

Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
Remerciements	6
Table des matières	7
Table des figures	10
Liste des tableaux	12
1 Introduction	13
1.1 Contexte	13
1.2 Définition du problème	14
1.3 Plan de la thèse	16
2 Contexte théorique	18
2.1 La mécanique du toucher	19
2.1.1 Anatomie du doigt	19
2.1.2 Tribologie du doigt	21
2.2 Perception tactile	25
2.2.1 Les mécanorécepteurs	25
2.2.2 Limite de la perception	26
2.3 Synthèse sur le comportement du doigt	27
2.4 Interfaces haptiques	27
2.4.1 Interfaces haptiques pour la téléopération	27
2.4.2 Rendu de sensation virtuels	30
2.4.3 <i>Wearable Haptics</i>	31
2.5 Surfaces haptiques	32
2.5.1 Électroadhesion	33
2.5.2 Vibration ultrasonore	35
2.6 Synthèse sur les interfaces haptiques	42
3 Contrôle du frottement en boucle fermé	44
3.1 Motivations	45
3.2 Introduction	45

3.3	Simulations	46
3.3.1	Modèle dynamique linéarisé de la modulation de frottement . .	46
3.3.2	Stratégie de contrôle	47
3.3.3	Compromis entre précision et exactitude	48
3.4	Conception du capteur de force	50
3.4.1	Performances nécessaires	50
3.4.2	Implémentation	51
3.4.3	Caractérisation du capteur	52
3.5	Retour de force sur le frottement	53
3.5.1	Matériel	53
3.5.2	Performance de la boucle de rétroaction	53
3.6	Discussion	54
3.7	Conclusion	55
4	L'aire de contact comme mesure du frottement	56
4.1	Motivations	56
4.2	Introduction	57
4.3	Comment mesurer l'aire de contact réelle à partir d'images	59
4.3.1	Modèle auto-affine, et physicalité de l'aire de contact réelle . . .	59
4.3.2	Séparer les aspérités du fond grâce à la réflexion frustrée	60
4.3.3	Quantification de l'imageur	61
4.3.4	La luminosité comme mesure de l'aire de contact	62
4.4	Comment mesurer l'aire de contact à partir de l'impédance mécanique	62
4.4.1	Trouver l'impédance du contact	63
4.4.2	Détermination expérimentale	64
4.4.3	Aire de contact réelle et impédance de contact	65
4.5	Matériels et Méthodes	65
4.5.1	Dispositif d'imagerie et de modulation de frottement	65
4.5.2	Protocole expérimental	66
4.6	Résultats	67
4.6.1	L'aire de contact optique et l'impédance	67
4.6.2	L'aire de contact en fonction de l'impédance	68
4.6.3	Cohérence de l'estimation de l'aire de contact par l'impédance .	69
4.7	Discussion	71
4.7.1	Non homogénéité de la modulation de frottement	71
4.7.2	L'aire de contact réelle suit une loi puissance	71
4.7.3	Raideur non-linéaire du contact.	72
4.7.4	Implications pour les interfaces haptiques	72
4.8	Conclusion	73
5	L'impédance mécanique, traceur du flux d'énergie	74
5.1	Motivations	75
5.2	Introduction	75

5.3	Travaux connexes	76
5.3.1	Théories de réductions de frottement	76
5.3.2	Comportement mécanique du doigt	78
5.3.3	Mécanique du contact	78
5.3.4	Impédance mécanique	79
5.4	Modélisation de la dynamique du contact	79
5.4.1	Équations constitutives	80
5.4.2	Comportement harmonique	81
5.4.3	Effet de la raideur du contact sur l'impédance mesurée	83
5.4.4	Comportement au régime établi	84
5.4.5	L'impédance et l'estimation de la dynamique	88
5.4.6	Estimation du coefficient de frottement	90
5.5	Validation expérimentale	91
5.5.1	Dispositif	91
5.5.2	Protocole	93
5.5.3	Mesure de l'impédance mécanique	94
5.5.4	Essai typique comparé aux simulations	96
5.5.5	Résultats	97
5.6	Discussion	100
5.6.1	L'énergie ultrasonore transmise à la peau	100
5.6.2	Lévitation <i>squeeze-film</i> et réduction de frottement	101
5.6.3	Auto-détection de la bio-tribologie du doigt	101
5.7	Conclusion	102
6	Synthèse	104
6.1	Discussion générale	105
6.2	Aire de contact, véritable mesure de l'interaction	106
6.2.1	Une mesure à plusieurs échelles	107
6.2.2	Une mesure physique de l'adhérence	109
6.2.3	Cas particulier des interfaces haptiques de surface	110
6.3	Proposition de contrôle	111
6.3.1	Contrôle sur l'aire de contact	112
6.3.2	Contrôle simplifié basé sur l'impédance	114
6.3.3	Potentiel	116
7	Conclusion	118
	Bibliographie	120

Table des figures

2.1	Composition du doigt	19
2.2	Oscillateur harmonique et les forces en jeu	21
2.3	Modélisation du contact rugueux du doigt	24
2.4	Les mécanorecepteurs du doigt	26
2.5	Principe de fonctionnement de la téléopération	28
2.7	Principe de contrôle d'une interface de téléopération	29
2.6	Interfaces de téléopération commercialisées	29
2.8	Le Pantograph	30
2.9	Exemples d'interfaces haptiques portables	31
2.10	Exemple d'interfaces haptiques de surfaces	32
2.11	Principe physique de l'électroadhésion	34
2.12	Exemples d'interfaces haptiques d'électroadhésion	35
2.13	Modèle du <i>squeeze-film</i>	37
2.14	Phénomène de <i>squeeze-film</i> sur le doigt	38
2.15	Figures de Chladni sur les plaques	40
2.16	Déformés de deux plaques en résonances	40
2.17	Interfaces haptiques ultrasonores	42
2.18	Arbre de classification des interfaces haptiques	43
3.1	Schéma de contrôle	47
3.2	Exploration des paramètres du contrôleur	49
3.3	Schéma de l'implantation du capteur de force	51
3.4	Electrode active utilisée pour la mesure capacitive	51
3.5	Propriétés du capteur de force	52
3.6	Photo de l'interface F.O.I.L.	53
3.7	Résultats de la boucle de rétroaction	54
4.1	Variation simultanée de l'aire de contact et de l'impédance	59
4.2	Dispositif de mesure de l'aire de contact	61
4.3	Dispositif expérimental pour la mesure de l'impédance	64
4.4	Données temporelles	66
4.5	Aire de contact et impédance fonction de la force d'appui	68
4.6	Aire de contact associée à la mesure d'impédance correspondante	69
4.7	Résultat de l'estimation de l'aire de contact à travers le modèle	70
5.1	Interaction entre un doigt et une interface ultrasonore	77
5.2	Modèle de l'interaction entre le doigt et une plaque ultrasonore	80

5.3	Simulation du modèle de l'interaction	84
5.4	Détail des forces en jeu dans l'interaction	85
5.5	Résultats de l'équilibre des forces	87
5.6	Résultat de la raideur du contact simulé	88
5.7	Modèle pour l'estimation de l'impédance	89
5.8	Mouvement temporel du doigt et de la plaque	90
5.9	Estimation du coefficient de frottement à partir du modèle	91
5.10	Dispositif expérimental pour mesurer le frottement et l'impédance	92
5.11	Signaux temporelle de forces et de vibration	93
5.12	Processus pour estimer le frottement à partir de l'impédance	95
5.13	Données typiques d'estimations à partir de l'impédance	96
5.14	Variation des paramètres estimés en fonction du frottement	99
5.15	Comparaison entre le frottement estimé et mesuré	100
6.1	Multiplicité des aires de contact	106
6.2	Deux méthodes d'imagerie de contact	108
6.3	Dégradation virtuelle de l'image du contact du doigt	109
6.4	Contrôle sur l'aire de contact	113
6.5	Contrôle sur l'aire de contact estimée par l'impédance	114
6.6	Contrôle simplifié basé sur l'impédance	115
6.7	Récapitulatif des modes de contrôles	116

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des propriétés des mécanorécepteurs	26
2.2	Récapitulatif des propriétés de la modulation de frottement par électroadhesion	35
2.3	Récapitulatif des propriétés de la modulation de frottement par vibration ultrasonore	41

1 Introduction

Sommaire

1.1 Contexte	13
1.2 Définition du problème	14
1.3 Plan de la thèse	16

1.1 Contexte

Le sens du toucher nous apporte des informations sensorielles liées à la physicalité de l'environnement qui nous entoure. La consistance, la rugosité et la chaleur de notre environnement extérieur nous sont rapportés à travers une interaction physique avec celui-ci.

