m$  et la charge mécanique  $R$ . Plus le

chargement du transducteur est grand, plus la résistance équivalente de charge augmente et donc plus le coefficient de qualité mécanique diminue. A titre d'exemple, une céramique nue possède un coefficient de qualité mécanique souvent supérieur à 100. Pour un moteur piézoélectrique usuel, celui-ci avoisine 30. La qualité des céramiques ne suffit pas à compenser les forts chargements nécessaires pour augmenter le couple moteur.

- **La puissance transmissible  $P_e$ .** Comme dans tout milieu où se propage des ondes, nous sommes confrontés aux adaptations d'impédance entre milieux. Pour pouvoir faire passer un maximum de puissance entre l'actionneur et la charge, l'impédance de sortie du Langevin  $Z_a$  doit être égale à l'impédance d'entrée de la charge  $Z$ . D'après les travaux de Champ *et al.* [Cha89], nous pouvons exprimer l'expression de la puissance émise par l'actionneur dans la charge au voisinage de la résonance :

$$P = A \cdot k_{33} \cdot \left(\frac{V}{L}\right)^2 \cdot \frac{Z}{(Z + Z_a)^2} \quad (4.73)$$

$$Z_a(\omega_m) = R_m \quad (4.74)$$

$$Z(\omega_m) = R \quad (4.75)$$

En reprenant le modèle de Mason à la pulsation de résonance, le transducteur se comporte comme une résistance pure correspondant aux pertes mécaniques  $R_m$  et la charge à une résistance pure  $R$ . La puissance fournie électriquement vaut  $P_e = \frac{V^2}{R_m + R}$  avec  $V$  la valeur efficace de la tension d'alimentation. La puissance dissipée dans la charge vaut  $P_c = P_e \cdot \frac{R}{(R_m + R)^2}$ . Pour maximiser l'expression  $\frac{R_m}{(R + R_m)^2}$ , il faut que  $R_m = R$ . Nous retrouvons bien la condition d'adaptation d'impédance.

- **La longueur d'onde  $\lambda$ .** Le choix de la longueur d'onde est trivial puisque nous cherchons à transmettre le maximum de vibrations pour un minimum de puissance électrique injectée. Nous devons accorder les dimensions du Langevin et sa fréquence d'utilisation de sorte que la longueur d'onde corresponde à la moitié de la longueur du Langevin. Ainsi chaque face est positionnée sur un ventre de vibration comme illustré sur la figure 4.25. Si la longueur d'onde est différente de  $k \cdot \frac{L}{2}$  alors nous ne maximisons pas les déformées en bout d'actionneur et au pire des cas pour  $\lambda = L$  la vibration est nulle à tous les instants.

Il existe des contraintes physiques qui limitent les performances des transducteurs. Ces limitations sont thermiques. En effet, les pertes engendrées au sein du matériau se traduisent sous forme de chaleur qui contribue à l'élévation de température et la dépolarisation progressive. Ces contraintes sont aussi électriques puisque nous avons vu que les céramiques admettent un champ électrique  $E$  maximum correspondant au champ de rupture diélectrique. Les contraintes sont aussi mécaniques. Si la contrainte  $T$  dans les céramiques ou les contremasses dépasse la limite élastique du matériau il y a endommagement irréversible. Comme les

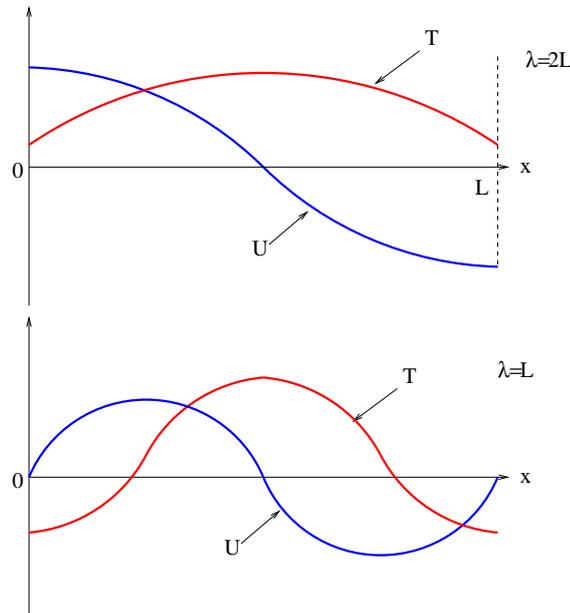


FIG. 4.25 – Répartition de la vitesse vibratoire et de la contrainte dans le transducteur selon la longueur d'onde  $\lambda$ .  $\dot{U}$  représente la distribution des vitesses de déformation le long de l'axe et  $T$  la contrainte.

céramiques possèdent un seuil élastique beaucoup plus faible que les métaux, il est judicieux de les placer sur un nœud de vibration et de manière symétrique. En effet aux nœuds de vibrations la contrainte  $y$  est plus faible qu'aux extrémités, cependant l'efficacité globale  $y$  perd en faisant chuter le coefficient de qualité mécanique. Le dimensionnement en effort fourni  $F$  se fait donc à contrainte fixée et le degré de liberté est donc la surface du transducteur  $A$ .

Il est possible de déterminer un coefficient de couplage global optimum de la structure en fonction des contraintes électriques et mécaniques. Nous appelons  $W$  l'énergie transmise à la charge et les pertes,  $W_0$  l'énergie stockée électriquement dans  $C_0$  et  $W_m$  l'énergie stockée mécaniquement dans  $C_m$ . A une structure donnée (épaisseur de céramique et matériau) correspond un champ maximum  $\hat{E}$  et donc une tension maximale  $\hat{V}$ . A cette tension correspond alors une énergie électrique stockée maximale  $\hat{W}_0$  dans la capacité bloquée  $C_0$ .

$$\hat{W}_0 = \frac{1}{2} \cdot C_0 \cdot V_{max}^2 \quad (4.76)$$

L'énergie élastique maximale stockée dans l'élasticité  $\hat{W}_m$  dépend de la contrainte maximale  $\hat{T}$ . L'expression de cette énergie en fonction de la tension d'alimentation est :

$$W_m = \frac{1}{2} \cdot C_m \cdot (Q_m \cdot N \cdot V)^2 \quad (4.77)$$

Il existe donc une valeur particulière de  $Q_m$  qui maximise l'énergie mécanique et l'énergie électrique stockée et donc maximise à la fois la tension d'alimentation et

les contraintes en même temps ! Sa valeur vaut :

$$Q_m^2 = \frac{\widehat{W}_m}{\frac{C \cdot N^2}{C_0} \cdot \widehat{W}_0} \quad (4.78)$$

$$Q_m^2 = \frac{\widehat{W}_m}{\frac{k^2}{1-k^2} \cdot \widehat{W}_0} \quad (4.79)$$

Avec  $k$  le coefficient de couplage qui dépend des longueurs des contremasses et de la céramique. Si le facteur de qualité n'est pas égal à cet optimum, nous venons buter sur une des deux limites en premier et le système est sous exploité.

Le choix des matériaux est important aussi, autant au niveau des céramiques que des contremasses. Comme nous l'avons expliqué, il existe des céramiques dures et douces (cf. annexe A). Pour augmenter la puissance transmise, nous aurions tendance à privilégier des céramiques dures à faibles pertes. Seulement elles possèdent des performances moins intéressantes que les douces notamment concernant le coefficient de couplage et le coefficient de qualité mécanique. Ainsi, nous devons composer avec un compromis pertes/performances. Pour des applications de faible puissance et faible encombrement, les céramiques douces sont privilégiées. Pour des actionneurs de puissances conséquentes supérieures à la centaine de watts, les céramiques dures sont à utiliser mais elles entraînent un dimensionnement des parties actives plus conséquent que pour des céramiques douces.

Les matériaux des contremasses peuvent être adaptés pour faciliter le design de l'actionneur. La partie émettrice de l'actionneur doit être constituée d'un matériau à faible impédance acoustique pour favoriser les déplacements. Au contraire la contremasse arrière doit avoir une impédance acoustique élevée pour amortir les vibrations et limiter les pertes.

## 4.6 Stratégies d'alimentation d'actionneurs piézoélectriques

Les actionneurs piézoélectriques sont des charges de nature capacitive. Le problème de ces charges réside dans l'importance de la capacité bloquée  $C_0$ . Pour monter en puissance, nous devons augmenter la vitesse de déformation et le niveau de contrainte. L'augmentation de vitesse est corrélée avec la fréquence d'utilisation. Or pour de grandes fréquences, le courant réactif devient rapidement prépondérant devant le courant actif et entraîne un surdimensionnement des alimentations associées par rapport à la puissance active fournie. En effet, le courant réactif augmente les pertes par conduction dans les interrupteurs et par conséquent augmente la taille des dissipateurs et abaisse les fréquences de commutation. Il est possible d'exprimer

le facteur de puissance  $\cos(\varphi)$  du transducteur à la résonance mécanique :

$$\cos(\varphi) = \sqrt{\frac{P^2}{P^2 + Q^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1-k^2}{k^2 \cdot Q_m}\right)^2}} \quad (4.80)$$

Pour une céramique douce de type *PC5H* ( $k_t = 0,6$ ) décrite en annexe A et pour un langevin avec des contremasses 20 fois plus longues et de facteur de qualité global de 20, le facteur de puissance est de 0,6.

Les contraintes technologiques pour la mise en œuvre d'actionneurs piézoélectriques sont :

- Une tension d'alimentation d'une centaine de volts pour des céramiques multicouches, voire un millier de volts pour une céramique massive.
- Fournir de la puissance à une charge fortement capacitive même à la résonance.
- Générer des tensions à des fréquences élevées jusqu'à une centaine de kilohertz.

## 4.6.1 Structures des Convertisseurs Statiques

### 4.6.1.1 Amplificateurs Linéaires

Les alimentations linéaires offrent de très bonnes performances en termes de taux de distorsion et de bande passante [Nog91]. Elles sont composées de deux semiconducteurs (MOS ou bipolaire) fonctionnant dans leurs zones linéaires. Ceux ci peuvent être assimilés à des résistances variables qui limitent le courant dans la charge. L'amplificateur classe B est, par définition, un amplificateur de courant. La tension d'entrée doit être égale à la tension de sortie désirée, ce qui nécessite un étage de pré-amplification de la tension. Dérivées des alimentations pour des circuits électroniques de faible puissance, elles permettent durant les phases de prototypage d'alimenter les actionneurs avec des formes d'ondes a priori quelconques. Les amplificateurs audio nécessitant une distorsion nulle dans la gamme de fréquence audible sont basés sur des montages de type amplificateur classe B (push-pull) ou plus anciennement sur des amplificateurs classe A. Bien que nous puissions trouver des amplificateurs HIFI jusqu'au millier de watts, dans notre cas ils se retrouvent mal adaptés. En effet, les charges HIFI sont plutôt résistives, ce qui est moins contraignant en termes de perte dans les semiconducteurs. Ces alimentations sont donc réservées pour des actionneurs de faible puissance (jusqu'à 10 W) ou pour actionneurs à fonctionnement intermittent [ape]. Une astuce permet de doubler la puissance transmissible et consiste à monter tête bêche deux alimentations linéaires pour pouvoir doubler artificiellement la tension de bus disponible. La deuxième alimentation est "esclave de la première et reçoit une commande de signe opposée à l'amplificateur "maître". La figure 4.27 montre un exemple recommandé par le fabricant de drivers pour microactionneurs piézoélectriques APEX.



Le point faible de ces alimentations reste leur faible rendement qui les pénalise en vue d'une utilisation industrielle. Celui ci s'exprime pour une charge purement résistive comme :

$$\eta = \frac{\int V_s \cdot I_s \cdot dt}{\int |E \cdot I_s| \cdot dt} = \frac{\int \sin(\omega \cdot t)^2 \cdot dt}{\int |\sin(\omega \cdot t)| \cdot dt} = \frac{\pi}{4} \approx 0.78 \quad (4.81)$$

Le rendement maximum reste acceptable à 78 %. Pour une charge capacitive, le rendement maximum est proportionnel au facteur de puissance :

$$\eta = \frac{\int V_s \cdot I_s \cdot dt}{\int |E \cdot I_s| \cdot dt} = \frac{\int \sin(\omega \cdot t + \varphi) \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot dt}{\int |\sin(\omega \cdot t)| \cdot dt} = \frac{\pi}{4} \cdot \cos(\varphi) \approx 0.78 \cdot \cos(\varphi) \quad (4.82)$$

Typiquement le rendement ne dépasse guère les 30 %. Ce faible rendement est dû au fait que ces amplificateurs ne peuvent pas gérer un transfert de puissance bidirectionnel. L'énergie restituée doit être alors dissipée. Les semiconducteurs fonctionnant en résistance variable sont ceux qui dissipent cette énergie. Au final sur une période, les transistors ont vu passer une charge  $[0; \pi]$  et une décharge  $[\pi; 2\pi]$  d'un élément capacitif. Lors d'une charge ou d'une décharge, l'énergie dissipée dans les éléments résistifs du montage est égale à l'énergie emmagasinée dans la capacité :

$$W_C = \int_0^E C \cdot V_s \cdot dV_s = \frac{1}{2} C \cdot E^2 \quad (4.83)$$

$$W_R = \int_0^T I_s \cdot (E - V_s) \cdot dt = \int_E^0 C \cdot (E - V_s) \cdot dV_s = \frac{1}{2} C \cdot E^2 \quad (4.84)$$

Donc les transistors dissipent deux fois l'énergie stockée dans les céramiques. Ainsi un amplificateur de salon de 1 000 W pourra alimenter au maximum un transducteur de 30 W possédant un facteur de puissance de 0,3.

Nous avons développé une alimentation linéaire pour effectuer des essais de caractérisation et de test. Il s'agit d'un amplificateur à alimentation flottante. Le schéma électrique de cette alimentation est donné sur la figure 4.28. Le but de cette alimentation, est de réaliser un montage en utilisant des composants peu coûteux de manière astucieuse. Le problème se situe au niveau de la tenue en tension des amplificateurs opérationnels de l'étage de pré-amplification (cf. figure 4.28) qui est proportionnelle à leur prix. Ainsi nous avons décidé de travailler avec des A.O.P de type LM675, alimentés en  $+27 V / -27 V$ . Le montage est attaqué par une tension  $V_e$  sinusoïdale. Cette tension est multipliée par un premier gain  $(1 + \frac{R_3}{R_2} \gg 1)$ . La tension de sortie  $V_s$  est une tension dont l'amplitude dépasse alors les limites fixées par les tensions d'alimentation des A.O.P ( $-27 < V_s < 27$ ). Elle devrait alors saturer. Un pont diviseur placé en sortie ( $R_4$  et  $R_5$ ) donne une tension  $V'_s$  image de  $V_s$  mais dans un rapport 2/3. Deux diodes zener de 27 V correspondant au niveau d'alimentation requis par l'A.O.P, sont polarisées par les résistances  $R_6$  et  $R_7$  et reliées aux grilles de deux MOS appariés : un de type

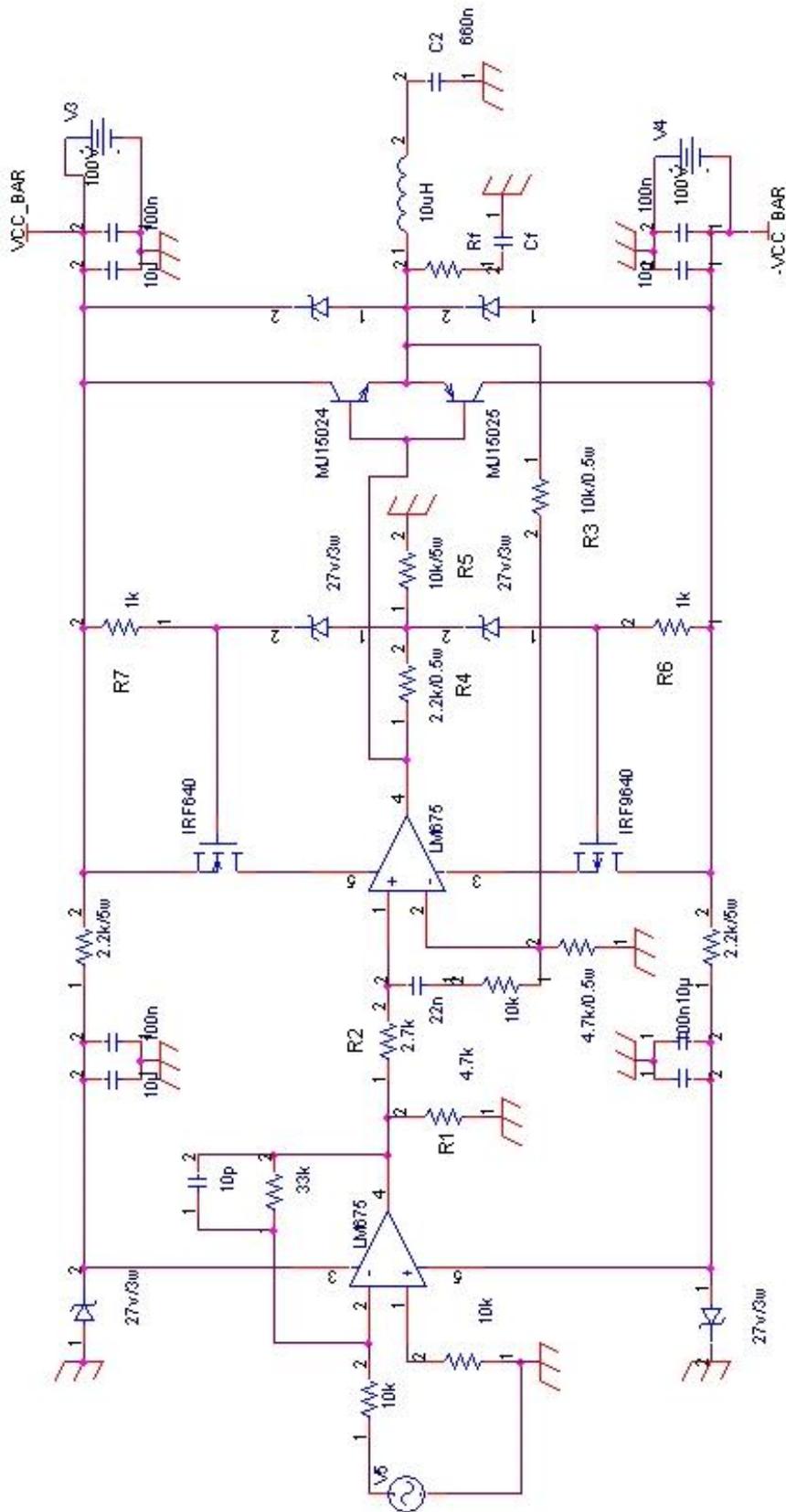


FIG. 4.28 – Schéma électrique de l'alimentation linéaire flottante.

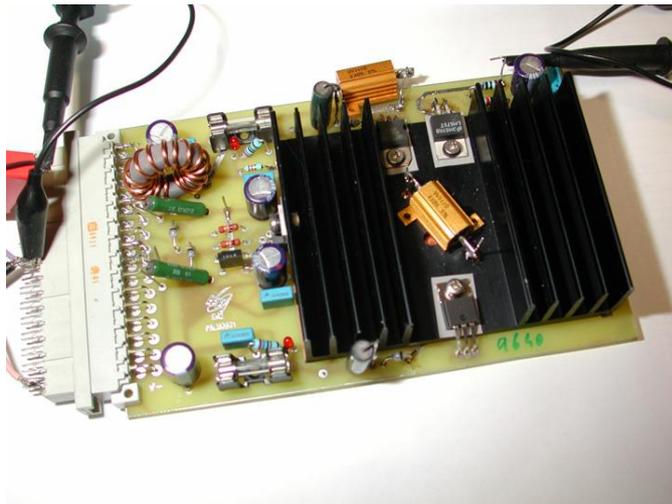
canal P et un de type canal N. Ces MOS fonctionnent en suiveurs, c'est-à-dire que le potentiel de source suit le potentiel de grille (moins une légère chute de tension de 2 ou 3 V correspondant à la tension seuil). Ainsi, entre les deux bornes d'alimentation de l'A.O.P il n'y a jamais que 54 V. Mais ces potentiels flottent entre  $+V_{cc}$  et  $-V_{cc}$ , ce qui permet à la tension de sortie d'évoluer entre ces mêmes valeurs. En choisissant une paire de transistors avec une haute tenue en tension, il est possible de générer des signaux d'amplitude très largement supérieure aux limites d'alimentation des A.O.P. conventionnels.

Cependant, le courant débité n'est pas suffisant pour nos applications haute puissance et les circuits intégrés utilisés ne sont pas aptes à dissiper une puissance réactive trop importante (refroidissement trop faible). Ainsi, nous ajoutons en série un amplificateur de courant de type classe B grâce à une paire de transistors bipolaires appairés (*MJ15024* et *MJ15025*). Ce sont des transistors spécialement conçus pour des montages amplificateurs de haute puissance (200 V et 16 A). Ce sont ces deux transistors qui vont dissiper le double de l'énergie fournie à l'actionneur. Ils sont donc montés sur des radiateurs assez volumineux en regard des dimensions des actionneurs considérés (cf. figure 4.29(b)). Afin d'augmenter la surface d'échange des transistors si la puissance de sortie est trop forte, il est possible de remplacer les transistors bipolaires par un jeu de transistors MOS de puissance. En effet ceux-ci se prêtent bien à la mise en parallèle. Ainsi en multipliant les composants nous augmentons la surface d'échange et la capacité à dissiper la chaleur. Cependant cette solution augmente encore plus la taille des échangeurs et augmente aussi la capacité d'attaque de l'étage amplificateur de courant. Cela a pour effet de diminuer la bande passante du montage par saturation du courant de sortie de l'A.O.P. Nous obtenons alors une alimentation de technologie simple, bon marché, à faible niveau de bruit et offrant peu de distorsion harmonique du signal. Néanmoins si le refroidissement se fait par convection, la taille des dissipateurs interdit toute utilisation en milieux embarqués. Dans l'objectif particulier d'une monoplace, ceux-ci pourront être refroidis par eau, technique beaucoup plus compacte et efficace.

La mise en série de deux alimentations peut s'avérer utile si on désire doubler la tension d'alimentation des céramiques. Il suffit de commander deux alimentations par des tensions opposées. Ainsi l'amplitude maximale de sortie est deux fois celle du bus continu qui alimente le montage. Par la suite, cette alimentation a fait l'objet d'un transfert technologique avec la société SAGEM pour la caractérisation en laboratoire de leurs prototypes.

#### 4.6.1.2 Onduleurs Pleines Ondes et MLI

Pour minimiser les pertes dans les interrupteurs, nous pouvons faire appel à des onduleurs de tension ou de courant [Hen01, Sti00, Seg90]. Comme un convertisseur statique ne peut pas interconnecter deux sources de même nature, il est nécessaire de changer la nature de l'une d'elle. Pour cela, une inductance peut être ajoutée en série avec une source de tension continue afin d'obtenir



(a) Étage pré-amplificateur de tension



(b) Étage amplificateur de courant

FIG. 4.29 – Photographie de l'étage d'amplification de la tension et de courant.

un onduleur de courant ou en série avec la charge et utiliser un onduleur de tension.

Dans le cas où les céramiques sont utilisées en quasi statique, les tensions ou les courants peuvent prendre n'importe quelle forme. Les onduleurs MLI génèrent une tension en forme de créneau dont le rapport cyclique varie en fonction de la valeur de la consigne. En filtrant ce signal à travers un filtre de sortie LC, la charge ne voit que la valeur moyenne sur un temps de découpage. Dans notre cas, la charge piézoélectrique accompagné d'une self peut jouer directement le rôle de filtre de sortie. Cependant une MLI nécessite une fréquence de découpage 10 fois plus élevée que la fréquence du signal de consigne. Sachant que les céramiques peuvent être sollicitées jusqu'à plusieurs dizaines de kilohertz, le découpage devient impossible car les composants actuels ne permettent pas de découper au delà de 100 *kHz* pour des gammes de tension et de courant élevées. Les onduleurs MLI seront alors réservés aux fonctionnements quasi statiques.

Dans le cas où les céramiques sont utilisées à la résonance, les tensions et les courants sont sinusoïdaux. Des onduleurs pleine onde peuvent être utilisés. Munis d'un filtre de sortie LC, ils délivrent une tension/courant sinusoïdal. Comme pour l'onduleur MLI, la charge peut jouer le rôle de filtre. Pour pouvoir générer des créneaux de tension/courant à des fréquences allant jusqu'à la centaine de kilohertz, il faut pouvoir disposer d'interrupteurs rapides. Nous utiliserons des transistors bipolaires de puissance car ils offrent des temps de commutation plus rapides que pour des MOS. Cependant pour améliorer le calibre en courant, une mise en parallèle est possible<sup>9</sup>.

#### 4.6.1.3 Onduleurs à Résonance

La nature capacitive d'un actionneur piézoélectrique représente une difficulté majeure pour des alimentations linéaires ou pour des onduleurs pleine onde. A l'inverse, les onduleurs à résonance s'adaptent très bien à de telles charges [Fer99]. De plus comme il est intéressant de travailler à la résonance de l'actionneur pour obtenir des déformations plus importantes, il est judicieux de choisir une fréquence de résonance électrique égale à la fréquence de résonance mécanique. Le transducteur possède une fréquence de résonance à  $f_m$  pour laquelle l'impédance est minimale (résonance série de la branche motionnelle) et une fréquence d'anti-résonance  $f_a$  pour laquelle l'impédance est maximale (résonance parallèle entre la capacité bloquée  $C_0$  et la branche motionnelle).

Si nous choisissons de fonctionner à la fréquence  $f_m$ , l'onduleur doit fournir un courant correspondant à la mise en parallèle de  $R_m + R$  et de  $C_0$ . Nous

---

<sup>9</sup>Les transistors bipolaires sont difficilement connectables en parallèle. A cause de l'emballage thermique qui fait diminuer la résistance avec le courant, des dispositifs supplémentaires doivent assurer une répartition homogène du courant à travers chaque composant. A l'inverse, les transistors MOS se prêtent bien à la mise en parallèle car leur résistance augmente avec le courant. Ils s'équilibrent naturellement. Leur vitesse de commutation reste inférieure à celle des bipolaires.

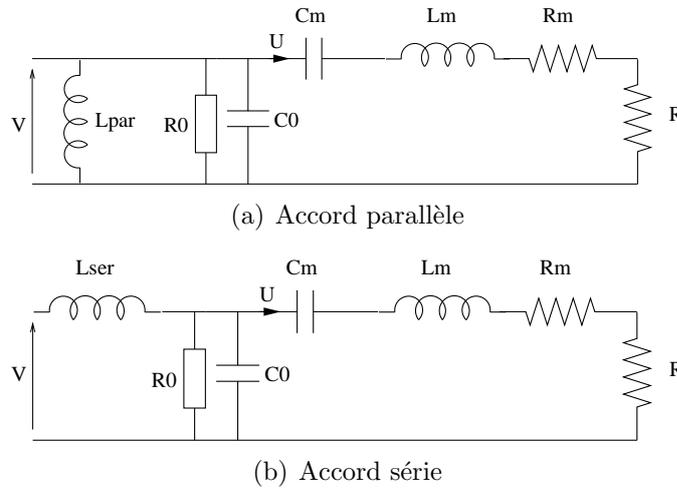


FIG. 4.30 – Circuits équivalents de transducteurs accordés autour de la fréquence de résonance.

avons vu que le facteur de puissance est médiocre à cause de  $C_0$ , ce qui contraint énormément les cellules de commutation de l'onduleur. Cependant un maximum de puissance est transférée à la charge. Si la fréquence de travail est  $f_a$ , l'impédance du transducteur est forte, la déformation faible et le courant est majoritairement réactif. A priori ce cas n'est pas intéressant.

L'association d'un transducteur et d'une inductance accordée permet d'obtenir de meilleures performances. Suivant le mode de résonance choisi, un accord peut être fait avec la capacité bloquée  $C_0$ , soit par une inductance parallèle  $L_{par}$  ou une inductance série  $L_{ser}$  comme illustré sur la figure 4.30. Les valeurs des inductances correspondantes sont :

$$\begin{cases} L_{par} = \frac{1}{C_0 \cdot \omega_m^2} \\ L_{ser} = \frac{1}{C_0 \cdot \omega_a^2} \end{cases} \quad (4.85)$$

Le choix de la mise en série ou en parallèle de l'inductance d'accord conditionne le type d'onduleur à utiliser. Une inductance mise en série nous oblige à utiliser un onduleur de tension car à l'échelle de la commutation elle se comporte comme une source de courant. Inversement, si l'inductance est mise en parallèle, la charge se comporte à l'échelle de la commutation comme une source de tension et l'onduleur devra être en courant.

Avec une inductance parallèle  $L_{par}$ , nous accordons un filtre  $R_0 // C_0 // L_{par}$  à la fréquence de résonance mécanique  $f_m$ . Pour cette fréquence, la branche motionnelle a une impédance minimale correspondante à  $R + R_m$ . Le filtre parallèle est un coupe bande *i.e.* il présente une impédance égale à  $R_0$  pour sa fréquence d'accord qui ici est aussi  $f_m$ . Comme  $R_0$  est très grande devant la résistance équivalente de la branche motionnelle, l'onduleur ne voit qu'une charge résistive. Le facteur de puissance est proche de l'unité.

Avec une inductance série  $L_{ser}$ , nous accordons un filtre  $L_{ser}&C_0//R_0$  série à la fréquence d'antirésonance  $f_a$ . Pour cette fréquence, l'impédance de la branche motionnelle est grande. Le filtre série résonne avec un facteur de surtension élevé  $Q = \frac{R_0}{L_{ser} \cdot \omega_a}$ . Ainsi aux bornes de la branche motionnelle une grande tension est appliquée ce qui compense un peu la perte en gain vibratoire. Cette technique sera particulièrement appliquée pour des dispositifs alternatifs mais qui fonctionnent hors résonance mécanique. L'inductance en série oblige à utiliser des onduleurs de tension pour alimenter ce montage.

Tout comme pour un onduleur pleine onde, l'ajout d'un transformateur élévateur permet d'adapter les niveaux de tension et de courant entre le convertisseur et la charge. L'utilisation de l'inductance de fuite ou magnétisante de ce transformateur permet d'intégrer directement l'inductance d'accord sous réserve d'un dimensionnement particulier.

L'ensemble charge+inductance d'accord constitue alors un filtre très sélectif et permet une alimentation simplifiée par créneau de tension ou de courant. Le filtrage se fait naturellement de façon électrique et mécanique. Cette simplicité de conception entraîne néanmoins une commande adaptée. Il faut pouvoir garantir le maintien et la poursuite de cette fréquence de résonance car le caractère ultra sélectif limite la bande sur laquelle l'amplification recherchée est effective. La résonance de l'ensemble dépend de la stabilité des éléments de la branche motionnelle. Selon la température et le niveau de contrainte, la fréquence de résonance dérive au cours du fonctionnement. Afin de pallier cette dérive, une solution simple consiste à poursuivre la résonance soit électriquement par mesure d'impédance via le courant ou mécaniquement, ou par l'insertion d'un capteur de force. Ainsi en asservissant la fréquence grâce à une boucle de verrouillage de phase PLL ou un régulateur PI, nous pouvons maintenir une vibration et des efforts constants [Bud04, Pie95, Bab04a].

Les onduleurs de tension ou de courant peuvent se commander de deux façons : en amplitude ou en fréquence (cf. figure 4.31).

- **En amplitude.** Naturellement, nous pouvons moduler l'amplitude de la vibration générée par le contrôle de la grandeur d'alimentation  $V_e$  ou  $I_e$ . Le choix de la fréquence est imposée par la résonance et fixe uniquement le gain d'amplification de la structure. Le cas 1 de la figure 4.31(a) illustre ce principe. Le courant est alors en phase avec la tension, ce qui permet à l'onduleur de ne dissiper que des pertes par conduction. L'inconvénient de ce principe réside dans le fait qu'il faut avoir une source variable (hacheur + régulation en amont) ou remplacer l'onduleur pleine onde par un onduleur MLI, mais nous perdons alors l'avantage de la simplicité du montage.
- **En fréquence.** En jouant sur le gain vibratoire de la structure et avec une tension d'alimentation fixée, il est possible de moduler la vibration mécanique. Toujours en poursuivant la fréquence de résonance, nous introduisons

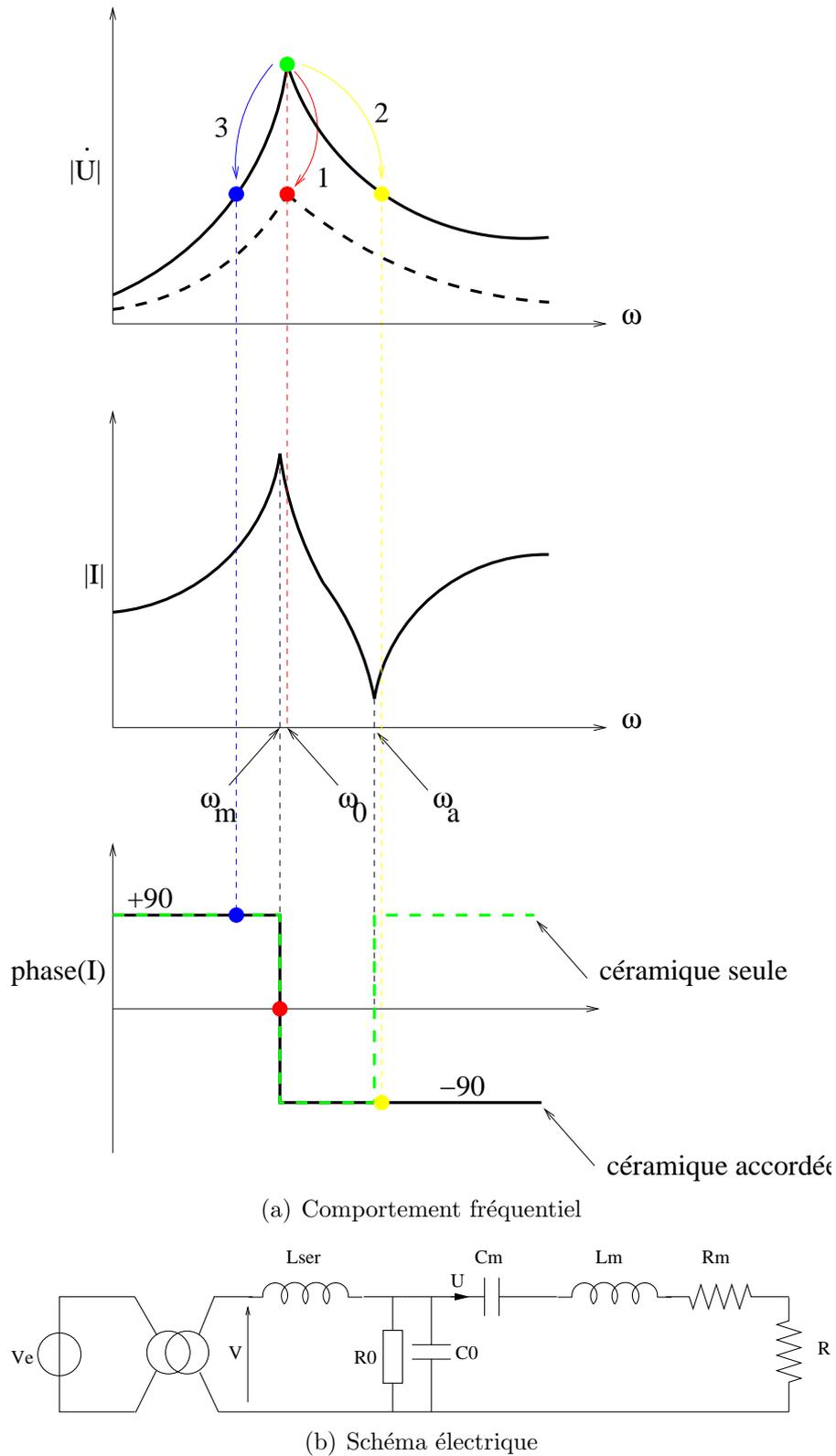


FIG. 4.31 – Comportement fréquentiel d'un actionneur accordé à la résonance série.

un "offset" sur la commande. Le caractère sélectif de la structure mécanique permet de diminuer le gain au fur et à mesure que nous nous éloignons de la résonance. La pente du gain autour de la résonance est importante. Cela permet de travailler au voisinage proche de la résonance tout en gardant une structure très simple d'onduleur. Ce principe est illustré sur la figure 4.31(a) pour les cas 2 et 3. Comment choisir de se positionner à gauche ou à droite de la fréquence de résonance? Ce choix a une importance sur les interrupteurs de l'onduleur.

Pour des cas où  $f > f_0$  pour une configuration RLC série ou pour  $f < f_0$  pour une configuration RLC parallèle, le courant absorbé est en retard sur la tension ( $\varphi = -90^\circ$ ) comme illustré dans le cas 3 de la figure 4.31(a). Le signe

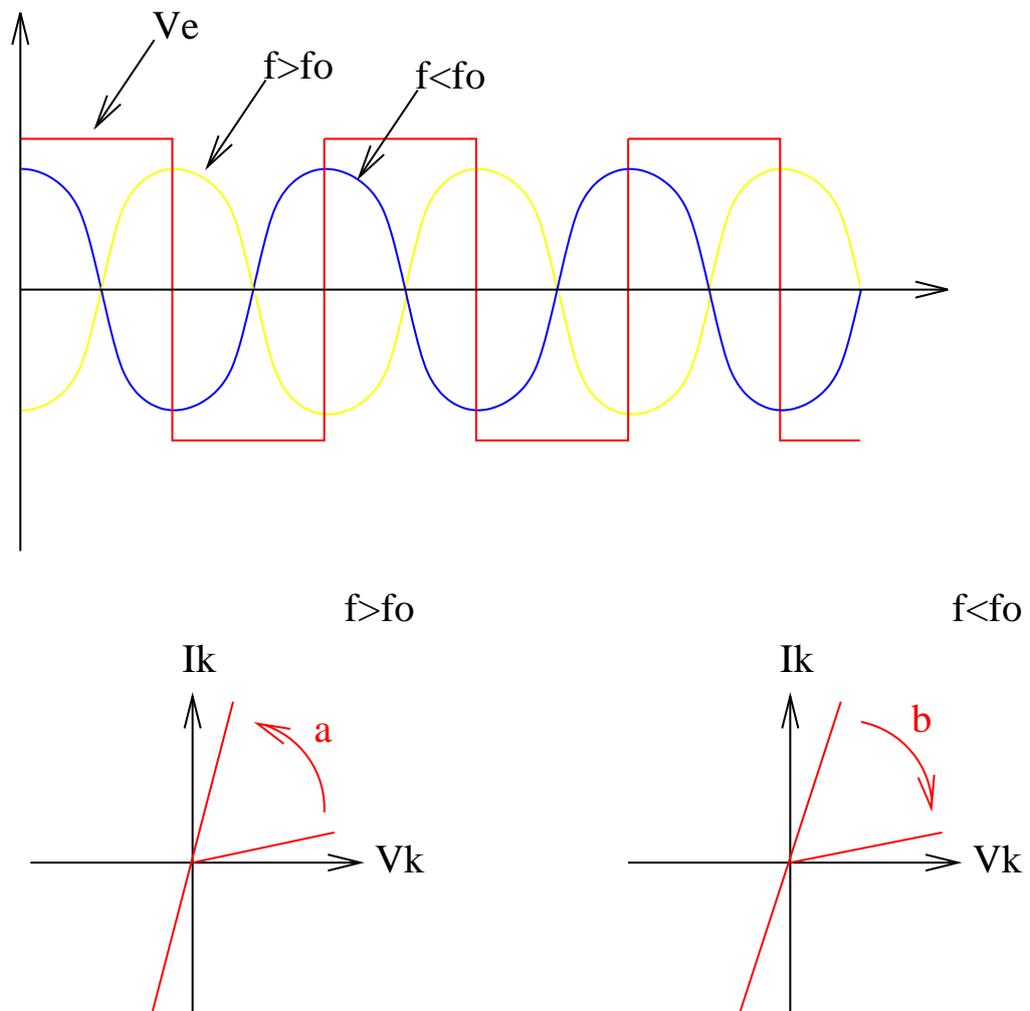


FIG. 4.32 – Choix des interrupteurs.

de la commutation est positif<sup>10</sup>, ce qui implique d'utiliser des interrupteurs

<sup>10</sup>Le signe de la commutation correspond au produit du signe du courant avec le signe de la tension à l'instant de la commutation.

à blocage commandé comme des thyristors<sup>11</sup>, IGBT ou MOS avec diodes montées en antiparallèle (cf. figure 4.32). Ces interrupteurs sont bon marché et disponibles dans une large gamme de tension et de courant.

Pour des cas correspondants à  $f < f_0$  pour une configuration RLC série ou pour  $f > f_0$  pour une configuration RLC parallèle, la fréquence choisie  $f$  est plus petite que la fréquence  $f_0$ , le courant absorbé est en avance sur la tension ( $\varphi = +90^\circ$ ) comme illustré dans le cas 2 de la figure 4.31(a). Le signe de la commutation est négatif, ce qui impose de travailler avec des interrupteurs à amorçage commandé. Ce sont des interrupteurs de type thyristor dual (cf. figure 4.32). Néanmoins pour cette solution, un inconvénient apparaît du fait que la résonance mécanique pourra être excitée par un harmonique de tension et générer un harmonique de courant à  $f_0$  qui perturbera la tension d'alimentation.

#### 4.6.2 Comparaison des différentes topologies

Le tableau 4.4 permet de comparer les avantages et les inconvénients de chaque topologie de convertisseur pour l'alimentation de céramiques piézoélectriques.

Les onduleurs MLI ne sont pas réellement adaptés pour des applications à base d'actionneurs piézoélectriques. Leur fréquence maximale est de 20 *kHz*. Cette fréquence correspond à la sinusoïde la plus élevée que nous sommes capables de générer en admettant une fréquence de commutation de 100 *kHz*. Cette contrainte est fixée par les pertes par commutation qui deviennent trop importantes. Nos actionneurs offrent un caractère sélectif qui nous permet d'injecter des créneaux de tensions ou de courant sachant que la charge ne sera sensible qu'au fondamental du signal. L'onduleur pleine onde est un choix intéressant car il possède un bon rendement mais il pêche par un facteur de puissance médiocre. Cette structure permet des gammes de tension et de courant élevées grâce aux composants actuels. Les tensions peuvent atteindre un millier de volts pour quelques dizaines d'ampères à des fréquences de plusieurs dizaines de kilohertz. Les onduleurs à résonance possèdent les mêmes qualités que les onduleurs pleine onde mais en plus la charge est accordée ce qui permet d'améliorer le facteur de puissance. Les alimentations linéaires ne permettent pas des niveaux de puissance élevés mais offrent des taux de distortion faibles.

Dans notre application embarquée, nous privilégierons une structure simple. Nous choisirons un onduleur à résonance avec une inductance d'accord en parallèle. Cette inductance pourra par exemple être noyée dans le bloc moteur afin de profiter à la fois des propriétés mécaniques et magnétiques des matériaux. Pour une application de type caractérisation en laboratoire, une alimentation linéaire à amplificateur de courant se montre la mieux adaptée.

<sup>11</sup>Les thyristors ne sont pas de bon candidats pour des applications nécessitant des fréquences de plus de 1 *kHz*.

	Alimentations linéaires	Onduleurs pleine onde	Onduleurs MLI	Onduleur à résonance
Rendement	Faible ( $0,78 \cos(\varphi)$ )	Très bon	Bon	Très bon
Tension ou Courant de bus	Faible à cause d'un manque de composants dédiés	Élevée	Élevée	Élevée
Bande passante	Excellente	Bonne (uniquement pour des créneaux)	Moyenne ( $f_{max} < 20 kHz$ )	Aucune (fréquence fixe)
Facteur de puissance	Mauvais	Mauvais	Mauvais	Excellent (à la résonance)
Rapport signal sur bruit	Excellent	Faible	Mauvais	Bon (en sinusoïdal uniquement)
Encombrement	Mauvais (dissipateurs thermiques)	Excellent	Bon	Excellent
Forme d'onde	Quelconque	Créneaux uniquement	Quelconque	Sinusoïdale uniquement
Pollution CEM	Faible	Élevée	Catastrophique	Faible (mais fort rayonnement du circuit résonnant à $f_{resonance}$ )

TAB. 4.4 – Comparaison des différentes topologies d'alimentation pour céramiques piézoélectriques.

## 4.7 Vers un système embarqué

L'avantage de la lubrification électroactive outre le gain en performance sur les frottements réside dans sa modularité. En effet, la recherche de la puissance maximale n'est qu'un axe de performance de la voiture. La bonne répartition des masses permet de maintenir l'équilibre de la voiture et améliore ses performances dynamiques (amortissement, stabilité,...). En augmentant le poids sur le haut du moteur nous élevons le centre de gravité de la voiture. Le poids d'une formule 1 est de 600 *kg*, tout poids supplémentaire doit être ramené le plus bas possible vers le centre de la voiture. Le fort pouvoir d'intégration des actionneurs piézoélectriques permet de ne rajouter que la masse des actionneurs en hauteur. Le poids d'un actionneur reste contenu à quelques centaines de grammes. Le volume réduit des actionneurs ne pénalise que peu l'architecture des autres composants comme les échappements. Le système de commande et de conversion de l'énergie électrique peut être délocalisé au centre de gravité comme schématisé sur la figure 4.33 et servir de lest. Nous voyons qu'une solution nouvelle comme la lubrification



FIG. 4.33 – Disposition du système de lubrification électroactive dans une monoplace.

électroactive se doit d'être performante mais aussi faire preuve d'intégration avec les autres organes. Toute la souplesse d'utilisation de l'énergie électrique est ici un avantage certain vis-à-vis d'une solution purement mécanique.

Le recours à des actionneurs électroactifs peut apporter des fonctionnalités supplémentaires. Les actionneurs piézoélectriques sont réversibles : ils peuvent jouer le rôle d'actionneur ou de capteurs<sup>12</sup>. L'ajout de notre dispositif peut améliorer la prise d'information sur le mouvement du piston et donc la capacité de diagnostic sur l'état de fonctionnement du moteur. La fiabilité est aussi un axe de performance : la disponibilité et la fiabilisation du système constitue alors une valeur ajoutée significative sur le fonctionnement.

<sup>12</sup>L'utilisation d'actionneur piézoélectrique comme actionneur et capteur est aujourd'hui à l'étude. Les injecteurs directs permettent aujourd'hui de contrôler la pression dans la chambre de combustion lorsqu'ils ne sont pas sollicités pour la phase d'admission.

## 4.8 Conclusion

La lubrification active repose sur l'introduction de vibrations au sein même du contact. Elles modifient les conditions de contact à l'échelle microscopique. Pour des déplacements rapides supérieurs à quelques mètres par seconde et pour des efforts d'un millier de newtons, nous avons montré que la vibration à imposer doit être de quelques micromètres et à des fréquences ultrasoniques de quelques dizaines de milliers de hertz. Toutes les technologies de génération d'effort ne permettent pas de s'inscrire dans ce gabarit amplitude/fréquence.

Dans ce chapitre nous avons montré que les actionneurs électroactifs étaient les mieux positionnés pour activer le contact. Le recours à l'énergie électrique apporte une grande flexibilité de conception et de transformation. Des convertisseurs statiques compacts et peu volumineux permettent de moduler et de fournir de l'énergie facilement à travers des câbles facilement logeables. Pour la conversion électromécanique, les actionneurs piézoélectriques offrent des efforts spécifiques et des vitesses de déformation en accord avec les besoins définis par le cahier des charges issu de notre modélisation. Cet ensemble convertisseur/actionneur est beaucoup moins sensible aux agressions extérieures (température, accélération,...) que certaines solutions mécaniques (déjaugage des circuits d'huiles en accélération, émulsion due aux pertes de compression dans le bas moteur, additifs,...).

Les matériaux piézoélectriques ont été comparés pour déterminer quelle catégorie se prête mieux à un système de vibration. Les céramiques dures semblent les plus aptes en raison de leurs faibles pertes. Cependant les céramiques douces offrent des performances supérieures et donc minimisent le volume de matériau actif. Il y a un compromis entre rendement et volume d'actionneur. Nous avons défini la piézoélectricité et rappelé les équations analytiques qui permettent le dimensionnement d'actionneurs, et plus spécifiquement d'un Langevin. Les relations reliant la géométrie des actionneurs (section, longueur des céramiques et des contremasses) ainsi que les contraintes électriques (tension d'alimentation, facteur de puissance, pertes) ont été présentées. Celles-ci permettront de concevoir des actionneurs dédiés à notre application. La formulation analytique de ces relations nous permet d'envisager une optimisation des actionneurs. Cette procédure permettra de minimiser le poids des actionneurs ou leur taille.

Les alimentations associées à de tels actionneurs ont été présentées et comparées. Les onduleur MLI offrent de faibles rapport signal/bruit mais des fréquences de signal pas assez élevées ( $< 30 \text{ kHz}$ ). Mais comme la charge piézoélectrique est naturellement filtrante et doit être utilisée à la résonance, l'utilisation d'un onduleur pleine onde plus rapide fonctionnant à la fréquence de résonance mécanique est idéale. Les onduleurs à résonance sont donc les plus aptes à être intégrés dans un système embarqué comme une monoplace. En associant une inductance d'accord, accordée à la fréquence de résonance, l'ensemble actionneurs/onduleur minimise les pertes. La commande de l'onduleur doit permettre de poursuivre la fréquence de résonance qui en fonction du chargement et de l'ambiance des

actionneurs évolue dans le temps.

Les actionneurs piézoélectriques représentent une technologie adaptée à la lubrification active. Dès lors, nous parlerons de **lubrification électroactive**. Le chapitre suivant rassemble les premières applications potentielles de la lubrification électroactive. Ces applications sont variées allant de petits systèmes à effort contrôlé, en passant par des paliers ou butées à amortissement variable, jusqu'à la minimisation des pertes par frottement dans un moteur à combustion interne. Le cinquième chapitre permet de valider expérimentalement notre modèle de lubrification électroactive et d'explorer quelques unes de ces applications.

## Chapitre 5

# Mise en œuvre expérimentale du concept de lubrification électroactive

## 5.1 Introduction

Afin de valider notre modélisation de la lubrification active, nous avons mis en place plusieurs prototypes pour illustrer la faisabilité et la validité d'une telle technique par le biais de bancs d'essais. Dans un premier temps, l'étude du phénomène de lubrification électroactive est effectuée sur un tribomètre rotatif avec un contact bille/plan. Dans une deuxième partie, le débrayage des moteurs piézoélectriques est abordé. En effet, ces dispositifs se sont révélés bien adaptés à une étude en laboratoire. Ils mettent facilement en évidence les propriétés remarquables de la lubrification active et font l'objet d'une bonne maîtrise technique au sein du groupe de recherche. Ainsi, nous pouvons espérer étendre ces résultats au contact plus spécifique piston/chemise. De plus, les stratégies et les structures d'alimentation seront présentées et pourront faire l'objet d'une transposition pour l'application finale. Finalement, les premiers résultats spécifiques à la réduction des forces de frottement sont présentés et commentés pour un contact piston/chemise.

## 5.2 Des cas quotidiens

Nous utilisons parfois la lubrification active dans la vie de tous les jours. Qui n'a jamais constaté qu'un téléphone portable posé sur un plan incliné se déplace plus facilement lorsqu'il vibre. De plus le déplacement a lieu quelle que soit la face sur lequel il est posé et donc quelle que soit la direction de vibration. Cependant sa vitesse est différente selon la face choisie. Ces appareils sont équipés d'un balourd qui génère des forces alternatives dans un plan de l'espace. Nous trouvons ici la preuve qu'une vibration normale et/ou tangentielle au plan de contact diminue artificiellement les forces de frottement apparentes. Comme son poids ne varie pas, c'est le coefficient de frottement apparent qui est réduit. De même, lorsque nous démontons une pièce vissée, un écrou par exemple, il est courant en tuyauterie de venir frapper la pièce sur son flanc (cf. figure 5.1). En état statique pour un effort de cisaillement  $q_o$ , la pièce reste bloquée  $q_o < \mu.p_o$ . Une onde de choc, provoquée par exemple avec un marteau et perpendiculaire aux efforts de cisaillement, provoque une oscillation de la contrainte  $p$  autour de sa valeur moyenne  $p_o$  à la surface du matériau. Cette variation alternative de la contrainte permet un soulagement du contact durant un court instant. La contrainte en compression au niveau du contact  $p(t)$  évolue sinusoïdalement au passage de l'onde et, si son amplitude de variation est suffisamment forte, l'effort de cisaillement  $q_o$  devient suffisamment élevée pour amorcer le mouvement  $q_o > \mu.p(t)$ . L'écrou se desserre. Le béton vibré est aussi un exemple. De la même manière qu'un fluide maintenu en désordre semble moins visqueux, le béton vibré est plus fluide et remplit mieux des coffrages aux formes compliquées. Mieux tassé, il offre une meilleure répartition et donc une résistance accrue. De nombreux exemples comme ceux-ci existent couramment.

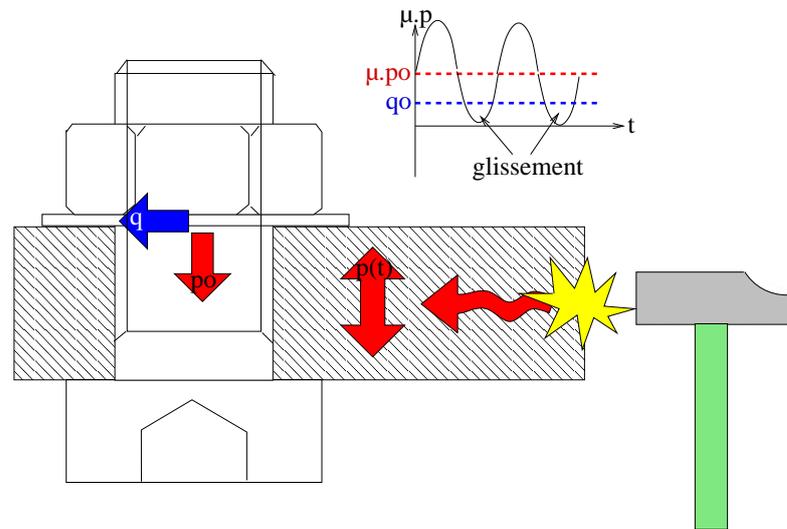


FIG. 5.1 – Effet d'un impact sur un système précontraint boulon/écrou.

## 5.3 Validation expérimentale

### 5.3.1 Essais de validation sur tribomètre rotatif vibrant

#### 5.3.1.1 Dispositif expérimental

Nous avons basé notre modélisation de la lubrification active sur un contact bille/plan de Hertz. Afin de confronter la théorie à la pratique, nous avons réalisé un tribomètre vibrant comme présenté sur la figure 5.2. Un porte-disque (1) est entraîné en rotation par un moteur asynchrone monophasé. Ce moteur est alimenté par un onduleur piloté en tension et en fréquence, qui nous permet de réaliser une commande en loi  $\frac{V}{f}$ . Cette stratégie de commande permet de maintenir un couple moteur maximum quelle que soit la vitesse de rotation requise et le faible glissement de la machine ( $> 5\%$ ) nous permet de considérer la vitesse constante quel que soit ce couple résistant. La vitesse peut être réglée continuellement de 0 à  $150 \text{ tr.min}^{-1}$ . Ce porte-disque permet de fixer des cylindres de 40 à 80 mm de diamètre. Sur ces disques, nous faisons frotter une bille de 10 mm de diamètre en acier 100Cr6. Nous avons choisi une bille dans un matériau dur pour éviter son usure prématurée. Cette bille est maintenue en position sur un porte-bille (6). Ce porte-bille sert de contremasse à un résonateur de Langevin, la contremasse arrière (8) étant réalisée en acier. Les céramiques utilisées (7) sont des céramiques multicouches douces ou dures. Une vis de précontrainte centrale permet de comprimer l'ensemble et de maintenir l'actionneur sur son bras porteur (2). Ce bras permet grâce à un roulement, de transmettre un effort presseur sur le résonateur de Langevin. Cet effort est transmis via une poulie et est généré par un poids mort suspendu à un câble. Ce câble permet par son élasticité de découpler le poids des vibrations du bras et garantir un effort constant. Le bras est aussi articulé pour permettre d'insérer un capteur de force piézoélectrique (5). Associé à son conditionneur, il nous renseigne sur l'effort tangentiel que subit le porte-bille suite au contact de la bille avec le disque

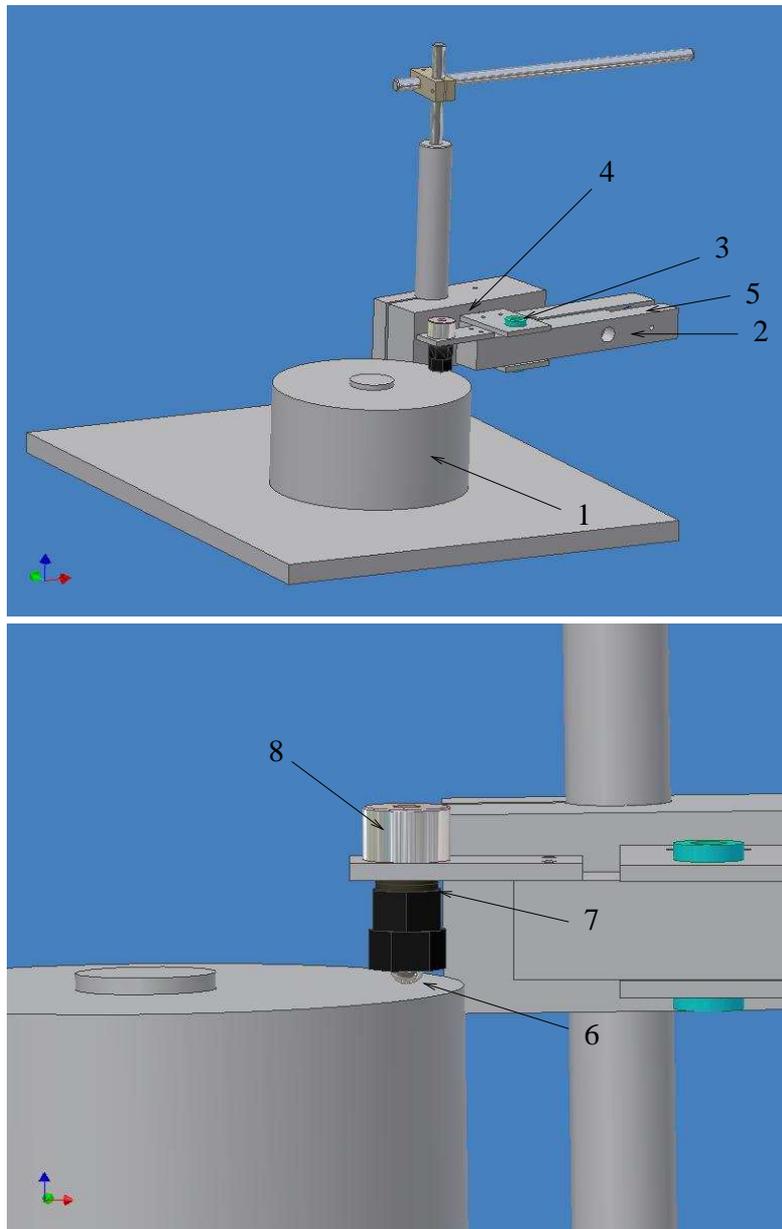


FIG. 5.2 – Tribomètre rotatif vibrant. 1- Porte-disque, 2- Bras porteur articulé, 3- Premier axe de rotation, 4- Deuxième axe de rotation, 5- Capteur de force, 6- Porte-bille, 7- Céramiques multicouches, 8- Contremasse arrière.

entraîné en rotation. L'actionneur est alimenté par un onduleur de tension pleine onde à transistors bipolaires. Une inductance d'accord en ferrite est placée en série.

Les mesures de frottement sont faites sur une longue période d'observation. En effet, l'évolution des différents paramètres tel que le coefficient de frottement admet un transitoire relativement long et variable selon le couple de matériaux utilisé. Nous avons donc observé un temps de rodage afin de pouvoir s'assurer de la reproductibilité des résultats au cours des différents essais. Toutes les mesures

se sont faites sur 300 s ou 600 s. Chaque échantillon est passé à la polisseuse pour obtenir un effet miroir afin d'assurer que la rugosité de surface ( $Ra = 1 \mu m$ ) est petite devant les dimensions du contact (largeur de la trace 300  $\mu m$ ) et par conséquent sans influence sur le frottement.

### 5.3.1.2 Evolution du frottement sans vibration

Afin de pouvoir mesurer les performances de la lubrification active, nous avons réalisé une série de mesures hors excitation et pour quatre matériaux différents : du bronze, du laiton ( $CuZn40$ ), de l'acier et un alliage d'aluminium. Chacun de ces matériaux peut être utilisé dans la conception de contact frottant et possède des propriétés mécaniques différentes. Le bronze (CuSn9P ou UE9P) a tendance à faciliter le glissement et sert couramment pour fabriquer des paliers secs. A l'inverse, un alliage d'aluminium brut (sans nitruration ou cémentation qui augmente artificiellement la dureté) possède peu d'aptitude au frottement, car il provoque beaucoup d'usure par adhésion, génère des particules qui beurrent le contact et favorise le stick-slip. L'acier, quant à lui, possède une bonne résistance à l'indentation. Les plus couramment utilisés font l'objet de traitements de surfaces (cémentation ou trempage) pour limiter le grippage comme les aciers C80 ou 100Cr6. Les fontes sont aussi très employées dans l'industrie automobile.

Le frottement se caractérise par une force de frottement et une usure. Nous avons alors mesuré le coefficient de frottement en fonction de l'amplitude vibratoire<sup>1</sup> et l'évolution du volume usé du disque rotatif en fonction de l'énergie dissipée, pour chacun des couples de matériaux<sup>2</sup>. La mesure du volume arraché se fait grâce à un profilomètre optique à laser confocale. Celui-ci permet de mesurer des topographies de surface et d'extraire des profils de surface. Le coefficient de frottement dynamique en conditions non excitées est :

- Acier/Acier :  $\mu_d = 0,5$
- Bronze/Acier :  $\mu_d = 0,35$
- Laiton/Acier :  $\mu_d = 0,78$
- Aluminium/Acier :  $\mu_d \sim 0,5$  (en moyenne)

Pour des échantillons en acier, en laiton ou en bronze, le coefficient de frottement est relativement stable dans le temps. Pour un alliage d'aluminium, celui-ci a tendance à fluctuer au bout d'un certain temps de rodage. La présence de débris au bout d'une certaine distance parcourue, modifie le glissement sec à deux corps en frottement sec à trois corps. Nous ne sommes alors plus dans les conditions souhaitées. Par la suite nous avons régulièrement éliminé les débris générés au contact.

La figure 5.3 représente l'évolution de l'usure en fonction de l'énergie mécanique

<sup>1</sup>L'utilisation d'un résonateur de Langevin fixe la fréquence à la fréquence résonance.

<sup>2</sup>Le calcul de la variable de Büfler pour chacun des couples de matériaux indique que la modélisation du contact bille/plan de Hertz est valable  $\beta = 0,295$  et  $\gamma_{acier} = \gamma_{alu} = 0,047$ ,  $\gamma_{bronze} = 0,073$ ,  $\gamma_{laiton} = 0,032$ .

dissipée pour chaque couple de matériau. Cette énergie est le produit de la force de frottement  $F_T$  par la distance cinématique parcourue  $L$ . Nous pouvons observer que quel que soit le matériau, l'usure est bien proportionnelle à l'énergie de frottement dissipée. Dans le cas de l'alliage d'aluminium, nous observons un phénomène de "beurrage" (particules arrachées recollées) comme illustré sur la figure 5.4. Les débris ne sont pas évacués du contact mais participent au système tribologique. L'usure, en termes de volume arraché, n'est plus proportionnelle à l'énergie dissipée comme pour de l'acier ou du bronze. Les dégradations de la surface sont, quant à elles, liées à l'énergie dissipée par frottement. La figure 5.5 montre le profil typique d'une trace d'usure sans vibration. Nous retrouvons une allure en "V". Comme explicité dans le troisième chapitre, l'énergie dissipée origine de l'usure, est proportionnelle à la contrainte de cisaillement  $q$ . En glissement total, celle-ci est proportionnelle à la contrainte normale  $p$  qui admet un maximum au centre du contact. L'usure est donc la plus forte au centre de la trace. Les traces d'usure sont des sillons bien réguliers. Le mécanisme de déformation majoritaire est l'abrasion. La bille en acier 100Cr6 vient labourer le matériau de l'échantillon plus tendre.

### 5.3.1.3 Evolution du frottement en présence de vibrations

Afin d'observer le comportement du frottement en présence de vibrations, plusieurs mesures ont été réalisées. La fréquence des vibrations mécaniques nous est fixée par la structure de l'actionneur. Nous le faisons fonctionner à sa fréquence de résonance pour obtenir des déformées importantes pour des amplitudes de tension d'alimentation faibles. La nature multicouche des céramiques et leurs fortes capacités bloquées associées, ne nous permet pas des niveaux de tension trop hauts à des fréquences de quelques dizaines de kilohertz. Le courant absorbé provoquerait trop de pertes, un échauffement des céramiques et même leur destruction. La résonance se produit autour de 30 kHz. Les amplitudes crêtes que nous pouvons générer sans risquer de détruire les céramiques sont de l'ordre de 3  $\mu m$ . Au delà, les contraintes subies par la céramique provoque sa rupture. De plus, la conception de notre tribomètre présente un inconvénient : les céramiques ne sont pas découplées vis-à-vis de l'effort tangentiel et subissent des efforts de cisaillement. Les céramiques utilisées de type multicouche rompent alors facilement. Expérimentalement, nous avons pu constater ce problème suite à la destruction de plusieurs échantillons de céramique. La réalisation d'un autre bras assurant un découplage des efforts normaux et tangentiels sera dans l'avenir un moyen d'explorer des amplitudes vibratoires plus importantes.

Pour chaque couple de matériau nous avons mesuré la variation du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$ . Le coefficient de frottement apparent représente l'impact macroscopique de la lubrification électroactive. Le système mécanique filtre naturellement les forces hautes fréquences, dans la plupart des applications, la bande passante mécanique est très largement inférieure aux fréquences d'utilisation des actionneurs piézoélectriques. Seul le comportement moyen est perçu. C'est pour cette raison que le coefficient de frottement apparent semble, pour nous, le meilleur moyen de rendre compte des

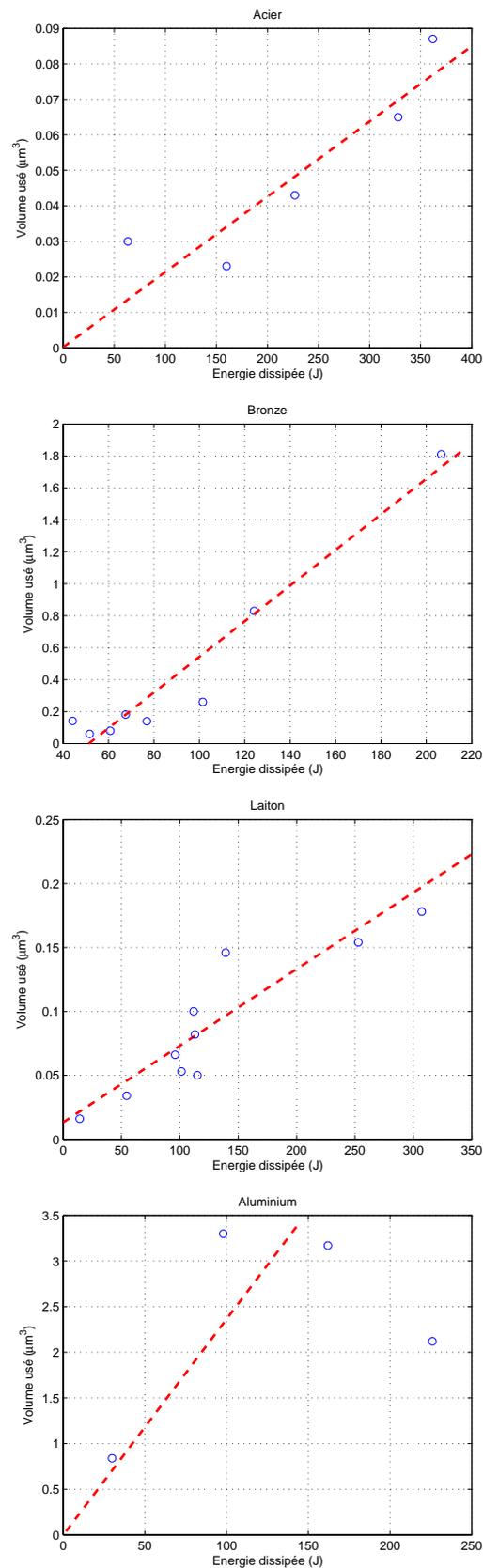


FIG. 5.3 – Evolution du volume arraché  $V$  en fonction de l'énergie dissipée  $Ed$  pour de l'acier, du bronze, du laiton et de l'aluminium.  $F_N = 5 \text{ N}$ ,  $w = 30 \text{ tr.min}^{-1}$ , rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$  et  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ .

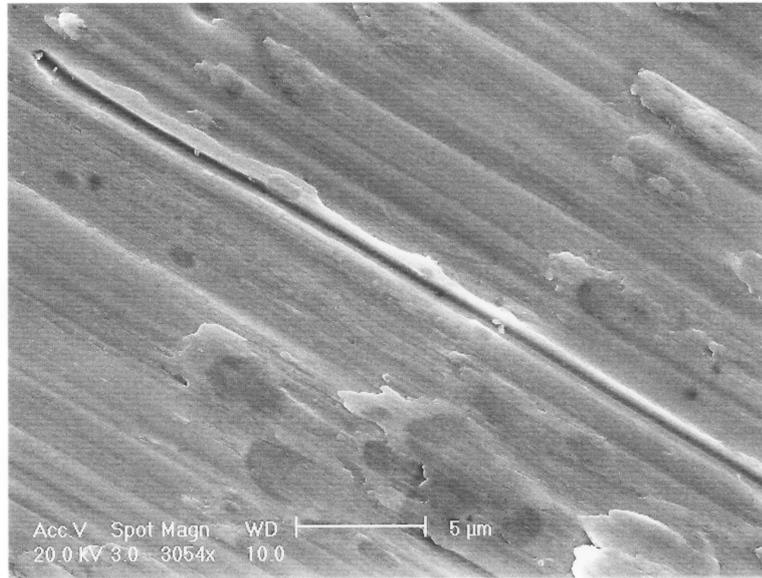


FIG. 5.4 – Photographie d’une surface d’un échantillon d’alliage d’aluminium frotté sans vibration.  $F_N = 5 \text{ N}$ ,  $w = 30 \text{ tr.min}^{-1}$ , rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$  et  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ . L’image provient du microscope électronique à balayage (MEBE) de l’école des mines Albi-Carmaux.

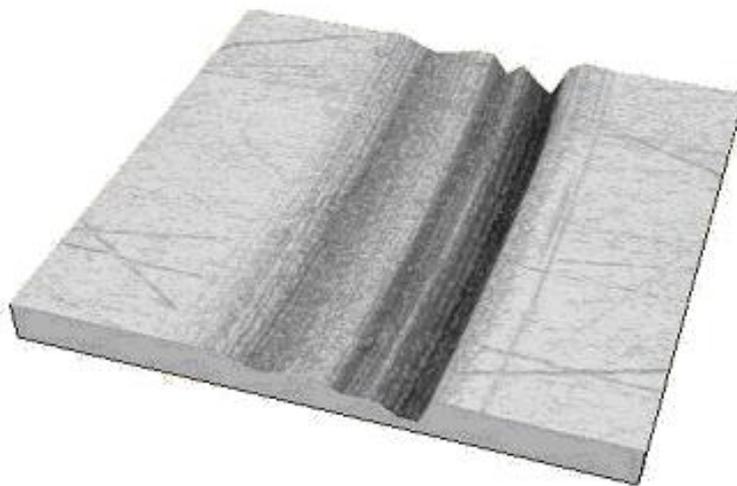


FIG. 5.5 – Topographie de surface 3D d’un échantillon de bronze frotté sans vibration.  $F_N = 5 \text{ N}$  et  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ . Les profondes rayures sont dues à de l’abrasion par des particules piégées dans le contact.

performances de cette technique.

### 5.3.1.3.1 Evolution théorique du frottement

D'après notre modèle, la figure 5.6 représente l'évolution théorique du coefficient de frottement pour un couple de matériaux acier/acier et pour différents chargements (3, 5, 8 et 15  $N$ ). Les pressions moyennes au niveau du contact sont

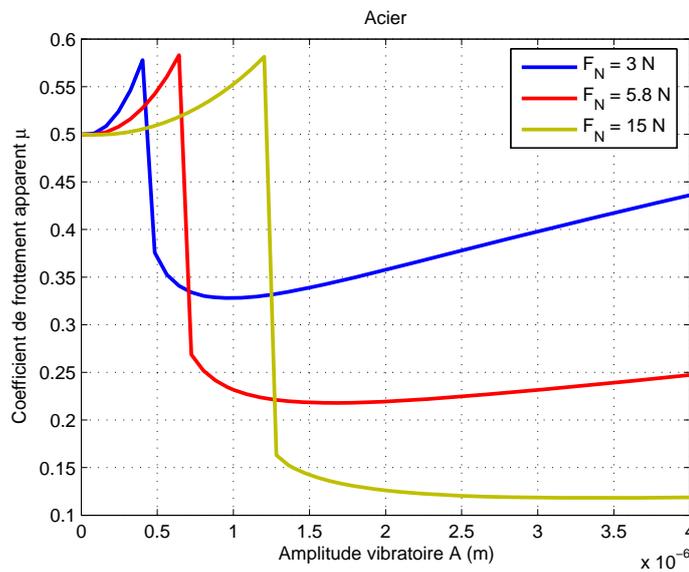


FIG. 5.6 – Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan en acier et pour différents chargements normaux. *Vitesse de glissement*  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .

respectivement  $1,39 \cdot 10^5$ ,  $1,73 \cdot 10^5$  et  $2,37 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ . Ces pressions sont inférieures à la pression de première plastification pour de l'acier  $Y = 1\,500 \text{ MPa}$ , ce qui implique un comportement élastique du contact. La figure 5.7 représente l'évolution de  $\mu$  pour différents matériaux (alliage d'aluminium, bronze et laiton). Pour un chargement de 5,8  $N$ , la pression moyenne dans chacun des cas est inférieure à la pression de première plastification. L'annexe B rassemble les valeurs du module d'Young  $E$  et du seuil de plasticité  $Y$  pour les différents matériaux.

Nous retrouvons dans chacun des cas, l'existence d'une amplitude critique  $A_0$  à partir de laquelle la réduction de frottement est possible. Au delà de cette amplitude, la réduction est relativement constante. Les efforts dynamiques ne sont pas assez importants pour surcharger le contact et annuler l'effet d'un contact partiel sur la réduction du coefficient de frottement apparent. Nous retrouvons aussi une zone située juste avant la transition et sur laquelle le coefficient de frottement est légèrement augmenté.

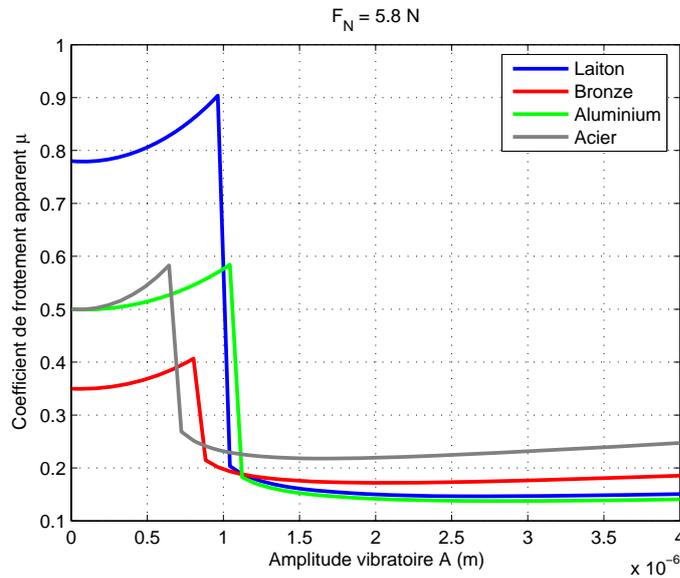


FIG. 5.7 – Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan sur des échantillons en bronze, laiton, aluminium et acier. *Effort normal*  $F_N = 5,8 \text{ N}$  et *vitesse de glissement*  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .

L'usure est aussi sensible à la variation d'amplitude. Notre modélisation prévoit une baisse de l'usure pour des vibrations supérieures à la vibration de transition  $A_0$ . La figure 5.8 présente l'évolution de l'énergie dissipée par le frottement en fonction de l'amplitude vibratoire et pour un couple de matériau laiton/acier. L'usure présente un maximum autour de l'amplitude de transition. En effet, dans

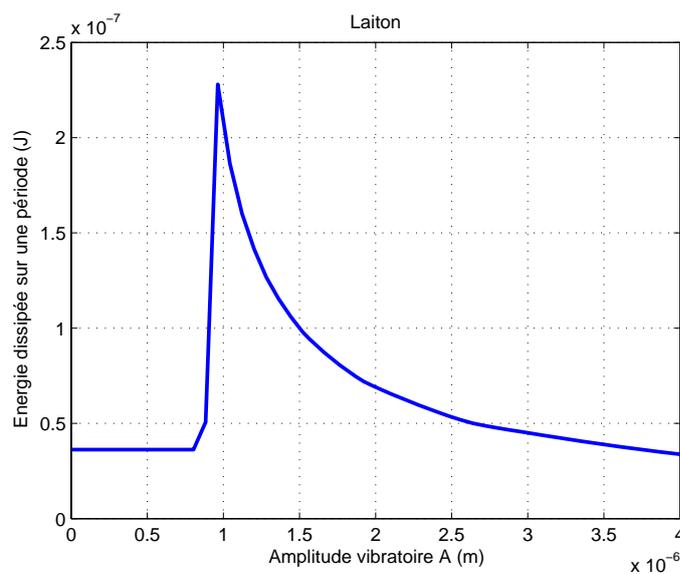


FIG. 5.8 – Evolution de l'énergie dissipée  $Ed$  par période de vibration mécanique en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  pour un couple de matériaux laiton/acier.  $F_N = 5,8 \text{ N}$ ,  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ .

cette zone, les efforts dynamiques sont importants et surchargent déjà le contact alors que la réduction du coefficient de frottement moyen commence. Dans la moins favorable des configurations *i.e.* lorsque  $A = A_0$ , l'usure est multipliée par 6. Au fur et à mesure que l'amplitude de vibration augmente, l'énergie diminue jusqu'à devenir inférieure à l'énergie dissipée en conditions statiques.

Dans le paragraphe suivant, ces courbes théoriques sont comparées aux résultats expérimentaux mesurés sur notre tribomètre rotatif vibrant.

### 5.3.1.3.2 Evolution du coefficient de frottement apparent

Les différents essais que nous avons effectués montrent la véracité de la lubrification électroactive. Nous pouvons constater une réduction des forces de frottement en présence de vibrations normales au contact. La figure 5.9 montre l'évolution du coefficient de frottement apparent en fonction de l'amplitude vibratoire imposée pour un couple laiton/acier. Nous pouvons remarquer que

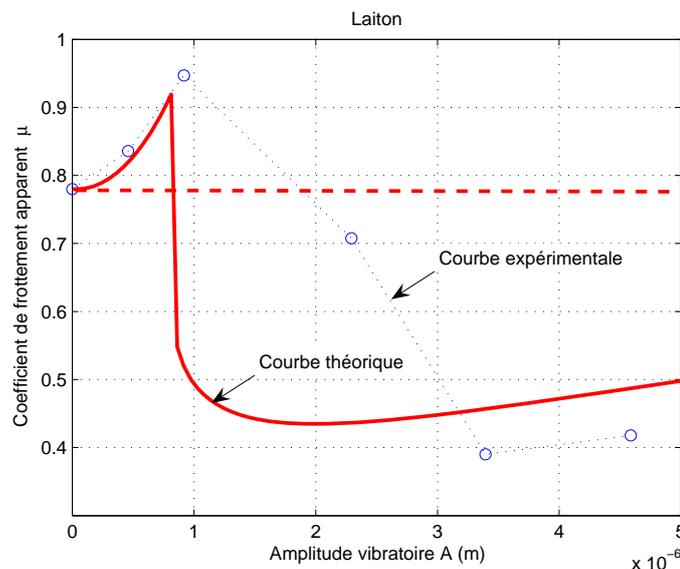


FIG. 5.9 – Evolution du frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  pour un couple de matériaux acier/laiton.  $F_N = 5,8 \text{ N}$ ,  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$  et rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$ . La ligne en pointillés désigne le coefficient de frottement hors vibration.

pour de faibles amplitudes vibratoires, comprises entre 0 et  $2 \mu\text{m}$ , le coefficient de frottement apparent est bien supérieur au coefficient de frottement dynamique hors vibration, comme le prévoit notre modélisation. Cet effet est dû à la prédominance des forces dynamiques qui surchargent le contact. Cet effet s'estompe avec une augmentation de l'amplitude. Pour des vibrations supérieures à  $2,5 \mu\text{m}$ , la lubrification électroactive apparaît. Le coefficient de frottement apparent est diminué et atteint 0,4, soit une diminution de 30 %. Pour des amplitudes supérieures à

3, 5  $\mu m$ , le coefficient de frottement semble rester constant à 0,4. Nous confirmons ainsi le principe selon lequel il n'est pas utile d'appliquer de grandes amplitudes pour bénéficier d'une réduction importante. La zone d'amplitude comprise entre 1 et 3  $\mu m$  est particulièrement intéressante car elle démontre une relation linéaire entre l'effort de frottement et l'amplitude vibratoire. Cette capacité permet d'envisager un pilotage des forces de frottement.

Pour d'autres couples de matériaux comme aluminium/acier (cf. figure 5.10), bronze/acier (cf. figure 5.11), et acier/acier (cf. figure 5.12), le comportement est similaire. Dans le cas de l'alliage d'aluminium, la réduction atteint 16 % pour une

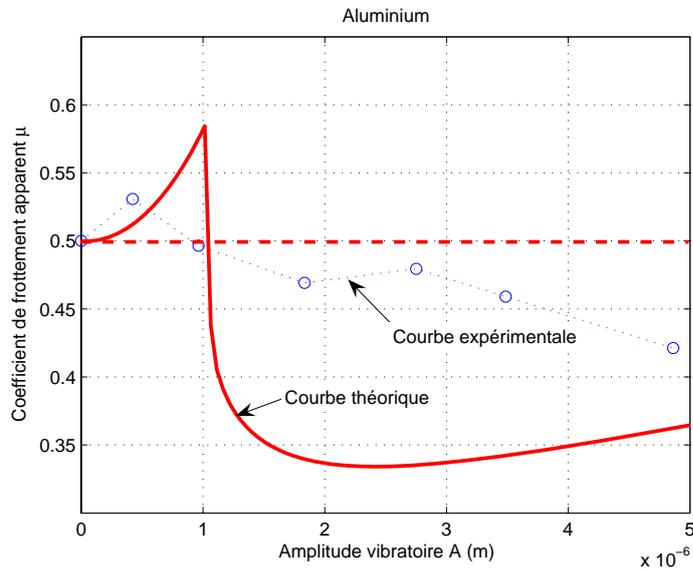


FIG. 5.10 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  pour un couple de matériaux acier/aluminium.  $F_N = 5,8 N$ ,  $v = 0,05 m.s^{-1}$  et rayon de la trace  $R = 0,0165 m$ .

amplitude de 5  $\mu m$  et 43 % pour du bronze à la même amplitude. La décroissance est monotone. Cette faible réduction est due à la faible raideur du contact d'une part, à cause du faible module d'Young de l'alliage d'aluminium, et d'autre part à cause de la faible raideur due au contact bille/plan de faible diamètre. Au contraire dans le cas de l'acier, le module d'Young élevé permet dans les mêmes conditions d'atteindre 55 % de réduction.