De façon contradictoire, les différents moyens de contrôler les machines de notre environnement ont progressivement disparu pour laisser place à un simple écran tactile. Cette surface plane, présente sur nos téléphones ou les bornes de commandes, a peu à peu remplacé les boutons et leviers traditionnels. Bien que l'écran tactile permette une multiplicité de commandes reprogrammables, il demande en revanche une attention visuelle importante pour interagir avec elle, laissant de côté l'intuition naturellement développée avec le sens tactile. L'effort visuel nécessaire est source de distraction, et est problématique dans certains environnements comme en voiture ou lors de la frappe sur un clavier. Aussi le manque de retour tactile est limitant pour un contrôle en précision comme la réalisation de tâches en télé-opération très dépendantes du sens du toucher.

Les informations tactiles perceptibles sont nombreuses et peuvent se trouver sous forme de forces, de vibrations, de chaleur ou de mouvement. C'est en jouant sur ces paramètres que les interfaces haptiques permettent de créer des environnements virtuels tactiles ramenant alors de la tangibilité à l'interaction homme/machine. Parmi les interfaces haptiques, nous distinguons de nombreuses familles agissant sur un ou plusieurs paramètres tactiles.

Dans cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux interfaces appelées *surfaces haptiques*. Cette famille se distingue par sa zone d'action, qui est une surface sur laquelle sont proposés des sensations de reliefs, des textures et aussi des clics. Elles ont la particularité de proposer des retours tactiles seulement au moment de l'interaction, quand le doigt de l'utilisateur se pose sur celle-ci. La force de ces

interfaces est de pouvoir se coupler avec un écran permettant alors des interactions multimodales, où le mouvement et la perception sont co-localisés.

La méthode de modulation de frottement est celle retenue dans cette thèse pour créer des stimuli tactiles sur les surfaces haptiques. Cette méthode se base sur la variation de la force de frottement. Cette force est le résultat du contact du doigt sur une surface et s'oppose au mouvement de glissement du doigt. Ainsi des effets de reliefs peuvent être créés : une augmentation de frottement rend la progression du doigt plus difficile et donne l'illusion que le doigt monte sur une bosse. Inversement, si le frottement est progressivement réduit, le mouvement du doigt est facilité ce qui donne l'impression de descendre dans un creux. Aussi, des stimuli transitoires de vibration, similaire à ce qui est fait en vibro-tactile, sont rendus en faisant varier rapidement le frottement du doigt. La combinaison de ces deux modalités permet une large gamme de stimuli tactiles.

Parmi les techniques de modulation de frottement, nous avons retenu celle par ondes ultrasonores. Le principe physique derrière cette technique est la lévitation par ondes acoustiques. La surface active de l'interface est excitée à une fréquence supérieure à 20 kHz; les oscillations successives permettent de faire rentrer de l'air au sein du contact sans lui laisser la possibilité d'en ressortir. Cette accumulation d'air crée des surpressions locales entre la surface et le doigt, poussant la peau du doigt hors du plan de contact. Apparaît alors une réduction de la surface de peau en contact qui entraîne une réduction de la résistance au frottement entre la plaque et le doigt. Ce phénomène de *squeeze-film* est modulé par l'amplitude de la vibration de la surface active, qui définit la gamme de réduction de frottement possible.

1.2 Définition du problème

La découverte et l'utilisation du phénomène de *squeeze-film* pour la modulation de frottement n'est pas aussi récente que son utilisation pour la création d'effet haptique (Salbu, 1964). Il faudra attendre Watanabe et al., 1995 afin de voir l'utilisation du *squeeze-film* pour moduler les sensations tactiles d'une surface. Ils montrent qu'avec ce phénomène, le toucher d'un papier de verre est perçu beaucoup moins rugueux que sans. Plus tard, Biet et al., 2007 caractérisent le phénomène de *squeeze-film* entre un doigt et une plaque ultrasonore, ils utilisent la modulation d'amplitude afin de moduler le frottement du doigt sur l'interface. Conjointement, Winfield et al., 2007 s'intéressent aussi à moduler le frottement sur le doigt sur une surface en verre en utilisant ce phénomène. C'est en modulant l'amplitude de vibration de la plaque de verre que le frottement du doigt varie. Et, en jouant sur l'amplitude et la fréquence de la modulation de la vibration ultrasonore, des effets de textures sont produits directement sur le doigt. La création de ces textures et reliefs se base sur le constat que la force perçue par le doigt lors de l'exploration d'un objet est le paramètre prépondérant pour la reconnaissance de sa forme (Robles-De-La-Torre et al., 2001) ou du motif de la rugosité (M. D. R. Minsky, 1995). C'est avec ce principe que naît l'idée de pouvoir

recréer des textures réelles sur de telles interface (Wiertlewski et al., 2014b; Messaoud et al., 2015a; Huloux et al., 2018b; Grigorii et al., 2020). Le réalisme permettrait de passer du simple retour d'information tactile à une immersion de l'utilisateur dans une réalité virtuelle.

Rapidement la production des effets tactiles grâce à la modulation de frottement fait face à un problème, qui lui est inhérent, lié à la multiplicité des facteurs régissant le frottement (Olsson et al., 1998). En effet, le frottement entre deux solides connus varie en fonction de leurs paramètres, comme leur rugosité ou leur dureté, mais aussi des conditions extérieures comme la pression exercée sur le contact ou la présence d'un troisième corps comme un lubrifiant ou de la poussière. Avec le doigt, le frottement présente une plus grande variabilité lié à son caractère vivant, entraînant une variation des paramètres mécaniques (Pasumarty et al., 2011). De plus, l'effet du *squeeze-film* sur le doigt est différent selon la dureté et l'amortissement du doigt (Friesen et al., 2016).

Ce phénomène est minimisé et contrôlé pour des interfaces à retour d'effort plus conventionnelles de téléopération de par l'utilisation de moteurs à courant continu ou des vérins hydrauliques comme actionneur pour la création de stimuli (Hayward et al., 2004). Dans le cas des interfaces haptiques de surfaces, l'actionneur nécessaire à la création des stimuli n'est pas si simple. En effet, le doigt est une partie de celui, indissociable du phénomène de modulation de frottement. De ce fait, la variabilité mécanique du doigt a aussi un effet sur le mécanisme de la modulation de frottement, et plus particulièrement sur la lévitation ultrasonore. Cela se traduit par une différence notable entre la force commandée et la force perçue par l'utilisateur.

Là où la compréhension actuelle du phénomène nous permet la production de stimuli tactiles de textures et de relief, sa maîtrise permettrait de proposer des illusions tactiles réalistes afin d'augmenter l'immersion de l'utilisateur dans la virtualité. Dans cette thèse nous explorons trois questions afin de maîtriser la manipulation de frottement par ondes ultrasonores sur le doigt :

- **Comment contrôler le frottement du doigt?** La modulation de frottement est le moyen de créer les stimuli tactiles sur nos interfaces haptiques de surface. Alors, naturellement, le contrôle de ces stimuli devrait se faire sur le frottement.
- **Comment mesurer l'adhérence du doigt sur la surface active?** L'adhérence traduit la résistance au frottement d'un contact entre deux corps. Dans notre cas, elle caractérise la résistance au mouvement du doigt sur l'interface, et permet alors de rendre compte de l'état du contact avant et pendant le glissement. Tant que le doigt est en glissement sur l'interface, une simple mesure de force permet de déterminer le coefficient de frottement d'après la loi d'Amontons-Coulomb. En revanche lors des transitions de mouvement ou en l'absence de mouvement la mesure du frottement est bien moins aisée. Or, on remarque que la détermination d'une texture réelle se fait dès les premiers instants, et cela même en absence de mouvement. C'est pourtant un chemin encore peu exploré qui pourrait permettre d'augmenter le réalisme des stimuli haptiques.

- **Quel est l'influence des paramètres mécaniques du doigt sur la modulation de frottement par ondes ultrasonores?** L'interaction mécanique entre le doigt et l'interface à vibration ultrasonore est complexe. En effet, son déroulement temporel se fait dans deux dimensions. La première dimension est celle du frottement qui évolue à une fréquence proche du hertz et la deuxième dimension est celle de la vibration ultrasonore impliquant des fréquences au-delà de la dizaine de kilohertz. Le lien entre ces deux temporalités se fait au niveau du comportement du doigt et permettrait de comprendre l'influence d'un mode sur l'autre. En d'autres termes, il nous faut caractériser notre actionneur avant de pouvoir l'utiliser convenablement.

À travers ces questions nous cherchons à comprendre, modéliser et contrôler la manipulation de frottement d'un doigt par ondes ultrasonores.