Si nous comparons ces relevés avec les courbes théoriques correspondantes, nous pouvons noter une bonne estimation des amplitudes de transition notamment pour le cas du bronze et de l'alliage d'aluminium. L'augmentation des forces de frottement est bien présente pour de faibles amplitudes. La décroissance est cependant plus linéaire que le prédit notre modèle et les taux de réduction expérimentaux sont plus faibles que pour nos estimations. Dans le cas de l'acier, il n'y a pas d'augmentation des forces de frottement pour les faibles amplitudes. L'estimation de la réduction est correcte. Dans le cas du laiton, la réduction

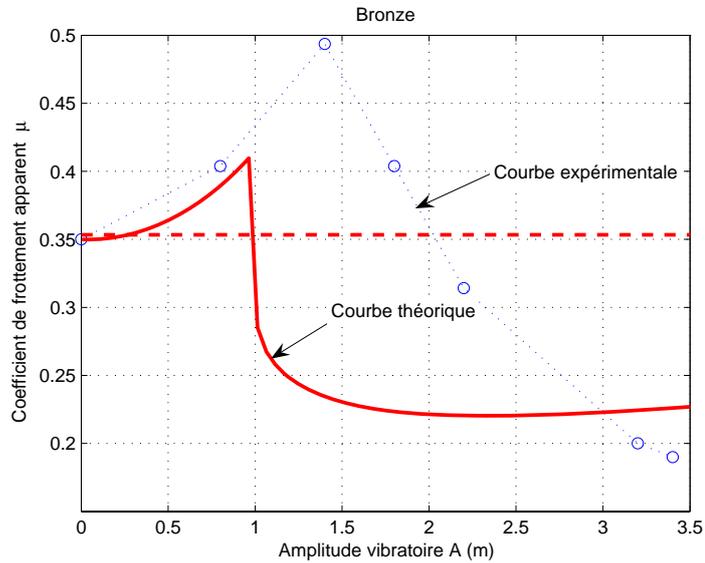


FIG. 5.11 – Evolution du coefficient de frottement  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  pour un disque en bronze.  $F_N = 5,8 \text{ N}$ ,  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$  et rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$ .

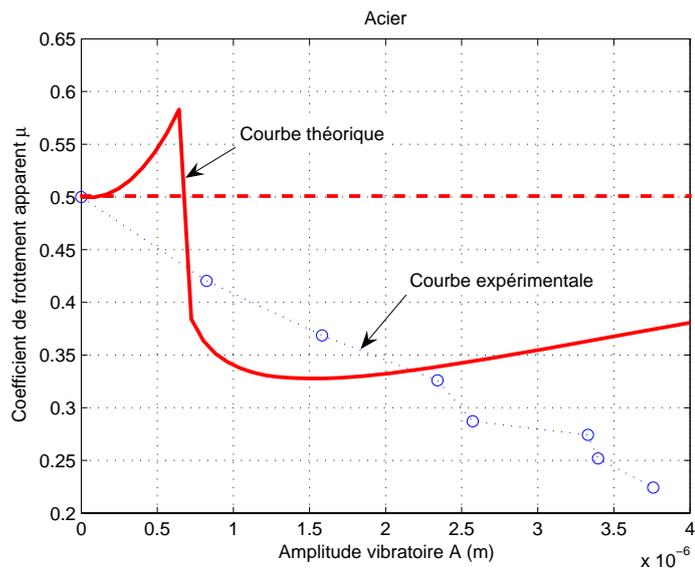


FIG. 5.12 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  pour différentes amplitudes vibratoire  $A$  et pour un couple de matériaux acier/acier.  $F_N = 5,8 \text{ N}$ ,  $v = 0,03 \text{ m.s}^{-1}$  et rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$ .

semble se maintenir à partir de  $3 \mu\text{m}$ .

La figure 5.13 représente l'évolution temporelle du coefficient de frottement en fonction du temps. Durant l'essai, les débris sont évacués pour limiter le

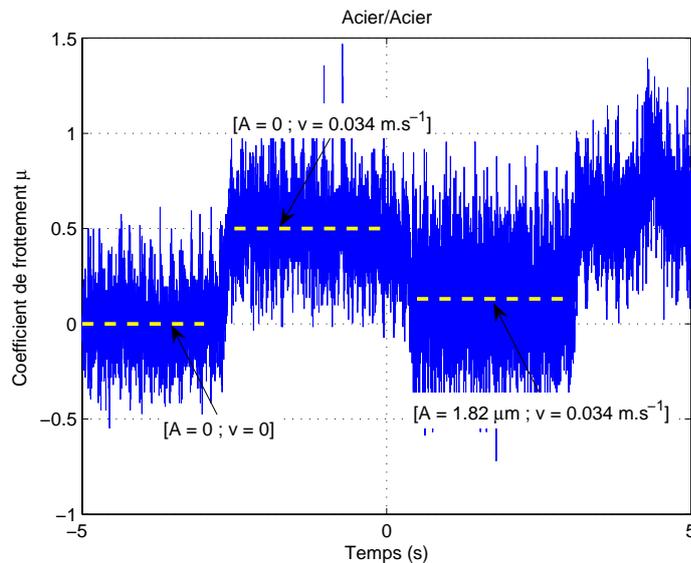


FIG. 5.13 – Evolution temporelle du coefficient de frottement pour un couple de matériaux acier/acier.  $F_N = 15 \text{ N}$  et  $v = 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ .

frottement à trois corps. Nous pouvons constater que la lubrification électroactive est stable dans le temps. Le mécanisme de frottement s'entretient et ne tend pas à diverger. Les temps de réponses de la lubrification électroactive sont très courts et comparables au temps nécessaire pour installer l'onde vibratoire (quelques millisecondes). La position horizontale des échantillons piège les débris dans la trace d'usure et si ils ne sont pas évacués, provoquent du stick-slip qui se traduit par du broutement et du crissement. Plusieurs de nos essais ont permis de garder des coefficients de frottement faibles pendant quelques minutes. L'échauffement progressif des céramiques a limité nos temps d'observation.

La figure 5.14 montre l'évolution du coefficient de frottement pour un couple de matériau acier/acier et pour plusieurs efforts normaux  $F_N$ . Nous pouvons remarquer que la réduction des frottements est plus importante pour un chargement normal de  $15 \text{ N}$  (80 %) que pour  $3 \text{ N}$  (40 %). Ceci s'explique par le fait que pour de faibles chargement, l'effet de la surcharge dynamique est plus important et limite la réduction des forces de frottement. C'est aussi la raison pour laquelle l'augmentation du coefficient de frottement n'apparaît pas pour des forts chargements et pour des faibles amplitudes, l'effort dynamique n'étant pas suffisamment grand devant l'effort statique.

L'évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement  $v$  a été aussi observé. La courbe de la figure 5.15 montre bien qu'il existe une vitesse

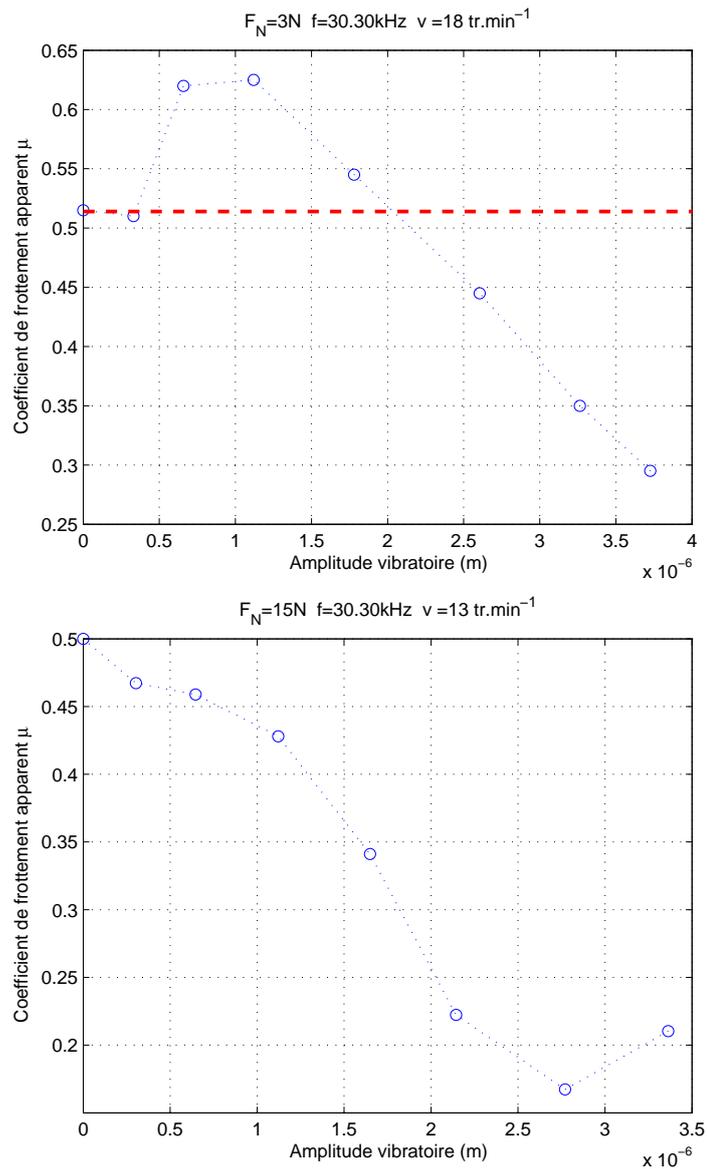


FIG. 5.14 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  et pour un couple de matériaux acier/acier.

critique à partir de laquelle la réduction est annulée. Dans notre cas, la fréquence

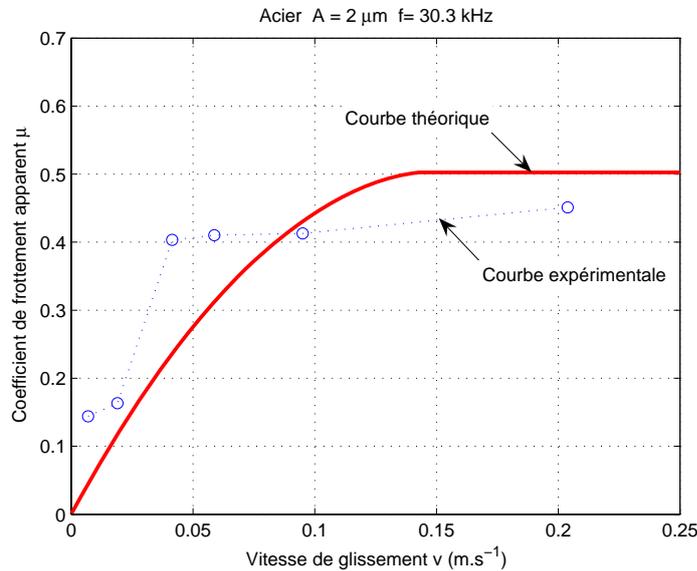


FIG. 5.15 – Evolution du coefficient de frottement apparent  $\mu$  en fonction de la vitesse de glissement  $v$  pour un couple de matériaux acier/acier.

étant fixée par l'actionneur, la vitesse critique estimée est de  $0,15 \text{ m.s}^{-1}$  et celle estimée expérimentalement est de  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$ . La transition est assez franche. Au delà de cette vitesse le coefficient de frottement tend vers sa valeur dynamique  $\mu_d$ . La modélisation employée décrit assez bien le comportement et permet de donner l'ordre de grandeur de cette vitesse critique  $v_0$ .

### 5.3.1.3.3 Evolution de l'usure

Nous avons mesuré l'influence de la lubrification électroactive sur l'usure des échantillons. Nous constatons une augmentation de l'usure globale avec la présence de vibrations, quelle que soit la nature du matériau. La figure 5.16 montre l'évolution de l'usure en fonction de l'amplitude vibratoire  $A$  pour un couple de matériau bronze/acier. Dans tous les cas de figure, l'usure est plus importante que dans le cas non excité et est multipliée par 3 ou 4. Là, il y a une différence avec le modèle. Cependant, pour des amplitudes légèrement supérieures à l'amplitude de transition  $A_0 = 1 \mu\text{m}$ , l'usure diminue. Lorsque les amplitudes de vibration sont supérieures à  $3 \mu\text{m}$ , l'usure augmente à nouveau. La figure 5.17 représente l'évolution de l'usure pour un échantillon en laiton. Nous pouvons constater une allure similaire avec celle du bronze. L'usure pour une amplitude de  $3 \mu\text{m}$  est égale à l'usure en état non excitée. Le comportement et les performances dépendent donc du matériau utilisé.

D'après le modèle, l'énergie dissipée par le frottement est diminuée puisque les déplacements non élastiques sont réduits. L'usure par abrasion est effectivement réduite comme le montre la figure 5.18. Les profondes rayures présentes sur la

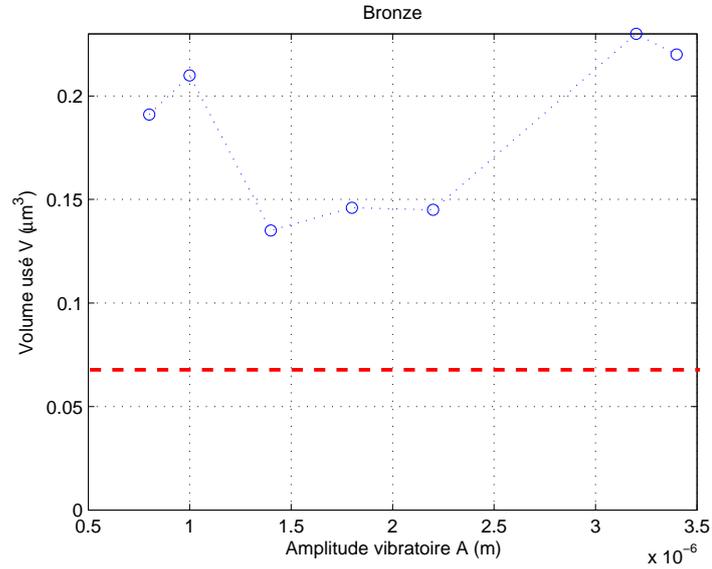


FIG. 5.16 – Evolution du volume usé  $V$  en fonction de l’amplitude vibratoire  $A$  pour un couple de matériaux acier/bronze.  $F_N = 5,8 \text{ N}$ ,  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$  et rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$ . La ligne en pointillés désigne le niveau d’usure hors vibration.

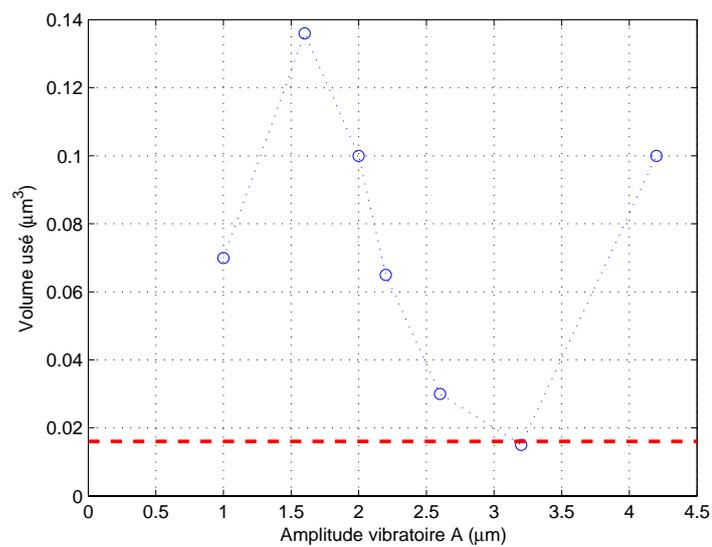


FIG. 5.17 – Evolution du volume de laiton arraché  $V$  en fonction de l’amplitude vibratoire  $A$ . La ligne en pointillés désigne le niveau d’usure hors vibration.

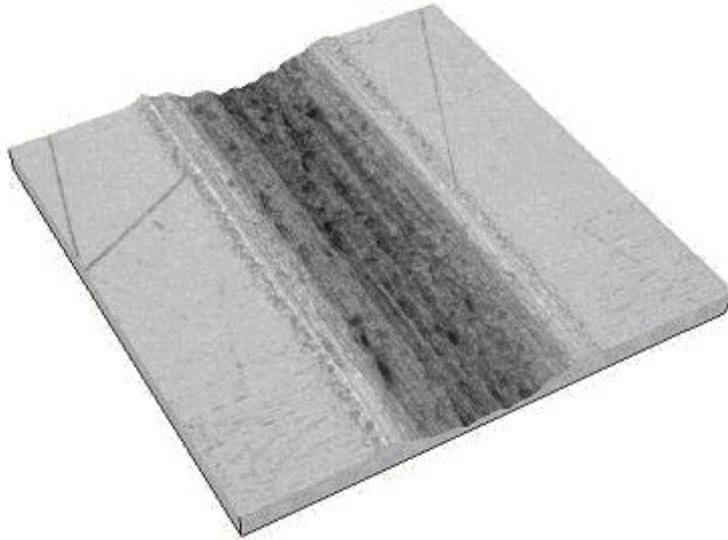


FIG. 5.18 – Topographie de surface 3D d'un échantillon de bronze frotté avec une vibration de  $3 \mu\text{m}$  à  $30 \text{ kHz}$ .  $F_N = 5 \text{ N}$ ,  $w = 30 \text{ tr.min}^{-1}$ , rayon de la trace  $R = 0,0165 \text{ m}$  et  $v = 0,05 \text{ m.s}^{-1}$ .

figure 5.5 ne sont plus majoritaires et laissent place à une succession de creux et de sommets. L'absence de vallées continues confirme la rupture du contact. Le mécanisme d'usure n'est donc plus seulement l'abrasion mais aussi l'adhésion et la fatigue (cf. figure 5.19). L'usure est beaucoup plus régulière et répartie sur la

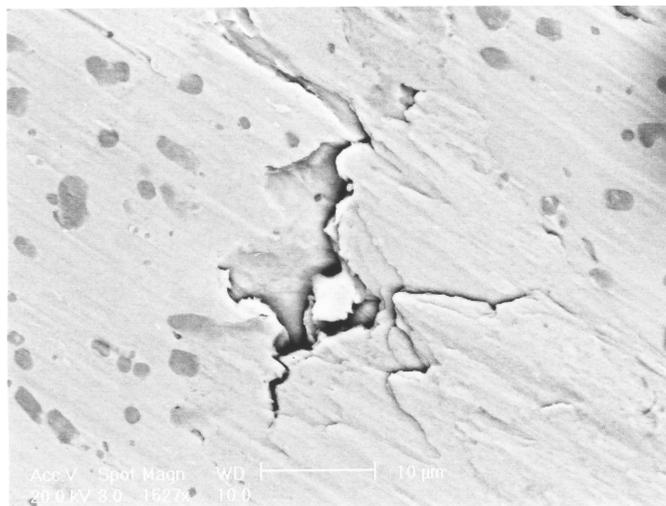


FIG. 5.19 – Photographie optique par microscope électronique à balayage (MEBE) d'une crique de fatigue. Cette usure par fissuration est typique d'un mécanisme de fatigue. Ce cliché a été réalisé au laboratoire CRoMEP de l'École des Mines-Carmaux.

largeur de la trace. Si nous comparons la figure 5.20 avec les relevés expérimentaux de Siegert et Ulmer [Sie01] (cf. figure 1.17), nous pouvons constater que les

résultats sont très similaires. Ils montrent la même topographie de surface en présence de vibration, beaucoup plus homogène que dans un cas non excité. Ce

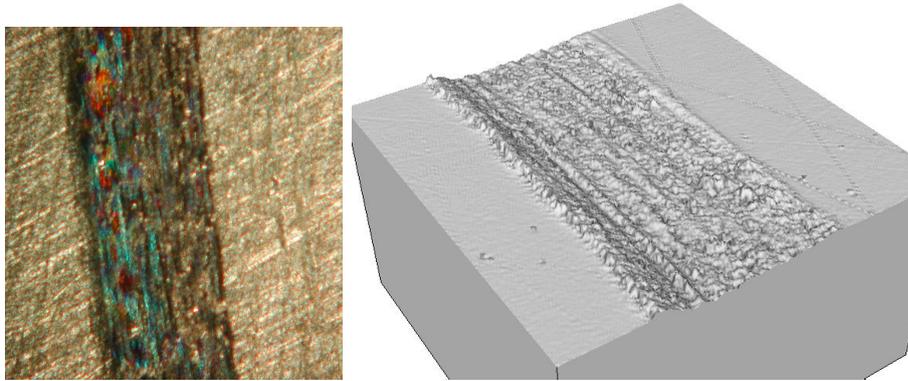


FIG. 5.20 – Photographie optique et par topographie laser de la surface d’un échantillon de laiton en présence de vibrations.

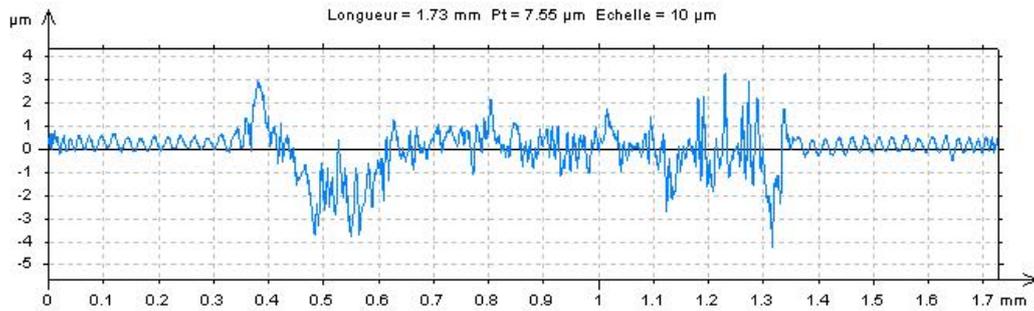
profil est particulièrement intéressant car il permet de piéger plus facilement des lubrifiants dans ces alvéoles et offre une répartition uniforme des contacts avec un solide glisseur. La lubrification active pourrait permettre d’entretenir une rugosité sur la chemise d’un moteur tout comme le fait le passage d’un tourteau pour striller l’intérieur d’une chemise neuve. L’usure de la bille est présentée sur la figure 5.21. Nous constatons que la trace d’usure est bien circulaire comme



FIG. 5.21 – Photographie optique de la trace d’usure sur la bille ayant frottée contre un échantillon de bronze.

supposé dans notre modélisation.

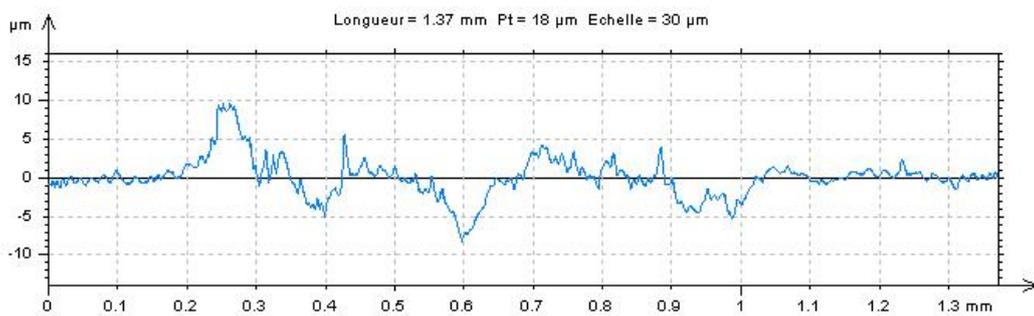
La figure 5.22 présente plusieurs profils de surface pour des échantillons en acier, en bronze et en alliage d’aluminium. Il apparaît un profil typique en "W" plus ou moins marqué selon la nature de l’échantillon, comme prévu par notre modélisation. Pour du bronze ou de l’alliage d’aluminium, cette forme se distingue



(a) Acier



(b) Bronze



(c) Aluminium

FIG. 5.22 – Profils de surface de plusieurs échantillons en conditions excitées.

bien. Pour de l'acier, plus dur que le bronze, l'usure est moins profonde mais présente bien une augmentation sur les extrémités du contact. En comparant avec la photographie de la bille (cf. figure 5.21), nous remarquons des traces de transfert de bronze sur la bille. Ces traces sont sous forme de deux bandes et disposées symétriquement et correspondent aux zones d'usure des profils. Ce transfert est lié à du labourage car la partie centrale du contact évolue en glissement mixte alors que les bords sont constamment en glissement total.

Nous pouvons constater qu'il existe trois zones d'usure :

- Lorsque  $A < 1 \mu m$ , il n'y a pas de décollement, le contact est permanent et est soumis à des surcharges normales. Cette configuration augmente l'usure par abrasion puisque l'effort normal moyen est augmenté (cf. chapitre 2).
- Pour des amplitudes comprises entre 1 et 3  $\mu m$ , l'usure est la plus faible. Dans cette zone, la réduction du coefficient de frottement est plus rapide alors que l'augmentation de l'effort dynamique moyen. Puisque l'effort de frottement est faible, l'usure par frottement est plus faible.
- Pour  $A > 3 \mu m$ , l'accroissement de l'effort dynamique moyen est plus important que la réduction du coefficient de frottement. Bien que l'usure abrasive soit réduite, les forces dynamiques provoquent une nouvelle usure par fatigue et par adhésion, qui devient alors prépondérante avec de grandes amplitudes vibratoires.

Durant les essais, l'augmentation de l'usure s'est traduite par une génération plus conséquente de débris au contact que pour des conditions non excitées. Au cours des différents essais, nous avons débarrassé le contact de ces particules pour rester dans les hypothèses de départ, à savoir un contact sec à deux corps. Toutefois ces particules peuvent jouer un rôle primordial dans le mécanisme de lubrification électroactive. Comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, dans des conditions non excitées les débris empêchent les deux solides de rentrer en contact et réduisent le frottement. Leur circulation au sein du contact provoque une usure par abrasion qui à son tour génère des débris. Ces débris peuvent se loger dans l'une des surfaces et forment des macro-aspérités. La figure 5.23 représente la surface d'un échantillon d'alliage d'aluminium soumis à des vibrations qui n'a pas été débarrassé de ses débris. Ceux-ci sont venus se recoller à la surface grâce aux vibrations normales et au fort pouvoir d'adhésion de l'aluminium. Ces amas possèdent une plus grande élasticité tangentielle, ce qui renforce le pouvoir de la lubrification électroactive. En présence de vibrations, ces débris sont enfoncés dans les surfaces. L'usure en termes de volume éjecté du contact est faible comparé à l'usure en termes de dégradation de surface qui, a contrario, augmente. Si la fréquence des vibrations et/ou que la taille du contact est suffisamment grande pour qu'entre deux contacts successifs les débris ne soient pas éjectés du contact, l'usure en termes de pertes de matière peut être réduite et la réduction des forces de frottement augmentée. Une étude sur l'influence du troisième corps en condition

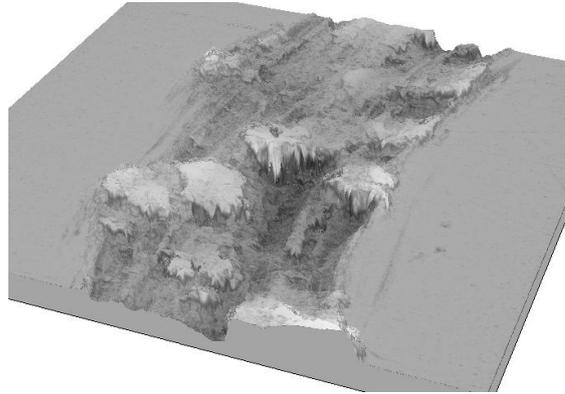


FIG. 5.23 – Surface d'un échantillon d'aluminium en présence de vibrations.

de lubrification active devra être envisagée.

Les conditions les plus favorables en termes d'usure sont donc identiques à celles qui favorisent la réduction des forces de frottement. Il existe une fenêtre en amplitude placée juste après l'amplitude de transition  $A_0$  sur laquelle l'usure est minimisée.

#### 5.3.1.4 Bilan énergétique

Nous avons mesuré la puissance absorbée par l'actionneur en fonction de l'amplitude vibratoire qu'il délivre. Son évolution est donnée sur la figure 5.24. La puissance varie au carré de l'amplitude vibratoire. D'après la modélisation de

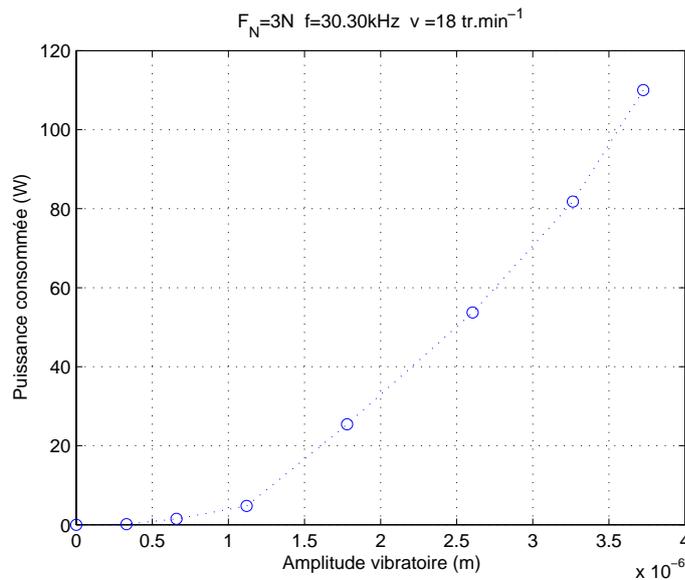


FIG. 5.24 – Evolution de la puissance active absorbée par l'actionneur en fonction de l'amplitude vibratoire.

Mason (cf. chapitre 4), la vitesse de déformation correspond au courant dans la

branche motionnelle et avec  $R_m$  la résistance mécano-électrique équivalente de la branche motionnelle, la puissance mécanique dissipée s'écrit  $P = R_m \cdot \dot{U}^2$ . Nous pouvons estimer la valeur de cette résistance  $R_m = \frac{P}{A \cdot \omega} \approx 158 \Omega$ . A la résonance mécanique, la branche motionnelle  $R_m + L_m + C_m$  est équivalente à  $R_m$  uniquement. La capacité bloquée  $C_0$  de la céramique vaut  $1,5 \text{ nF}$ . Nous avons donc mis en série avec la céramique une inductance en ferrite de valeur  $L_m = 20 \text{ mH}$ , de sorte que la fréquence de résonance de l'ensemble  $L_s + C_0$  corresponde à la fréquence de résonance mécanique. L'évolution temporelle de la vitesse vibratoire, de la tension d'alimentation et du courant dans l'actionneur est donnée sur la figure 5.25. L'actionneur muni de son inductance d'accord est bien équivalente à une

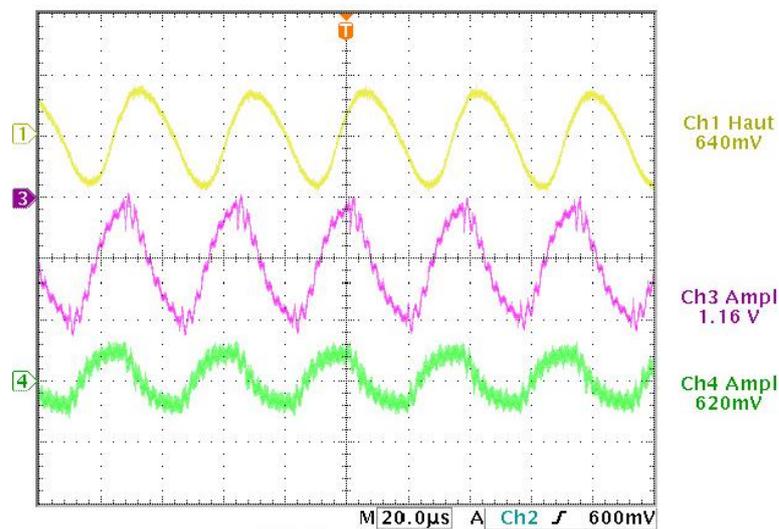


FIG. 5.25 – Evolution temporelle de la vitesse vibratoire, de la tension et du courant d'alimentation de l'actionneur. *Vitesse vibratoire Ch1:  $125 \text{ mm.s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ , Tension d'alimentation Ch3:  $5 \text{ V/V}$ , Courant d'alimentation Ch4:  $5 \text{ A/V}$ . Amplitude vibratoire correspondante  $A = 2,2 \mu\text{m}$ , la fréquence  $f = 27,25 \text{ kHz}$  et la puissance absorbée  $P = 28 \text{ W}$ .*

résistance pure. Le facteur de puissance est proche de l'unité, ce qui minimise le courant dans l'actionneur et par conséquent les pertes. Le fonctionnement à la résonance mécanique est donc bien le point de fonctionnement le plus avantageux tant en termes d'actionneur qu'en termes d'alimentation.

Pour une amplitude vibratoire  $A$  de  $2,75 \mu\text{m}$ , avec une vitesse de glissement  $v$  de  $0,03 \text{ m.s}^{-1}$  et pour un chargement normal statique  $F_N$  de  $15 \text{ N}$  sur un couple de matériau acier/acier, le coefficient de frottement apparent  $\mu$  est de  $0,09$  ( $0,5$  si  $A = 0$ ). La puissance par frottement économisée vaut donc  $P_m = \mu \cdot F_N \cdot v = 0,04 \text{ W}$ . Comparée à la puissance électrique injectée  $60 \text{ W}$ , l'économie réalisée est dérisoire. La lubrification électroactive n'est donc pas rentable énergétiquement dans ces conditions particulières de contact (géométrie bille/plan, raideur). D'autres études sur des contacts plus raides, devront être menées pour vérifier nos essais. Ceci n'est pas surprenant si nous rappelons un principe de base de la mécanique : naturellement un contact tend vers une configuration qui minimise l'énergie. Un contact

non excité représente ce minimum. Cette énergie supplémentaire est à l'origine de l'augmentation de l'usure que nous constatons comme annoncé dans le chapitre 3.

### 5.3.1.5 Impact des vibrations sur la stabilité mécanique

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, la présence de vibrations permet de réduire le stick-slip sous forts chargements normaux [Bur01]. Un relevé

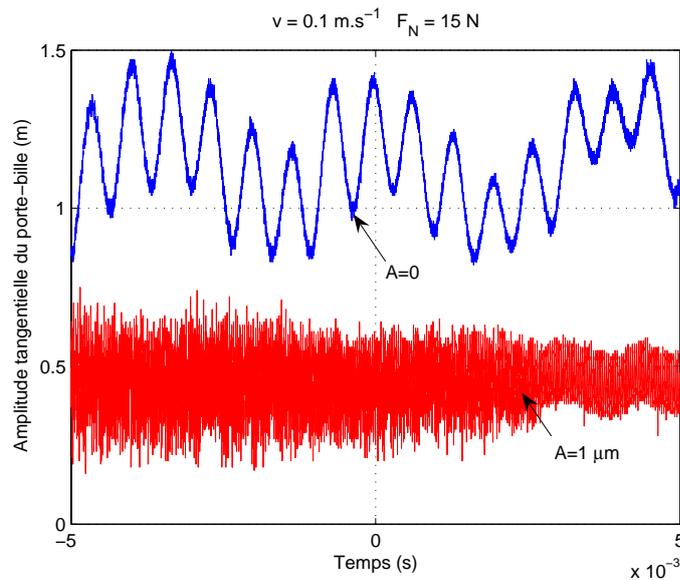


FIG. 5.26 – Evolution de l'amplitude de déplacement tangentiel du porte-bille en présence de vibration et hors vibrations.

temporel de la vibration tangentielle du porte-bille est donné sur la figure 5.26. Nous pouvons constater que sans vibration normale, le porte-bille oscille autour de deux fréquences :  $2 \text{ kHz}$  et  $300 \text{ Hz}$ . Le stick-slip est issu de vibrations libres du solide glisseur. La présence d'une raideur de contact (matérielle ou structurelle) associée à la masse du corps en mouvement favorise la présence d'une vibration tangentielle du solide glisseur. Celle-ci est composée d'une période de contact statique (stick) et d'une phase de glissement (slip). A la résonance mécanique, cette vibration s'amplifie et s'entretient. Seulement, les fréquences de résonance du stick-slip appartiennent au spectre fréquentiel audible<sup>3</sup>. Les vibrations ainsi engendrées peuvent aussi perturber le système tout entier. La surimposition de vibrations au sein du contact permet d'en forcer la dynamique. En effet, comme la vibration imposée est ultrasonique, elle est supérieure à la fréquence propre du stick-slip. Les instants de glissement sont donc forcés, soit par la rupture du contact, soit par le relâchement des contraintes qui force le glissement. La vibration mécanique plus lente, ne peut alors s'installer. Les vibrations du porte-bille sont donc de mêmes fréquences que la vibration normale imposée. Le caractère passe bas des structures mécaniques de dimensions centimétriques assure un filtrage de ces mouvements et

<sup>3</sup>Le stick-slip est à l'origine du crissement des pneus en freinage appuyé, du crissement de la craie ou des ongles sur l'ardoise, du sifflement des disques de freins,...

par conséquent une meilleure stabilité dans le mouvement. Le stick-slip n'est pas supprimé mais il a lieu à plus haute fréquence et à une amplitude plus faible.

### 5.3.1.6 Conclusion

La construction d'un tribomètre vibrant, nous a permis de confronter notre modélisation et nos hypothèses aux relevés expérimentaux. D'après nos résultats, nous pouvons dégager plusieurs points :

- **La réduction des forces de frottement est effective.** Nous avons vérifié que lorsque des vibrations mécaniques normales au contact permettent de diminuer de façon significative le frottement de deux solides en contact sec à deux corps. Cette réduction atteint plus de 80 % pour de l'acier. De plus, nous vérifions l'existence d'une amplitude minimale  $A_0$ , nécessaire pour activer la lubrification active i.e.  $\mathbf{A} > \mathbf{A}_0$ . L'estimation de cette amplitude par notre modèle est satisfaisante.
- **L'augmentation des forces de frottement est possible.** Nous vérifions que pour des amplitudes légèrement inférieures à  $\mathbf{A} < \mathbf{A}_0$ , il est possible d'augmenter les forces de frottement. Cette augmentation reste toutefois modeste et atteint 25 % pour de l'acier et 20 % pour du bronze. Nous constatons bien que cette augmentation n'est visible que pour des contacts faiblement chargés vis-à-vis des forces dynamiques générées.
- La lubrification électroactive consomme de la puissance active. Le rendement global énergétique du système laisse apparaître un rendement très faible. Cette technique ne permet pas de minimiser l'énergie globale. Elle permet de **contrôler les forces de frottement**. Les gains sont donc d'ordre fonctionnel.
- La lubrification électroactive augmente l'usure. Nous constatons une augmentation de l'usure lorsque les vibrations sont introduites dans le contact. Cependant, le mécanisme d'usure principal est l'adhésion couplé à de la fatigue et non plus l'abrasion comme dans le cas non excité. **Les états de surfaces résultants sont plus homogènes.** La lubrification active se distingue par un **profil d'usure en "W"**, synonyme d'un contact en régime de glissement partiel. Cependant pour des cas bien précis (ici du laiton et pour  $A = 3 \mu m$ ), il est possible de se rapprocher de taux d'usure en régime non excité.
- **La lubrification électroactive réduit significativement le stick-slip.** La rupture régulière du contact force la dynamique tangentielle du solide glisseur. Les fréquences des oscillations sont à la même fréquence que les ondes mécaniques. Ces ondes ultrasoniques sont mieux filtrées par le système mécanique et donc les amplitudes de déplacement sont atténuées. La lubrification électroactive stabilise le contact.

Nous montrons qu'il existe une zone de paramètres  $A$  et  $f$  optimums pour laquelle le frottement est minimum aussi bien pour les forces de frottement que pour l'usure.

- L'amplitude vibratoire  $A$  doit être choisie dans une fenêtre bornée inférieurement par  $A_0$ , l'amplitude de transition. La borne supérieure est plus délicate à déterminer. En effet, si l'amplitude vibratoire choisie est très grande, de sorte que les efforts dynamiques deviennent prépondérants dans le contact, l'usure et les forces de frottement augmentent. La largeur de cette fenêtre dépend des propriétés mécaniques des matériaux mais aussi de la géométrie du contact. L'amplitude est donc limitée plus par le contact que par les performances de l'actionneur.
- La fréquence vibratoire  $f$  doit être choisie largement supérieure à une fréquence limite  $f_0$  (cf. chapitre 3) qui assure le passage du contact en glissement partiel pour une vitesse donnée. Plus la fréquence est élevée, plus la réduction du frottement est forte. La limite haute est fixée par la technologie de l'actionneur. D'après le chapitre 4, la génération de vibrations hautes fréquences n'est pas sans poser de problèmes de pertes dans les céramiques piézoélectriques et dans les convertisseurs associés. La fréquence choisie doit aussi être compatible avec la vitesse de glissement critique  $v_0$  car si cette condition n'est pas vérifiée la lubrification active est impossible.

La relative fragilité des céramiques implique de prendre de bonnes précautions afin de les isoler des contraintes ambiantes (vibrations, température,...), notamment dans l'objectif de dispositifs embarqués comme un moteur de formule 1.

### 5.3.1.7 Vers un choix de matériaux différents

Le choix du couple de matériau est un paramètre crucial dans le dimensionnement d'un contact frottant. Dans une approche classique d'un contact frottant en permanence, les propriétés physiques sont choisies de façon à limiter principalement l'abrasion à deux ou à trois corps comme présenté au chapitre 2. Dans le cadre de la lubrification électroactive, ce choix est à repenser. Dans des conditions adaptées (fréquences vibratoires élevées), le contact est soumis à du fretting et les mécanismes d'usure sont différents, l'adhésion et la fatigue deviennent prépondérants.

Au niveau du choix des matériaux des surfaces de frottement, il convient de choisir [AYE] :

- Des couples de **matériaux à faible énergie d'adhésion** *i.e.* présentant une grande incompatibilité métallurgique qui limite les microsoudures entre aspérités. Les matériaux de frottement font l'objet de traitement de surface à base de dépôt de chrome, de molybdène ou de phosphore.

- Des **matériaux durcis en surface** par une trempe superficielle, une cémentation, une nitruration... Par exemple, le Nikasil<sup>4</sup> est utilisé dans l'automobile et consiste à déposer par voie électrolytique ou par projection par plasma, une couche de chrome, de nickel et de carbure de silicium. D'autres solutions plus récentes utilisent des dépôts de céramiques (carbure de titane TiC, nitrure de titane TiN, oxydes de chrome).
- Des **traitements de surfaces autolubrifiants**. Ce sont des traitements à base de phosphore, de soufre, d'oxydes de fer ou des revêtements de métaux mous déposés par voie chimique ou électrolytique en faible épaisseur (quelques dizaines de micromètres) sur l'une des surfaces frottantes, généralement la plus tendre. Les revêtements autolubrifiants<sup>5</sup> sont constitués à base de graphite ou à partir de dépôts très minces de quelques micromètres de plomb ou d'étain. L'emploi de lubrifiants solides tels que le graphite, le bisulfure de molybdène  $MoS_2$ , le polytétrafluoroéthylène PTFE sont actuellement largement employés.