1.3 Plan de la thèse

Le **Chapitre 2** est une description de l'état de l'art de l'interaction homme/machine. La mécanique du toucher et la tribologie du doigt y seront étudiées dans le but de comprendre les différents paramètres régissant le frottement mécanique et la perception tactile. Aussi, une classification des interfaces haptiques y est proposée, basée sur leur architecture et leur moyen de contrôle. Nous nous attarderons particulièrement sur les interfaces haptiques à modulation de frottement afin d'y cerner leur fonctionnement.

Le **Chapitre 3** présente une interface haptique à vibration ultrasonore permettant le contrôle du frottement dans une boucle de rétroaction. Une étude de cette boucle de contrôle met en avant la nécessité d'un capteur particulier pour la mesure de ce frottement. C'est pourquoi nous construisons notre capteur spécifiquement autour de ce cahier des charges. Une mise en place de ce contrôle autour d'un modèle du contact simplifié amène à un contrôle efficace de cette force de frottement en dépit de la variabilité causée par le doigt.

Le **Chapitre 4** explore la théorie de frottement adhésive, liant l'aire de contact et la force de frottement. Pour cela nous nous intéressons au contact entre le doigt et une surface haptique à vibration ultrasonore. L'imagerie du contact du doigt sur cette surface permet d'observer son évolution et l'influence de la vibration sur celle-ci. Cette étude se fait à la lumière d'un modèle de contact multi-échelle basé sur la théorie de Persson. Les résultats de ce modèle apportent un nouveau regard sur l'interaction entre un doigt et une surface à vibration ultrasonore et permettent la prédiction de l'aire de contact à partir de la mesure de cette interaction.

Le **Chapitre 5** plonge plus profondément dans le modèle susmentionné afin de comprendre le flux d'énergie transitant de la surface vers le doigt. Le contact entre le doigt et la surface est ici modélisée par un ressort amortisseur non-linéaire, par lequel transite l'énergie de vibration. A travers la mesure de l'impédance mécanique de la plaque, nous quantifions le flux d'énergie réfléchi et dissipé responsable de la réduction du frottement. L'estimation du frottement à travers cette méthode est

prometteuse et permettrait la mesure de la résistance au mouvement sur chacune des interfaces haptiques à vibration ultrasonore.

Le **Chapitre 6** est une synthèse liant les éléments de la mesure du contrôle du frottement sur des interfaces à modulation ultrasonore. Aussi, nous ouvrirons sur les potentiels applications de ce travail et les futures études nécessaires à leurs réalisations.

2 Contexte théorique

Sommaire

2.1	La mécanique du toucher	19
2.1.1	Anatomie du doigt	19
2.1.2	Tribologie du doigt	21
2.2	Perception tactile	25
2.2.1	Les mécanorécepteurs	25
2.2.2	Limite de la perception	26
2.3	Synthèse sur le comportement du doigt	27
2.4	Interfaces haptiques	27
2.4.1	Interfaces haptiques pour la téléopération	27
2.4.2	Rendu de sensation virtuels	30
2.4.3	<i>Wearable Haptics</i>	31
2.5	Surfaces haptiques	32
2.5.1	Électroadhésion	33
2.5.2	Vibration ultrasonore	35
2.6	Synthèse sur les interfaces haptiques	42

2.1 La mécanique du toucher

Habituellement, la machine est construite autour de contraintes liées à la technologie qui la compose. Et, trop souvent ces contraintes sont prépondérantes dans les choix ergonomiques pour la conception de l'interface avec l'utilisateur. Ces choix résultent alors en des interfaces mal adaptées à l'usage qui leur était dédié. C'est une des raisons pour laquelle de nombreux objets de la vie quotidienne se retrouvent mal utilisés d'après Norman, 2013. C'est pourquoi le but de cette section est double. D'une part, nous proposons caractériser le comportement mécanique du doigt, afin de lister les paramètres connus pouvant influencer les mécanismes du frottement et la réalisation du phénomène de *squeeze-film*. Et d'autre part, nous proposons un cadre pour le dimensionnement de l'interface pour une interaction centrée sur son utilisateur.

2.1.1 Anatomie du doigt

Le comportement mécanique du doigt est connu pour être non-homogène, anisotrope, et non-linéairement viscoélastique (Payne, 1991). Ce comportement provient de sa composition en couche complexe, illustré figure 2.1. Un des modèles du doigt le considère comme une demi-sphère de graisse protégée par de la peau attachée à un os (Shrewsbury et al., 1975). Néanmoins, la diversité de positionnement et de composition des réseaux de fibres d'élastine et de collagène lui confère un comportement visco-élastique non-linéaire plus complexe (Silver et al., 2001). Il apparaît que le comportement élastique des fibres est linéaire pour de petites déformations, là où seul le réseau d'élastine supporte les contraintes. Lors des déplacements plus conséquents les fibres de collagène s'étirent et supportent une partie des contraintes contribuant à une raideur non-linéaire qui augmente avec la déformation. Puis, dans les grandes déformations, quand toutes les fibres sont tendues, l'élasticité du doigt redevient linéaire avec une raideur plus grande que dans les petits déplacements (Daly, 1982).

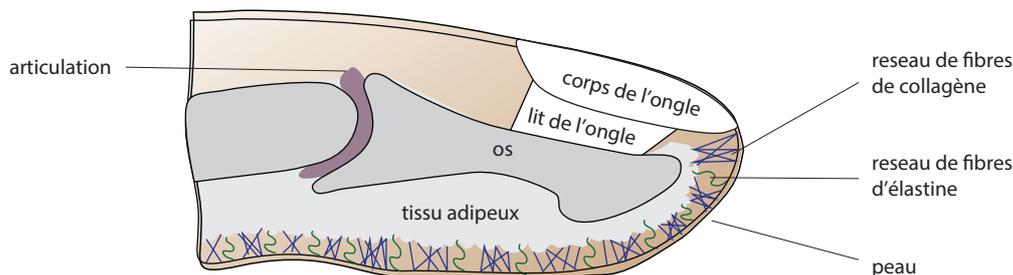


FIGURE 2.1 – La peau protège le doigt, les réseaux de fibres d'élastine et de collagène lui apportent une raideur qui permet de maintenir en forme la pulpe. Le tissu adipeux est beaucoup plus mou et enveloppe l'os et l'articulation. L'ongle apporte une dureté conséquente sur le dessus du doigt.

La peau qui recouvre notre corps a une épaisseur de quelques millimètres, variable d'une personne à une autre (Alexander et al., 1979). Nous distinguons la peau avec des poils comportant des follicules pileux de la peau glabre, sans poils. Cette dernière se trouve dans la paume de la main, ou sur la plante des pieds. Sa structure est composée de plusieurs couches ayant des rôles différents. Le derme et l'épiderme sont souples (Srinivasan, 1989) et permettent de se conformer sur une surface. Le *stratum corneum*, dernière peau du derme, est plus rigide et protège le reste du doigt de l'environnement extérieur (McGrath et al., 2004). Il est composé de cellules de peau mortes, rigides, et soudées entre elles pouvant atteindre une raideur en compression de l'ordre du mégapascal (Gennisson et al., 2004). Cette raideur est réduite lors de l'apparition d'humidité due à la sueur ou à la présence d'eau. L'humidité ramollit certaines cellules mortes, tandis que d'autres sont évacuées (Elias et al., 1975; Jones et al., 1995; Madison, 2003). Cette particularité est utilisée pour augmenter ou diminuer sur commande la caractéristique de la peau du doigt à se conformer sur un objet, augmentant alors la surface en contact (André et al., 2010).

Le doigt humain a la particularité de présenter une empreinte digitale à sa surface composée de crêtes disposées selon un motif particulier. Bien que ce motif soit unique pour chaque individu, des similitudes dans la disposition sont observées (Stigler, 1995). Ces motifs de crêtes particuliers sont composés de boucles en leur centre et de stries dans la direction radiale et ulnar. L'utilité exacte de ces empreintes digitales n'est pas complètement comprise encore. Néanmoins il a été montré que celles-ci étaient les premières à s'user lors de frottements sur des surfaces abrasives jouant alors un rôle protecteur (Derler et al., 2009). En plus de cette fonction protectrice, il a été montré que de tels motifs ne procurent pas moins de frottement pour soulever des objets, mais qu'ils pouvaient servir à évacuer un trop plein d'eau ou de sueur dans le contact (Warman et al., 2009; Tomlinson et al., 2011). En plus des fonctions susmentionnées, s'ajoute l'hypothèse que le profil particulier de rugosité que compose les empreintes digitales peut servir à discriminer des textures fines (Scheibert et al., 2009; Scheibert et al., 2010; Prevost et al., 2009, 2013).

Raideur et amortissement du doigt

Les couches complexes du doigt présentent une dynamique non-linéaire sur l'ensemble des fréquences relatives au sens du toucher. Compte tenu des masses et des raideurs impliquées, le mouvement de la pulpe peut être modélisé comme un oscillateur du second ordre sur un large spectre de fréquences. Son comportement est non-linéaire : majoritairement élastique dans des fréquences au dessous de 100 Hz, puis majoritairement visqueux, et au-delà de 500 Hz l'inertie peut être négligée (Jamison et al., 1968; Jindrich et al., 2003; Kern et al., 2008; Wiertlewski et al., 2012). Dans des fréquences ultrasonores (≈ 40 kHz) il a été mesuré, grâce à une méthode auto-sensible, que le doigt se comporte comme une masse de ≈ 0.1 g en parallèle avec un amortisseur de ≈ 20 N.s/m. D'autres modélisent le doigt comme une série de masses, ressorts et amortisseurs pour chacune des couches composant le doigt afin

d’isoler la contribution de chacune (Vezzoli et al., 2017; Giraud et al., 2018). Pour la modélisation et la mesure du comportement mécanique du doigt, il est intéressant d’appeler la notion d’impédance mécanique.

La raideur, la masse et la viscosité sont des propriétés mécaniques associées à des forces inhérentes à la déformation de la peau. Lorsqu’un système est soumis à une oscillation harmonique, ces propriétés s’expriment sous forme d’impédance mécanique, définissant la résistance au mouvement d’un corps. Cette quantité est définie comme :

$$Z = \frac{f}{v} \quad (2.1)$$

où Z est l’impédance d’un corps déplacé par la force harmonique f à la vitesse v .

Dans le cas particulier d’un oscillateur de second ordre excité par une force f , représenté à la figure 2.2, modélisant la pulpe du doigt, l’impédance du système est une combinaison linéaire d’impédances usuelles de masse, ressort, et amortisseur. Ces impédances usuelles sont définies comme :

- $Z_m = m i \omega$ pour une masse m
- $Z_r = k/(i\omega)$ pour un ressort de raideur k
- $Z_a = b$ pour un amortisseur de coefficient d’amortissement b

où $i = \sqrt{-1}$ est le nombre imaginaire pur. L’impédance du système complet est alors défini par $Z = m i \omega + k/(i\omega) + b$, où la valeur réelle de cette impédance est liée à l’amortissement, et la partie imaginaire à l’inertie et la raideur du système.

Cette définition de l’impédance mécanique et le modèle du doigt qui y est associé est particulièrement utile dans le cas du contact du doigt avec une surface ultrasonore. En effet, grâce à la mesure de la vitesse de la vibration et de la force nécessaire pour la créer il est possible de retrouver les paramètres mécaniques du doigt. Le chapitre 5 propose un modèle du système doigt/surface ultrasonore et une méthode pour retrouver les paramètres mécaniques du doigt à partir d’une simple mesure d’impédance.

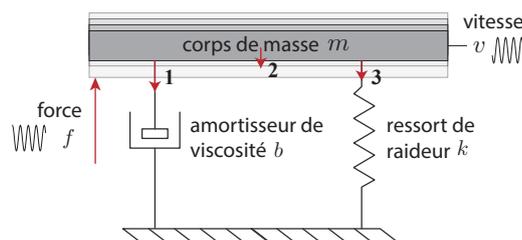


FIGURE 2.2 – Oscillateur harmonique d’un second ordre soumis à une force f . Le mouvement du corps oscillant à vitesse v est entravé par l’effort de la viscosité (1), de l’inertie (2) et de la raideur (3).

2.1.2 Tribologie du doigt

Le comportement d’un doigt lors de la préhension d’objets ou de l’exploration de surface n’implique pas seulement une déformation de la pulpe. Dans le cas d’une

interaction sur une surface, comme sur un écran tactile, le mouvement du doigt est accompagné par la force de frottement qui est produit par le contact avec la surface. Cette force de frottement n'est pas triviale au vu du caractère vivant des tissus du doigt humain et mérite d'être étudiée en détail.

Importance de l'aire de contact

La théorie de frottement émise par Amontons et Coulomb postule que le frottement entre deux solides ne dépend pas de leur aire en contact. Cependant, Coulomb lui-même a observé que cette loi n'était pas vérifiée dans tous les cas de figure (Popova et al., 2015). Plus tard, Bowden et Tabor introduisent la théorie adhésive du frottement. Ils postulent que la force de frottement est directement proportionnelle à l'aire *réelle* de contact. Cette aire, est composée des contacts intimes, à l'échelle atomique, entre les deux surfaces et est étroitement liée au frottement. La théorie de frottement adhésive lie alors ces deux quantités linéairement tel que :

$$\mu = \tau A^R \quad (2.2)$$

où μ est le coefficient de frottement, τ la résistance au cisaillement du contact, et A^R l'aire de contact *réelle*. Dans le cas parfait où le contact est complet, l'aire de contact *réelle* devient alors égale à l'aire de contact apparente A^A qui est la surface projetée du contact sur un plan représentant la surface de contact.

En réalité, un contact n'est jamais complet et les rugosités de chaque surface restreignent la surface de contact à une fraction de l'aire de contact apparente, figure 2.3. La mesure de la rugosité des matériaux montre que la plupart des surfaces sont auto-affines (Persson, 2014). Ce sont des surfaces dont le profil de la rugosité à une certaine dimension, se retrouve dans des dimensions plus petites. Il s'avère que ces surfaces sont des objets fractals, qui donnent un cadre mathématique pour la définition des profils de rugosité. La rugosité de la surface est donc complètement définie par l'amplitude du profil et par sa dimension fractale exprimée par un exposant de Hurst qui caractérise la proportion du profil à se répéter à plusieurs échelles (Persson et al., 2004b). A partir de cette définition, le modèle de contact de Persson permet d'exprimer à une échelle donnée l'aire de contact entre deux matériaux rugueux avec une très grande précision (Persson, 2006). Dans cette théorie de contact, l'aire de contact *réelle* est définie comme étant la surface en contact à la plus petite échelle possible, soit, dans ce cas, l'échelle de l'atome. Alors, toutes les observations de cette quantité à des échelles plus larges sont des approximations. Néanmoins, en réalité, les pressions présentes sur les contacts à l'échelle de l'atome sont si grandes qu'elles plastifient localement la matière et créent alors des contacts complet locaux à des échelle plus grande.

La surface de la peau suit aussi un profil de rugosité auto-affine et son contact peut être modélisé avec précision par le modèle de contact multi-échelle (Persson et al., 2013). Par conséquent, l'aire de contact réelle de la peau sur une surface est dépendante du niveau de grossissement auquel il est observé. Des mesures récentes

sur la peau humaine montrent que la plastification des aspérités de la peau crée des contacts complets avec une surface plane à l'échelle du micromètre (Kovalev et al., 2014; Sahli et al., 2018). Cela implique qu'une mesure précise de cette aire réelle de contact nécessite un instrument capable d'observer au minimum à cette échelle.

Particularité de la peau

La grande variété des profils de rugosité des doigts engendre une grande variabilité du comportement en frottement d'un doigt en contact avec une surface (Derler et al., 2009; Zahouani et al., 2013; Dzidek et al., 2017b; Khojasteh et al., 2018). Cependant, ce n'est pas le seul paramètre responsable de la variabilité au frottement, il a été relevé que son humidité (Dinç et al., 1991; André et al., 2009, 2011; Tomlinson et al., 2011), sa dureté (Watanabe et al., 2014), son angle d'approche, sa vitesse et sa direction d'exploration sur la surface (Pasumarty et al., 2011; Delhayé et al., 2014; Chimata et al., 2015) influent aussi sur ce comportement.

La modélisation du contact du doigt sur d'autres surfaces s'appuie sur les modèles de contact généraux. Dans sa version la plus simple, où le doigt est considéré comme une demi-sphère, le modèle de Hertz prédit la déformation du doigt sur une surface (Shao et al., 2009; Delhayé et al., 2014). L'ajout de la dimension des empreintes digitales au modèle du doigt (Dzidek et al., 2017a) peut se faire à la manière du modèle de Greenwood et Williamson (Greenwood et al., 1966), qui est une composition d'une multitude de contacts de Hertz. Plus récemment, le modèle de Persson propose une approche multi-échelle du contact (Persson, 2007). Une illustration de ce modèle pour le doigt est donnée à la figure 2.3. La distribution du profil des aspérités des matériaux à une certaine échelle est représentée par une Gaussienne. La force appliquée au contact sur les deux surfaces et l'élasticité des matériaux régissent la distance entre les deux centres de distribution qui définissent complètement le contact. Ce modèle est confirmé par des mesures d'aires de contact (Krick et al., 2012) et se montre adapté pour décrire le contact du doigt humain sur une surface (Persson et al., 2013; Wiertelowski et al., 2016; Ayyildiz et al., 2018; Tiwari et al., 2020).