L'amélioration des performances requière donc de jouer avec plusieurs facteurs multiphysiques. De futures études devront être menées de front pour améliorer à la fois la dynamique de la lubrification active et le choix de matériaux adaptés.

### 5.3.2 Essais de validation sur structures à onde stationnaire

L'objectif principal de cette étude a consisté à vérifier la pertinence de la lubrification électroactive pour un contact piston/chemise. Nous avons aussi travaillé sur des structures de moteurs piézoélectriques car devant les difficultés de mise en œuvre d'un système bielle manivelle, nous avons pu au travers de ces structures plus petites et mieux maîtrisées, vérifier des phénomènes propres à la lubrification électroactive. Ces effets, difficiles à mettre en évidence sur le tribomètre alternatif piston/chemise, apparaissent ici clairement comme par exemple la commandabilité du phénomène et sa réponse mécanique.

Parmi les différentes structures de moteurs piézoélectriques, nous nous sommes intéressés en particulier au contrôle du couple de freinage de moteurs à ondes progressives. Le débrayage des moteurs quasi statiques est en théorie réalisable mais en raison des fréquences d'utilisation relativement basses (quelques centaines de hertz tout au plus), la capacité de débrayage n'est possible que pour des vitesses de déplacement très faibles. Les moteurs à ondes progressives fonctionnent à des fréquences ultrasonores de plusieurs dizaines de kilohertz. Cela nous permet de maintenir un débrayage significatif pour des vitesses de rotation utilisables ( $\sim 100 \text{ tr.min}^{-1}$ ). Parmi les structures présentes, nous avons testé des moteurs

---

<sup>4</sup>Procédé exploité par Mahle.

<sup>5</sup>Particulièrement adapté aux jupes de piston.

à rotation de mode fabriqués au sein du laboratoire LEEI. Ces moteurs de conception simple permettent de concevoir des dispositifs d'encombrement très réduit. Ensuite afin d'élargir notre principe de débrayage à des structures déjà existantes, nous avons choisi de valider le principe de lubrification active à un moteur annulaire de type Shinsei.

### 5.3.2.1 Les moteurs à rotation de mode

Les moteurs à rotation de mode font l'objet d'un certain savoir faire au sein du groupe *GREM*<sup>3</sup> du LEEI. De nombreuses réalisations ont mis en œuvre ce type de moteur dans leurs fonctions motrices comme des prothèses de main ou des micromoteurs. Le principe de ce moteur et sa géométrie simple en font un candidat adapté au débrayage.

Ce moteur est constitué d'un rotor massif en alliage d'aluminium, libre de pivoter autour de son axe. Le stator est constitué de deux contremasses qui compriment un assemblage de céramiques piézoélectriques *PC5H* montées tête-bêche grâce à une vis de précontrainte centrale (cf. figure 5.27). Ces céramiques sont pour moitié

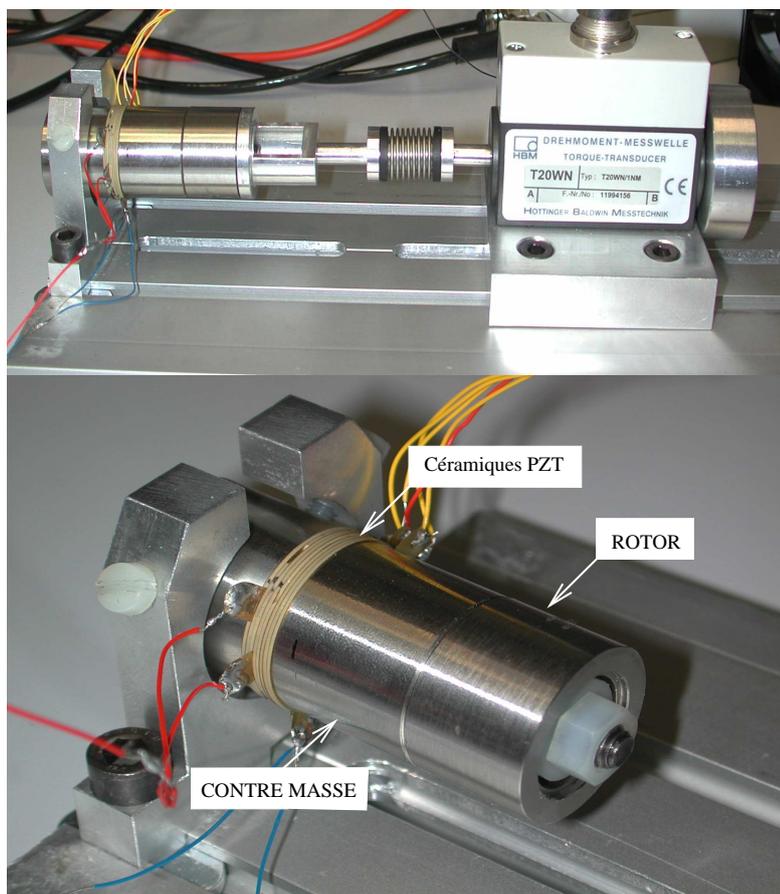
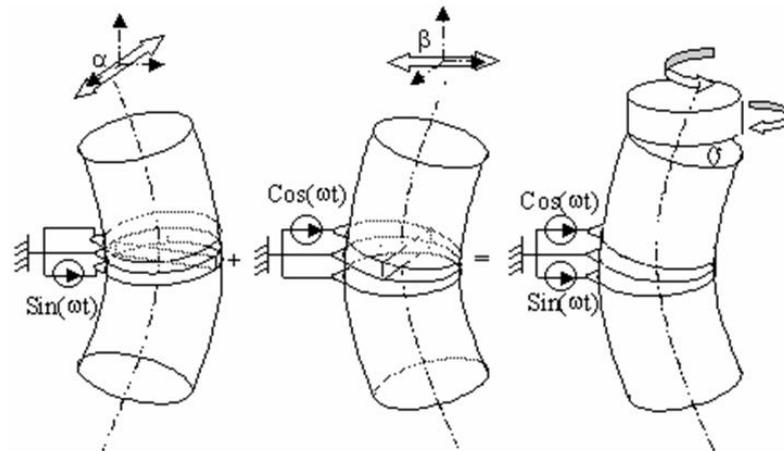


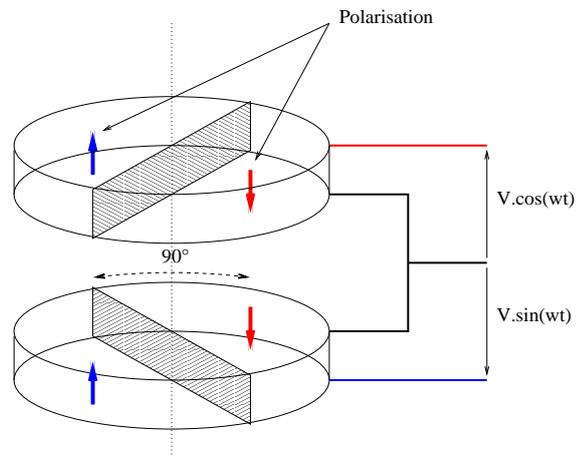
FIG. 5.27 – Photographie du moteur à rotation de mode.

pivotées de  $90^\circ$  par rapport aux autres. Son fonctionnement repose sur la flexion

d'une poutre comme illustré sur la figure 5.28. La flexion de la poutre produit



(a) Principe de la conversion mécano-mécanique [Bud04]



(b) Disposition des céramiques

FIG. 5.28 – Principe de fonctionnement d'un moteur à rotation de mode.

une inclinaison en bout  $\psi_0$ . Deux modes de flexion décalés de  $90^\circ$  mécaniques<sup>6</sup> sont excités par des tensions déphasées électriquement de  $90^\circ$ . La combinaison des deux mouvements produit une onde progressive sur la périphérie du stator. Le rotor est alors entraîné en rotation par le frottement via un unique point de contact.

### 5.3.2.1.1 Géométrie de contact

<sup>6</sup>Un mode  $\alpha$  et un mode  $\beta$ .

Le mouvement du point matériel correspondant au contact  $x_{(r,\theta,z)}$  peut s'exprimer en coordonnées cylindriques comme [Bud04] :

$$\begin{cases} U_r = U_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \\ U_\theta = R \cdot \psi_0 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\omega \cdot t) \end{cases} \quad (5.1)$$

Avec  $R$  le rayon du stator et  $\psi_0$  l'angle d'inclinaison en bout du stator (cf. figure 5.29). L'onde stationnaire produite présente alors une courbure circonférentielle

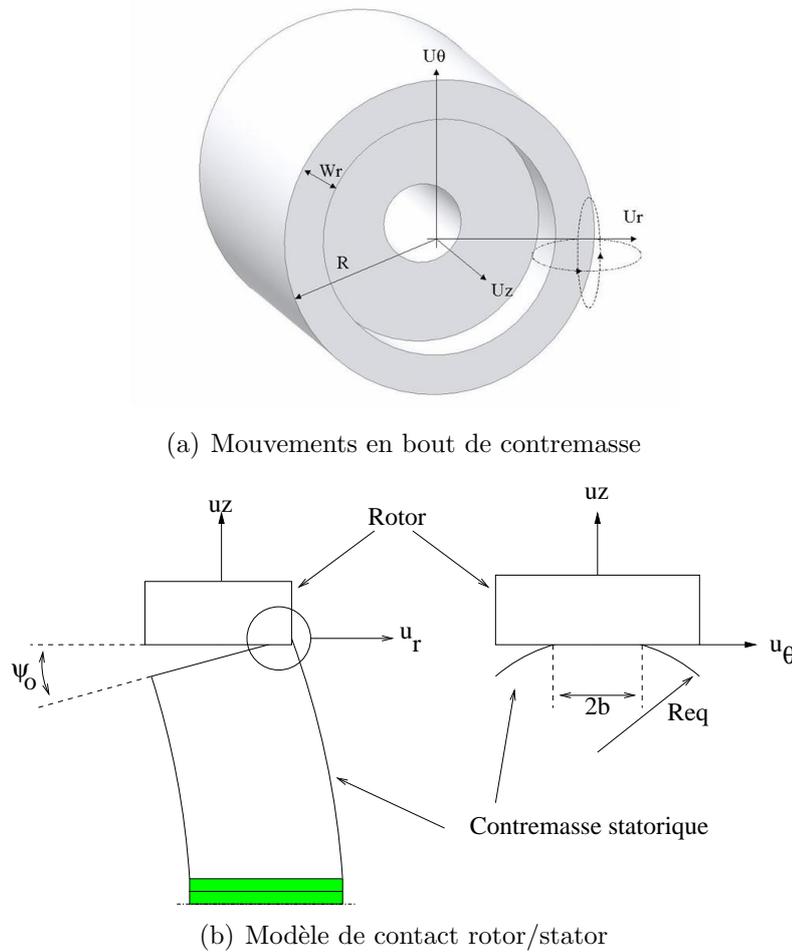


FIG. 5.29 – Déformations en bout de contremasse.

$R_{eq}$  :

$$R_{eq} = \frac{R}{\psi_0} \quad (5.2)$$

La géométrie du stator est alors considérée comme équivalente à un contact idéalisé de type cylindre/plan.

D'après la théorie de Hertz et en considérant un fonctionnement en régime élastique, la demi-largeur du contact  $b$  s'exprime comme [Joh85] :

$$b = 2 \cdot \sqrt{\frac{L \cdot R_{eq}}{\pi \cdot E^*}} \quad (5.3)$$

Avec  $E^*$  le module élastique équivalent du contact et  $L$  la longueur du contact correspondant à la bande de contact  $wr$ .

### 5.3.2.1.2 Débrayage ultrasonique du moteur à rotation de mode

Pour débrayer le moteur à rotation de mode, nous allons l'exciter en onde stationnaire. Pour cela nous alimentons ces deux phases par la même tension. Ainsi la composition des deux modes de flexion donne une flexion plane dans le plan milieu (celui par lequel passe la bissectrice). Nous avons gardé une structure diphasée alimentée en monophasé pour montrer que par la commande, le moteur peut devenir frein. Une structure dédiée permettrait d'accroître les performances à niveau de tension égale.

Pour pouvoir comparer le fonctionnement du moteur à rotation de mode à notre modèle, nous devons prendre en compte 2 contacts intermittents et non pas un ! En effet, la flexion du stator entraîne alternativement deux points de contact diamétralement opposés sur le stator. Le rotor voit donc un contact au double de la fréquence de résonance du stator, soit environ  $55 \text{ kHz}$ . Nous aborderons ce détail plus en profondeur dans les perspectives car il représente une solution simple aux contraintes technologiques des céramiques PZT. La figure 5.30 représente l'évolution théorique du coefficient de frottement de l'interface rotor/stator pour une vitesse de déplacement de  $5 \text{ mm.s}^{-1}$ . La réduction atteint 80 % pour une ampli-

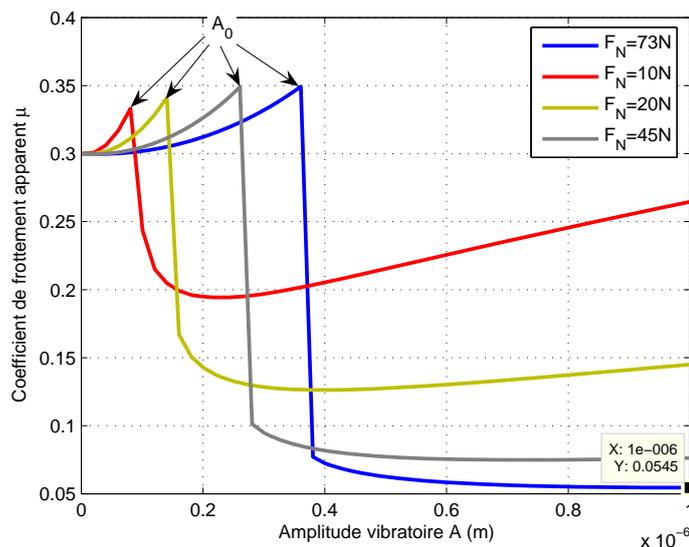


FIG. 5.30 – Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différents chargements normaux  $F_N$ .  $f = 55, 2 \text{ kHz}$ .

tude de  $1 \mu\text{m}$ . La figure 5.31 représente l'évolution du coefficient de frottement selon la vitesse de glissement du rotor. Comme la fréquence d'excitation est fixée par la structure résonante du transducteur, il existe une vitesse limite au delà de

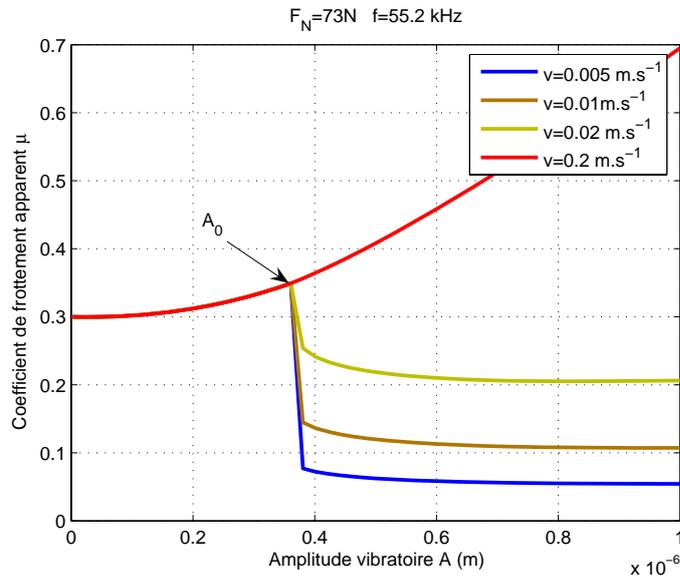


FIG. 5.31 – Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l’amplitude vibratoire et pour différentes vitesses de glissement  $v$ .  $f = 55,2 \text{ kHz}$  et  $F_N = 73 \text{ N}$ .

laquelle le moteur ne peut plus lubrifier. Cette vitesse critique  $v_0$  est aux environs de  $0,03 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui correspond pour notre moteur à  $23 \text{ tr.min}^{-1}$ .

### 5.3.2.1.3 Résultats expérimentaux

Pour tester les performances de la structure, nous entraînons en rotation le rotor par un moteur extérieur. La mesure du couple et de la vitesse est réalisée par l’intermédiaire d’un couplemètre à arbre de torsion T20Wn distribué par HBM (cf. figure 5.27). La réalisation d’une onde de déformation stationnaire au niveau du rotor est obtenue en alimentant les deux phases du moteur à rotation de mode par la même tension. Ainsi le stator est animé d’un mouvement de torsion plan. La tension  $V$  appliquée aux bornes des céramiques est  $V = V_p \cdot \cos(\omega t)$ . Les moteurs à ondes progressives sont utilisés autour de leurs fréquences de résonance mécanique afin d’exploiter des déformées maximales. Ici, notre structure sera utilisée uniquement à la fréquence de résonance correspondant au premier mode de flexion ( $f_0 \approx 27,6 \text{ kHz}$ ). Les caractéristiques principales du moteur testé sont données sur le tableau 5.1.

Alimenté à la fréquence de résonance et sous  $V_p = 100 \text{ V}$ , le stator présente une amplitude de déformation de  $1,5 \mu\text{m}$  (mesurée par vibrométrie laser). L’ensemble rotor/stator est précontraint par un ressort. La mesure de sa déflexion permet d’estimer la charge statique  $F_0$  à  $73 \text{ N}$ . Le rayon du cylindre définissant le contact est  $R_{eq} = 40 \text{ m}$ .

## Couple de maintien

Caractéristique	Valeur
Rayon du moteur et des contremasses ( $m$ )	0,125
Longueur des contremasses ( $m$ )	0,03
Type de céramiques PZT	PC4 en anneau
Dimensions des céramiques $R_{ext} \times R_{int} \times e$ ( $m \times m \times m$ )	$0,125 \times 0,004 \times 0,0005$
Nombre total de céramiques actives	8
Matériau des contremasses	Acier inoxydable $E = 210 \text{ GPa}$ et $\nu = 0,29$
Matériau du rotor	Acier inoxydable $E = 210 \text{ GPa}$ et $\nu = 0,29$
Coefficient de frottement dynamique rotor/stator	$\mu = 0,3$
Fréquence de résonance ( $Hz$ )	$27,6 \times 10^3$
Bande de roulement $wr$ ( $m$ )	0,0017
Rayon moyen de la bande de roulement $R_{wr}$ ( $m$ )	0,011

TAB. 5.1 – Caractéristiques techniques du moteur à rotation de mode.

Le débrayage est caractérisé par le couple de maintien (couple pour une vitesse de rotation du rotor nulle) et le couple de freinage (couple pour une vitesse de rotation non nulle). Ce couple de blocage correspond à du frottement statique entre le stator et le rotor. En considérant une charge normale de  $73 \text{ N}$  et un coefficient de frottement statique  $\mu_s = 0,3$  pour un couple de matériaux en alliage d'aluminium, le couple de maintien vaut  $0,273 \text{ N.m}$ . En pratique celui-ci vaut  $0,28 \text{ N.m}$ . Sur la figure 5.32, nous pouvons observer l'évolution du couple de maintien offert par le moteur en fonction de l'amplitude crête de la tension d'alimentation  $V_p$ . Les résultats montrent que le couple de blocage diminue proportionnellement avec l'augmentation de l'amplitude  $V_p$  et donc avec l'amplitude vibratoire. Un seuil est présent pour une tension de  $30 \text{ V}$  environ ce qui correspond à une amplitude vibratoire de  $0,45 \mu\text{m}$ . L'allure des courbes est bien en accord avec notre modèle. Tant que l'amplitude est inférieure à une amplitude de transition  $A_0$ , la réduction n'existe pas. Au delà, la décroissance est rapide et de forme logarithmique. La profondeur d'indentation calculée est de  $0,37 \mu\text{m}$  (cf. figure 5.30), valeur proche de l'amplitude de transition  $A_0$  expérimentale. Un élément troublant a priori apparaît sur la figure 5.32 : pour de faibles charges ( $10 \text{ N}$ ) la réduction des frottements est plus faible que pour des charges plus élevées ( $73 \text{ N}$ ). Ceci est dû au fait que se sont les forces dynamiques qui masquent les effets des faibles chargements. Nous sommes alors dans le cas décrit dans le modèle, où précisément l'amplitude vibratoire est trop importante et surcharge le contact. La réduction du frottement due au glissement partiel est compensée par l'augmentation de l'effort normal moyen.

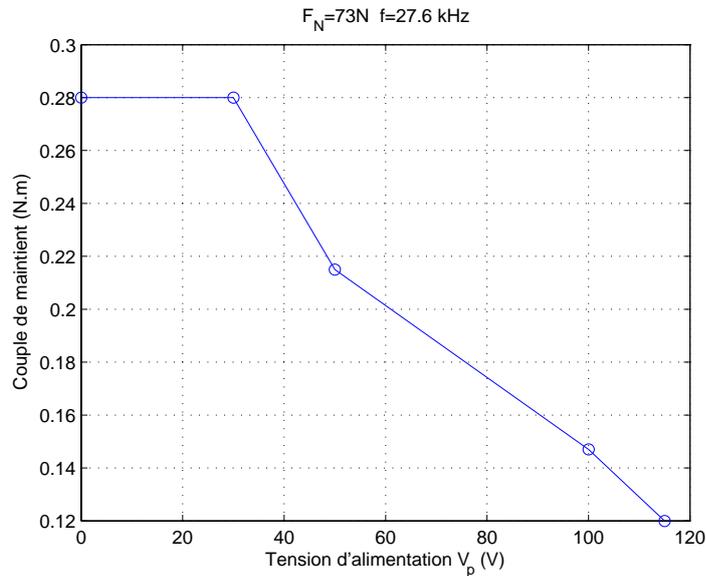


FIG. 5.32 – Evolution du couple de maintien d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation.  $f = 27,6 \text{ kHz}$  et  $F_N = 73 \text{ N}$ .

Un relevé temporel du couple de maintien est présenté sur la figure 5.33 pour une tension d'alimentation de  $100 \text{ V}$ . Nous pouvons observer une transition rapide, adoucie par la raideur introduite par l'accouplement entre les arbres moteur et du couplemètre.

Les résultats expérimentaux montrent que la transition s'opère dès l'excitation par l'onde stationnaire et la réduction du couple de blocage atteint les 60 % en pratique (80 % en théorie). L'intérêt final n'est évidemment pas de réduire le couple de blocage mais de pouvoir le commander électriquement.

### Couple de freinage

Nous avons mesuré le couple de freinage pour différents efforts de chargement et pour différentes vitesses. Les figures 5.34, 5.35 et 5.36 représentent son évolution. Pour un effort normal  $73 \text{ N}$ , le couple non excité est de  $0,28 \text{ N.m}$  ce qui correspond bien à un coefficient de frottement de 0,3. A partir d'une tension d'excitation entre 40 et 60  $\text{V}$  qui correspond à une amplitude de  $0,7 \mu\text{m}$  environ, la décroissance apparaît et le couple de freinage diminue jusqu'à atteindre  $0,05 \text{ N.m}$  pour des faibles vitesses ( $\sim 20 \text{ tr.min}^{-1}$ ). Nous pouvons noter que le comportement général concorde avec notre modèle et que l'amplitude de transition  $A_0$  est bien estimée. Le débrayage est important et avoisine jusqu'à 80 % pour des amplitudes de  $1,5 \mu\text{m}$ . Nous pouvons constater que le couple de freinage est bien estimé car pour une amplitude de  $1 \mu\text{m}$  le modèle prévoit un couple de  $0,02 \text{ N.m}$  pour un effort de  $73 \text{ N}$  et une vitesse de  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$  et la pratique donne un couple de  $0,02 \text{ N.m}$ .

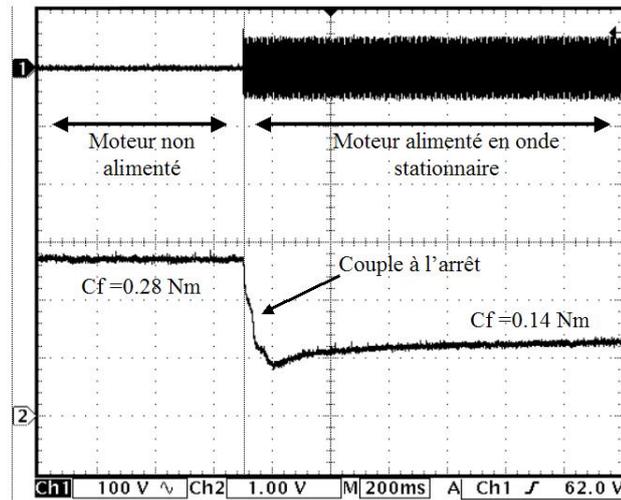


FIG. 5.33 – Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normaux.  $f = 26,6 \text{ kHz}$  et  $F_N = 73 \text{ N}$ .

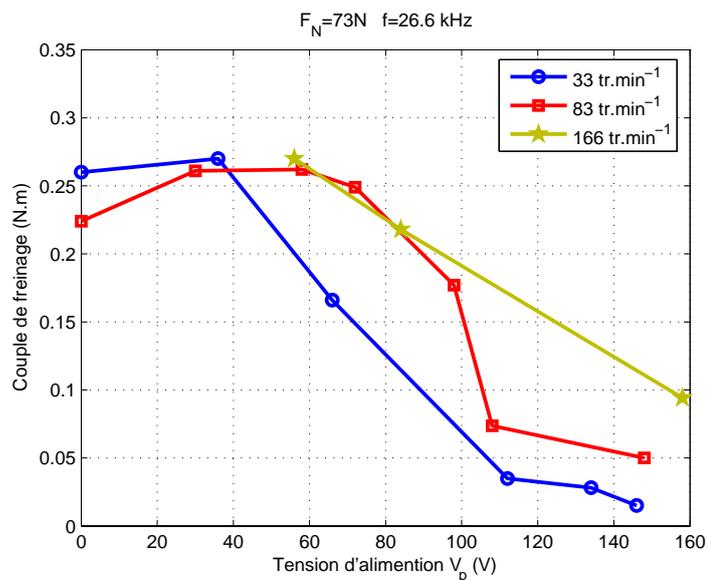


FIG. 5.34 – Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement.  $f = 26,6 \text{ kHz}$  et  $F_N = 73 \text{ N}$ .

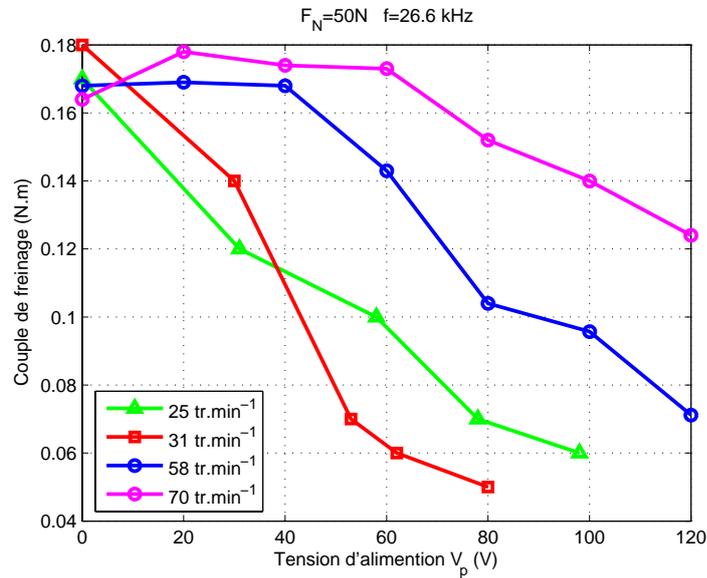


FIG. 5.35 – Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement  $v$   $f = 26,6\text{ kHz}$  et  $F_N = 50\text{ N}$ .

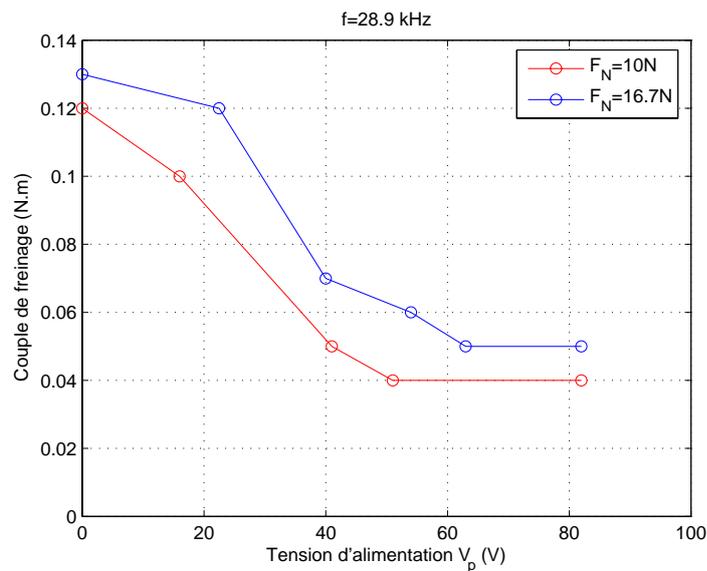


FIG. 5.36 – Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normaux.  $f = 26,6\text{ kHz}$ .

Les essais pour des chargements normaux  $F_N$  différents montrent que le couple de frottement en conditions excitées peut être réduit de façon significative et la performance n'en est pas beaucoup affectée. La caractéristique couple/tension reste identique à un facteur multiplicatif près comme illustré sur la figure 5.36. L'amplitude de transition n'est que peu influencée par la charge normale dans la gamme étudiée  $0 \sim 70 N$ .

La vitesse de glissement est aussi un paramètre d'observation. Pour des vitesses faibles ( $20 \text{ tr.min}^{-1}$ ), nous obtenons les meilleurs débrayages. Au fur et à mesure que la vitesse de glissement augmente, le couple minimum augmente aussi. Cette dépendance en vitesse est illustrée sur la figure 5.37. Nous constatons une évolution

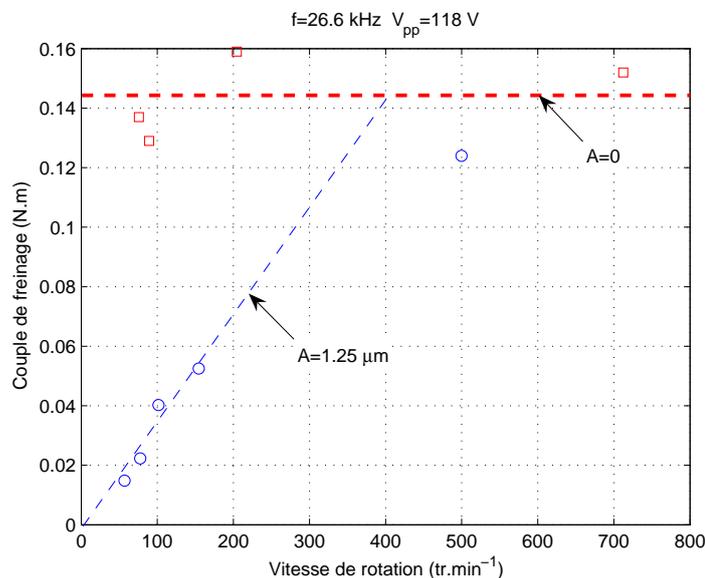


FIG. 5.37 – Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la vitesse de rotation. Amplitude vibratoire  $A = 1,25 \mu\text{m}$  et  $f = 26,6 \text{ kHz}$  et  $F_N = 10_N$ .

linéaire du couple de freinage avec la vitesse de rotation. Ce comportement est aussi prédit par notre modèle. Au delà d'une certaine vitesse et à fréquence fixée, la lubrification active n'est plus possible. Expérimentalement, cette vitesse limite est environ de  $400 \text{ tr.min}^{-1}$ . Notre modèle prévoit une vitesse limite de  $0,03 \text{ m.s}^{-1}$  soit  $23 \text{ tr.min}$ . Notre modèle s'avère pessimiste ! La lubrification active s'étend sur une gamme de vitesse beaucoup plus étendue. Cette erreur peut venir d'une fausse estimation de la raideur tangentielle et de l'amplitude vibratoire réelle vue par le contact. L'amplitude vibratoire prise en compte dans notre modèle est basée sur un contact de type semi-infini alors que le rotor d'un moteur piézoélectrique a un degré de liberté possible lorsqu'il est impacté par le stator. La présence de débris dans le contact pourrait en être la source. En effet, les morceaux arrachés par fatigue, vont sous l'effet de la vibration normale, s'enchâsser dans la matière, formant ainsi des macro-aspérités. Or ces "bosses" présentent une raideur tangentielle beaucoup plus faible que la matière elle-même.

Ainsi la génération de débris favorise la lubrification active et accroît la fenêtre de vitesse. Lors des essais nous avons constaté une génération de particules noirâtres en conditions excitées. Nous notons que les débris n'affectent pas l'amplitude de transition  $A_0$  comme le prévoit notre modèle et que vérifie l'expérimentation.

#### 5.3.2.1.4 Conclusion

L'utilisation d'une structure de moteur à rotation de mode se prête bien à un fonctionnement en frein. Nous pouvons observer de très bonnes performances et une grande plage de fonctionnement. Le couple résistant peut être réduit jusqu'à plus de 80 %. Notre modélisation représente assez fidèlement le comportement réel de la structure grâce à un contact rotor/stator simple. Les tendances sont très bien vérifiées et l'amplitude de transition  $A_0$  est bien estimée. Le modèle semble cependant sous-estimer la vitesse maximale de lubrification. Ceci pourrait trouver son origine dans la dégradation de la surface rotor/stator et notamment à cause de la faible raideur tangentielle des débris générés. Ceux-ci ne sont pas évacués du contact<sup>7</sup> Ces débris peuvent former un lit de billes et assurer une lubrification par roulement et non plus par glissement. Une étude ultérieure pourra être abordée afin éclaircir le rôle du troisième corps dans le principe de lubrification électroactive.

Le contrôle du couple de freinage en fonction de l'amplitude vibratoire fait apparaître une zone quasi linéaire. Sur une gamme d'amplitude comprise entre  $A_0$  et  $2.A_0$ , nous pouvons moduler le couple résistant de 100 % à 20 %. Au delà de  $2.A_0$ , le couple reste égal à sa valeur minimale<sup>8</sup>. Nous retrouvons ainsi une recommandation faite à la fin du troisième chapitre, qui précise que l'amplitude vibratoire doit être choisie dans une fenêtre bien précise : suffisamment élevée pour être plus grande que  $A_0$  mais pas trop pour minimiser les efforts dynamiques.

#### 5.3.2.2 Les moteurs à onde progressive annulaire

Parmi les moteurs à onde progressive, le plus connu est sûrement le moteur Shinsei qui est un moteur annulaire (cf. figure 5.38). Il est composé d'un stator en bronze sur lequel est disposé un anneau de céramique piézoélectrique sectorisé et polarisé alternativement dans le sens de l'épaisseur (cf. figure 5.39). Soumis à une tension sinusoïdale accordée à la fréquence de résonance du stator, celui-ci se déforme selon un mode de flexion de rang 9. La disposition de la sectorisation permet de générer deux ondes décalées spécialement de  $90^\circ$  (phase 1 et phase 2). La somme de ces deux ondes stationnaires engendre une onde progressive. C'est sur cette onde que le rotor en duralumin est maintenu pressé. Par entraînement mécanique dû au frottement, le rotor est mis en rotation. Le tableau 5.2 rassemble les caractéristiques essentielles du moteur USM distribué par Shinsei Corp.

<sup>7</sup>L'utilisation de rainure sur la face statorique permettrait de les piéger.

<sup>8</sup>Pour des amplitudes de vibrations plus élevées, nous aurions pu constater une augmentation du couple, due à des efforts dynamiques trop importants.

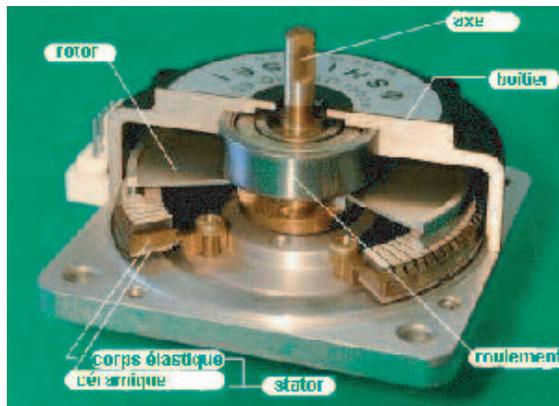


FIG. 5.38 – Le moteur Shinsei. (Shinsei Co.Ltd. USR60)

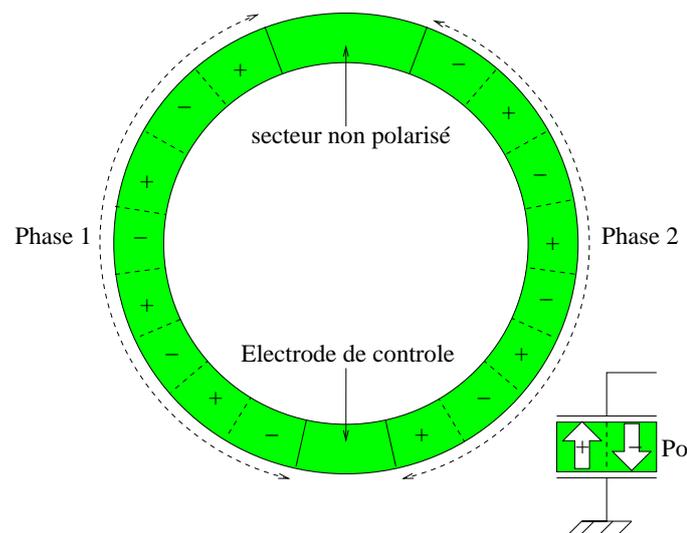


FIG. 5.39 – Sectorisation de la céramique d'un moteur Shinsei.

Couple nominal ( $N.m$ )	0,38
Vitesse nominale ( $tr.min^{-1}$ )	100
Puissance mécanique nominale ( $W$ )	4
Couple maximum ( $N.m$ )	0,6
Couple de verrouillage ( $N.m$ )	0,8 ~ 1
Constante de temps mécanique ( $s$ )	$10^{-3}$
Tension d'alimentation crête ( $V$ )	120
Fréquence d'alimentation ( $Hz$ )	$40 \times 10^3$
Poids du moteur ( $kg$ )	0,175
Durée de vie ( $h$ )	1 000

TAB. 5.2 – Caractéristiques techniques du moteur Shinsei USR 60 [Nog91].

Le moteur piézoélectrique à onde progressive (USM) revêt des propriétés intéressantes en termes de motorisation :

- Un fort couple. La conversion mécano-mécanique entre le rotor et le stator permet des pressions de contact élevées et largement supérieures aux pressions d'entrefer des machines électromagnétiques "classiques" comme les machines synchrones ou asynchrones<sup>9</sup>. De ce fait à couple équivalent les moteurs piézoélectriques sont plus petits.
- De basses vitesses de rotation sans réducteur mécanique. Les petits déplacements que génèrent les stators de moteurs à ondes progressives ne permettent pas de grandes vitesses de rotation. Malgré des fréquences d'utilisation élevées, l'amplitude des déformations n'autorise pas des vitesses particulières suffisantes pour entraîner le rotor à des vitesses supérieures à  $100 \text{ tr.min}^{-1}$ .
- Un facteur de puissance massique élevé. Comparé aux moteurs électromagnétiques et à même volume, les moteurs piézoélectriques ultrasoniques sont 100 fois supérieurs. Les céramiques piézoélectriques possèdent un très bon couplage électromécanique. De ce fait, le volume de matériau actif est beaucoup plus faible que pour des dispositifs électromagnétiques. Les moteurs piézoélectriques ont un fort taux d'intégration fonctionnel.

Un avantage des moteurs piézoélectriques est leur pouvoir de blocage hors alimentation. En effet en état non excité, l'effort presseur sur le rotor assure un frottement avec le stator. Pour un moteur Shinsei de  $60 \text{ mm}$ , ce couple de blocage atteint  $1 \text{ N.m}$ . De par cette propriété, ils sont utilisés pour des fonctions de positionnement et d'entraînement intermittent<sup>10</sup>. La conversion mécano-mécanique entre le rotor et le stator n'est pas réversible et ne permet pas aux moteurs USM d'absorber de l'énergie mécanique et de la renvoyer au réseau d'alimentation. traditionnellement les USM sont utilisés en phase motrice uniquement.

Nous pouvons noter que des recherches menées par F. Giraud permettent aujourd'hui de modéliser et contrôler ce type de moteur en couple [Gir02]. Tout comme la transformation de Park/Concordia pour les machines électromagnétiques triphasées, son étude permet d'établir une loi de commande en couple comparable à du DTC. Une modélisation causale (GIC) du moteur permet d'établir des lois

---

<sup>9</sup>La pression d'entrefer permet de comparer les efforts transmissibles vis-à-vis de solutions mécaniques ou hydrauliques. Son expression est  $\frac{B^2}{2 \cdot \mu_0}$ . Le champ d'induction magnétique maximum dans une machine est de  $1 \text{ T}$ , ce qui donne une pression de  $4 \text{ bars}$ . Cette pression est relativement faible comparée à d'autres solutions comme des moteurs hydrauliques ( $P_{max} = 200 \text{ bars}$  pour les pompes hydrauliques automobiles). La pression équivalente maximale des moteurs piézoélectriques correspond à la contrainte maximale de cisaillement qui vaut quelques dizaines de mégapascals. La puissance des moteurs magnétiques reste pourtant supérieure grâce aux vitesses de rotation élevées.

<sup>10</sup>Nous pouvons retrouver ces moteurs dans les mécanismes de volets roulant ou dans les fauteuils automobiles pour l'inclinaison des dossiers et sièges

de commande en tension pour asservir le couple. La commande permet de réaliser un autopilotage et de se rendre insensible aux perturbations comme la variation de fréquence due au chargement et à la température. Les applications visées à terme sont les dispositifs kinesthésiques. Nous nous proposons de faire fonctionner les USM en frein, c'est-à-dire que l'énergie mécanique est absorbée par le moteur. Ne pouvant pas de par sa structure convertir l'énergie mécanique fournie par le rotor en énergie électrique, le moteur la dissipe. C'est le frottement de l'interface qui permet cette conversion. Nous montrons qu'il est possible de contrôler ce frottement et donc de faire fonctionner les USM dans les quatre quadrants de puissance.