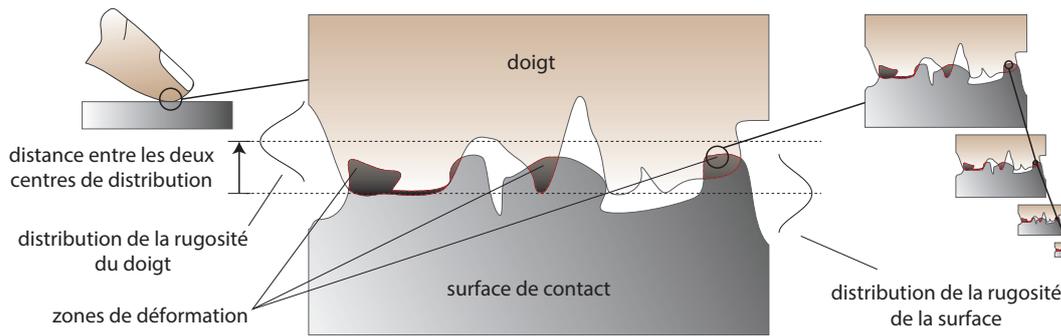


FIGURE 2.3 – La distribution de la rugosité est exprimée avec un certain grossissement défini. Les aspérités du doigt et de la surface se déforment à leur contact. La distance entre les deux centres de distribution est dépendante de la distribution et de la raideur des aspérités du doigt et de la surface.

Vers la mise en mouvement

En mécanique, deux corps en contact sont soumis à une force de frottement lorsqu'ils sont en mouvement. Avant que le mouvement n'apparaisse, on considère que c'est le phénomène d'adhérence qui retient le mouvement. Alors, nous considérons que le frottement se constitue de deux phases distinctes : statique et dynamique. Pour chacune de ces phases, il est admis qu'il existe un coefficient de frottement traduisant la capacité du contact à résister au mouvement. Le coefficient de frottement statique est généralement plus élevé que le coefficient de frottement dynamique. Cette particularité est vraie pour le contact d'un doigt sur une surface, et permet alors de trouver facilement sa valeur grâce à un capteur de force (Barrea et al., 2016).

Dans le cas de l'interaction entre un doigt et une surface, ces phases sont chronologiques : d'abord le contact s'établit statiquement, puis la mise en glissement apparaît. La première phase d'immobilité est propice à la création de phénomènes d'adhésion au sein du contact qui dépend des matériaux en regard. Dans le cas d'un contact du doigt avec une surface rigide comme le verre, ce phénomène peut prendre de quelques secondes à une minute alors que sur une surface plus conformable, comme du caoutchouc, ce phénomène est quasi-instantané (Dzidek et al., 2014, 2017b). Alors, la valeur du coefficient de frottement statique n'est pas uniquement dépendant des matériaux, mais aussi du moment auquel le glissement s'effectue et sous quelle charge le contact a été établi (Ben-David et al., 2011). Aussi, la transition d'un état immobile vers un état de glissement n'est pas un phénomène qui se produit instantanément (Sahli et al., 2018). Ces observations sont regroupées dans une loi de frottement empirique nommée *Rate and State*. Dans cette loi, la valeur du coefficient de frottement statique augmente logarithmiquement avec le temps ; celle du coefficient de frottement dynamique diminue avec la vitesse de glissement en suivant aussi une fonction logarithme ; la transition entre l'état statique et celui en glissement n'est pas instantanée et s'effectue sur une distance caractéristique (Rice et al., 1983).

Cependant, cette loi décrit le mouvement du contact de tel sorte que l'intégralité

des corps en contact se déplacent entièrement, basé sur une hypothèse de solides infiniment rigides, en contradiction avec de récentes mesures (Rubinstein et al., 2004). Ce phénomène peut se comprendre en isolant le pouvoir adhésif de chaque aspérité d'un contact rugueux (figure 2.3). Alors, lorsque la traction latérale du contact dépasse un certain seuil, quelques aspérités peuvent se détacher et glisser tandis que d'autres soutiennent cette force supplémentaire grâce à leur pouvoir adhésif supérieur (Sahli et al., 2018). Dans la littérature, le *stick ratio* permet de quantifier le nombre d'aspérités supportant la traction contre celles en glissement. Cette surface supportant la charge latérale diminue de façon quadratique avec la force de traction latérale jusqu'à atteindre un point critique qui la fait disparaître (Terekhov et al., 2011).

En plus de ce phénomène chaotique de mise en glissement, la transition d'un état immobile au glissement total s'effectue en changeant radicalement la surface en contact. Les surfaces de contact apparente et réelle se déforment et voient leur aire réduire dans des proportions similaires pour des matériaux en caoutchouc (Sahli et al., 2018). Cette réduction pourrait en partie expliquer la différence de frottement entre l'état statique et dynamique. Ce même phénomène est observé lors de la mise en glissement de doigts sur du verre (Delhayé et al., 2016), avec la particularité que les empreintes digitales se déforment de manière à orienter les crêtes perpendiculairement au sens du mouvement. Ces déformations lors de la transition sont fondamentales pour la perception du glissement (Delhayé et al., 2016; Barrea et al., 2018).

2.2 Perception tactile

2.2.1 Les mécanorécepteurs

Les sensations tactiles que nous percevons proviennent de stimuli mécaniques de notre système nerveux central. Notre système sensoriel est constitué de capteurs mécaniques qui réagissent à des stimuli de déformation, de vibration ou de chaleur, puis, des nerfs transmettent ces informations au système nerveux central. Ces capteurs sont situés sous l'épiderme, figure 2.4a. Nous trouvons les corpuscules de Meissner, Merkel, Ruffini, dans le derme et les corpuscules de Pacini sont enfouis un peu plus sous la peau à la limite des tissus sous-cutanés (Johansson et al., 1979, 1984; Vallbo et al., 1984). Les afférents nerveux qui y sont associés transportent les informations liées aux signaux de vibration, de pression et de déformation perçues par les mécanorécepteurs tactiles vers le système nerveux central. Chaque mécanorécepteur a ses propres vitesses d'adaptation et seuils de détection des signaux, tableau 2.1. Les corpuscules de Meissner et de Pacini sont sensibles à des signaux transitoires et de vibrations et sont associées aux afférents à adaptation rapide FA I et FA II, respectivement. Alors que les corpuscules de Merkel et Ruffini sont sensibles à des signaux à variation lente comme une pression sur le doigt et sont associés aux afférents à adaptation lente SA I et SA II respectivement. Une visualisation des signaux temporels d'activation des mécanorécepteurs est proposée à la figure 2.4b.

	adaptation rapide	adaptation lente
faible champ réceptif	corpuscules de Meissner (FA I) partie supérieure du derme 8 à 64 Hz	corpuscules de Merkel (SA I) partie supérieure du derme 0.4 à 100 Hz
large champ réceptif	corpuscule de Pacini (FA II) subcutis 40 à 1 kHz	corpuscules de Ruffini (SA II) derme profond 15 à 400 Hz

Tableau 2.1 – Récapitulatif des propriétés des mécanorécepteurs

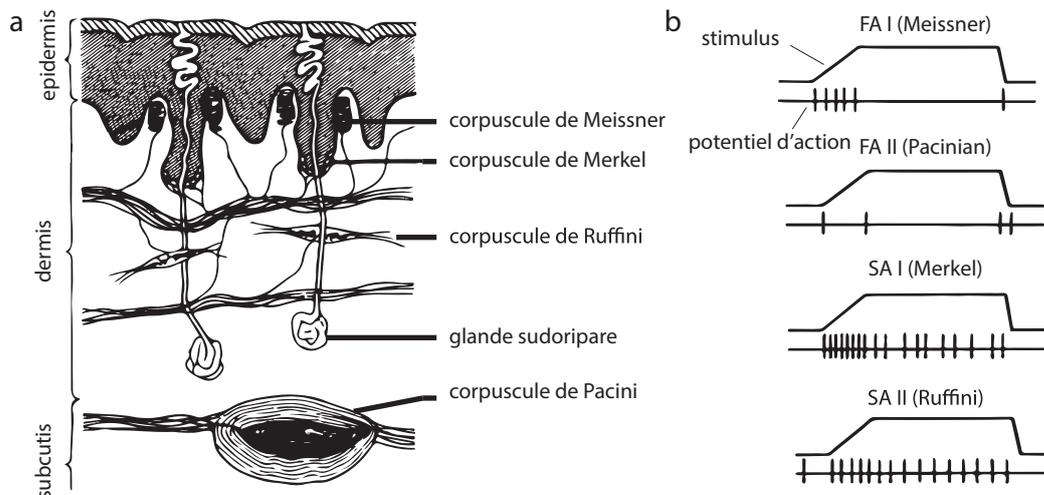


FIGURE 2.4 – a. Vue en coupe d'un morceau de peau du doigt représentant la place des mécanorécepteurs. b. Les potentiels d'actions associés. Issu de (Vallbo et al., 1984)