### 5.3.2.2.1 Contact rotor/stator

Le moteur Shinsei est un moteur annulaire. L'onde mécanique qui se propage le long de sa circonférence est de rang 9. En permanence, il y a 9 contacts entre le rotor et le stator. Afin d'augmenter la déformation mécanique, des dents sont creusées dans le tablier du stator (cf. figure 5.40). Elles jouent le rôle d'amplificateur de déplacement pour augmenter la vitesse de rotation du rotor (un transformateur mécanique). Dans notre étude, nous considérerons que le stator ne présente pas de saillance et est parfaitement lisse. Le contact peut alors se représenter comme un contact cylindre plan de Hertz (cf. figure 5.40) [Joh85]. Bien qu'en condition de contact multicouche, l'approche hertzienne ne soit pas la plus fidèle comparée à des modèles à fondation élastique, elle constitue une bonne approche en première approximation. Le rayon du cylindre indenteur (stator) est pris égal au rayon de courbure de l'onde mécanique statorique, soit  $R = 5 \text{ m}$ , calculé à partir de la longueur d'onde statorique ( $20 \text{ mm}$ ) et de la déformation maximale crête-crête du stator ( $4\mu\text{m}$ ) observée pour des conditions nominales données sur le tableau 5.2. Le rotor est considéré semi-infini et immobile en hauteur.

L'effort normal global  $F_N$  pouvant varier de 100 à 300  $N$ , la charge que voit chaque contact rotor/stator est  $F_0 = \frac{F_N}{9}$ . Le tableau 5.3 rassemble les données géométriques et mécaniques du moteur Shinsei. La fréquence du moteur est de 40  $kHz$ , mais d'un point de vue du contact celui-ci se fait deux fois sur une période électrique, soit une fréquence mécanique équivalente de 80  $kHz$ .

Ainsi, l'extension de notre modèle à un contact cylindre/plan chargé par un neuvième de l'effort normal et excité au double de la fréquence de fonctionnement, nous permettra d'étudier de façon théorique, le débrayage du moteur Shinsei.

### 5.3.2.2.2 Électronique de commande

Pour assurer une onde stationnaire dans le stator, nous devons synchroniser les deux phases du moteur. Spatialement elles sont décalées de  $90^\circ$  électriques<sup>11</sup>.

<sup>11</sup>Les degrés électriques correspondent à une réduction de la zone de calcul. Du fait de la périodicité de rang 9, nous ramenons un quartier élémentaire représentant une seule longueur

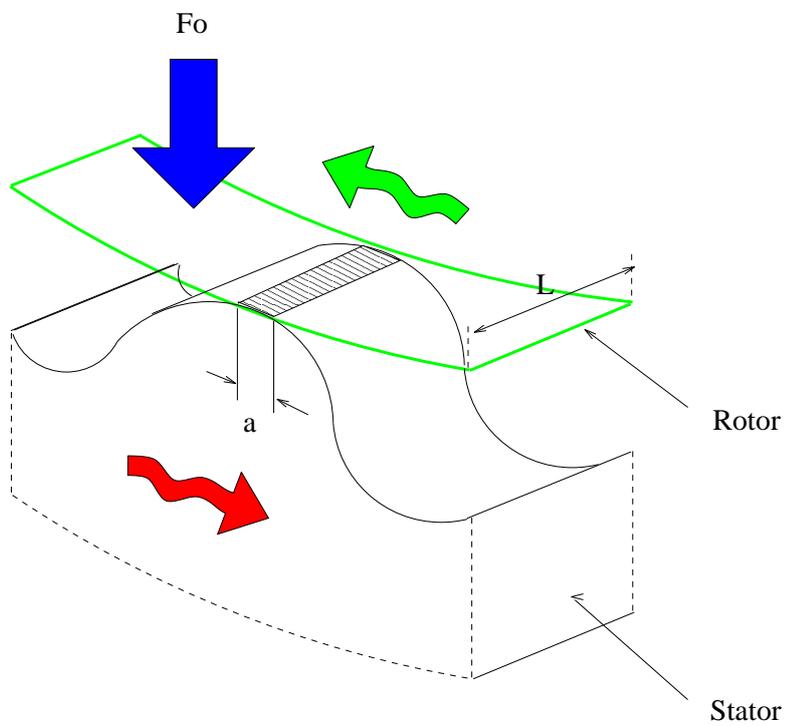
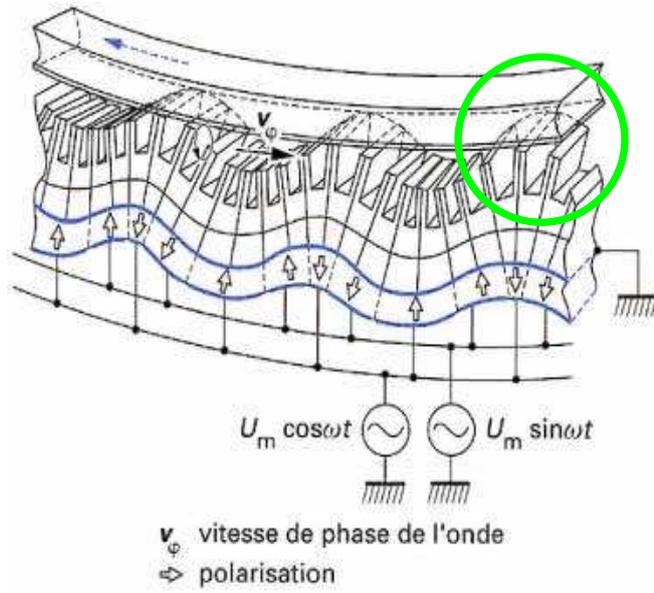


FIG. 5.40 – Modélisation simplifiée d'un contact rotor/stator d'un USM.

Rigidité équivalente du stator	6 <i>GPa</i>
Rigidité équivalente du rotor	1,7 <i>GPa</i>
Rayon moyen de l'anneau du stator	26,75 <i>mm</i>
Épaisseur du stator	4 <i>mm</i>
Coefficient de frottement dynamique entre le stator et le rotor	0,3
Épaisseur de la couche polymère	200 $\mu\text{m}$
largeur de la piste de frottement	2 <i>mm</i>

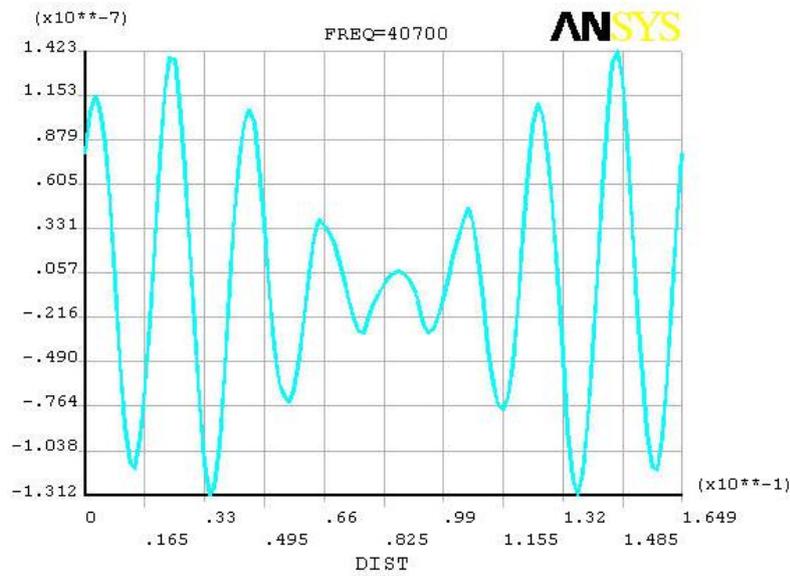
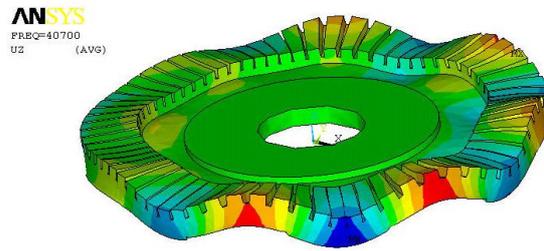
TAB. 5.3 – Caractéristiques géométriques du moteur Shinsei USR 60 [Nog91].

Il n'est donc pas possible de superposer exactement les deux ondes mécaniques. Cependant en excitant les deux phases par des tensions déphasées de  $180^\circ$  ou en alimentant qu'une seule des deux, nous allons créer une onde stationnaire. Une simulation par éléments finis sous le logiciel ANSYS® permet de prédire le comportement du stator (cf. figure 5.41(b)). De manière à valider ce fonctionnement particulier en onde stationnaire, l'amplitude vibratoire a été mesurée par vibrométrie laser en fonction de la position du stator (cf. figure 5.41(c)). Nous pouvons observer un comportement similaire du stator entre la simulation et la pratique. Les fréquences de résonance sont proches et le comportement vibratoire similaire. Cependant l'amplitude des vibrations est beaucoup plus faible en simulation, ce qui pourrait venir d'une fréquence de simulation mal centrée sur la résonance. L'amplification et le couplage mécanique y sont alors plus faibles. Lorsque nous n'alimentons qu'une phase du stator à la fréquence de résonance, nous observons bien expérimentalement la mise en place d'une onde sinusoïdale de rang 9 et d'amplitude  $0,4 \mu\text{m}$  (cf. figure 5.41(c)). Dans le cas où deux phases sont alimentées en opposition de phase comme illustré sur la figure 5.42, l'onde mécanique est la composition des deux déformations. La composition de mode permet de générer une onde stationnaire déphasée de  $90^\circ$  électriques par rapport à l'onde générée en monophasé et d'amplitude  $0,7 \mu\text{m}$ . L'amplitude de l'onde résultante est bien supérieure à celle obtenue en monophasé d'un rapport de 1,75 et décalée de  $45^\circ$  électriques. Cela se justifie théoriquement car la superposition de deux ondes de mêmes amplitudes et en quadrature de phase spatiale donne une onde d'amplitude  $\sqrt{2}$  fois plus grande déphasée spatialement de  $45^\circ$ . Cette mesure montre par la présence de nœuds de vibration clairement identifiés sur la circonférence de la couronne active du stator l'excitation en onde stationnaire. Nous pouvons constater une atténuation de l'onde pour un angle mécanique de  $180^\circ$  qui correspond à la zone non polarisée de la céramique. Comme ce n'est pas une partie active, elle agit comme un amortisseur mécanique.

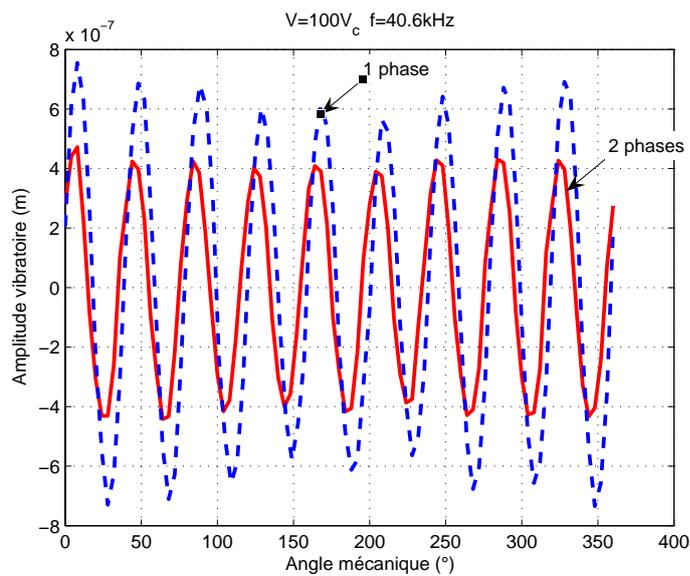
Une électronique simplifiée a été désignée et réalisée au laboratoire en collaboration avec W. Szlabowicz [Szl05]. Le schéma de principe et l'architecture électrique sont présentés sur les figures 5.43 et 5.44. Le moteur est alimenté par un

---

d'onde soit  $40^\circ$  mécanique à  $360^\circ$  électrique. Ce calcul est similaire au nombre de paires de pôles des machines électromagnétiques usuelles.

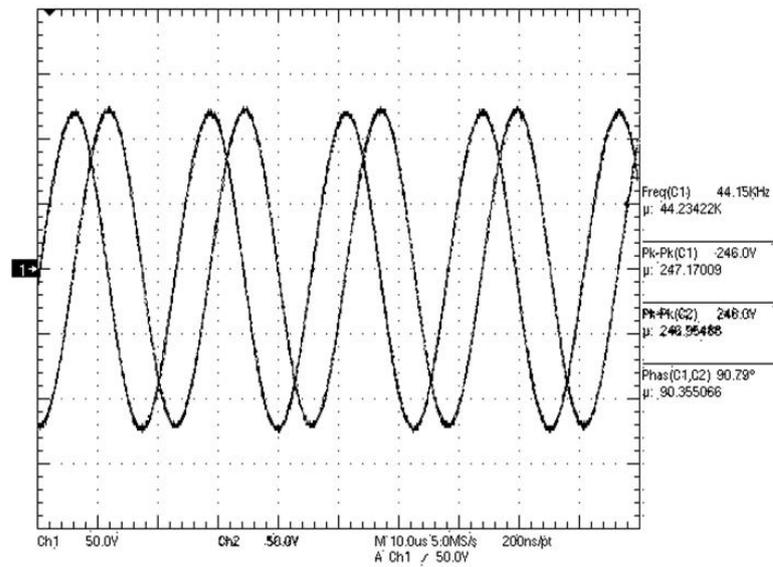


(b) Simulation ANSYS

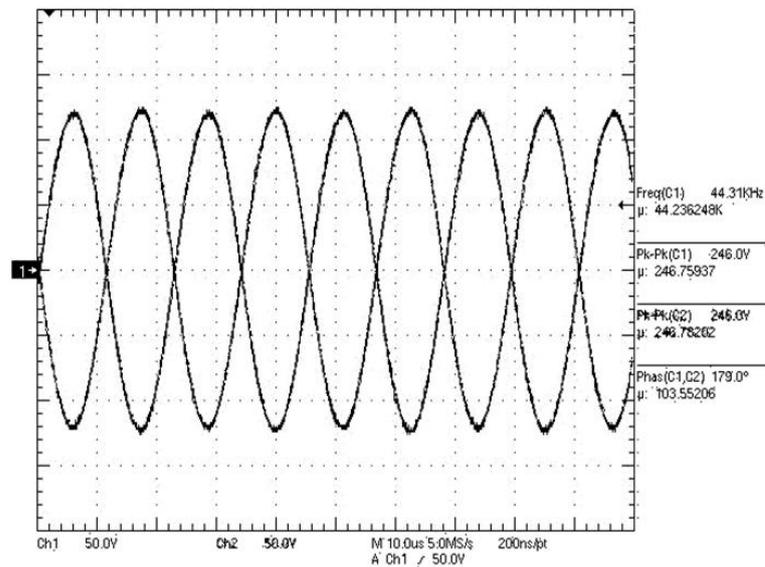


(c) Relevé expérimental

FIG. 5.41 – Amplitude vibratoire statorique calculée par éléments finis ANSYS® et mesurée expérimentalement.



(a) Fonctionnement en moteur



(b) fonctionnement en frein

FIG. 5.42 – Chronogrammes des tensions d'alimentation pour un fonctionnement moteur et débrayage/frein [Szl05].

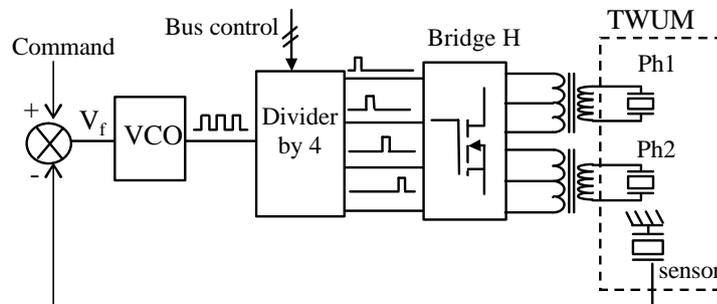


FIG. 5.43 – Schéma de principe d'une alimentation simplifiée.

onduleur pleine onde via des transformateurs élévateurs. La commande des cellules de commutation est donnée par un diviseur attaqué par un VCO<sup>12</sup>. La régulation de la vitesse se fait en jouant sur la fréquence des signaux d'alimentation. Une électrode auxiliaire disposée sur le moteur permet de mesurer l'amplitude vibratoire et sert de rétroaction au dispositif. La chaîne directe est munie d'un simple correcteur proportionnel couplé à un filtre HF. Le signal de commande est une tension qui permet de piloter l'amplitude vibratoire et indirectement la vitesse de rotation. Une configuration du diviseur permet de passer facilement d'une commande motrice (angle de déphasage de 90 °) à un fonctionnement frein ou débrayage (angle de déphasage de 180 °). Le contrôle de l'amplitude vibratoire permet de contrôler le couple de freinage. L'alimentation d'un moteur annulaire USM est donc relativement simple et compacte (cf. figure 5.45). Ceci nous permet d'envisager de miniaturiser cette alimentation et de l'intégrer au moteur<sup>13</sup>.

### 5.3.2.2.3 Résultats expérimentaux

Nous avons mesuré les performances d'un moteur Shinsei utilisé en frein. Pour cela nous l'avons monté sur un banc de mesure muni d'un USB 60 entraîné en rotation par une machine à courant continu pilotée en tension. Entre la MCC et l'USM, nous avons disposé un couplemètre qui nous renvoie les informations de couple résistant et de vitesse de rotation. Alimenté par notre alimentation

<sup>12</sup>La fréquence centrale du VCO est réglée à une fréquence proche de la fréquence de résonance du moteur. Pour des actionneurs annulaires de type USM, il faut travailler à des fréquences supérieures à la résonance pour éviter les phénomènes de saut de fréquence (l'effet pull-down).

<sup>13</sup>La taille et le poids de la carte d'alimentation (150 g), peut être encore réduit par une réalisation en technologie CMS. Le volume métallique nécessaire aux transformateurs électriques pourrait être intégré au bâti pour profiter à la fois des propriétés mécaniques et magnétiques des matériaux.

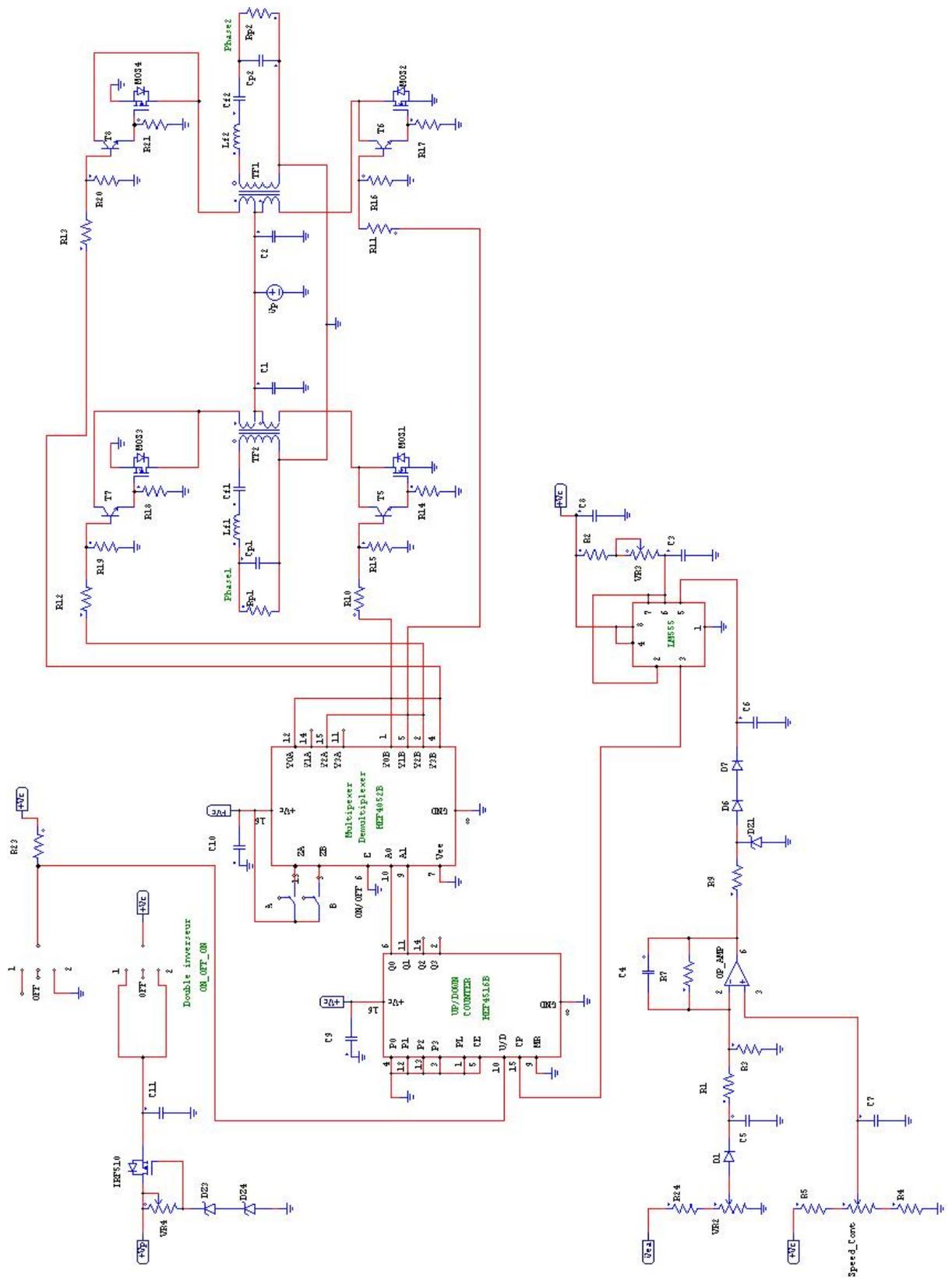


FIG. 5.44 – Architecture électrique d’une alimentation simplifiée.

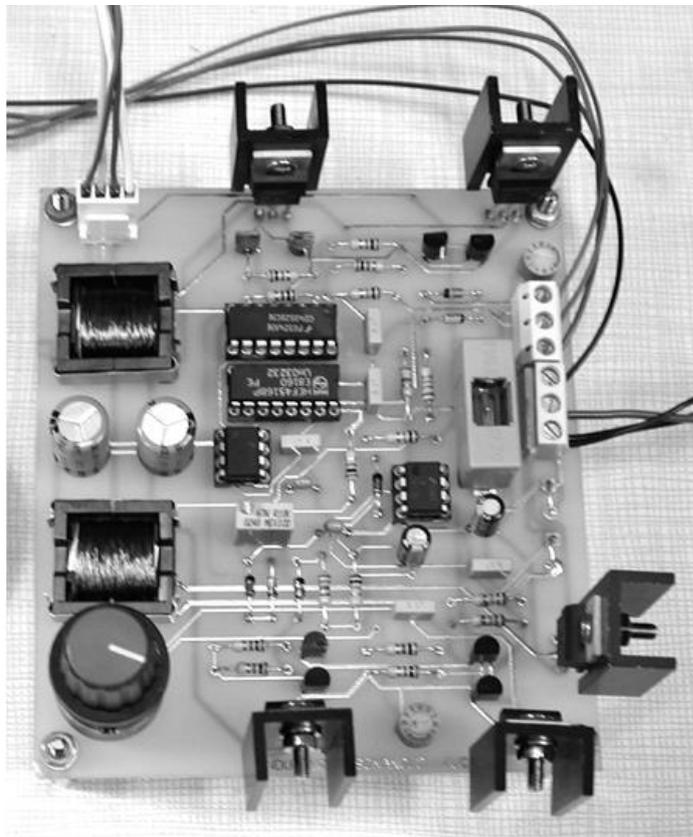


FIG. 5.45 – Photographie d'une alimentation simplifiée [Szl05].

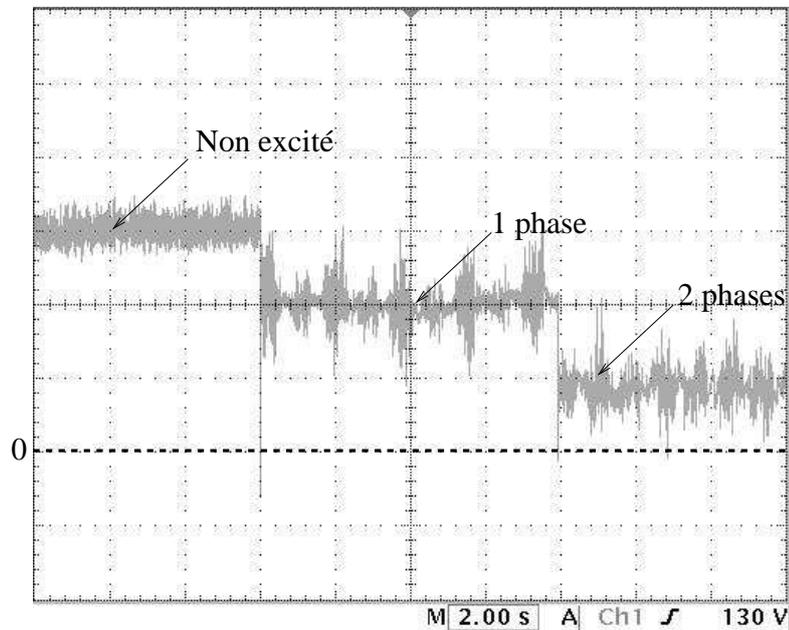
simplifiée, l'amplitude vibratoire est régulée. L'effort normal appliqué sur le rotor est réglable grâce à un système de vis de précontrainte et de bras de levier. Un capteur de force permet de contrôler sa valeur.

La figure 5.46 représente le couple de freinage mesuré dans les cas d'excitation monophasée et diphasée. Lorsque le stator est non alimenté, le couple de freinage<sup>14</sup> atteint la valeur  $0,68 \text{ N.m}$ . Dans le cas d'une excitation monophasée, le couple chute à  $0,45 \text{ N.m}$  (50 % de réduction) et dans le cas d'une excitation diphasée, le couple de freinage atteint  $0,2 \text{ Nm}$  (70 % de réduction), ce qui montre expérimentalement que l'excitation en onde stationnaire en diphasé est plus intéressante parce que l'amplitude vibratoire est plus importante.

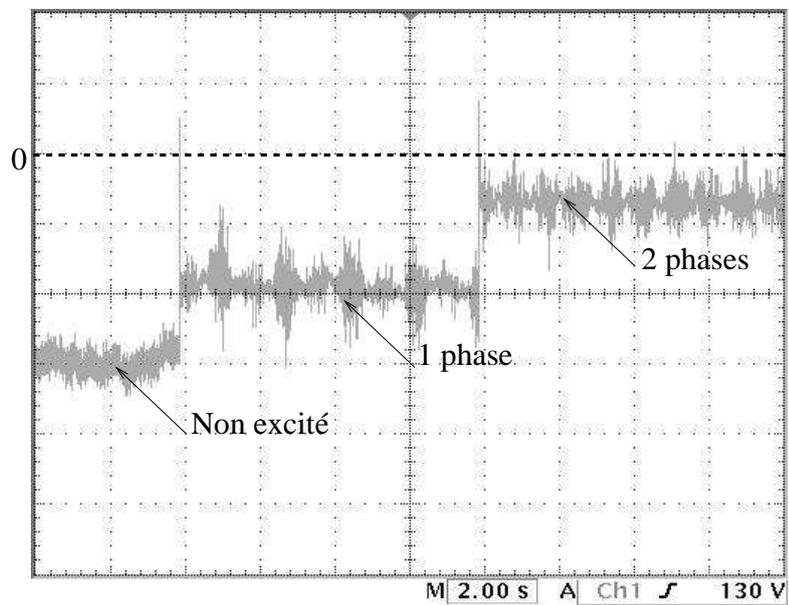
Les figures 5.47 et 5.48 présentent l'évolution du couple de freinage en fonction de la fréquence d'alimentation. Sur une plage fréquentielle variant entre 38 et 46  $\text{kHz}$ , nous constatons la dépendance quasi linéaire de la valeur du couple de freinage avec la variation de la fréquence d'alimentation pour une gamme de fréquence comprise entre 40,75 et 46  $\text{kHz}$ . Le contrôle de la fréquence d'alimentation permet donc de piloter facilement et linéairement le couple de freinage. Cet effet est aussi présent autour des autres modes de déformation du moteur. Autour de 35  $\text{kHz}$ , le stator présente un mode de résonance mécanique de rang 8 et un autre de rang 10 autour de 50  $\text{kHz}$ . Le comportement général est similaire (dépendance linéaire du couple avec la fréquence). Les performances sont moins bonnes en raison de l'amplification mécanique qui est plus faible. Le moteur étant dessiné spécialement pour un mode de déformation de rang 9.

Les figures 5.49 et 5.50 représentent l'évolution du couple de freinage pour différents niveaux de tensions d'alimentation. Conformément à la théorie, nous observons un seuil dans la réduction après lequel la diminution du frottement est forte. Ce seuil augmente avec l'effort normal. Le tableau 5.4 permet de comparer les seuils de transition estimés et mesurés. Le seuil de transition calculé correspond à l'amplitude d'indentation  $A_0$  du cylindre rotorique dans la couche polymère statorique. Pour un chargement de 140  $N$  et de 186  $N$ , nous observons la chute du couple de freinage avec l'augmentation de la tension et donc de l'amplitude vibratoire comme l'a prévu notre modèle. Pour des tensions très faibles, le couple de freinage est proche du couple non excité  $\sim 0,6 \text{ N.m}$ . A partir d'une tension de quelques dizaines de volts, le couple de freinage diminue graduellement. Ce début de décroissance (amplitude de première décroissance dans le tableau 5.4) coïncide avec l'amplitude de décollement du rotor que nous avons nommé  $A_0$ . Ces résultats vont dans le sens de notre modèle. Nous observons une autre rupture significative au delà de cette amplitude critique  $A_0$  nommée amplitude de transition. Nous nous attendions à ce que cette amplitude soit centrée sur l'amplitude critique  $A_0$ . La chute du couple de frottement est brusque, signe d'un changement franc du mécanisme de contact. Au delà de cette transition, le couple

<sup>14</sup>Une distinction est faite entre le couple de blocage à vitesse nulle  $\sim 1 \text{ N.m}$  et le couple de freinage à vitesse non nulle.



(a) Sens Positif



(b) Sens Négatif

FIG. 5.46 – Evolution temporelle du couple de freinage. Les relevés ont été faits dans les deux sens de rotation et pour une fréquence d'alimentation  $41,5 \text{ kHz}$ , une tension  $V = 240V_{pp}$  et un effort normal de  $140 \text{ N}$ .

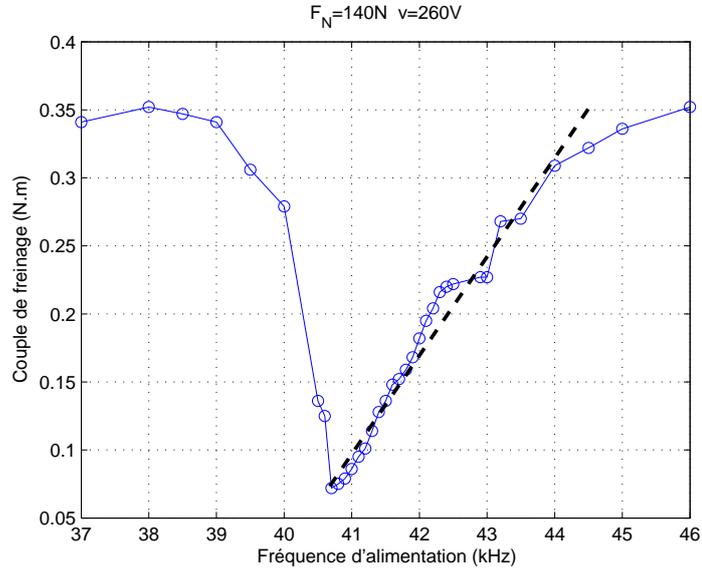


FIG. 5.47 – Evolution du couple de freinage en fonction de la fréquence d'alimentation  $40,8\text{ kHz}$ .

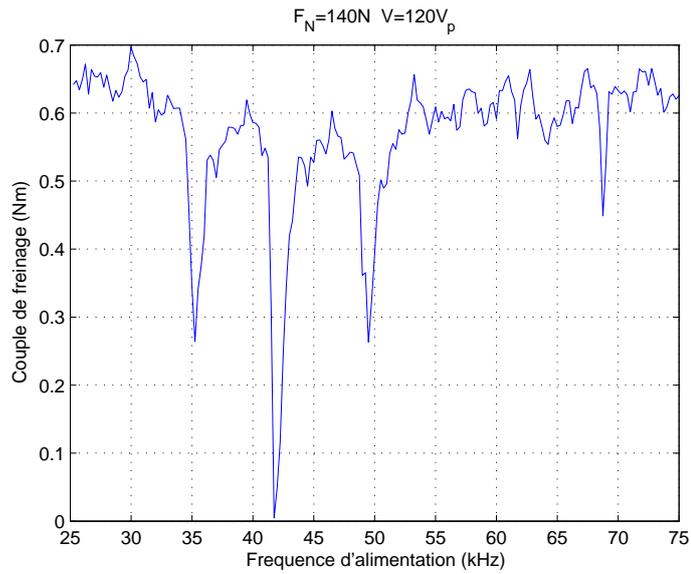


FIG. 5.48 – Evolution du couple de freinage en fonction de la fréquence d'alimentation. Tension  $V = 240\text{V}_{pp}$  et effort normal  $140\text{ N}$ .

Force normale	Profondeur d'indentation calculée	Profondeur d'indentation mesurée	Amplitude de transition mesurée	Amplitude de première décroissance
140 N	0,4 $\mu m$	0,39 $\mu m$	1,33 $\mu m$	0,62 $\mu m$
186 N	0,53 $\mu m$	0,48 $\mu m$	1,83 $\mu m$	0,33 ~ 0,6 $\mu m$
223 N	0,64 $\mu m$	0,55 $\mu m$	n.c.	n.c.
265 N	0,76 $\mu m$	0,63 $\mu m$	n.c.	n.c.

TAB. 5.4 – Seuils de transition mesurés et estimés. *Les amplitudes vibratoires de transition sont estimées à partir de la tension correspondante en gardant le ratio tension vs amplitude constant (240 V à 2  $\mu m$ ). La profondeur d'indentation calculée est issue de la théorie de hertz. L'amplitude de première décroissance correspond à l'apparition d'une décroissance significative du couple de freinage.*

de freinage reste constant à sa valeur minimale. Pour des chargements du rotor plus importants (223 N et 265 N), l'amplitude de transition ne peut pas être atteinte car nous sommes limités en tension à cause de contraintes mécaniques<sup>15</sup>. Pour un chargement de 223 N, nous constatons une diminution progressive du couple de freinage.

Dans le cas d'un effort de 140 N, l'amplitude de transition apparaît expérimentalement autour de 0,35 ~ 0,3  $\mu m$ . Théoriquement pour un chargement de 140 N et pour les conditions géométriques et mécaniques précédemment citées<sup>16</sup>, la profondeur d'indentation est de 0,39  $\mu m$ . Pour une charge de 186 N, la profondeur d'indentation est de 0,53  $\mu m$ . L'amplitude de transition observée pour un tel chargement est de 0,45  $\mu m$ . Pour des chargements plus importants nous ne pouvons atteindre la limite de décollement.

Nous pouvons remarquer un hystérésis sur le couple de freinage. Lorsque nous parcourons des amplitudes de tension décroissante, la lubrification électroactive reste effective avant le seuil observé lors des amplitudes croissantes. Ce phénomène peut être induit par l'hystérésis naturellement présent dans les céramiques (le phénomène de "Pull-up/Pull-down") qui lorsque les amplitudes vibratoires sont parcourues dans le sens décroissant, maintient une résonance plus forte que lors des phases de parcours croissante [Ike90].

Le couple de freinage est, selon la théorie présentée dans ce mémoire, dépendante de la vitesse de glissement entre le rotor et le stator. La figure 5.51 montre l'évolution du couple de freinage avec la vitesse de rotation du rotor. Le couple de débrayage augmente bien avec la vitesse et de façon linéaire.

<sup>15</sup>Pour de grandes amplitudes vibratoires, nous risquons de décoller les céramiques du rotor en duralumin et de les casser.

<sup>16</sup>La profondeur d'indentation correspond à  $\frac{b^2}{R}$  avec  $R = 5 m$  et  $b$  la demi largeur de contact qui vaut 1,41 mm. Le module d'Young de la couche polymère est de 800 MPa pour une température de fonctionnement de 60 °C.

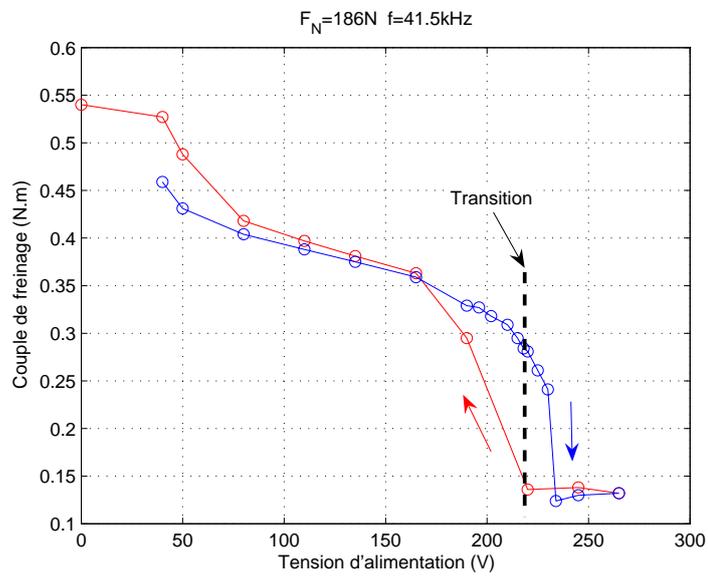
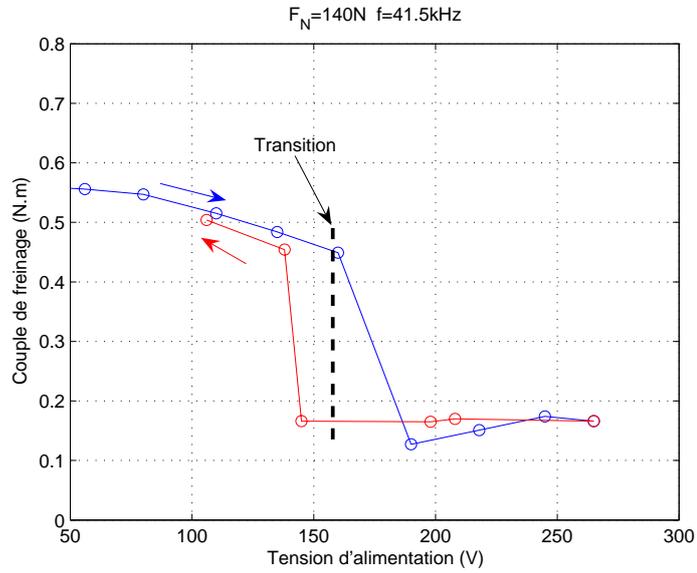
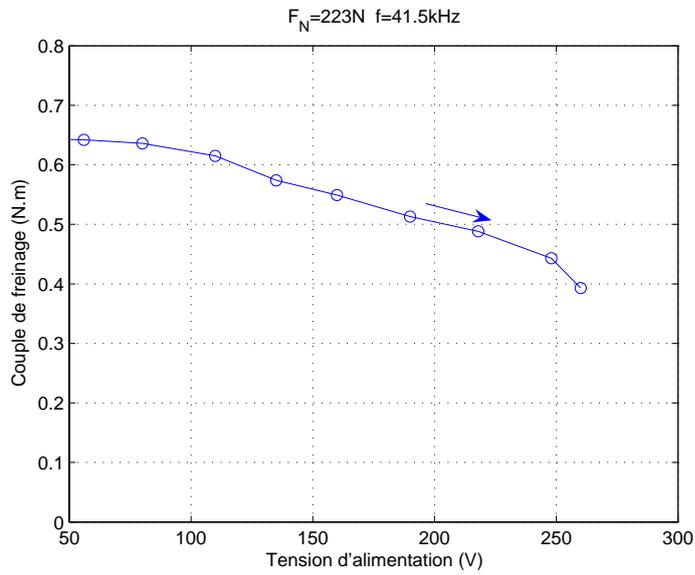
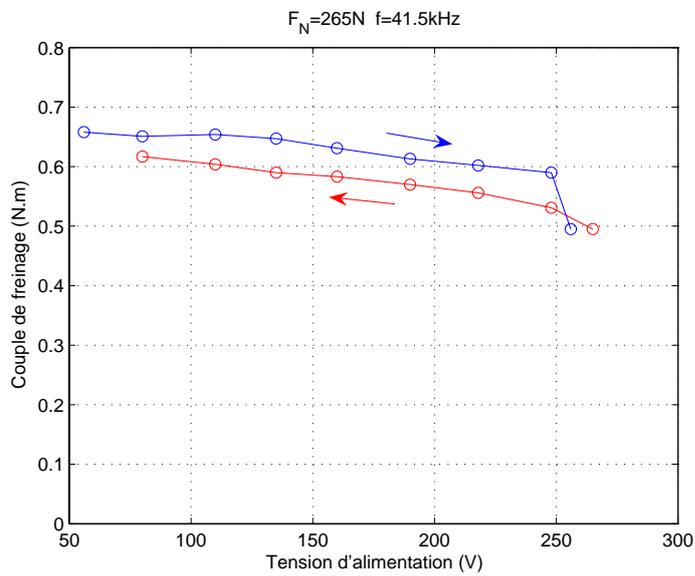


FIG. 5.49 – Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour des chargements modérés. *Les courbes en rouge et bleu représentent le sens positif et négatif.*



(a)  $F_0 = 223\text{ N}$



(b)  $F_0 = 265\text{ N}$

FIG. 5.50 – Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour de forts chargements. Les courbes en rouge et bleu représentent le sens positif et négatif.