2.2.2 Limite de la perception

Comme tout système doté de capteurs, notre système perceptif tactile a une bande de fréquence où il est le plus sensible, et une résolution spatiale qui lui est propre. Néanmoins, l'homme est capable de ressentir des reliefs extrêmement faibles, de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres (Skedung et al., 2013). La dynamique de notre perception tactile est comprise entre 1 Hz et 1 kHz. Le seuil d'amplitude nécessaire pour leur détection est non-linéaire, et est le plus faible pour des vibrations de l'ordre de quelques centaines de hertz (Verrillo, 1984; Bernard et al., 2020). En plus de ce comportement dynamique, notre système perceptif tactile a une sensibilité spatiale affectant sa précision liée à la répartition des mécanorécepteurs. Deux points distincts seront perçus individuellement dès quelques millimètres d'espacement sur le doigt, alors que sur le dos, il faudrait plusieurs centimètres avant cette limite pour que les deux points sont confondus (Loomis et al., 1978).

2.3 Synthèse sur le comportement du doigt

Nous avons vu que notre doigt est un système mécanique constitué de plusieurs couches. Les différentes raideurs de chacune d'entre elles lui confèrent un comportement non-linéaire dans la déformation. Cette non-linéarité se retrouve aussi dans le comportement du frottement de la peau et est accentuée par son caractère vivant et changeant. Néanmoins plusieurs modèles de contact permettent de capturer le fonctionnement mécanique du doigt lors d'une interaction. Plus particulièrement, le modèle multi-échelle de Persson nous apporte un outil mathématique pour définir complètement le contact à partir du profil de rugosité des surfaces en contact et de la force d'application.

Ce doigt est utilisé comme un effecteur pour les tâches d'exploration ou de manipulation. Pour mesurer la nature des surfaces avec lesquelles nous interagissons, la peau est dotée de mécanorécepteurs nous permettant d'ajuster les commandes du système nerveux afin de réaliser au mieux ces tâches. Pour cela nous trouvons quatre types de mécanorécepteurs disposés soit à la surface de la peau ou plus profondément, et réagissant à des signaux à variation lente ou rapide. Cet ensemble de mécanorécepteurs permet de couvrir un large spectre de fréquences et d'amplitudes de stimuli tactiles. Néanmoins, ces capteurs ont des limites liées à leur dynamique et à leur résolution spatiale. C'est en connaissance de ces limites et des stimuli perceptibles que les interfaces haptiques excitent nos capteurs sensoriels.

2.4 Interfaces haptiques

Les interfaces haptiques proposent des retours sensoriels tactiles ou proprioceptifs lors de l'interaction avec une machine ou un environnement virtuel. Ces interfaces ont connu de l'engouement avec le développement de la téléopération permettant à l'homme d'agir dans des environnements jusqu'ici impossible. Plus récemment avec le développement de la réalité virtuelle, certaines interfaces se sont développées pour accroître l'immersion dans cette virtualité en produisant des sensations de pression, de vibration ou de chaleur. Enfin, avec l'avènement de l'écran tactile comme interface homme/machine certains chercheurs de la communauté haptique se sont intéressés à produire des sensations tactiles sur ces surfaces planes. Ce chapitre constitue une taxonomie des interfaces haptiques en les classifiant selon leur utilisation.

2.4.1 Interfaces haptiques pour la téléopération

Historiquement, les interfaces haptiques se sont développées pour satisfaire le besoin de contrôler des machines à distance. Le contrôle à distance souffrant de précision en absence de retour haptique, l'ajout d'un retour de force haptique dans la commande a permis d'augmenter significativement la précision des tâches (Weber et al., 2015). Bien que les interfaces historiques de téléopération, à bras robotisées, sont loin d'arborer la topologie de nos interfaces haptiques de surfaces, les challenges

auxquels elles font face sont partagés. Une des pistes menées pour accroître l'efficacité de ces interfaces de téléopération a été de s'intéresser à la manière dont elles sont contrôlées. Paradoxalement, c'est une piste qui est pour le moment peu explorée pour les interfaces haptiques de surfaces (Messaoud et al., 2015a; Huloux et al., 2018b; Grigori et al., 2020). La suite de cette section est un bref résumé des challenges liés au contrôle de ces interfaces.

La téléopération est utilisée lorsque l'homme ne peut se rendre dans l'environnement qu'il veut contrôler. Il peut s'agir de milieux hostiles comme un site nucléaire (Nagatani et al., 2013), ou un lieu inaccessible autrement, comme en chirurgie dans le corps humain (Romano et al., 2007). Leur fonctionnement est représenté à la figure 2.5. L'opérateur manipule un bras robotisé afin de manoeuvrer une partie de l'environnement distant, ces mouvements sont enregistrés et utilisés pour faire bouger le robot téléopérateur. Dans une interface bi-latérale, les capteurs présents sur le robot transmettent les informations de l'interaction à distance à l'interface haptique, qui les reproduisent sous forme de stimuli tactiles sur l'humain opérateur. Le rôle de l'interface est de produire une illusion de présence de l'environnement à distance chez l'homme. Les contraintes majeures de ces interfaces sont : la **stabilité** et la **transparence** (Lawrence, 1993). Comme tout système contrôlé par une boucle de rétroaction, la stabilité est un critère primordial de dimensionnement. Il l'est d'autant plus dans un système bi-latéral où les perturbations pourraient être amplifiées par la réaction de l'opérateur entretenant une résonance parasite liée au délai de la communication. La transparence est quant-à elle, le critère qui a nécessité l'utilisation de retour d'information tactile pour cette interface. Elle représente la capacité de l'interface à retranscrire l'environnement distant servant à l'illusion.

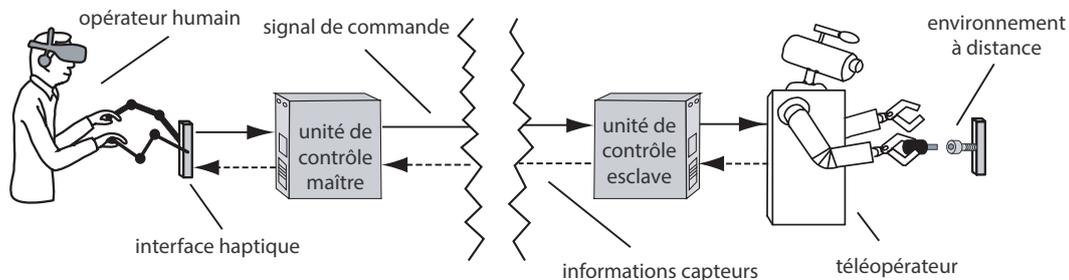


FIGURE 2.5 – L'homme interagit avec l'interface haptique, les commandes sont transmises au robot téléopérateur par les unités de contrôles pour agir sur l'environnement à distance. Adapté de (Passenberg et al., 2010)

Les interfaces de téléopération se distinguent par leur architecture et par leur manière de contrôler le robot téléopérateur.

On trouve alors des architectures de bras robotisés en série, figure 2.6a,d ou en parallèle, figure 2.6b,c. Chacune de ces architectures peuvent se décliner en différentes complexités liées à leur nombre de degrés de liberté. On remarque que les degrés de liberté de ces interfaces sont dépendants de leur nombre de pivots composant le

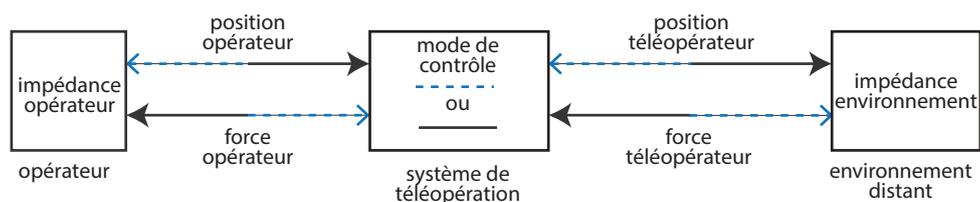


FIGURE 2.7 – Principe de contrôle d'une interface de téléopération, adapté de (Lawrence, 1993)

bras. Une interface avec 3 pivots propose alors 3 degrés de liberté, 3 translations. Alors qu'une interface avec 5 pivots proposera les 6 degrés de liberté possibles, 3 rotations et 3 translations. Ces degrés de liberté sont obtenus par l'assemblage de points de pivot habituellement contrôlés par des moteurs.