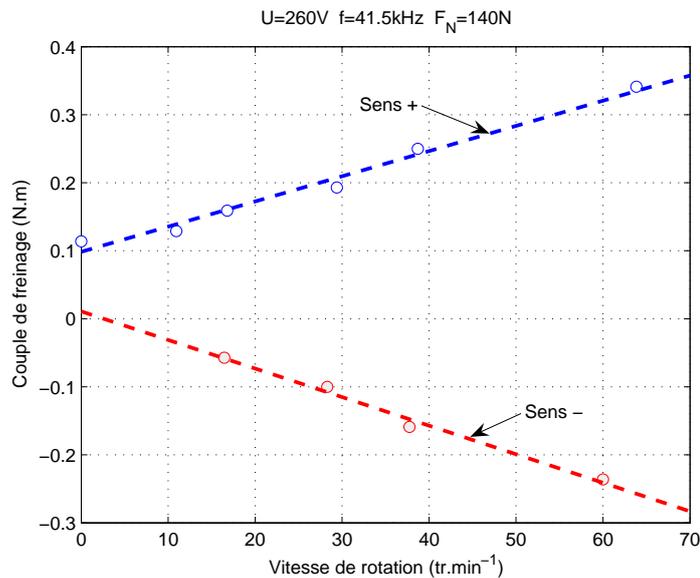


FIG. 5.51 – Evolution du couple de freinage en fonction de la vitesse de rotation en condition excitée. Tension d'alimentation  $U = 260 \text{ V}$ , fréquence  $f = 41.5 \text{ kHz}$ , effort normal  $140 \text{ N}$ , couple bloqué  $0,84 \text{ N.m}$ .

Nous nous sommes aussi intéressés au mouvement du rotor lorsque le stator vibre. Nous avons constaté que celui-ci présente un mouvement de recul comme illustré sur la figure 5.52. Son altitude augmente d'une valeur correspondante à une amplitude vibratoire, ce qui réduit l'indentation estimée et qui n'est donc plus égale à l'amplitude de déformation générée [Bul05]. Ce mouvement devra dans l'avenir être pris en compte pour le calcul des performances du débrayage électroactif.

L'excitation en mode frein permet un contrôle du couple de freinage de sa valeur maximale (structure non excitée) à une valeur minimale pouvant aller jusqu'à une valeur égale à 85 % du couple de freinage statique. Ces résultats très encourageants montrent une fonctionnalité très intéressante d'un actionneur à onde progressive susceptible d'être exploité comme "embrayage contrôlé" avec une valeur de couple minimale ( $0,07 \text{ Nm}$ ) satisfaisante vis-à-vis d'un fonctionnement prolongé en mode débrayage, garantissant un faible taux d'usure de la couche de frottement. La figure 5.53 montre le temps de réponse du dispositif depuis son couple de blocage au couple de débrayage ( $12 \text{ ms}$ ). Ce temps correspond à la durée nécessaire pour établir l'onde mécanique. Cette rapidité permet donc d'envisager des fonctionnements jusqu'à la centaine de Hertz.

#### 5.3.2.2.4 Conclusion

Traditionnellement utilisé uniquement en moteur, le moteur annulaire USM

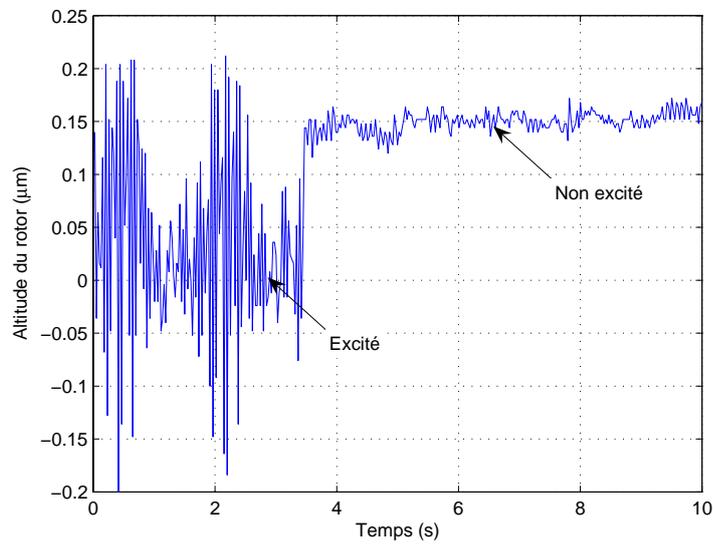


FIG. 5.52 – Evolution de l’altitude relative du rotor en mode excité ou non. Tension  $V = 240V_{pp}$  et effort normal 140 N.

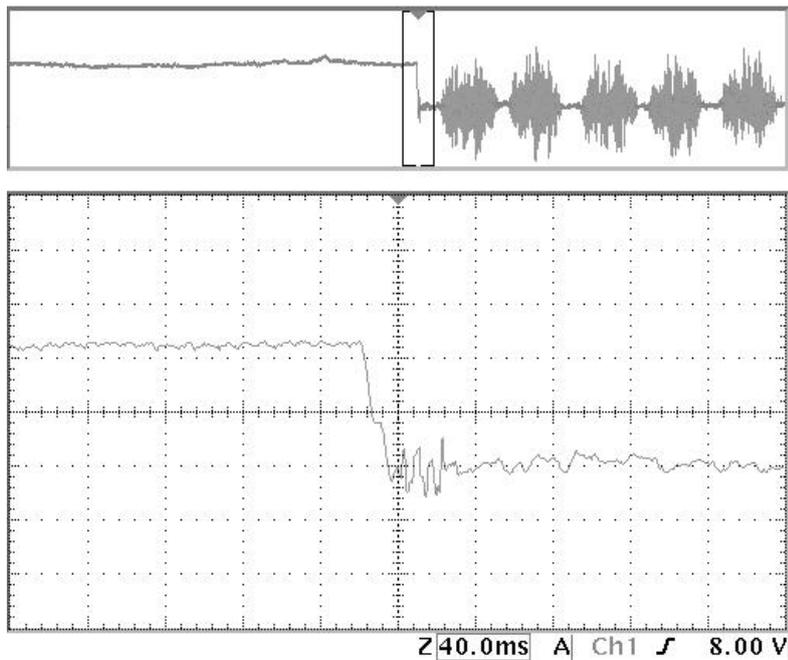


FIG. 5.53 – Temps de réponse de l’embrayage électroactif. Il faut 12 ms pour passer de couple de blocage au couple de débrayage.

peut être piloté facilement en frein. Le passage du mode moteur au mode frein est assuré par le pilotage en quadrature ou en opposition de phase des cellules de commutation par un circuit de commande adapté. Le réglage de la valeur du couple résistant est simple via la fréquence d'alimentation et présente un caractère linéaire avantageux pour son pilotage et sa régulation. Les résultats expérimentaux sont très prometteurs puisque l'excitation en mode frein permet un taux de réduction du couple de freinage de 85 % compatible avec un fonctionnement de type débrayage. De plus, cette modulation du couple de freinage est linéaire avec la fréquence d'excitation et permet d'envisager une régulation classique du couple moteur. Cette fonctionnalité permet de donner une solution vis-à-vis d'un dispositif multi-actionneurs (structure sandwich empilée par exemple) assurant une redondance fonctionnelle tout en garantissant un débrayage possible lorsqu'une voie d'un actionneur venait à manquer. Ce principe peut être exploité tout simplement dans le cadre d'un embrayage électroactif à couple contrôlé, ou encore dans le cadre d'actionneurs à retour d'effort à force de friction.

## 5.4 Application à la réduction des frottements d'un contact piston-chemise

La réduction des frottements au sein de mécanismes, tels que des moteurs thermiques, constitue encore aujourd'hui un enjeu scientifique et technique. Ce point sensible de la conception demeure crucial dans les technologies de pointe où doivent être associés gain énergétique et fiabilité. En particulier, la conception des moteurs à explosion admet deux voies de développement principales :

- L'amélioration de la combustion (procédés d'injection du carburant à haute pression dans la chambre de combustion, distribution variable et pilotable électriquement, taux de compression variable, amélioration acoustique du remplissage,...)
- La réduction des pertes et notamment des frottements mécaniques

La lubrification des moteurs thermiques est basée principalement sur la lubrification hydrodynamique par film d'huile sous pression<sup>17</sup> et sur l'emploi de matériaux métalliques ou céramiques associés à des traitements surfaciques pour les pièces de friction en mouvement. Ces solutions connaissent actuellement leurs apogées et sont bridées plus par les matériaux/les huiles et leurs contraintes limites que par la technique elle-même. Cette butée ne peut être dépassée que par une rupture technologique. Quelle nouvelle technologie permettrait la réduction des frottements, d'accroître la puissance effective et donc améliorer le rendement ? La lubrification électroactive peut être une solution pertinente à ce problème. Notre objectif est ici de montrer que la lubrification active peut s'appliquer au contact

---

<sup>17</sup>Les coefficients de frottement en régime hydrodynamique sont très faibles et l'usure est nulle.

piston/chemise de manière qualitative.

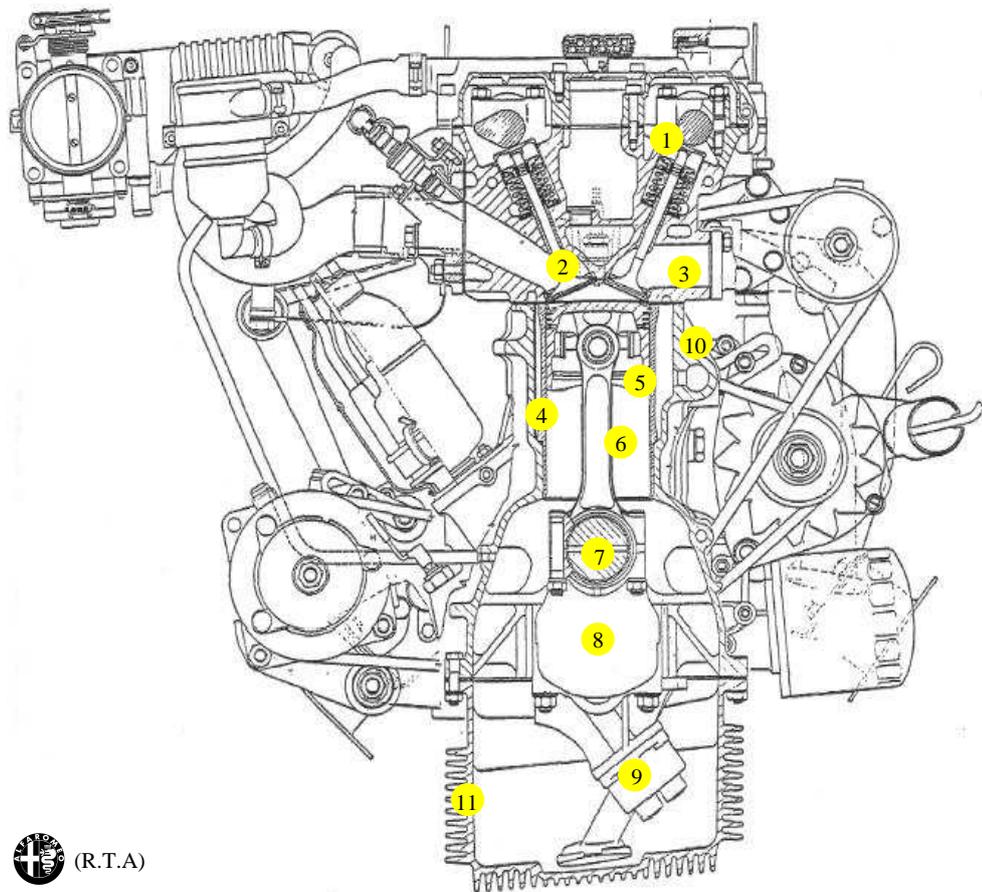
L'objectif du département R&D moteur d'ASIATECH F1 (ex-PEUGEOT F1) dirigé par J-F Nicolino, était d'augmenter la puissance disponible au vilebrequin. C'est sous cette impulsion que cette étude a commencé. Dans un contexte de compétition automobile où le rendement et la puissance massique sont recherchés, tous les facteurs sont liés : la puissance effective, l'aérodynamique, le poids, l'encombrement, la modularité. En effet, chercher à augmenter la puissance ne doit pas entraîner une augmentation de masse et de volume pénalisante pour la dynamique d'une monoplace. Le choix d'un axe de performance ne doit pas se faire au détriment d'un autre, le risque étant de dégrader le comportement général de la voiture. Une monoplace est un système multiphysique dont l'optimisation doit se faire à l'échelle globale : les gains pourront donc être directs ou indirects.

### 5.4.1 Le moteur thermique

Un moteur thermique est un convertisseur thermodynamique qui convertit l'énergie chimique intrinsèque d'un carburant en énergie mécanique et thermique. Comme tout convertisseur, son rendement n'est pas unitaire. Il est le siège de pertes qui diminuent ses performances (effet direct) et doivent être dissipées dans le milieu ambiant pour garantir des conditions de fonctionnement optimales (effet indirect). Le glissement relatif des pièces mobiles du moteur (cf. figure 5.54), génère inévitablement des pertes par frottement. Ces pertes sont converties en chaleur et sont acheminées vers l'extérieur via le système de refroidissement (par eau et/ou huile). Le dimensionnement des équipages mobiles (bielles, vilebrequin,...) dépend des contraintes de fonctionnement, mais aussi tient compte des pertes générées. Le recours à des organes auxiliaires pour assurer une lubrification performante (pompe à eau et huile, échangeurs,...) est une source importante de perte de rendement (effet direct) et provoque un accroissement du poids global du moteur (effet indirect). La course à la performance ne se compare pas simplement en termes de puissance/cylindrée mais aussi en puissance/masse.

Un moteur thermique de formule 1 repose sur la maximisation du cycle thermodynamique de Beau de Rochas. Sur 100 % de puissance apportée par le carburant (2 500 cv/1 875 kW pour un moteur de formule 1), 56 % (1 400 cv/1 050 kW) sont dissipés dans l'échappement (température des gaz et écoulement), 32 % (800 cv/600 kW) sont disponibles au vilebrequin (énergie mécanique recherchée) et 12 % (300 cv/225 kW) sont dissipés par pompage (circuit d'huile et d'eau) et par frottement<sup>18</sup>. Les pertes par frottement dans un moteur sont générées principalement au niveau du (classées par ordre décroissant) :

<sup>18</sup>A titre d'exemple, la technologie du turbocompresseur a permis d'augmenter considérablement la puissance effective et massique des moteurs. Une partie de l'énergie des gaz brûlés est réutilisée pour comprimer les gaz en entrée du moteur et augmenter ainsi le remplissage. La puissance étant proportionnelle à ce facteur, cette réelle rupture technologique a permis un bond significatif en compétition automobile.



 (R.T.A)

FIG. 5.54 – Vue en coupe d'un moteur thermique à allumage commandé. 1- Came/poussoir, 2- Soupape, 3- Culasse, 4- Chemise, 5- Piston, 6- bielle, 7- Maneton de vilbrequin, 8- vilbrequin, 9- Pompe à huile, 10- Bloc cylindre, 11- Bas moteur. (Image extraite de la RTA alfa romeo).

- Contact piston/chemise (compromis perte/étanchéité) qui à lui seul, représente 75 % des pertes par frottement,
- Contact paliers/bielle,
- Contact came/linguet de la distribution (1 cv par contact, soit 40 cv au total),
- Contact paliers/vilebrequin.

Les pertes par frottement provoquent une réduction importante du rendement global et surviennent majoritairement dans des contacts caractérisés par des régimes de lubrification variés : lubrification limite, élastohydrodynamique ou hydrodynamique. Le système de lubrification classique, basé sur une lubrification hydrodynamique par film d'huile et sur l'utilisation d'alliages ou de céramiques pour les pièces de friction (cf. figure 5.55), offre de bonnes performances<sup>19</sup> tant que les contraintes mécaniques ne rompent pas le film d'huile. Le frottement qui dissipe le plus d'énergie, est de type mixte (sec + lubrifié) ou sec. Notre étude porte donc sur l'utilisation de la lubrification électroactive pour réduire les pertes par frottement sec entre le piston et la chemise.



FIG. 5.55 – Equipage mobile piston/chemise. La chemise est strillée pour retenir des gouttelettes de lubrifiant. La jupe du piston est revêtue d'un matériau anti-friction.

#### 5.4.2 Ensemble piston/chemise

L'équipage mobile piston/chemise est donc le siège principal de pertes. Il est situé dans le bloc-cylindres qui est généralement réalisé en alliage léger <sup>20</sup> (cf. figure 5.54). Le système étudié est à chemises humides suspendues : elles sont indépendantes et insérées dans le bloc comme présenté sur la figure 5.56 [Clo].

<sup>19</sup>Les performances d'un système de lubrification repose sur le rapport entre l'énergie mécanique économisée et l'énergie qu'il faut dépenser pour la mettre en œuvre. Dans un moteur de série, la puissance requise par la pompe à huile est environ de 4 % de la puissance totale.

<sup>20</sup>Il s'agit en général d'alliage d'aluminium *AlSi17Cu4* pour des cylindres non revêtus, ou d'*AlSi12CuNi* pour des cylindres revêtus.

L'étanchéité de la chambre d'eau est assurée en bas de la chemise par un joint

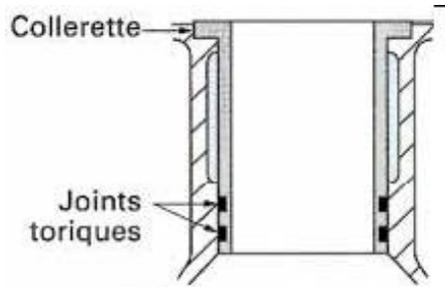


FIG. 5.56 – Chemise humide suspendue [Clo].

torique, et en haut par le joint de culasse. Les matériaux couramment utilisés sont l'aluminium, la fonte (pour les moteurs de série), le titane, le beryllium et l'acier.

La figure 5.57 schématise l'environnement proche d'un piston de moteur de formule 1 pour des générations de moteur saison 2000. Les contraintes mécaniques et thermiques sont les plus fortes lors de la combustion des gaz. L'état de surface d'une chemise en bon état est alors volontairement composé de stries pour retenir l'huile dans ces infractuosités et sont traditionnellement obtenues par un usinage à traits croisés (passage d'un tourteau) avec un angle compris entre  $30^\circ$  et  $70^\circ$ . Sous l'action combinée des fortes pressions produites lors des phases de détente (suite à l'explosion du mélange) ou de compression et des efforts de réaction de la bielle, le piston et les segments sont comprimés sur la chemise. Le film d'huile est parfois rompu et le contact sec s'amorce. La rupture du film peut être aussi produite par les irrégularités (sillons issus sur serrage moteur) présentes sur la face interne de la chemise, mais aussi lors de la phase d'échappement durant laquelle la combustion a brûlé la couche d'huile déposée lors de la phase de détente. Le moteur subit donc pendant un des quatre temps un frottement sec sévère. L'instant le plus critique dans le cycle du moteur est celui de l'explosion. D'une part, les pressions dans la chambre de combustion peuvent atteindre plus de  $350 \text{ bars}$ , d'autre part, le basculement du piston au Point Mort Haut (PMH) provoque un choc d'autant plus violent que la vitesse de rotation du vilebrequin est élevée. C'est donc au PMH que les contraintes et les frottements sont les plus forts. Nous allons donc chercher à exciter cette zone afin de réduire les principales pertes par frottement. La disposition des rayures (angle, espacement, profondeur, répartition non homogène sur sa longueur,...) font toujours l'objet de recherches. Un résultat similaire peut être obtenu par projection de plasma pour venir créer des trous de quelques dizaines de micromètres afin de piéger le film d'huile. La jupe du piston fait l'objet des mêmes attentions.

Les caractéristiques principales du moteur considéré sont :

- Puissance au vilebrequin  $800 \text{ cv}$ ,
- Régime moteur maximum :  $20\,000 \text{ tr.min}^{-1}$ ,
- Pressions de la chambre de combustion  $180 \text{ bars}$  sous des températures moyennes de  $350^\circ\text{C}$  jusqu'à  $3\,500^\circ\text{C}$  lors de l'explosion,

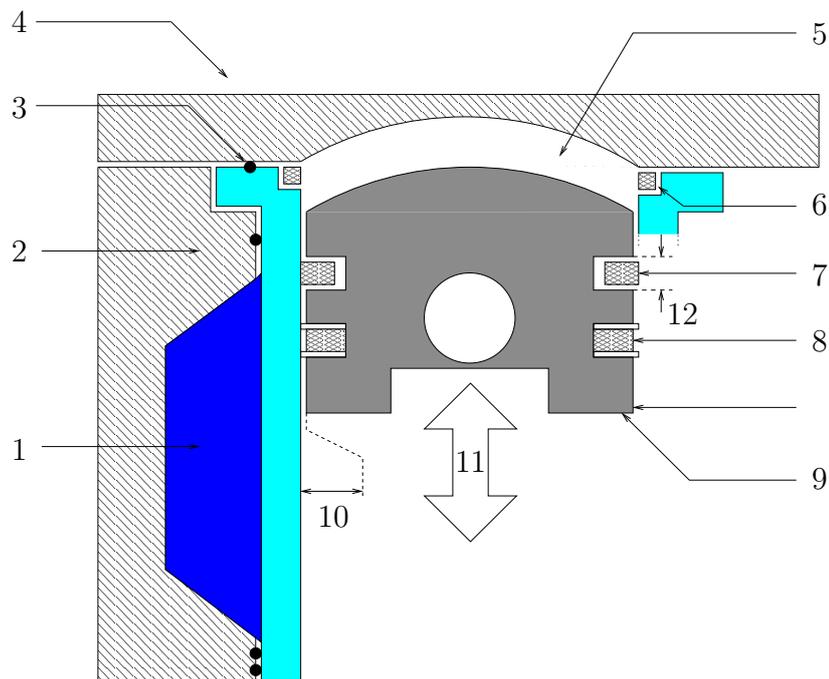


FIG. 5.57 – Environnement et constitution d'un piston de formule 1. -1- Chambre de refroidissement remplie d'eau ordinaire à 100 °C, -2- Bloc cylindre, -3- Joints toriques en élastomère assurant l'étanchéité du circuit de refroidissement, -4- Culasse, -5- Chambre de combustion (pression 110 ~ 150 bars), -6- Joint métallique coupe-feu de culasse, -7- Segment coupe-feu (jeu segment/gorge ~ 0,01 mm), -8- Segment racleur d'huile, -9- Piston en aluminium (200 ~ 300g et température de ~ 330 °C jusqu'à 3 500 °C sur un front de flamme), -10- Jeu piston/chemise (~ 0,01 mm), -11- Vitesse de glissement, -12- Épaisseur du segment 0,7 mm.

– Cylindrée 3 000  $cm^3$ , 10 cylindres en V.

### 5.4.3 Dynamique du système bielle manivelle

Le système bielle manivelle est utilisé pour convertir un déplacement linéaire alternatif en un mouvement de rotation continu. Pour pouvoir déterminer la

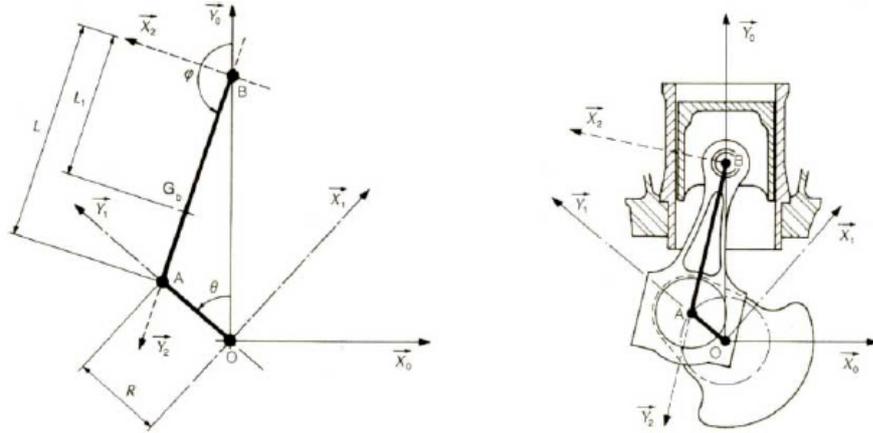


FIG. 5.58 – Système bielle/manivelle

vitesse de glissement relative du piston par rapport à la chemise, les relations mathématiques reliant la vitesse du piston  $v$  et la vitesse de rotation  $\Omega$  sont explicitées. La figure 5.58 montre les notations utilisées pour l'étude de la cinématique de l'équipage mobile.

En considérant les triangles  $\widehat{OAB}$  et  $\widehat{BHA}$ , le calcul de la position du piston  $x$  se déduit des deux équations suivantes :

$$x(\theta) = R \cdot \cos(\theta) + L_{bi} \cdot \cos(\phi) \quad (5.4)$$

$$\sin(\phi) = \lambda \cdot \sin(\theta) \quad (5.5)$$

avec

$$\lambda = \frac{R}{L_{bi}} \quad (5.6)$$

D'ou l'expression de  $x(\theta)$  :

$$x(\theta) = R \cdot \cos(\theta) + L_{bi} \cdot \sqrt{1 - (\lambda)^2 \cdot \sin(\theta)^2} \quad (5.7)$$

La vitesse du piston est obtenue en dérivant son déplacement par rapport au temps :

$$v(\theta) = \frac{d(x(\theta))}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (5.8)$$

$$v(\theta) = -r \cdot \Omega \cdot \sin(\theta) - \Omega \cdot L_{bi} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\sin(\theta) \cdot \cos(\theta)}{\sqrt{1 - \lambda^2 \cdot \sin(\theta)^2}} \quad (5.9)$$

avec  $\Omega$  la vitesse de rotation du vilebrequin. Dans la pratique le rapport  $\lambda$  est inférieur à 0,25, ce qui permet de simplifier la relation :

$$v(\theta) \approx -R.\Omega.(\sin(\theta) + \frac{\lambda}{2}.\sin(2.\theta)) \quad (5.10)$$

Dans le cas d'un moteur de compétition, cette simplification n'est pas valide. Les longueurs de bielle sont raccourcies au maximum pour limiter la masse des pièces en mouvement.

La figure 5.59 présente des relevés expérimentaux issus de bancs de tests représentant l'évolution temporelle des efforts normaux subis par le piston et le segment ainsi que la vitesse de glissement. Cette figure décrit un cycle moteur soit  $720^\circ$  ou deux tours de rotation pour le vilebrequin. Les premiers  $360^\circ$  correspondent à la phase d'explosion, détente et échappement. L'autre tour correspond à la phase d'admission et de compression [ARQ00a, ARQ00b]. La vitesse du segment est de forme sinusoïdale et s'annule au Point Mort Haut (PMH) et Bas (PMB). Elle est maximale entre ces points et atteint près de  $40 \text{ m.s}^{-1}$ . Le segment subit lors de l'explosion une pression résultant de la combustion ( $180 \text{ MPa}$ ) qui le comprime contre la chemise. Ce système permet d'assurer automatiquement une bonne étanchéité de la chambre. Au fur et à mesure de la détente la pression chute et l'effort aussi. C'est donc lors de l'explosion que le frottement du segment est le plus fort. La jupe du segment subit d'une part la pression de combustion qui s'exerce dans l'axe de la chemise, et d'autre part, la réaction de la bielle qui introduit une force normale et tangentielle comme représentées sur la figure 5.60. L'évolution de l'effort normal à la chemise montre une évolution quasi sinusoïdale avec un maximum juste après les PMH et les PMB. Notons que sa fréquence est double par rapport au mouvement et qu'il est quasiment nul pour les maximums de vitesses. Son amplitude atteint près de  $4\,000 \text{ N}$ . L'équilibre de l'ensemble est vrai quelque soit l'instant et donc les forces s'exerçant sur le piston forment un triangle à angle droit.

Dans la réalité, le piston n'est pas purement cylindrique, il ressemble plutôt à un tonneau ou une barrique avec un rayon de courbure pour la jupe de plusieurs mètres. Cette forme particulière permet au piston de basculer librement dans la chemise pendant son mouvement entre les PMH et PMB afin de limiter l'arc-boutement. Le piston produit aussi un choc dû à son basculement au niveau des PMH et PMB en réaction au mouvement de la bielle. Le basculement au Point Mort Haut provoque un choc d'autant plus violent que la vitesse de rotation du vilebrequin est élevée et que la pression d'explosion est forte. C'est donc au PMH que les contraintes et les frottements sont les plus forts. Il faut donc chercher à exciter cette zone afin de réduire les principales pertes par frottement. Il est aussi possible de chercher à exciter l'ensemble de la chemise, mais cette solution ne serait pas compatible avec les contraintes mécaniques extrêmement exigeantes (tolérances mécaniques, vibrations,...).

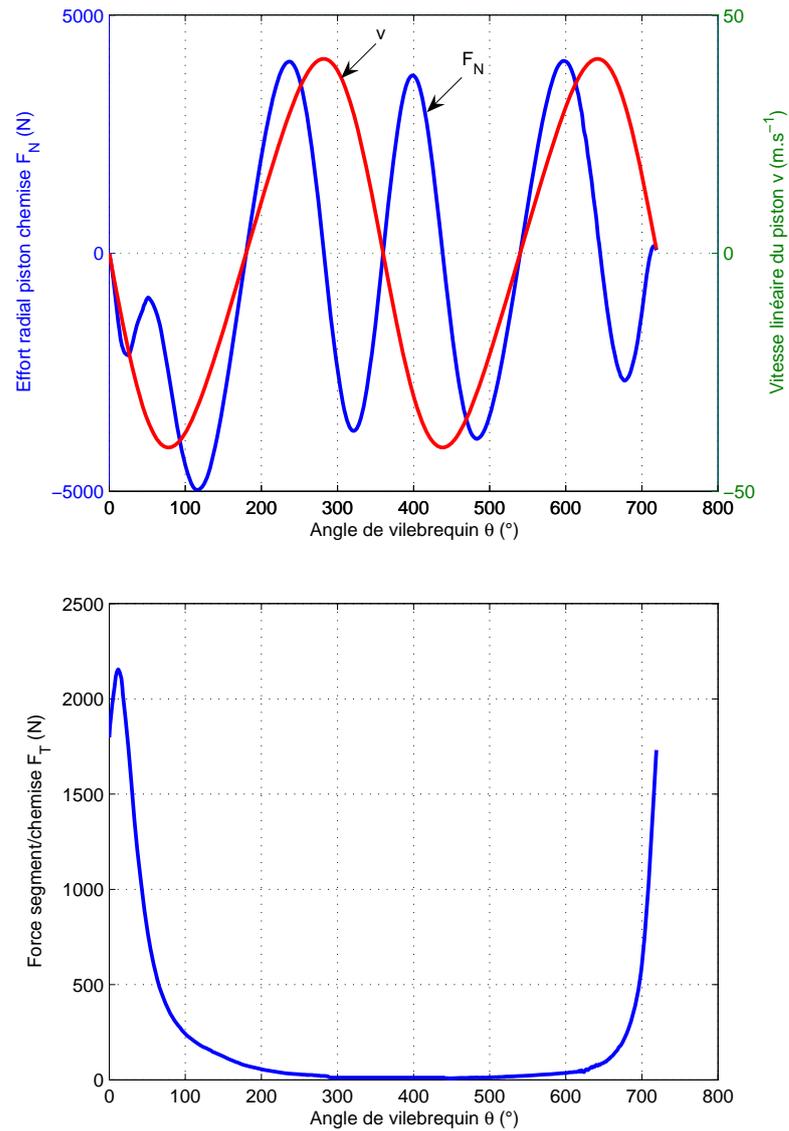


FIG. 5.59 – Evolution temporelle de la vitesse de glissement et des efforts subis par le piston pour un essai à  $18\,000\ tr \cdot min^{-1}$  et pour un cycle complet ( $720^\circ$ ).

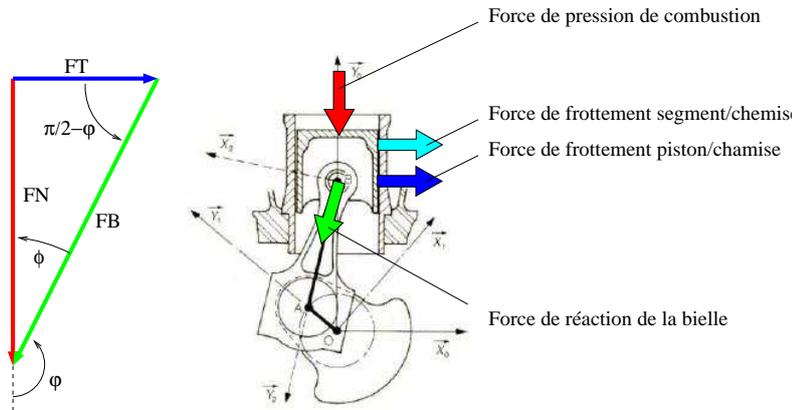


FIG. 5.60 – Bilan des forces mécaniques s'exerçant sur le piston.

#### 5.4.4 Mise en œuvre

La zone couverte par le piston au PMH est choisie comme zone d'excitation. Cependant, le frottement de la jupe contre la chemise se fait principalement dans le plan de bielle. Les forces appartiennent au plan perpendiculaire à l'axe de rotation du vilebrequin. Seul le frottement du segment peut être considéré comme uniforme sur la périphérie du piston. En examinant le système de chemise humide suspendue utilisé, nous pouvons constater que la chemise est uniquement maintenue en place par la collerette enchâssée entre la culasse et le cylindre. Toute la partie "basse" de la chemise est donc libre de se mouvoir dans le bloc (en petits déplacements). Deux solutions ont été envisagées comme présentées sur la figure 5.61.

- **Directement par compression de la chemise.** Une manière directe est de disposer des vérins piézoélectriques directement sur la paroi extérieure de la chemise au niveau de la zone d'eau (cas 1 de la figure 5.61). Ainsi, les actionneurs sont situés au plus près de la zone à exciter, diminuant l'amortissement du système (perte d'effort et de déplacement). Comme la chambre d'eau a une température constante de 100°C, les actionneurs peuvent être refroidis également pour garder de bonnes propriétés piézoélectriques des céramiques.
- **Indirectement par flambage de la chemise.** Une autre solution consiste à exciter la chemise via un mode de flambage. Ainsi il est envisageable d'éloigner les actionneurs de la zone chaude vers le bas moteur où la température est abaissée par l'huile. Cette excitation nécessite un design particulier de la chemise qui se révèle très contraignant.

Nous avons opté pour une excitation directe de la chemise comme représentée sur les figures 5.62 et 5.63. Les actionneurs sont insérés directement sur le bloc cylindre dans des alésages débouchants dans la chambre d'eau. Les faibles déplacements générés ne posent pas d'inconvénients quant à l'étanchéité du système. Le contact entre les actionneurs et la chemise est réalisé par une pièce métallique

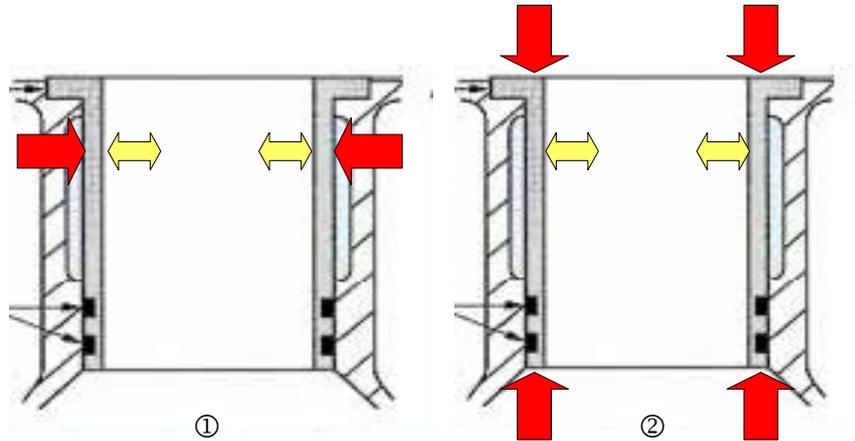


FIG. 5.61 – Modes de déformations mécaniques envisagés. Dans le cas 1, les vibrations sont produites directement au niveau du PMH en comprimant la chemise au niveau de la chambre d'eau. Dans le cas 2, c'est en provoquant le flambage de la chemise qu'il est possible de faire vibrer la zone au niveau du PMH.

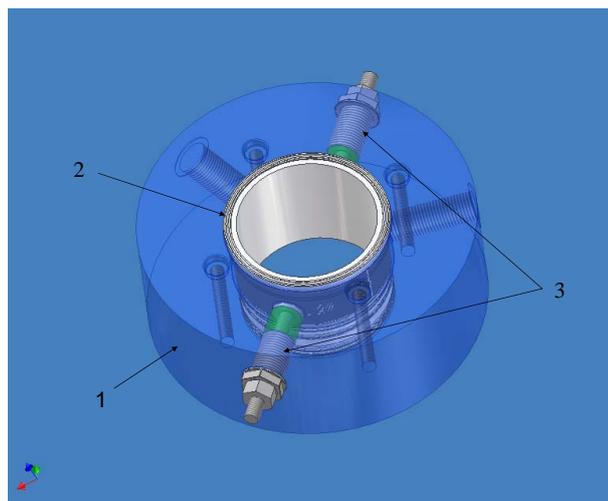


FIG. 5.62 – Mise en place des actionneurs piézoélectriques dans le bloc moteur.

qui épouse le contour de la chemise. Cette pièce fait 25 mm de diamètre. Les actionneurs piézoélectriques utilisés sont fournis par la société PI. Ce sont des



FIG. 5.63 – Photographie du bloc cylindre modifié. Photographie D. Harribey GREM<sup>3</sup>

céramiques multicouches encapsulées et précontraintes par une coque en acier. Ils permettent des déplacements de  $60\ \mu\text{m}$  sous  $1\ 000\ \text{V}$  en conditions quasi statiques.

Afin de minimiser l'énergie électrique absorbée par le système, nous nous sommes intéressés à l'utilisation d'un mode propre de déformation de la chemise. Tout comme pour les actionneurs piézoélectriques, travailler à la fréquence de résonance permet de profiter d'une amplification mécanique supplémentaire. Ce sont les premiers modes de déformations qu'il faut utiliser car ils dissipent beaucoup moins de pertes et stockent un minimum d'énergie élastique dans la structure. De plus, le caractère passe-bas de l'ensemble mécanique amortirait d'autant plus les modes de rang élevés. Une recherche de modes propres par éléments finis sous ANSYS révèle que les modes de déformations intéressants sont compris entre 10 et 40  $\text{kHz}$ . Parmi les différentes déformations modales, trois modes sont exploitables :

- Le mode de respiration. Comme illustré sur la figure 5.64, ce mode est

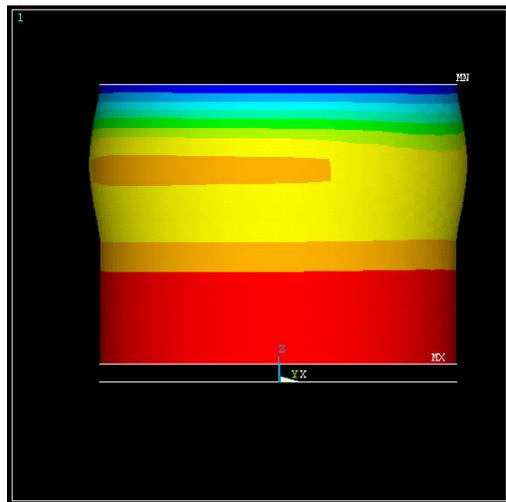
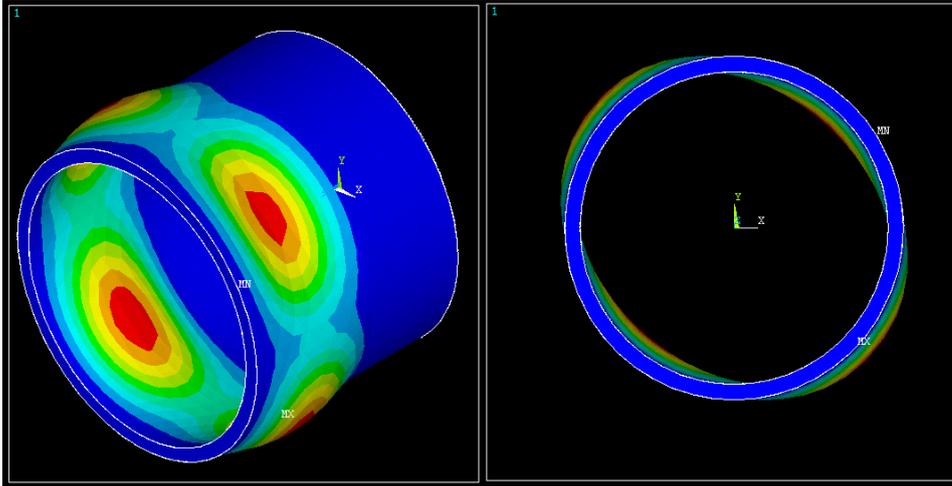
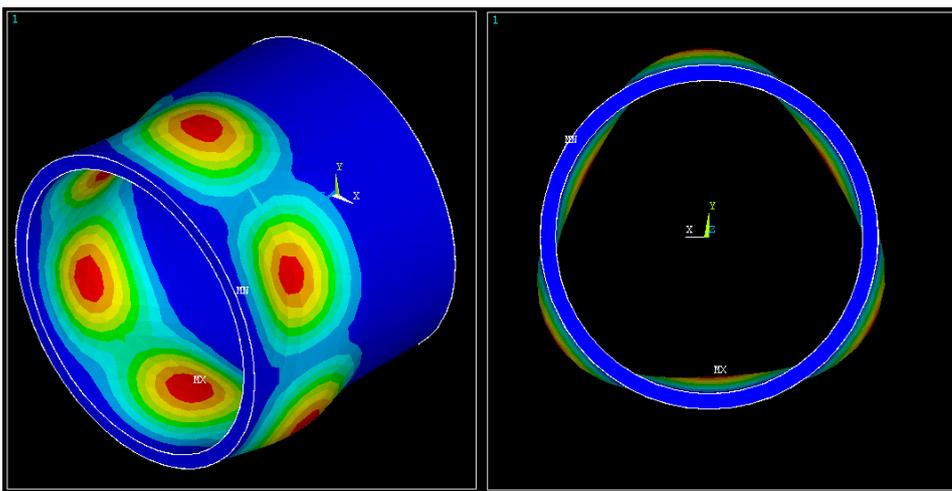


FIG. 5.64 – Mode de respiration ( $f = 16\ 615\ \text{Hz}$ ).

de rang 0 et correspond à une déformation de la chemise similaire à du flambage. Nous écarterons ce mode à cause des jeux qu'il introduit entre le piston et la chemise et qui risque de dégrader l'étanchéité.

- Le mode de rang 2. Comme illustré sur la figure 5.65, la déformation présente deux ventres face à face et d'amplitude de même signe. Nous écarterons ce mode car il est susceptible de pincer le piston dans la chemise (serrage). De plus, lors des phases de dilatation il va augmenter le jeu entre le piston et la chemise et dégrader l'étanchéité tout comme le mode précédent.
- Le mode de rang 3. Comme illustré sur la figure 5.66, la déformation présente deux ventres face à face et d'amplitude de signe opposé. Ce mode est intéressant car il n'introduit pas de jeu supplémentaire entre le piston et

FIG. 5.65 – Mode de rang 2 ( $f = 23\,308\text{ Hz}$ ).FIG. 5.66 – Mode de rang 3 ( $f = 27\,951\text{ kHz}$ ).

la chemise. De plus, le mouvement ne vient pas pincer le piston et limite les risques de serrage.

Afin de cibler expérimentalement ces modes de déformation, nous avons relevé le diagramme de bode des déformations mécaniques grâce à un vélocimètre laser. Sur la figure 5.67, ces trois modes apparaissent. Les premiers modes sont dûs à la ré-

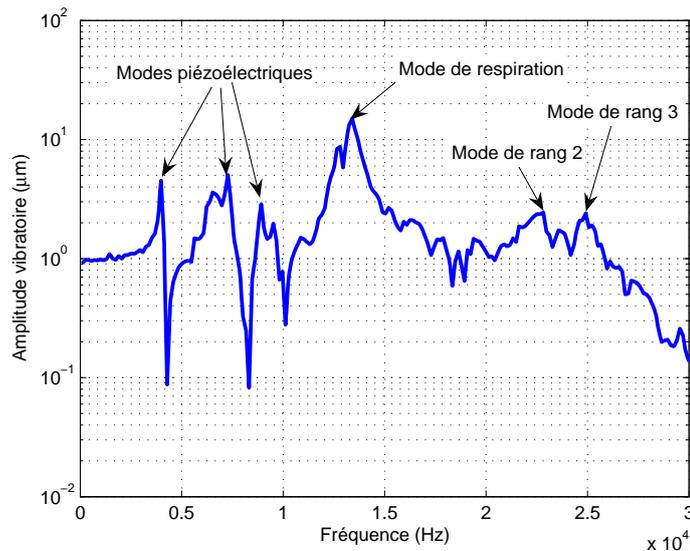


FIG. 5.67 – Relevé fréquentiel de la vibration de la chemise au niveau du PMH. ( $\theta = 0^\circ$ )

sonance des actionneurs piézoélectriques. L'estimation des fréquences de résonance des modes mécaniques reste correcte malgré la relative simplicité de la chemise simulée. La figure 5.68 montre le relevé spatial des amplitudes vibratoires obtenues pour ce dernier mode de vibration. Les lobes principaux situés juste derrière les actionneurs sont bien les plus importants. L'onde mécanique est très amortie en dehors de ces zones d'excitation. Ceci est un avantage car les vibrations restent alors confinées dans une zone restreinte et ne perturbent pas le reste du montage.

## 5.4.5 Résultats expérimentaux

### 5.4.5.1 Le tribomètre alternatif

Nous avons construit un banc d'essai représentatif du système mécanique réel et capable de mettre en application les solutions technologiques envisagées comme présenté sur la figure 5.69. Le piston, la chemise et le bloc cylindre sont directement issus de la banque d'organes d'ASIATECH. Le banc est composé d'un carter cylindre (5) dans lequel la chemise est montée suspendue. Celle-ci est excitée par deux actionneurs piézoélectriques montés en vis-à-vis et dans le plan de bielle (1). L'ensemble piston et bielle (4) est monté sur un vilebrequin entraîné par un moteur synchrone à aimant autopiloté (6). Le système travaille à pression

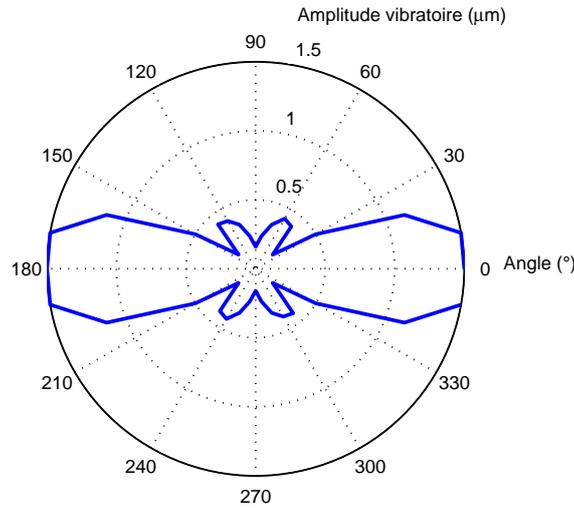


FIG. 5.68 – Relevé spatial des amplitudes vibratoires le long de la circonférence de la chemise et au niveau du PMH.

atmosphérique afin de pouvoir simuler uniquement les frottements issus du contact piston/chemise. La force normale à la surface de la chemise est produite par un vérin pneumatique (7) alimenté par un régulateur de pression assurant un effort constant sur une partie de la course du piston. Cet effort normal est mesuré par un capteur piézoélectrique (2) associé à un conditionneur. L'effort tangentiel est mesuré grâce à trois capteurs piézoélectriques positionnés entre la chemise et la culasse (3). Ces capteurs sont représentés sur la figure 5.69 en vert. En introduisant une raideur entre la collerette de la chemise et le carter cylindre, ces capteurs subissent l'effort de frottement de la part de la chemise suivant son axe. Notre banc fonctionne à des vitesses et des efforts différents des conditions réelles. L'intensité des efforts ( $5\,000\text{ N}$ ), les vitesses élevées ( $40\text{ m.s}^{-1}$ ) et les températures de fonctionnement ( $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) ne sont pas pour l'instant reproductibles en laboratoire. Cependant le banc permet de valider le principe de lubrification électroactive.

Le banc permet de faire varier plusieurs paramètres influant directement sur notre modèle de lubrification comme : la pression de contact, la vitesse de glissement, la fréquence d'excitation, l'amplitude d'excitation,...

#### 5.4.5.2 Evolution des forces de frottement

Les essais de frottement ont été réalisés en condition non lubrifiée, pour des efforts allant jusqu'à plusieurs centaines de newtons et à des vitesses de rotation de l'ordre du mètre par seconde, afin de ne pas endommager la chemise et le piston. La chemise est excitée au niveau de son mode de rang 3.

La figure 5.70 montre un relevé temporel de la force de frottement  $F_T$  piston/chemise, de l'effort normal  $F_N$  appliqué par le vérin pneumatique et de

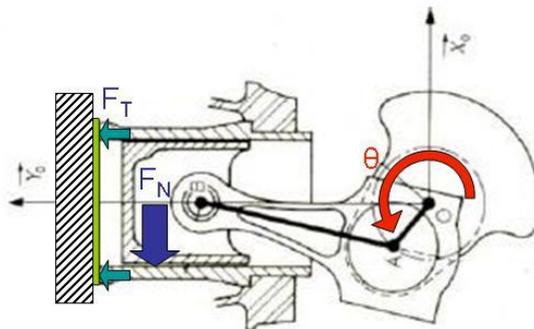
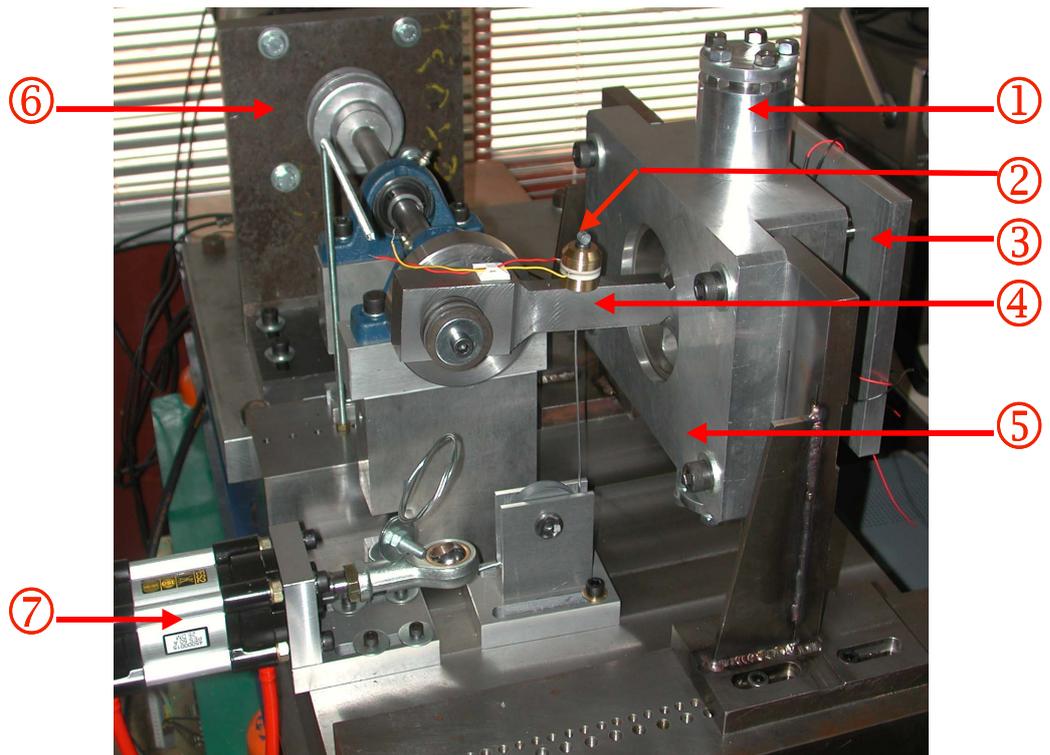


FIG. 5.69 – Tribomètre vibrant alternatif.

l'angle du vilebrequin  $\theta$ . La pression dans le vérin est régulée mécaniquement.

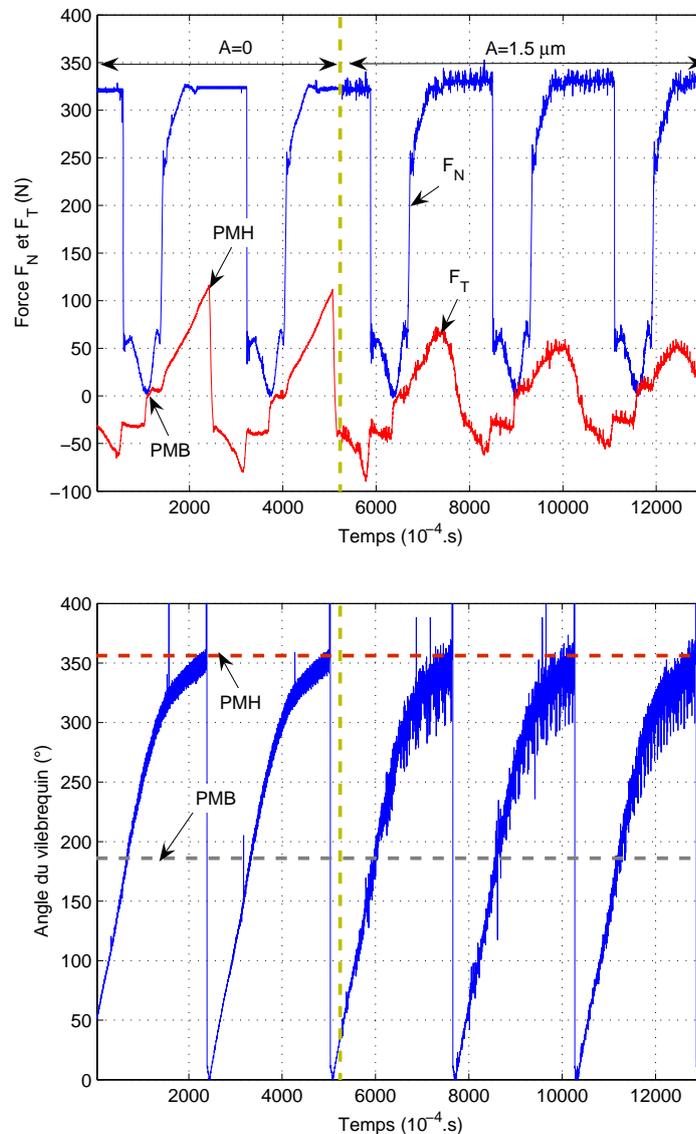


FIG. 5.70 – Relevé temporel de la force de frottement  $F_T$ , la force normale  $F_N$  et de la position du piston en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées. L'effort normal exercé sur le piston est  $F_N = 335 \text{ N}$  et la vitesse de rotation est de  $240 \text{ tr.min}^{-1}$ .

L'effort normal ne peut dans notre cas être maintenu constant car la bande passante de ce régulateur ne permet pas de compenser les variations d'effort dues aux mouvements du piston engendrés par la bielle comme illustré sur la figure 5.70. Lors des phases de relâchement (PMH  $\rightarrow$  PMB) l'effort normal chute pour se restabiliser lors du passage PMB au PMH. Nous ne considérerons donc que les transitions du PMB au PMH.

L'essai présenté sur la figure 5.70 est réalisé pour un effort normal de  $335 \text{ N}$ ,

une vitesse de rotation de  $240 \text{ tr.min}^{-1}$  et pour une amplitude de vibration  $A$  de  $1,5 \mu\text{m}$ . D'après l'équation 5.10, la vitesse linéaire du piston  $v$  peut se calculer en prenant  $\lambda = 0,3$ ,  $R = 2,36 \text{ cm}$  et  $\Omega = 23,3 \text{ rd.s}^{-1}$  et vaut  $0,6 \text{ m.s}^{-1}$ . Il montre que la réduction des forces de frottement est effective et permet une diminution de plus de 83 % au moment du basculement du PMH. La figure 5.71 montre que

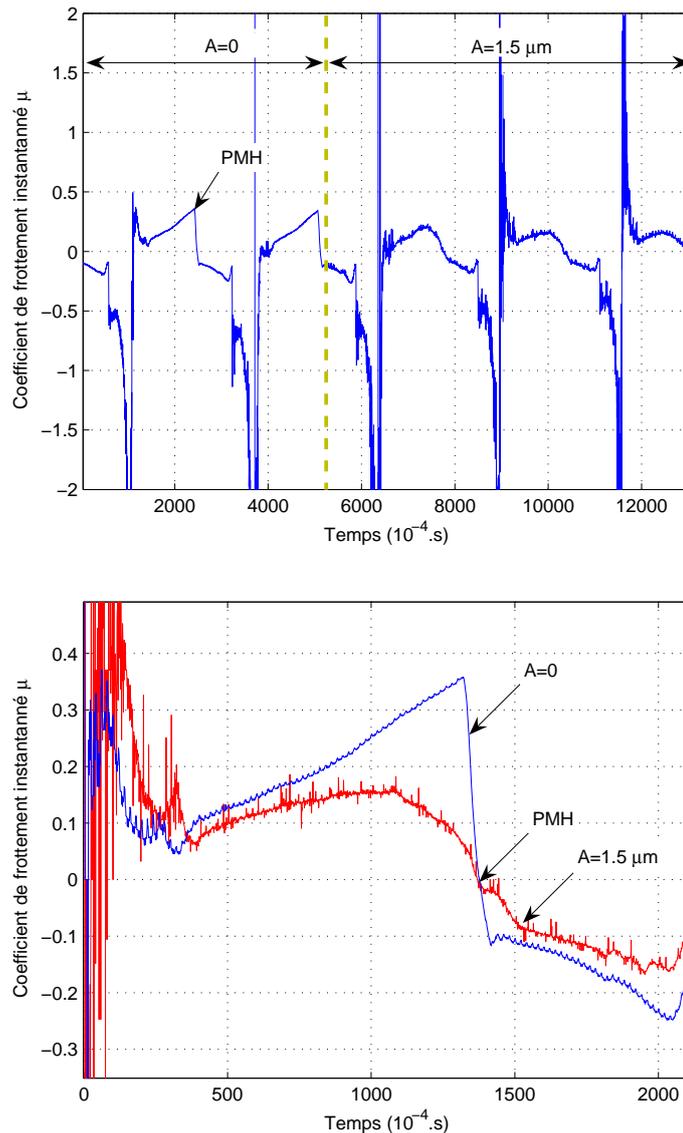


FIG. 5.71 – Relevé temporel du coefficient de frottement instantané  $\mu$  en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées. L'effort normal exercé sur le piston est  $F_N = 335 \text{ N}$  et la vitesse de rotation est de  $240 \text{ tr.min}^{-1}$ .

plus le piston s'éloigne du PMH, plus l'effet de la lubrification active diminue. La zone de réduction du frottement reste donc confinée à la zone d'excitation à cause de la nature élastique et amortissante de la chemise.

Bien que le contact conforme entre le piston et la chemise soit difficile à

modéliser, il possède une grande rigidité de contact de par la large bande de contact de la jupe avec la chemise. Cette propriété est particulièrement adaptée à la lubrification électroactive car plus la raideur du contact augmente plus l'amplitude des vibrations à générer est faible. De plus petites vibrations permettent de réduire les actionneurs et la puissance électrique mais aussi elles peuvent entrer dans le jeu pris entre le piston et la chemise. En effet, pour assurer un film d'huile, le piston admet un jeu de 3 à 5 micromètres avec la chemise. Cet espace est rempli avec de l'huile pour assurer la lubrification hydrodynamique. De petites vibrations inférieures à ce jeu, permettent de ne pas dégrader l'étanchéité du système. De plus, le mouvement alternatif de la paroi pourrait activer un effet de "fluid pumping" et amener de l'huile au sein du contact par capillarité. Pour renforcer cet effet, nous pourrions imaginer générer une onde progressive et non stationnaire pour emmener l'huile.

L'allure du frottement change radicalement au niveau du PMH. Au voisinage du PMH, la vitesse  $v$  est minimale et change même de signe. Or il est démontré dans les précédents chapitres que la lubrification active est d'autant plus forte que la vitesse de glissement est faible. Ceci renforce notre choix quant à la zone à exciter. Les efforts doivent être concentrés sur le haut de la chemise. A mi-course du piston, la vitesse atteint plusieurs dizaines de mètres par seconde, ce qui nécessiterait des fréquences de vibrations mécaniques imposées supérieures à la centaine de kilohertz. Ces fréquences sont difficilement envisageables d'une part parce que les actionneurs dissiperaient trop de pertes et se briseraient, et d'autre part, parce que la chemise atténuerait les vibrations à cause de son caractère passe-bas qui entraînerait des amplitudes vibratoires plus grandes et donc contraindrait encore plus les actionneurs.

Le basculement du piston est aussi affecté par la présence de vibration mécaniques. Lorsque la vitesse change de signe, le piston vient heurter violemment la chemise, introduisant des vibrations dans le moteur. Ces vibrations peuvent venir exciter un mode propre de la voiture et provoquer des oscillations non-contrôlées. La lubrification active permet d'adoucir cette transition et donc de limiter la génération de vibrations parasites du moteur. Cette propriété peut potentiellement relâcher des contraintes de dimensionnement du bloc moteur/boite au niveau de la rigidité. Pour éviter les vibrations, la rigidité des pièces est augmentée afin de déplacer les modes de résonance vers les hautes fréquences. Ainsi ils risqueront d'être moins activés. C'est un gain indirect de performance car il pourrait permettre de réduire le poids du groupe motopropulseur.

Lors des essais, le phénomène de broutement du piston associé au stick slip est très nettement réduit. Sur les courbes de la figure 5.71, la force tangentielle de frottement ne présente pas des petites oscillations lorsque la lubrification électroactive est appliquée. Le mouvement du piston est plus régulier. Une étude de la dynamique du piston (mesure par accéléromètre) permettra, dans l'avenir, de quantifier l'amélioration de la cinématique, notamment pour permettre d'augmenter le diamètre des cylindres avec de faibles courses sans risquer l'arc-boutement ou le serrage

du piston. Cet aspect est potentiellement source d'amélioration : l'augmentation des alésages permet une diminution de la course et d'augmenter les régimes de rotation car les pièces mobiles comme le vilebrequin sont plus petites, moins lourdes et plus compactes. Leur rigidité s'accroît et ils se déforment moins sous l'effet des forces dynamiques. C'est donc une source de gain indirect : la puissance s'obtient "dans les tours" *i.e.* l'augmentation de puissance du moteur ne se fait pas par une augmentation du couple mais par des vitesses de rotation élevées.

### 5.4.6 Conclusion

En matière de réduction des frottements entre le piston et la chemise d'un moteur, il existe des solutions technologiques classiques, dites "passives", qui consistent en l'élaboration de traitements de surfaces adaptés aux contraintes tribologiques (fortes pressions, vitesses élevées), en un choix judicieux de matériaux métalliques ou céramiques et/ou à la lubrification du contact. Une alternative innovante réside dans la lubrification électroactive. L'objectif principal de notre étude a été de dégager les potentialités de l'utilisation des vibrations en vue de réduire la force de frottement dans des conditions de contacts secs de type moteur de formule 1 tout en gardant les contacts d'origine.

La lubrification électroactive se révèle bien adaptée pour des contacts piston/chemise. Il présente une raideur importante qui entraîne une amplitude critique  $A_0$  faible. Cependant, les vitesses de glissement sont trop importantes pour envisager de lubrifier activement l'intégralité du contact. Le point mort haut a été identifié comme la position la plus pénalisante en termes de pertes. Or à son voisinage, les vitesses sont plus faibles et, de ce fait, renforce l'idée de n'activer que la partie haute de la chemise. L'activation directe du contact est présentée comme le meilleur compromis complexité/vibration. Son intégration est facilitée par la présence d'une zone d'eau qui peut évacuer la chaleur produite par des actionneurs et par l'absence de dispositifs mécaniques à proximité. Les actionneurs sont donc disposés normalement à la chemise. C'est cette solution qui a été mise en œuvre sur le banc expérimental.

Les essais expérimentaux montrent la pertinence d'une telle démarche et encouragent à poursuivre ce travail. Cette étude montre que les gains apportés par la lubrification électroactive sont de deux types :

- **Des gains directs.** Ce sont les effets immédiats de la lubrification active. Les forces de frottements sont réellement diminuées. Au niveau du PMH, qui représente l'instant le plus contraint mécaniquement, la réduction atteint 80 %. La zone active, sur laquelle les effets sont observables, reste proche de la zone d'excitation. Il est ainsi possible de venir sélectionner la zone à traiter. Les vibrations générées au contact par le stick-slip sont fortement atténuées et permettent un déplacement plus doux du piston dans la chemise.
- **Des gains indirects.** Ce sont les effets de second ordre qui découlent de la

réduction des frottements. La réduction des frottements permet d'augmenter la vitesse des pièces mobiles et donc de gagner en puissance. Un bon équilibrage du vilebrequin permet des vitesses de rotation élevées. Cet équilibre dépend des vibrations et des modes propres qui peuvent être activés par les perturbations. En faisant vibrer la chemise, nous réduisons ces sources de perturbation (choc du piston au PMH, stick-slip). La dynamique du piston est aussi améliorée et permet d'augmenter le diamètre d'alésage. Ainsi en réduisant la course du piston, il est possible d'augmenter le régime moteur.

Énergétiquement, une réduction de 2 % des forces de frottement permet une économie de 4 500 W. Même si le dispositif électromécanique consomme cette énergie et finalement ne semble pas améliorer le rendement, les gains indirects permettent une élévation du régime moteur et donc une augmentation de la puissance. C'est donc plus sur les gains indirects que l'utilisation de la lubrification électroactive se justifie.

Une solution innovante réside dans un choix astucieux de la géométrie donnée à la jupe du piston. Une forme de jupe comme présenté sur la figure 5.72, permettrait de réduire la fréquence des vibration requises à vitesse de glissement donnée. Une discrétisation du contact en une somme de petites poutres disposées

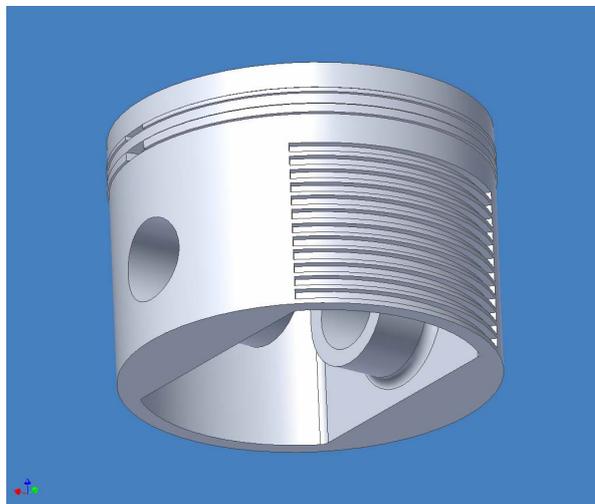


FIG. 5.72 – Géométrie de piston adaptée à la lubrification active

normalement au contact, offrirait une raideur élevée (compression des poutres) et une faible raideur tangentielle (flexion de poutre). Dans le cas où la forme du piston est modifiable, il est possible de la définir dans le but de favoriser la réduction des frottements.

D'autres effets seront intéressants à étudier comme le comportement de l'huile au niveau du contact et en présence de vibrations (effet de capillarité) ou le comportement du mélange air/carburant lorsque la chemise vibre (homogénéisation du

mélange). Notre banc de test devrait permettre d'élargir le spectre des conditions tribologiques et vibratoires et d'analyser l'effet de sollicitations dynamiques sur le comportement en frottement d'un contact lubrifié.

La lubrification électroactive peut finalement réaliser la rupture technologique nécessaire à l'accroissement significatif des performances d'un moteur thermique.

## 5.5 Conclusion

Ce cinquième chapitre s'est voulu expérimental et a permis de valider toute notre approche théorique. Les chapitres précédents ont vu s'établir des hypothèses quant à la nature des contacts soumis à des vibrations et aux résultats escomptés. En particulier au cours du troisième chapitre, il est souligné la possibilité de réduire des forces de frottement, fait déjà observé mais pas démontré, et d'autre part, la possibilité d'augmenter le frottement est révélée.

Dans la première partie de ce chapitre, ce comportement a pu être vérifié et démontré ainsi que la bonne estimation des paramètres critiques que sont l'amplitude critique  $A_0$  et la fréquence critique  $f_0$ . La mise au point d'un tribomètre vibrant rotatif a permis d'obtenir des essais pour différents matériaux. Il permet d'observer les effets de vibrations mécaniques calibrées sur le frottement d'une bille contre divers échantillons plans. Les relevés ont mis en avant le rôle primordial que joue la raideur du contact. Une grande raideur permet de minimiser l'amplitude des vibrations requises, réduisant ainsi l'amplitude des efforts dynamiques. L'effet de la vitesse et de l'effort normal sur la chute de performance de cette technique a bien été confirmé. En plus du pouvoir lubrifiant, la lubrification active permet de contrôler électriquement la réduction des forces de frottement. Les essais obtenus montrent clairement une dépendance linéaire entre le frottement et l'amplitude vibratoire. L'usure a été observée et est augmentée dans le cas d'une lubrification électroactive. La réduction de l'usure par abrasion peut être considérée comme effective au vu des états de surfaces obtenus. Ceux-ci sont plus homogènes et ne présentent plus de profondes rayures. Par contre, l'usure par adhésion et par fatigue augmente considérablement provoquant une dégradation plus importante. Les profils de surfaces obtenus, dans le cas d'une lubrification électroactive, présentent une allure typique en "W". Cette première partie permet donc de démontrer la véracité de la lubrification électroactive et sa bonne modélisation. Il a bien été démontré qu'il s'agit d'un problème multi-échelle, faisant intervenir des phénomènes microscopiques (fretting, raideur tangentielle,...) pour décrire un comportement macroscopique.

En complément de cette première approche orientée sur l'étude du phénomène et ses manifestations, les structures piézoélectriques à onde stationnaire se sont révélées intéressantes pour étudier de façon plus réaliste la mise en pratique de la lubrification active. L'étude du couple de freinage des moteurs piézoélectriques a permis d'étudier cette technique plus facilement grâce à une mise en œuvre

plus aisée. Deux structures sont abordées : les moteurs à rotation de mode et les moteurs à onde progressive. Nous avons observé que les forces de frottement pouvaient quasiment s'annuler (95 %) pour des configurations d'excitation adaptées (amplitudes et fréquence), conformément à la théorie. L'étude de ces structures montre l'intérêt de concevoir des contacts multiples qui doublent "artificiellement" la fréquence d'excitation. Leurs fortes capacités d'intégration et leurs puissances massiques permettent de concevoir des dispositifs à effort de frottement contrôlé comme par exemple des interfaces haptiques kinestésiques.

La deuxième partie de ce chapitre dévoile les premières conclusions sur la pertinence d'appliquer la lubrification électroactive au contact sec piston/chemise d'un moteur de formule 1. Un banc d'essais dédié à cette étude, a été réalisé et permet de dégager les premiers résultats montrant l'intérêt d'introduire sciemment des vibrations mécaniques à haute fréquence dans un contact mécanique. Ce tribomètre alternatif est construit autour d'organes issus de moteurs existants et permet de travailler dans des conditions mécaniques proches de la réalité. Les résultats expérimentaux sont très encourageants, les perspectives visant à préciser les conditions de sollicitation (amplitude, fréquence, zone de contact) et l'implantation des actionneurs dans le moteur sont aussi mises en avant. Une étude des forces en présence montre que la zone à activer correspond à la position du piston au Point Mort Haut. Cette zone se prête idéalement à la lubrification active car les vitesses linéaires du piston y sont les plus faibles. Les actionneurs piézoélectriques peuvent s'intégrer facilement dans le bloc cylindre au niveau de la zone d'eau qui peut aussi assurer leur refroidissement. Le contact conforme propre au piston permet de bénéficier de grandes raideurs de contact demandant de faibles amplitudes vibratoires. La réduction des efforts peut atteindre près de 80 %. La dynamique du piston présente un adoucissement dans ses mouvements et n'est plus soumis à du stick-slip. Cette propriété permet d'envisager des montées en régime de rotation et ainsi augmenter la puissance du moteur.

A travers ces différents mécanismes, la faisabilité et les ordres de grandeurs en termes de performance et de condition d'excitation ont pu être montrés. La lubrification électroactive n'est donc pas une utopie et mérite d'entamer de futures études afin de préciser des conditions tribologiques adaptées (choix des matériaux et des formes de contact, préciser le rôle du troisième corps,...).

# Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire est axé sur l'étude de la "lubrification électroactive" et sa mise en œuvre en vue de la réduction et le contrôle des forces de frottement à l'aide de vibrations imposées par des actionneurs piézoélectriques. La lubrification électroactive repose sur la surimposition de vibrations dans un contact entre deux solides en frottement sec. Cette étude s'est focalisée sur des contacts sollicités dans le domaine élastique, en considérant différentes situations de sollicitations, d'une part vis-à-vis de la direction de frottement, et d'autre part en prenant en compte des contacts permanents ou intermittents. L'ensemble de ces différents cas a été abordé dans le cadre d'une modélisation multi-échelle, dans le but de comprendre les mécanismes du frottement en régime dynamique, et de mettre en évidence les paramètres influents dans la réduction et le contrôle des forces de frottement à l'échelle macroscopique. La mise en œuvre de cette nouvelle technique nécessite l'utilisation d'actionneurs à base de matériaux électroactifs, les plus à même de répondre à la double contrainte en termes de pression et de fréquence élevées. Après une validation des mécanismes prévus par la théorie, nous avons, sous l'impulsion de la société ASIATECH, cherché à mettre en application cette technologie de lubrification électroactive dans le but de réduire les pertes par frottement dans un moteur de Formule 1. Cette étude a été enrichie par le double apport de la modélisation et de l'expérimentation permettant ainsi l'exploitation de cette nouvelle technique non seulement dans la réduction des forces de frottement mais aussi dans leur contrôle. Ce mémoire s'est subdivisé en 5 chapitres.

Un premier chapitre permet de recenser les principaux domaines dans lesquels l'association vibration/frottement a été exploitée. Nous retrouvons ainsi majoritairement des applications dans le domaine de la mise en forme des métaux, qui ont montré, sur la base d'observations, de très bons résultats sur différents aspects : augmentation des cadences de production, obtention directe de bons états de surface, favorisation de la relaxation des contraintes internes, durcissement des surfaces et obtention de côtes plus précises en sortie d'extrusion. Bien que la réduction des forces de frottement soit effective entre l'outil et le matériau, le bilan énergétique direct n'est a priori pas favorable ; cependant, en prenant en compte l'énergie nécessaire aux post-traitements amenant au même produit fini, le bilan énergétique global redevient intéressant. De manière similaire, l'usage ultrasonique par abrasion s'est développé et a montré de réelles performances notamment vis-à-vis de tolérances de formes plus faibles. L'ensemble de ces résultats bibliographiques couvre des domaines d'application où les échelles auxquelles sont étudiés ces phénomènes vibratoires vont du centimètre (usinage, moteurs piézoélectriques) au kilomètre (tectonique des plaques). Dans ces différentes approches, plusieurs modélisations sont présentées, mais elles restent incomplètes : les phénomènes physiques locaux susceptibles de décrire les mécanismes s'opérant à l'échelle du contact ne sont pas abordés, et de ce fait, le comportement global (macroscopique) ne peut être quantifié théoriquement. En ce sens, les chapitres suivants permettent de compléter les approches antérieures et d'aboutir à une modélisation multi-échelle basée sur la théorie des contacts élastiques.

Le développement du deuxième chapitre s'opère autour des principes physiques

généraux régissant le comportement en frottement de solides en contact. Après un premier volet donnant les paramètres influents du comportement tribologique (conditions extérieures, conditions de sollicitation), une description à différentes échelles, macroscopique et locale, sur la base de modèles existants est entreprise. Cette approche locale, est abordée par la description des phénomènes de frottement en fonction des débattements relatifs entre solides, dans lesquels sont décrits les comportements transitoires des contacts élastiques. Au terme de ce deuxième chapitre, la notion de déplacement critique, séparant un glissement partiel d'un glissement total, s'impose alors pour envisager une réduction du coefficient de frottement à l'échelle macroscopique. En outre, la relation quasi linéaire entre le coefficient de frottement et le déplacement relatif offre la possibilité d'une modulation de la force de frottement. De même, les différents modes d'usure sont décrits et montrent tous une dépendance vis-à-vis de l'énergie dissipée dans le contact. Ainsi, outre la diminution du coefficient de frottement apparent, la diminution de l'énergie dissipée inhérente à une excitation du contact dans le domaine élastique par la surimposition de vibrations mécaniques au contact, laisse entrevoir une réduction de l'usure de manière conjointe.

Forts de ces résultats, le troisième chapitre s'est focalisé sur les différents moyens de diminuer le frottement macroscopique, et en particulier ceux susceptibles de solliciter les solides dans une condition de glissement partiel. Une comparaison entre une excitation normale ou tangentielle a été réalisée. Il s'avère alors que l'introduction d'une vibration normale au contact est la plus intéressante en termes de réduction conjointe des forces de frottement et de l'usure. Elle permet, en effet, de discrétiser le mouvement macroscopique en une somme de petits débattements dans lesquels on doit s'efforcer, par des paramètres vibratoires choisis, de maintenir les contacts microscopiques successifs en glissement partiel. Cette condition particulière ne peut être obtenue que par une séparation périodique des contacts, générée elle-même par la surimposition d'une vibration mécanique. Une modélisation analytique du contact de type bille/plan a été entreprise pour préciser les conditions vibratoires (amplitude, fréquence) nécessaires à l'établissement d'un coefficient de frottement apparent plus faible. On a montré d'une part l'existence d'une amplitude vibratoire minimale requise correspondant à une condition de seuil  $A_0$  au-delà duquel, le contact est intermittent, et d'autre part une fréquence minimale  $f_0$  garantissant un glissement partiel.  $A_0$  est conditionnée par la raideur du contact et l'effort normal appliqué, tandis que  $f_0$  dépend de manière directe, de la vitesse relative des corps en contact, et de manière indirecte, de l'amplitude vibratoire  $A$ . D'autres résultats très intéressants peuvent aussi être déduits de notre approche analytique. D'une part, nous avons montré qu'il était possible d'augmenter artificiellement le coefficient de frottement apparent par cette même technique, par une exploitation des efforts dynamiques normaux introduits par la sollicitation harmonique. Cette propriété inédite pourrait notamment s'avérer intéressante à exploiter pour augmenter l'efficacité de la conversion mécano-mécanique à l'interface rotor/stator des moteurs piézoélectriques. D'autre part, au-delà des paramètres d'excitation garantissant les conditions de lubrification ( $A_0$  et  $f_0$ ), le coefficient de frottement apparent peut être commandé continûment

entre la valeur minimale obtenue en condition de lubrification électroactive et les valeurs maximales obtenues, soit sans vibrations imposées, soit sous l'effet d'efforts dynamiques en conditions d'excitation. Cette propriété pourra être avantageusement mise à profit dans un convertisseur électromécanique compact de type embrayage ou limiteur de couple commandé électriquement. En revanche, si l'approche préconisée met en avant des nouvelles fonctionnalités, leur mise en œuvre peut être pondérée par l'accroissement de l'énergie dissipée au contact et de fait par l'usure engendrée a priori par les efforts dynamiques. Aussi, un dimensionnement adapté du contact permet d'envisager un bilan énergétique plus favorable.

Les paramètres d'excitation déduits de notre approche analytique imposent le recours à des technologies d'actionnement basées sur l'exploitation de matériaux électroactifs pour les fortes pressions et les vitesses vibratoires élevées qu'ils sont capables de produire. Aussi, le quatrième chapitre traite de la mise en œuvre d'actionneurs piézoélectriques associés à leurs alimentations électroniques dédiés. Parmi les différentes familles d'actionneurs piézoélectriques, les actionneurs résonants sont les plus à même de répondre à notre besoin notamment en termes de fréquence d'excitation élevée, et de facteur de puissance plus favorable. Notons par ailleurs, que les structures d'alimentation adaptées à ce type d'actionneurs sont elles aussi de type résonantes et accordées à la fréquence de résonance mécanique du système. Ainsi, comparée à des solutions technologiques purement mécaniques, l'association d'un actionneur à forte puissance spécifique et de son électronique d'alimentation facilement " délocalisable ", permet une meilleure intégration dans un système embarqué.

Le cinquième et dernier chapitre est consacré de manière générale à la mise en œuvre du concept de lubrification électroactive à l'aide des actionneurs piézoélectriques précédemment décrits. Une première étape a trait à la validation expérimentale du modèle décrit au troisième chapitre à l'aide d'un tribomètre rotatif de type bille/plan. Dans cette configuration de frottement, nous avons mis en évidence les phénomènes élémentaires de la lubrification électroactive, à savoir la diminution ou augmentation du coefficient de frottement apparent ainsi que son contrôle facilité par sa dépendance linéaire vis-à-vis des paramètres d'excitation. La bonne corrélation entre les paramètres critiques théoriques (amplitude  $A_0$ , fréquence  $f_0$ ) et ceux mesurés expérimentalement, est vérifiée. De plus, l'influence des paramètres extérieurs (force normale appliquée, vitesse de glissement relative) est bien estimée par le modèle. Concernant l'expertise tribologique, nous avons observé par des relevés topographiques de surface et des observations en microscopie électronique à balayage des profils d'usure en  $W$  caractéristiques d'un contact en glissement partiel, malgré l'amplitude importante du mouvement mis en jeu. Les hypothèses de glissement partiel utilisées dans le modèle sont ainsi vérifiées. La validation du concept de lubrification électroactive a été testée sur des convertisseurs électromécaniques existants (moteur annulaire de type Shinsei et moteur à rotation de mode) et excités en onde stationnaire. L'expertise tirée de ces structures à caractère finalisé, met en évidence les bonnes

performances et la bonne commandabilité de la lubrification active. Outre la validation des performances du modèle, de nouvelles fonctionnalités, telle que le débrayage contrôlé, identifiées au troisième chapitre, ont pu être confirmées. Dans un deuxième temps, nous avons concentré nos efforts sur l'exploitation de la lubrification électroactive au service de la réduction des efforts de frottement dans un moteur à combustion interne. Cette étude est le fruit d'une collaboration entre la société ASIATECH, ex-motoriste de Formule 1, et l'équipe *GREM*<sup>3</sup>. Après une étude comparative des contacts sujets aux pertes par frottement les plus élevées, le contact piston/chemise a été retenu. Sa cinématique a été tout d'abord étudiée pour pouvoir préciser la zone d'excitation à privilégier. Il s'avère que la zone au voisinage du point mort haut (PMH) présente conjointement la pression de contact la plus élevée et une vitesse relative entre le piston et la chemise réduite. Cette situation est donc plus en accord avec les fréquences usuelles des actionneurs piézoélectriques. Après une analyse modale de la chemise, nous avons choisi une architecture d'actionnement permettant d'exciter un de ses modes propres afin de profiter d'un gain vibratoire significatif. Après cette étude de faisabilité, la mise en œuvre expérimentale a donné lieu à la réalisation d'un banc d'essais instrumenté spécifique capable de reproduire le mouvement et le comportement dynamique en basse vitesse du piston coulissant dans la chemise. Les mesures relevées démontrent la possibilité de réduire de manière significative les frottements, la réduction du coefficient de frottement dans la zone excitée pouvant aller jusqu'à 80 %. Si le banc d'essais ne permet pas de reproduire fidèlement les conditions réelles d'un contact piston/chemise d'un moteur de Formule 1, notamment en termes de vitesse, de pression, et de température, et de mode de lubrification, les résultats obtenus nous encouragent à poursuivre dans cette voie. Notons par ailleurs, que si les gains "directs" sont significatifs, nous pouvons aussi tirer profit de gains "indirects" comme la diminution du broutement du piston.