FIGURE 2.6 – Interfaces de téléopération commercialisées : **a.** Touch X, 3D Systems, **b.** Omega 3, Force Dimension, **c.** Foldaway Haptics **d.** Virtuose 6D, Haption

Le contrôle de robot téléopérateur peut se faire soit à travers la force appliquée sur l'interface haptique (Ferrell, 1966), soit sur la position de l'effecteur de l'interface (Kim, 1992), figure 2.7. Pour que la transparence soit maximale il faut que l'opérateur ressente entièrement l'impédance mécanique de l'environnement distant, soit la relation entre la force appliquée et la vitesse de déplacement de l'objet distant. Il a été montré que les architectures de contrôle simple position-position et position-force ne sont pas optimales pour maximiser la transparence de l'interaction (Lawrence, 1993). La fin du 20ème siècle a vu de nombreuses tentatives d'architectures de contrôle, toutes cherchant à maximiser la transparence tout en conservant une stabilité satisfaisante. Une étude comparative de ces architectures (Arcara et al., 2002) met en avant des critères de choix pour le mode de contrôle. Il apparaît que le choix se fait sur trois aspects importants :

- le délai de la communication entre l'opérateur et le robot téléopérateur
- les équipements utilisés pour la télémanipulation, à savoir les capteurs et les actionneurs
- l'impédance de l'environnement extérieur.

Ces interfaces haptiques ont trouvé une autre utilité pour la téléprésence. Ce principe est basé sur le fait de se sentir dans un environnement distant ou virtuel (Steuer, 1992). Cela permet alors à l'utilisateur de se sentir ailleurs, dans un environnement distant, ou virtuel. Les interfaces citées ci-dessus permettent à l'utilisateur, plongé

dans un monde virtuel, d'interagir physiquement avec celui-ci. En plus d'être utilisées comme contrôleur, les forces de réactions que ces interfaces génèrent, renforcent l'immersion dans ce monde virtuel. On peut alors imaginer de nombreuses applications de simulation pour la formation à des actes chirurgicaux (Basdogan et al., 2001), pour la rééducation de patient atteint de trouble moteur (Merians et al., 2011) ou récréatif pour le jeu-vidéo (Andrews et al., 2006).

La téléopération et la téléprésence sont aussi des fonctions remplies par nos interfaces haptiques de surface. Néanmoins, leurs méthodes de création de stimuli, basé sur la modulation de frottement, intègrent la dynamique du doigt, contrairement aux bras robotisés agissant seulement sur cette dynamique. Alors les moyens de mesures et de contrôle devront être adaptés.

2.4.2 Rendu de sensation virtuels

En plus du contrôle de robot à distance, les interfaces haptiques permettent aussi de créer des perceptions du monde réel biaisées, partielles ou contradictoires avec ce que l'homme peut rencontrer dans la nature. Ces simulations permettent d'isoler des paramètres sensoriels, et ainsi de comprendre leur perception isolé. afin d'analyser la perception de ceux-ci par l'homme. Un exemple est celui du Pantograph (Ramstein et al., 1994), (figure 2.8) qui est une interface laissant l'utilisateur se déplacer uniquement dans un plan tout en appliquant des forces directement sur son doigt. Ce dispositif permet de reproduire des profils latéraux de force de reliefs sans que le doigt de l'utilisateur ne se soulève. De tels profils ont été proposés à des sujets qui reconnaissaient un profil de bosse à travers la seule variation de la force latérale (Robles-De-La-Torre et al., 2000). En plus d'être suffisant pour la perception de relief, le profil de force est prépondérant sur le mouvement relatif du doigt pour la discrimination de reliefs (Robles-De-La-Torre et al., 2001). C'est sur la base de ce principe que les interfaces haptiques à modulation de frottement génèrent des illusions tactiles.

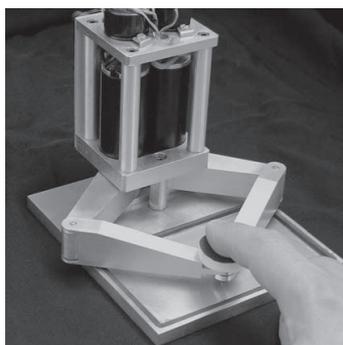


FIGURE 2.8 – Le Pantograph, issu de (Hayward et al., 2004)

Les interfaces à modulation de frottement permettent aussi de comprendre la perception du frottement chez l'homme en jouant sur des variations de frottement sur

des surfaces planes (Gueorguiev et al., 2016; Monnoyer et al., 2018; Saleem et al., 2018). Nous détaillerons la typologie et le fonctionnement de ces interfaces au chapitre 2.5.

2.4.3 *Wearable Haptics*

Alors que les interfaces haptiques traditionnelles composées de bras robotisés permettent de simuler des forces de façon robuste, elles sont bien souvent fixes. Cette contrainte ne permet pas de profiter pleinement de ce que les autres accessoires de téléopération ou téléprésence offrent en mobilité, comme les casques de réalité virtuelle. Pour pallier ce manque, certains ont imaginé des interfaces sous forme de gants (Perret et al., 2018), ou de gilet (Prasad et al., 2014; Garcia-Valle et al., 2018; Rognon et al., 2019) pour générer des retours tactiles.

Parmi les interfaces portables nous pouvons distinguer celles produisant des efforts importants (Bouzit et al., 2002; Rognon et al., 2019) et celles avec des efforts beaucoup plus faibles (Giusto et al., 2016). L'utilisation d'efforts importants est primordiale pour simuler l'interaction avec des objets physiques et permet alors de créer des illusions de barrières matérielles. Alors que des stimuli tactiles avec des forces faibles servent plutôt comme un indicateur de retour tactile, comme pourrait le faire un vibreur (Prasad et al., 2014). L'architecture pour produire des forces conséquentes est composée de moteurs et d'assemblages mécaniques complexes. Les modèles commercialisés comme le Cyber Grasp™ sont basés sur un exosquelette, figure 2.9a. L'implantation d'actionneur à large bande passante, comme un vibreur sur un gant ou sur une veste, est bien plus aisée et nécessite des architectures moins complexes. Bien que la production de faible force ne permet pas un réalisme haptique conséquent, ces interfaces permettent à son utilisateur de percevoir des informations par le canal sensoriel tactile pendant que les autres canaux sensoriels sont impliqués ardemment dans une tâche. Par exemple, un motard pourrait recevoir des informations sur la posture à adopter lors de la conduite de moto alors que sa vision est centrée sur la route lors du pilotage (Prasad et al., 2014).

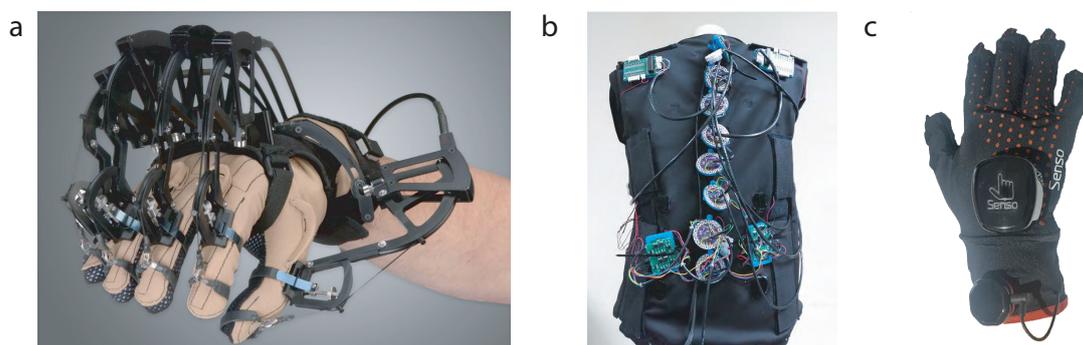


FIGURE 2.9 – **a.** Cyber Grasp™ de CyberGlove™, **b.** Veste à retour tactile (Garcia-Valle et al., 2018), **c.** Gant à retour tactile avec vibreur, Senso Glove™

2.5 Surfaces haptiques

Le développement des surfaces haptiques a rencontré un engouement récent qui est justifié par l'importante représentation des interfaces tactiles dans nos environnements (tablettes, téléphones, écrans d'ordinateur, bornes de commande ou interfaces de machines industrielles). Dans cette famille d'interfaces, nous trouvons trois grandes familles classifiées par leur méthode de production de stimuli tactiles qui sont :

- surfaces déformables (Jansen et al., 2010; Shinohara et al., 1998; Sonar et al., 2020; Stanley et al., 2013), figure 2.10a.
- vibrotactile (S. Choi et al., 2013; Levin, 2016; Siyan Zhao et al., 2015; Woo et al., 2015; Yao et al., 2010), figure 2.10b
- modulation de frottement (Kajimoto et al., 1999; Tang et al., 1998; Watanabe et al., 1995; Winfield et al., 2007; Bau et al., 2010; Levesque et al., 2011), figure 2.10c



FIGURE 2.10 – **a.** Interface à surface déformable sur le concept de poches à air comprimé, issu de (Stanley et al., 2013), **b.** Actuateur vibrotactile du MacBook d'Apple™ (source www.ifixit.com), **c.** F.O.I.L., interface à modulation de frottement par ondes ultrasonores avec un écran, issu de (Huloux et al., 2018b).