Pour conclure, les travaux présentés dans ce manuscrit ouvrent la voie à une approche nouvelle des contacts en régime de frottement sec. En effet, l'introduction volontaire de vibrations mécaniques dans un contact ne paraît pas de prime abord naturelle pour le concepteur, alors que ce moyen constitue une solution potentiellement efficace pour améliorer l'interaction entre les parties mobiles en contact. Les résultats déjà probants décrits dans ce mémoire pourraient être encore améliorés par une prise en compte du principe de lubrification électroactive dès l'étape de conception. A cette fin, il conviendra tout d'abord d'approfondir les points fondamentaux ayant trait :

- au rôle du troisième corps,
- au rôle du lubrifiant liquide,
- à la géométrie de contact adapté,
- au matériau choisi,
- à l'exploitation de résonances de contact.

D'autre part, d'un point de vue électromécanique, la génération des vibrations pourrait tirer avantageusement partie :

- de contacts multipoints,
- d'une gestion globale des actionneurs répartis,
- d'une intégration des matériaux électroactifs dans la structure à activer.

# Bibliographie

- [Ada96] K. Adachi, K. Kato et Y. Sasatani, « The micro-mechanism of friction drive with ultrasonic wave », *Wear*, vol. 194, pp. 137–142, 1996.
- [AFN] *www.afnor.fr*.
- [ape] apexmicrotech.com, « Piezo drive applications », Rapport technique, APEX microtechnology corporation.
- [Arc53] J. Archard, « The wear of metals under lubricated conditions », *Journal of Applied Physic*, vol. 24, pp. 981–988, 1953.
- [Arc56a] J. Archard, « The temperature of rubbing surfaces », *Wear*, vol. 2, pp. 438–455, 1956.
- [Arc56b] J. Archard et W. Hirst, « The wear of metals under lubricated conditions », *Proc. Roy. Soc., A*, vol. 236, pp. 397–410, 1956.
- [Arn91] R. Arnell, P. Davies, J. Halling et T. Whomes, *Tribology, Principles and design Applications*, Mc Millan, London, 1991.
- [ARQ00a] P. ARQUES, *Conception et construction des moteurs alternatifs*, Ellipse, 2000.
- [ARQ00b] P. ARQUES, *Moteurs alternatifs à combustion interne*, Ellipse, 2000.
- [Asa03] K. Asai et M. K. Kurosawa, « Simulation model of surface acoustic wave motor considering tangential rigidity », *Electronics and Communications in Japan*, vol. 87, n° 7, pp. 54–66, 2003.
- [Ash89] M. F. Ashby, S. Lim et J. Brunton, « The effects of sliding conditions on the dry friction of metals », *Acta Metallurgica*, vol. 37, n° Issue 3, pp. 767–772, march 1989.
- [Ash90] M. F. Ashby et S. Lim, « Wear-mechanism maps », *Scripta Metallurgica et Materialia*, vol. 24, n° Issue 5, pp. 805–810, may 1990.
- [AYE] J. AYEL, « Usure dans les moteurs - formes fondamentales », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. BM 2753, pp. 1–23.
- [Bab04a] V. Babitsky, V. Astashev et A. Kalashnikov, « Autoresonant control of nonlinear mode in ultrasonic transducer for machining applications », *Ultrasonics*, vol. 42, pp. 29–35, 2004.
- [Bab04b] V. Babitsky, A. Mitrofanov et V. Silberschmidt, « Ultrasonically assisted turning of aviation materials : simulations and experimental study », *Ultrasonics*, vol. 42, pp. 81–86, 2004.

- [Ber93] Y. Berthier, « Frottement sec », Rapport technique, Stage de formation COMETT, 1993.
- [Bhu95] B. Bhushan, *Handbook of micro/nanotribology*, CRC Press, 1995.
- [Bhu01a] B. Bhushan, *Modern Tribology Handbook*, CRC Press, 2001.
- [Bhu01b] B. Bhushan, *Modern Tribology Handbook, Macrotribology*, CRC Press, 2001.
- [Bla55] F. Blaha et B. Langenecker, « Dehnung von zink-einkristallen unter ultraschalleinwirkung », *Naturwissenschaften*, vol. 42, p. 556, 1955.
- [Bud04] M. Budinger, J.-F. Rouchon et B. Nogarede, « Analytical modeling for the design of a piezoelectric rotating-mode motor », *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, vol. 9, n° 1, pp. 1–9, 2004.
- [BUF] [www.bufo.ru](http://www.bufo.ru).
- [Bul05] M. Bullo, *Modélisation et commande d'un moteur piézoélectrique à onde progressive*, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, EPFL, 2005.
- [Bur01] L. Bureau, T. Baumberger, C. Caroli et O. Ronsin, « Low-velocity friction between macroscopic solids », *C.R. Académie des Sciences Paris*, vol. 2, pp. 699–707, 2001.
- [Car01a] M. Cartier et P. Kapsa, « Usure des contacts mécaniques - Éléments de tribologie », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. traité Génie mécanique, n° BM5066, 2001.
- [Car01b] M. Cartier et P. Kapsa, « Usure des contacts mécaniques - manifestations de l'usure », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. traité Génie mécanique, n° BM5067, 2001.
- [Car01c] M. Cartier et P. Kapsa, « Usure des contacts mécaniques - maîtrise de l'usure et du frottement », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. traité Génie mécanique, n° BM5068, 2001.
- [Car01d] M. Cartier et P. Kapsa, « Usure des contacts mécaniques - problématique et définitions », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. traité Génie mécanique, n° BM5065, 2001.
- [Cer] F. Ceramics, *Electrical machinery energy converting elements with wide application area*, Fuji Ceramics Corporation.
- [Cha89] P. Champ, *Modélisation et caractérisation sous haut niveau de sollicitation mécanique des céramiques piézoélectriques*, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1989.
- [Che92] A. Chevalier, *Guide du Dessinateur Industriel*, Hachette technique, 1992.
- [Che95] C. F. Cheers, *Design and optimisation of an ultrasonic die system for forming metal cans*, Thèse de doctorat, Loughborough University of Technology, 1995.
- [Clo] C. Clos, « Technologie des moteurs alternatifs à combustion interne », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. BM 2800, pp. 1–32.

- [CNT] *www.unl.edu.*
- [Daw70] G. Dawson, C. Winsper et D. Sansome, « Application of high- and low-frequency oscillations to the plastic deformation of metals : A complete appraisal of the development and potential », *Metal Forming*, pp. 254–261, sep. 1970.
- [Die74] E. Dieulesaint et D. Royer, *Ondes élastiques dans les solides*, Masson, 1974.
- [End86] A. Endo et N. Sasaki, « Investigation of frictional material for ultrasonic motor », *Proceedings of 7th symposium on ultrasonic electronics*, , n° 26, pp. 197–199, 1986.
- [Eyr84] L. Eyraud et M. Brissaud, *Le transducteur piézoélectrique, théorie - fonctionnement - caractérisation*, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1984.
- [Fer99] J.-P. Ferrieux et F. Forest, *Alimentations à découpage - Convertisseurs à résonance*, Dunod, 1999.
- [Fle89] M. Fleischer, D. Stein et H. Meixner, « Ultrasonic piezomotor with longitudinally oscillating amplitude-transforming resonator », *IEEE transactions of Ultrasonic Ferroelectric Frequency Control UFFC*, , n° 37, pp. 607–613, 1989.
- [Fou96] S. Fouvry, P. Kapsa et L. Vincent, « Quantification of fretting damage », *Wear*, vol. 200, pp. 186–205, 1996.
- [Fou97] S. Fouvry, *Etude quantitative des dégradations en fretting*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [Gah88] K. Z. Gahr, « Modelling of two-body abrasive wear », *Wear*, vol. 124, n° Issue 1, pp. 87–103, 1988.
- [Gah98] K. Z. Gahr, « Wear by hard particles », *Tribology International*, vol. 31, n° 10, pp. 587–596, October 1998.
- [Gah03] K. Z. Gahr, « Transition from static to kinetic friction of unlubricated or oil lubricated steel/steel, steel/ceramic and ceramic/ceramic pairs », *Wear*, vol. 255, n° Issue 1-6, pp. 365–375, 2003.
- [Gao98] J. Gao, W. Luedtke et U. Landman, « Friction control in thin-film lubrication », *Journal of Physical Chemistry*, vol. B102, pp. 5033–5037, 1998.
- [Gar53] F. K. Garskii et V. I. Efromov, « Effect of ultrasound on the decomposition of solid solutions », *Izv. Akad. Nauk, Beloroussk SSR*, vol. 3, 1953.
- [Geo00] J.-M. Georges, *Frottement Usure et Lubrification*, Editions Eyrolles, 2000.
- [Gir02] F. Giraud, *Modélisation causale et commande d'un actionneur piézoélectrique à onde progressive*, Thèse de doctorat, Université Lille I, 2002.
- [Gon92] P. Gonnard, « Moteurs piézoélectriques ultrasonores et actionneurs », Rapport technique, INSA de Lyon, 1991-1992, note de cours.

- [Gon94] P. Gonnard, L. Eyraud et M. Guillemot, « Matériaux piézoélectriques pour moteurs ultrasonores : performances requises et problèmes technologiques », *Journal de Physique III*, vol. 4, n° 7, pp. 1205–1218, july 1994.
- [Got84] H. Goto, M. Ashida et Y. Terauchi, « Effects of ultrasonic vibration on the wear characteristics of a carbon steel : Analysis of the wear mechanism », *Wear*, vol. 94, pp. 13–27, 1984.
- [Gre66] J. Greenwood et J. Williamson, « Contact of nominally flat surfaces », *Proc Royal Soc London*, vol. 19, pp. 295–300, 1966.
- [Gre67] J. Greenwood et J. Tripp, « The elastic contact of rough spheres », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 89, n° 1, pp. 153–159, March 1967.
- [Hen01] C. Henaux, J. Rouchon et B. Nogarede, « Development of a simplified supply for diphased piezoelectrics », dans *Proceedings of the EPE Conference*, Graz, Austria, 2001.
- [Heu98] M. Heuberger, C. Drummond et J. Israelachvili, « Coupling of normal and transverse motions during frictional sliding », *Journal of Physical Chemistry*, vol. B102, pp. 5038–5041, 1998.
- [Hwa03] D. Hwang et K. Z. Gahr, « Transition from static to kinetic friction of unlubricated or oil lubricated steel/steel, steel/ceramic and ceramic/ceramic pairs », *Wear*, vol. 255, pp. 365–375, 2003.
- [Ike90] T. Ikeda, *Fundamentals of Piezoelectricity*, Oxford Science Publications, 1990.
- [ipg] [www.ipgp.jussieu.fr](http://www.ipgp.jussieu.fr).
- [ISO] [www.iso.org](http://www.iso.org).
- [Izu66] O. Izumi, K. Oyama et Y. Suzuki, « Effects of surimposed ultrasonic vibration on compressive deformation of metals », *Transaction of the Japan Institute of Metals*, vol. 7, n° 3, pp. 158–166, 1966.
- [Jen98] D. Jendritza, « Performance and applications of piezoelectric and electrorheological actuators », dans *Proceedings of the 6th International Conference on New Actuators*, pp. 21–25, Bremen, Germany, June 1998.
- [Jib01] T. Jibiki, M. Shima, H. Akita et M. Tamura, « A basic study of friction noise caused by fretting », *Wear*, vol. 251, pp. 1492–1503, 2001.
- [Joh85] K. Johnson, *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, 1985.
- [Jon67] J. Jones, « Ultrasonic metal deformation processing », dans *Proceedings of the International Conference on Manufacturing Technology*, pp. 983–1006, 1967.
- [Kit98] T. Kitazawa, *Friction controlle device tested to CNC turning lathe guideway and slider*, Thèse de doctorat, Master's Thesis of Ecole Centrale de Lyon, 1998.
- [Kog] L. Kogut et I. Etsion, « An elastic-plastic model for the contact and friction of rough surfaces », Rapport technique, Departement of Mechanical Engineering.

- [Kri66] I. Kristoffy, « Metal forming with vibrated tools », *Transactions of the ASME*, pp. 72–75, 1966.
- [Kut97] H. Kutomi, *Friction coefficient reduced under 0.05 in dry condition using supersonic impactors attached to slider*, Thèse de doctorat, Master's Thesis of Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [Lan66] B. Langenecker, « Effects of ultrasound on deformation characteristics of metals », *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. SU-13, n° 1, pp. 1–8, march 1966.
- [Leb04] L. Lebrun, G. Sebald, B. Guiffard, D. Guyomar et E. Pleska, « Investigations on ferroelectric pmnpt and pznpt single crystals ability for power resonant actuators », *Ultrasonics*, vol. 42, pp. 501–505, 2004.
- [Leh] E. Lehfeldt, « Beeinflussung metallischer reibungsvorgänge durch schall im 20 khz-bereich », *Diss. RWTH Aachen*.
- [Lin92] M. F. Linker et J. H. Dieterich, « Effects of variable normal stress on rock friction : observations and constitutive equations », *Journal of Geophysical Research*, vol. 97, p. 4923, 1992.
- [Mar66] A. Markov, *Ultrasonic Machining of Intractable Materials*, London Iliffe Books LTD, 1966.
- [Max] Maxonics, « Datasheet high power ultrasonics system for industrial applications », Rapport technique, Etrema Products.
- [Min49] R. Mindlin, « Compliance of élastique bodies in contact », *Journal of Applied Mechanics*, vol. Trans. ASME, Series E, n° 16, 1949.
- [Mit03] A. Mitrofanov, V. Babitsky et V. Silberschmidt, « Finite element simulations of ultrasonically assisted turning », *Computational Materials Science*, vol. 28, pp. 645–653, 2003.
- [Moh95] H. Mohrbacher, *The tribological performance of advanced hard coatings under fretting conditions*, Thèse de doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, 1995.
- [mor] [www.morganelectroceramics.com](http://www.morganelectroceramics.com).
- [Nak91] K. Nakamura, « An estimation of load characteristics of an ultrasonic motor by measuring transient responses », *IEEE transactions of Ultrasonic Ferroelectric Frequency Control UFFC*, , n° 38, pp. 481–485, 1991.
- [Nev57] G. Nevill et F. Brotzen, « The effect of vibrations on the static yield strenght of low carbon steel », *Proceedings of American Sociaty for testing materials*, vol. 57, pp. 751–758, 1957.
- [Nog] B. Nogarede, C. Henaux et J.-F. Rouchon, « Progres and évolution à venir dans les machines électriques - les obstacles à franchir », dans *Proceedings de la Conversion Electromécanique Directe (CEMD)*, ENS Cachan.
- [Nog91] B. Nogarede et D. Harribey, « Amplificateur linéaire à contrôle automatique de gain », Rapport technique, Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle de Toulouse, 1991.

- [Nog94] B. Nogarede et E. Piecourt, « Modelisation of a travelling wave piezoelectric motor by equivalent electromechanical circuit », dans *Proceedings of the 1994 International Conference on Electrical Machines (ICEM'94)*, vol. 2, pp. 128–133, 1994.
- [Nog05] B. Nogarede, *Electrodynamique appliquée : fondements et principes physiques de l'électrotechnique*, Dunod, 2005.
- [Per95] B. Persson et E. Tosatti, *Physics of Sliding Friction*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1995.
- [Pie95] E. Piecourt, *Caractérisation électromécanique et alimentation électronique des moteurs piézoélectriques*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1995.
- [PL03] J. Perret-Liaudet et E. Rigaud, « Experiments and numerical results on non-linear vibrations of an impacting hertzian contact. part 2 : Random excitation », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 265, pp. 309–327, 2003.
- [Pol83] Z. Polanski, M. Radwanski et E. Waresiak, « Influence of ultrasonic pulsations on friction in metal forming operations », *Obrobka Plastyczna*, vol. 22, n° 4, pp. 157–160, 1983.
- [Pou04] G. Poulin, *Contribution au développement d'un générateur piézoélectrique pour applications nomades*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2004.
- [Rab65] E. Rabinowicz, *Friction and Wear of Materials*, John Wiley and Sons, New York, 1965.
- [Raj94] K. Rajurkar, *Handbook of Manufacturing and Automation*, John Wiley and Sons, 1994.
- [Rao96] M. Raous, S. Cescotto, A. Curnier et A. Millard, « Modélisation mécanique et numérique du contact et du frottement », Rapport technique, Institut pour la promotion des sciences de l'ingénieur, 1996.
- [Rig01] E. Rigaud et J. Perret-Liaudet, « Experimental response of a preloaded vibro-impacting hertzian contact », *ASME Transactions*, pp. 1–8, 2001.
- [Rig03] E. Rigaud et J. Perret-Liaudet, « Experiments and numerical results on non-linear vibrations of an impacting hertzian contact. part 1 : Harmonic excitation », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 265, pp. 289–307, 2003.
- [Riz99] N. Rizet, *Contrôle actif de vibrations utilisant des matériaux piézoélectriques*, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1999.
- [Rou96] J.-F. Rouchon, *Approche tribologique du fonctionnement des moteurs à ultrasons a onde progressive*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [Rou98] J. Rouchon, S. Crespin et P. Kapsa, « Etude du couplage vibration/frottement : Application aux piézo-moteurs », dans *Actes des Journées Francophones de Tribologie-Corrosion JFTC*, pp. 241–249, Société Tribologique de France, 1998.

- [Roz64] L. D. Rozenberg, *Ultrasonic Cutting*, Plenum Press, New York, 1964.
- [Sas97] N. Sase, T. Kurahashi, M. Fujii, H. Kutomi et H. Fujii, « Control of friction coefficient between metal surfaces : Effect of stress waves induced by super-sonic impactor », dans *Proceedings of the AMPT International Conference*, 1997.
- [Say96] R. Sayles, « Basic principles of rough surface contact analysis using numerical methods », *Tribology International*, vol. 29, n° 8, pp. 639–650, 1996.
- [Seb05] G. Sebald, L. Lebrun, B. Guiffard et D. Guyomar, « Morphotropic pmnt system investigated by comparaison between ceramics and crystal », *Journal of the european ceramic society*, vol. 25, pp. 2509–2513, 2005.
- [Sed63] A. Sedriks et T. Mulhearn, « Mechanics of cutting and rubbing in simulated abrasive processes », *Wear*, vol. 6, pp. 457–466, 1963.
- [Seg90] G. Segquier, *Les Convertisseurs de l'Electronique de Puissance*, Technique et Documentation, 1990.
- [Sev61] V. Severdenko et V. Klubovich, « Metal strain in an ultrasonic field », *Doklady akad. nauk. B.S.S.R.*, vol. 5, pp. 15–16, 1961.
- [Sho75] A. Shoh, « Beeinflussung metallischer reibungsvorgänge durch schall im 20 khz-bereich », *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 22, pp. 60–71, 1975.
- [Sie01] K. Siegert et J. Ulmer, « Superimposing ultrasonic waves on the dies in tube and wire drawing », *Transactions of the ASME : Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 123, pp. 517–523, oct. 2001.
- [Sod78] N. Soda et T. Sasada, « Mechanisms of lubrication by surrounding gas molecules in adhesive wear », *Journal of Lubrication Technology*, vol. 100, n° 4, 1978.
- [son] [www.sonicmill.com](http://www.sonicmill.com).
- [Spu98] G. Spur, E. Uhlmann et S. Holl, « Ultrasonic assisted grinding of ceramics », *Proceedings of the 9th CIMTEC World Ceramic Congress*, 1998.
- [Sti00] C. Stiebel et H. Janocha, « New concept of a hybrid amplifier for driving piezoelectric actuators », dans *Proceedings of the 1st IFAC Conference on Mechatronic Systems*, pp. 379–384, Darmstadt, Germany, sep. 2000.
- [Sto02] H. Storck, W. Littmann, J. Wallaschek et M. Mracek, « The effect of friction reduction in presence of ultrasonic vibrations and its relevance to travelling wave ultrasonic motors », *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 379–383, 2002.
- [Sto03] H. Storck et J. Wallaschek, « The effect of tangential elasticity of the contact layer between stator and rotor in travelling wave ultrasonic motors », *International Journal of Non-Linear Mechanics*, vol. 38, pp. 143–159, 2003.

- [Szl05] W. Szlabowicz, « Alimentation et commande d'un moteur piézoélectrique à onde progressive avec contrôle du couple de freinage », *Actes des Journées des Jeunes Chercheurs en Génie Electrique*, 2005.
- [TRI] [www.tribology-abc.com](http://www.tribology-abc.com).
- [ult] [www.ultrasonicmachining.com](http://www.ultrasonicmachining.com).
- [uti] [www.utinlab.ru](http://www.utinlab.ru).
- [Van96] L. Vanel, *Le contact stator-rotor dans un moteur piézoélectrique : modélisation mécanique et étude du frottement métal-polymère en vue de l'optimisation du choix de la couche de frottement*, Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 1996.
- [Vin88] O. Vingsbo et D. Söderberg, « On fretting maps », *WEAR*, vol. 126, pp. 131–147, 1988.
- [Wal98] J. Wallaschek, « Contact mechanics of piezoelectric ultrasonic motors », *Smart Materials and Structures*, vol. 7, pp. 369–381, 1998.
- [Wan95] Z. Wang et K. Rajurkar, « Dynamic analysis of ultrasonic machining process », *American Society of Mechanical Engineers, Manufacturing Science and Engineering*, vol. 2-1, pp. 87–97, 1995.
- [Wil03] S. William et A. Elizabeth-Croft, « The reduction of stick-slip friction in hydraulic actuators », *IEEE ASME transactions on mechatronics*, vol. 8, n° 3, pp. 362–372, 2003.
- [Yan04] G. Yantio, J. Denape, J.-Y. Paris et P. Stempflé, « Comportement tribologique d'alliages de titane traités ou revêtus en condition de fretting », Rapport technique, 2004.
- [Yos93] H. Yoshizawa, Y.-L. Chen et J. Israelachvili, « Recent advances in molecular level understanding of adhesion, friction and lubrication », *Wear*, vol. 168, n° Issue 1-2, pp. 161–166, 1993.
- [Zam98] G. Zambelli et L. Vincent, *Matériaux et contact : une approche tribologique*, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1998.

## Annexe A

# Caractéristiques de céramiques piézoélectriques

	Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Caractéristiques Électriques à faible champ	Permittivité Relative	$\epsilon_r^T$	1 035	
	Pertes Diélectriques	$\epsilon_r^T$ $\tan \delta$	1 150 0,0016	
Caractéristiques Électriques à 400 V/mm	Permittivité Relative	$\epsilon_r^T$	1 066	
	Pertes Diélectriques	$\tan \delta$	0,004	
Caractéristiques Électromécaniques	Facteurs de Couplage	$k_p$	0,55	
		$k_{31}$	0,29	
		$k_{33}$	0,69	
		$k_t$	0,47	
	Coefficients Piézoélectriques	$d_{31}$	-93	$10^{-12}$ C/N or m/V
		$d_{33}$	230	$10^{-12}$ C/N ou m/V
$d_{15}$		294	$10^{-12}$ C/N ou m/V	
$d_h$		44,5	$10^{-12}$ C/N ou m/V	
Facteur de Qualité Mécanique	$Q_m$	1 600		
Caractéristiques Mécaniques	Compliances	$s_{33}^E$	15,65	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{11}^E$	10,9	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{12}^E$	-3,3	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{13}^E$	-4,8	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{55}^E$	15,65	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{33}^E$	31,4	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{66}^E$	28,3	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{33}^D$	8,2	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{11}^D$	9,9	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		$s_{12}^D$	-4,2	$10^{-12}$ m <sup>2</sup> /V
		Masse volumique	$\rho$	7 650
	Résistance à la traction	$\sigma_f$	75	MPa
	Amortissement	$\frac{1}{Q}$	8,6 x 10 <sup>-4</sup>	
	Coefficient de Poisson	$\nu^E$ ( $= \frac{-s_{12}^E}{s_{11}^E}$ )	0,3	
	Module d'Young	$E$ ( $= \frac{1}{s_{11}^E}$ )	88,6	GPa
	Température de Curie	$T_c$	300	°C

TAB. A.1 – Caractéristiques des Céramiques PC8 de Morgan Matroc [mor]

Coefficient	PZT-5A	PZT-5J	PZT-5H	PZT-7A
$KT_{33}$	-0,9	-1,1	-0,6	0,06
$K_P$	-0,1	-0,3	-0,2	0
$D_{33}$	-2,9	-4	-3,9	0
$N_p$	0,1	0,2	0,3	-0,05

TAB. A.2 – Stabilité dans le temps de céramiques piézoélectriques. *Variation en % par décade de temps en s [mor].*

Matériau	% $KT_{33}$ (variation en % de $0^\circ C$ à $50^\circ C$ )
PZT-5A	-11,3
PZT-5J	-24,1
PZT-5H	-30,7
PZT-7A	-18,1

TAB. A.3 – Stabilité en température du coefficient  $KT_{33}$  [mor].

Température	PZT-5H		PZT-7A	
	Résistivité (Wm)	Stabilité (s)	Résistivité (Wm)	Stabilité (s)
$25^\circ C$	> 1 011	> 2 000	> 109	> 10
$100^\circ C$	108,5	> 2 000	108	0,5
$200^\circ C$	106,5	1 000	106,5	0,03

TAB. A.4 – Variation de résistivité et stabilité dans le temps [mor].

Matériau piézo-électrique	Quartz ( $SiO_2$ )	Céramique PZT douce ( $P188$ de Quartz et Silice)	Céramique PZT dure ( $P189$ de Quartz et Silice)	PVDF	Piézo-composite
Densité ( $\times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ )	2,65	7,7	7,65	1,78	4
Permittivité relative $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	4,5	1 850	1 150	12	200 à 600
$d_{33}$ ( $\times 10^{-12} \text{ C.N}^{-1}$ )	2	425	240	-33	.
$g_{33}$ ( $\times 10^{-3} \text{ Vm.N}^{-1}$ )	50	26	23,4	-330	.
Coefficient de couplage $k_{33}$	0,1	0,74	0,75	0,15	0,5 à 0,7
Pertes diélectriques $\tan \delta$	0,0003	0,04	0,02	0,25	.
Facteur de qualité $Q_m$	50 000 à 500 000	80	> 1 000	400	.
Température de Curie $T_c$ ( $^{\circ}C$ )	573	340	320	180	.
Applications	Capteurs de pression, résonateurs, capteurs haute température	sondes médicales, capteurs pour systèmes embarqués, allume-gaz, hydrophones	Sonar de puissance, soudage, applications médicale de puissance	Filtre à ondes de surface, applications acoustiques (mesure de vitesse vibratoire, de déformation et de pression)	Contrôle non destructif (écho-graphie), capteur large bande $200 \text{ kHz} < f < 20 \text{ MHz}$ , capteur en immersion, capteurs haute température

TAB. A.5 – Propriétés et applications des différents matériaux piézoélectriques [Pou04].

## **Annexe B**

### **Caractéristiques mécaniques pour différents matériaux.**

Matériaux en contact	$\mu_s$	$\mu_d$
Acier sur Acier	0,6	0,4
Acier sur Acier (lubrifié)	0,1 ~ 0,25	0,05 ~ 0,2
Acier sur Acier (oxydé)	0,27	—
Acier sur Fonte	0,12 ~ 0,2	0,08 ~ 0,15
Acier sur Graphite	—	0,1
Acier sur Bronze	0,15 ~ 0,2	0,12 ~ 0,2
Acier sur Teflon	0,08 ~ 0,4	0,02 ~ 0,08
Acier sur Laiton	0,5	0,4
Acier sur Nylon	—	0,2
Acier sur Diamant	0,10	—
Acier sur Verre	—	0,6
Acier sur Carbone	—	0,15
Acier sur Polystyrène	—	0,3
Acier sur Ferodo	0,3 ~ 0,4	0,25 ~ 0,35
Acier doux sur Acier doux	0,75	0,57
Acier doux sur Aluminium	0,60	0,47
Acier doux sur Bronze	0,50	0,45
Acier dur sur Acier dur	0,78	0,42
Téflon sur Téflon	0,10	0,05
Fonte sur Fonte	1,1	0,15
Fonte sur Bronze	—	0,20
Aluminium sur Aluminium	1,1	1,4
Carbone sur Carbone	—	0,2
Plomb sur Plomb	—	0,24
Graphite sur Graphite	—	0,1 ~ 0,5
$MoS_2$ sur $MoS_2$ ( <i>Bisulfure de molybdène</i> )	—	0,05 ~ 0,20
Pneu sur tarmac	0,6 ~ 1,2	0,3 ~ 0,6

TAB. B.1 – Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux

Matériaux	Module d'Young $E$ (Pa)	Seuil de plasticité $Y$ (Pa)	Dureté Vickers $H_v$ (Pa)
Acier doux	$20\,000 \times 10^7$	$65 \times 10^7$	$200 \times 10^7$
Acier allié	$20\,000 \times 10^7$	$220 \times 10^7$	$600 \times 10^7$
Laiton	$76 \times 10^9$	$12,6 \times 10^7$	-
Bronze	$115 \times 10^9$	$6,9 \times 10^7$	-
Aluminium	$68 \times 10^9$	$10,3 \times 10^7$	-
Cuivre	$12\,000 \times 10^7$	$20 \times 10^7$	$60 \times 10^7$
Cuivre écroui	$20\,000 \times 10^7$	$31 \times 10^7$	$93 \times 10^7$
Plomb	$1\,600 \times 10^7$	$2 \times 10^7$	$6 \times 10^7$
Polyméne	$100 \times 10^7$	$5 \times 10^7$	$10 \times 10^7$

TAB. B.2 – Propriétés mécaniques de quelques matériaux

# Annexe C

## Contacts de Hertz

Cette annexe rappelle les relations de hertz pour les trois contacts de base (cf. figure C.1) [Joh85, Geo00] :

- contact ponctuel entre deux sphères ou entre une sphère et un plan
- contact linéaire entre deux cylindres ou entre un cylindre et un plan
- contact surfacique entre deux plans

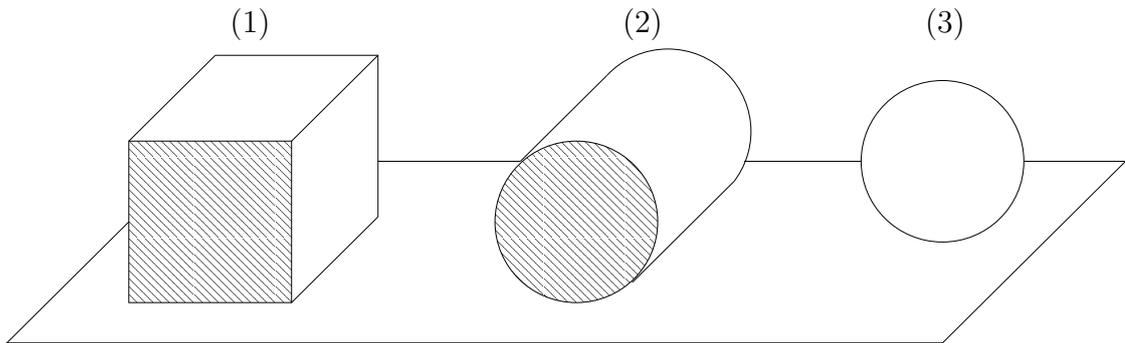


FIG. C.1 – Types de contacts fondamentaux. (1) *contact plan/plan*, (2) *contact cylindre/plan*, (3) *contact sphère/plan*

### C.1 contact ponctuel : sphère sur plan

#### C.1.1 Comportement élastique

Dans le cas d'une sphère de rayon  $R$  en contact avec un plan, la zone de contact est circulaire de rayon  $a$ .

$$a = \sqrt[3]{\frac{3F_N R}{4E^*}} \quad (\text{C.1})$$

La repartition de pression à l'intérieur de la zone de contact  $p$  est :

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (\text{C.2})$$

Avec  $r$  la variable d'espace en coordonnées cylindrique.

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{C.3})$$

La pression maximale  $p_0$  est située au centre du contact est vaut :

$$p_0 = \frac{3F_N}{2\pi a^2} = \sqrt[3]{\frac{6F_N E^{*2}}{\pi^3 R^2}} \quad (\text{C.4})$$

La pression moyenne du contact  $p_m$  vaut :

$$p_m = \frac{4}{\pi} p_0 = \sqrt{\frac{F_N E^*}{\pi R}} \quad (\text{C.5})$$

La déformation au centre du contact (profondeur de penetration)  $\delta$  est :

$$\delta = \frac{a^2}{R} = \sqrt[3]{\frac{9F_N^2}{16RE^{*2}}} \quad (\text{C.6})$$

Selon Hamilton [Joh85, Geo00], les contraintes  $\sigma_{ii}$  dans le demi-espace indenté s'expriment analytiquement dans le plan  $(0, x, z)$  :

$$\sigma_{11} = \frac{p_0}{a} \left[ (1 + \nu)z\phi + \frac{1}{x^2} (Mza\nu + \frac{1-2\nu}{3}(NS + 2AN + a^3) - (1-\nu)Nz^2) - N - \frac{Mza}{S} \right] \quad (\text{C.7})$$

$$\sigma_{22} = \frac{p_0}{a} \left[ (1 + \nu)z\phi - \frac{1}{x^2} (Mza\nu + \frac{1-2\nu}{3}(NS + 2AN + a^3) - (1-\nu)Nz^2) - 2N\nu \right] \quad (\text{C.8})$$

$$\sigma_{33} = \frac{p_0}{a} \left[ \frac{azM}{S} - N \right] \quad (\text{C.9})$$

$$\sigma_{13} = \frac{p_0}{a} \left[ -z \left( \frac{xN}{S} - \frac{xzH}{G^2 + H^2} \right) \right] \quad (\text{C.10})$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{23} = 0 \quad (\text{C.11})$$

$$(\text{C.12})$$

Avec :

$$A = x^2 + z^2 - a^2 \quad (\text{C.13})$$

$$S = A^2 + 4a^2 z^2 \quad (\text{C.14})$$

$$M = \left( \frac{S + A}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.15})$$

$$N = \left( \frac{S - A}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.16})$$

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{a}{M} \right) \quad (\text{C.17})$$

$$G = M^2 - N^2 + zM - aN \quad (\text{C.18})$$

$$H = 2MN + aM + zN \quad (\text{C.19})$$

Pour le cas particulier où  $x = 0$  le long de l'axe  $\vec{z}$ , ces relations deviennent :

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \frac{p_0}{a} \left[ (1 + \nu) \left( z \tan^{-1} \left( \frac{a}{z} \right) - a \right) + \frac{a^3}{2a^2 + 2z^2} \right] \quad (\text{C.20})$$

$$\sigma_{33} = -\frac{p_0}{a} \left( \frac{a^3}{a^2 + z^2} \right) \quad (\text{C.21})$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} = 0 \quad (\text{C.22})$$

Sur les bord du contact  $\sigma^a = \sigma_{(x=a)}$  et au centre du contact  $\sigma^0 = \sigma_{(x=0)}$ , les contraintes sont :

$$\sigma_{11}^a = -\sigma_{22}^a = -\frac{1 - 2\nu}{3} p_0 \quad (\text{C.23})$$

$$\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = -\frac{1 + 2\nu}{2} p_0 \quad (\text{C.24})$$

$$\sigma_{33}^0 = -p_0 \quad (\text{C.25})$$

### C.1.2 Comportement plastique

Le comportement plastique d'un contact cylindre sur plan débute lorsque la force normale atteint la valeur :

$$F_N = \frac{21 \cdot R^2 \cdot Y^3}{E^*{}^2} \quad (\text{C.26})$$

Si  $Y$  est le seuil de plasticité, la pression moyenne reste alors égale à  $1.6Y$ . Notons que la plastification apparaît en premier en profondeur et non à la surface. Ce point de première plastification a pour coordonnées  $[x = 0; y = 0; z = 0.48a]$ .

## C.2 contact linéaire : cylindre sur plan

### C.2.1 Comportements élastique

La pression dans le contact est :

$$p(x) = p_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (\text{C.27})$$

Avec  $p_0$  la pression maximum au centre du contact et  $p_m$  la pression moyenne.

$$p_0 = p(x = 0) = \frac{2F_N}{\pi a L} \quad (\text{C.28})$$

$$p_m = \frac{4}{\pi} p_0 = \sqrt{\frac{F_N E^*}{\pi R}} \quad (\text{C.29})$$

La demi-largeur de contact  $a$  s'écrit :

$$a = \sqrt{\frac{4F_N R}{\pi E^* L}} \quad (\text{C.30})$$

L'indentation maximale au centre du contact est :

$$\delta = \frac{a^2}{R} = \frac{4F_N}{\pi E^* L} \quad (\text{C.31})$$

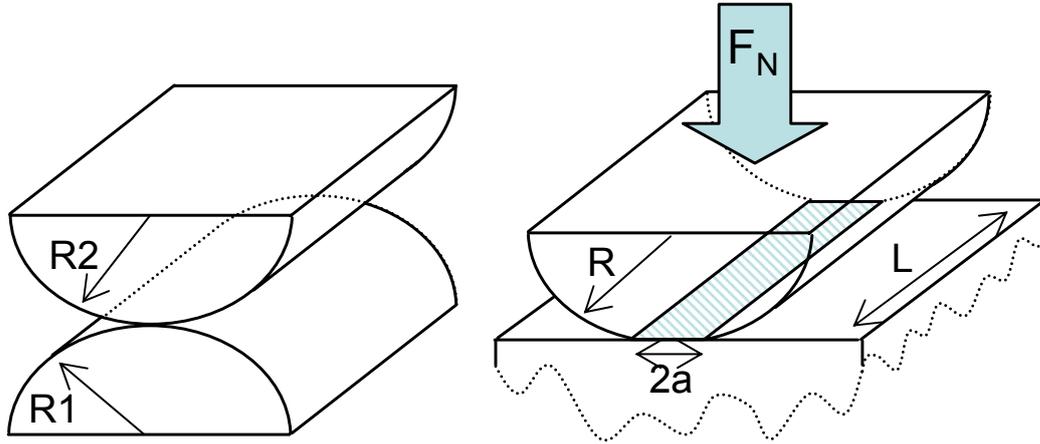


FIG. C.2 – Glissement d'un solide selon les lois d'Amonton

### C.2.2 Comportement plastique

Le comportement plastique d'un contact cylindre sur plan débute lorsque la force normale atteint la valeur :

$$F_N = L \cdot \frac{8.8RY^2}{E^*} \quad (\text{C.32})$$

Si  $Y$  est le seuil de plasticité, la pression moyenne reste alors égale à  $1.67Y$ . Notons que la plastification apparaît en premier en profondeur et non à la surface<sup>1</sup>.

### C.3 contact surfacique : plan sur plan

Soit un poinçon cylindrique de rayon  $a$  et de base plane qui indente un massif semi-infini. l'indentation  $e$  et la repartition de pression dans le contact s'écrivent :

$$e = \frac{F_N}{2aE^*} \quad (\text{C.33})$$

$$p(r) = -\frac{F_N}{\pi a^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}} \quad (\text{C.34})$$

Avec  $E^*$  le module élastique réduit équivalent.

<sup>1</sup>L'apparition en profondeur de la première plastification explique le phénomène de fracture que nous pouvons observer pour des sollicitation en fatigue normale. La fracture se propage en sous-sol avant de remonter en surface.

# Annexe D

## Modèle des blocs de Persson

Dans ce modèle, le joint adhésif entre deux solides qui forment un contact de longueur  $a$  est représenté comme un ensemble unidimensionnel de blocs carrés de cote  $b$  [Per95, Bur01]. Ces blocs sont couplés élastiquement, d'une part, à leurs plus proches voisins par des ressorts de raideur  $k_2 = E.b$ , où  $E$  est le module élastique équivalent du joint, et d'autre part au solide supérieur par des ressorts de raideur  $k_1 \sim k_2$  (cf. figure D.1).

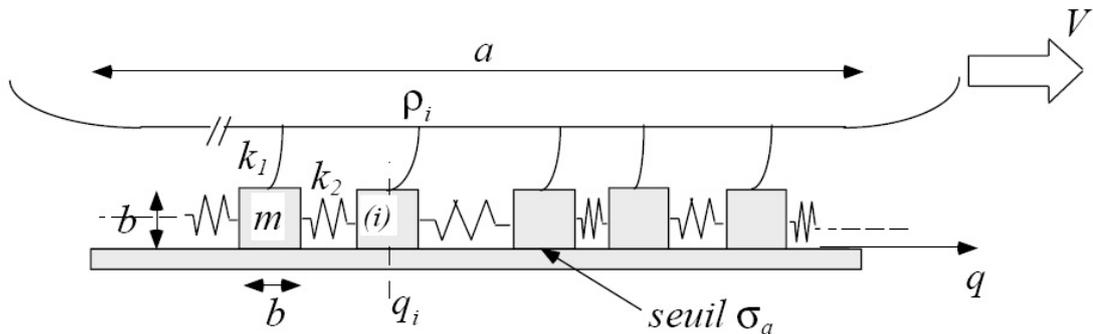


FIG. D.1 – Schéma d'une jonction entre deux solides, constituée de blocs couplés élastiquement entre eux et au solide supérieur. Les blocs restent piégés sur le substrat inférieur tant que la contrainte qu'ils supportent est inférieure à la valeur seuil  $\sigma_a$ .

Le solide supérieur est considéré entraîné à vitesse  $\vec{V}$  et le deuxième solide est immobile. Les deux sont supposés indéformables. L'hypothèse du modèle est donc de négliger les interactions élastiques à longue portée, via le volume, entre les blocs. La dynamique de chaque bloc n'est liée qu'à la dynamique de ses plus proches voisins. Cette modélisation se retrouve régulièrement en physique. Notamment la modélisation atomique de la piézoélectricité fait appel à une technique équivalente [Ike90].

Chaque bloc  $(i)$ , d'abscisse  $q_i$ , se déplace selon les règles suivantes :

1. tant que le module de la contrainte tangentielle  $\sigma_i$  appliquée sur le bloc est inférieure à un seuil  $\sigma_a$ , celui-ci est piégé sur le solide inférieur :  $q_i = 0$ ,

2. lorsque  $\sigma_i > \sigma_a$ , le bloc se dépiège et son mouvement obéit à :  
$$m \cdot \ddot{q}_i + m \cdot \eta \cdot \dot{q}_i = k_2(q_{i+1} - 2q_i + q_{i-1}) + k_1(\rho_i - q_i)$$
avec  $m$  la masse du bloc,  $\eta$  le coefficient de viscosité interne du joint, et  $\rho_i$  la position du point d'entraînement du bloc par le solide supérieur,
3. lorsque  $\dot{q}_i$  s'annule, le bloc se repiège, et le processus recommence.