Les auteurs de la revue (Basdogan et al., 2020) proposent de classer ces interfaces selon la direction de la force produite pour créer le stimuli tactile. Apparaissent alors deux catégories, les interfaces avec une force normale à la surface et celles avec une force dans le plan de la surface. Chacune des familles susmentionnées existent dans les deux modalités. En effet, les interfaces à surface déformable peuvent produire des forces tangentielles et normales à la surface. Les interfaces vibrotactiles peuvent produire des vibrations normales au plan et tangentielles à celui-ci en plaçant le vibreur sur le côté de la surface active par exemple. Enfin les interfaces à modulation de frottement, par définition, agissent sur une force opposée au mouvement qui est tangentielle à la surface. Mais aussi, il a été montré qu'un effet de clic était rendu sur des interfaces à lubrification ultrasonore générant l'effet d'une variation de force normale au plan (Monnoyer et al., 2016). L'inventaire complet de la classification se trouve dans (Basdogan et al., 2020) et ne sera pas détaillé ici. En revanche nous détaillerons plus précisément les principes physiques des techniques de modulation

de frottement dans les sections suivantes. Une attention particulière sera portée à la méthode de manipulation de frottement par onde ultrasonore qui est celle choisie dans notre travail.

2.5.1 Électroadhésion

Principe Physique

Le phénomène d'électroadhésion a été présenté pour la première fois par Johnsen et al., 1923. Ils montrent qu'il existe une force adhésive électrique entre deux corps en contact auxquels une tension est appliquée. Une trentaine d'années plus tard, Mallinckrodt découvre l'effet de ce phénomène sur le sens du toucher, lorsqu'il s'aperçoit qu'une douille électrique cuivrée était perçue différemment une fois la lumière allumée (Mallinckrodt et al., 1953). Le courant alternatif de 60Hz passant sur la surface augmente le frottement du doigt sur la surface. L'utilisation du courant alternatif pour réaliser cette modulation donna le nom d'électrovibration à cette technologie (Grimnes, 1983). Il faudra attendre 2010 pour voir apparaître la première interface haptique à modulation de frottement utilisant ce phénomène (Bau et al., 2010). Plus récemment, Shultz et al., 2015, proposent un modèle général réunissant le travail fait en électroadhésion d'une part et électrovibration d'autre part (Shultz et al., 2015). Ils mettent en avant le phénomène commun qui est celui de la création d'une force électrostatique entre le doigt et la surface chargée. La seule différence entre les deux étant la nature du signal, alternatif pour l'électrovibration et continu pour l'électroadhésion. Désormais, seule l'appellation électroadhésion est restée pour désigner la modulation de frottement grâce à la force électrostatique. En robotique ce phénomène est utilisé pour augmenter le frottement des préhenseurs pour la manipulation, avec des électrodes optimisées il est même possible de créer de l'adhésion si forte que des robots peuvent marcher sur les mur (Guo et al., 2020). Plus récemment, il a été montré que l'épaisseur de l'isolant jouait un rôle important dans la création de force électrostatique sur le doigt (Ayyildiz et al., 2018).

La création de la force électrostatique est illustré à la figure 2.11. En faisant une analogie avec le modèle du condensateur, les tissus sous-cutanés, composés essentiellement d'eau, formeraient une plaque d'un condensateur. Alors que le stratum corneum et l'air entre les aspérités, l'isolant, et finalement la surface conductrice active de l'interface l'autre plaque du condensateur. Lorsqu'une tension est appliquée à un condensateur, une force d'attraction entre les deux plaques se crée. Les charges du conducteurs fuient dans la peau à travers le stratum corneum là où les aspérités sont en contact. Ailleurs, la distance entre les charges et le conducteur crée une tension électrique importante sur la surface. Cette tension crée alors une force électrostatique qui attire le doigt vers la surface conductrice augmentant alors le frottement. Cette force oscille entre les deux plaques du condensateur avec un courant alternatif, et reste stable avec un courant continu.

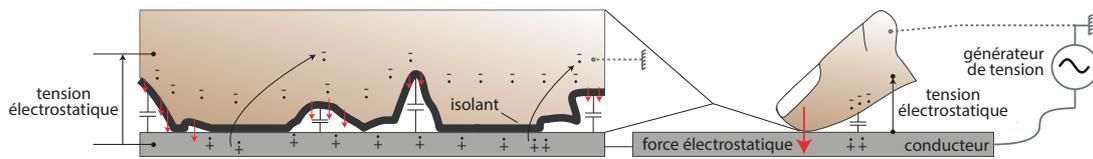


FIGURE 2.11 – Principe physique de l'électroadhésion.

Caractéristiques

La particularité de cette technologie est de ne comporter aucune pièce mécanique mobile pour produire des effets tactiles. Cette particularité lui confère l'avantage d'être rapide dans la production de force pour la modulation de frottement. La réponse à un échelon d'augmentation de frottement se fait en quelques millisecondes (Meyer et al., 2014; Vezzoli et al., 2015). Pour une réduction de frottement, quand la force électrostatique se dissipe, c'est la dynamique de la peau qui est prépondérante et un retour à une force de frottement nominale se fait en 5 ms (Wiertlewski et al., 2012). Aussi, la vitesse d'exploration modifie cette dynamique avec un retard supérieur pour les faibles vitesses, 22 mm/s (Meyer et al., 2014; Vezzoli et al., 2015). Les auteurs de (Meyer et al., 2014) pensent que ce retard est lié à l'impédance mécanique du doigt qui varie en fonction de la vitesse.

Un modèle de l'électrovibration et des mesures mettent en avant la large bande passante du système qui a une décroissance de moins de 10% d'amplitude à 1000 Hz (Meyer et al., 2014).

Bien évidemment la valeur de la force électrostatique générée dépend des propriétés électriques des électrodes utilisées et du doigt en contact avec la surface active. Néanmoins quelques valeurs typiques sont rapportées dans la littérature. Certains mesurent une force électrostatique de 0.25 N pour une tension de 140 V à 10 kHz sur l'électrode conductrice (Meyer et al., 2013). Cette force a une évolution proportionnelle au carré de la tension appliquée, alors une tension de 70 V produit une force électrostatique d'environ 60 mN. Cette force entraîne une modulation du coefficient de frottement entre 15 et 65% de sa valeur nominale avec ces mesures. D'autres reproduisent ces mesures et observent une modulation du coefficient de frottement entre 15 et 100% de sa valeur nominale (Ayyildiz et al., 2018; Meyer et al., 2014; Shultz et al., 2017b). La modulation de cette force n'est pas seulement dépendante de la tension appliquée à l'électrode, mais aussi à la fréquence de la sinusoïde composant le signal d'excitation, où une haute fréquence produira une force électrostatique (Meyer et al., 2013). Aussi, il a été montré que cette force pourrait être augmentée en diminuant la taille de l'isolant entre les deux électrodes (Ayyildiz et al., 2018).

Interfaces

L'absence de pièces mécaniques pour la production de la modulation de frottement et l'utilisation généralisée de l'ITO (couche d'oxyde d'indium étain) comme capteur de position sur les interfaces tactiles commercialisées permettent la fabrication aisée

dynamique	5 ms
bande passante	1 – 1000 Hz
modulations des efforts	65 – 100%

Tableau 2.2 – Récapitulatif des propriétés de la modulation de frottement par électroadhésion



FIGURE 2.12 – **a.** TeslaTouch (Bau et al., 2010), **b.** Station de travail électroadhésive audio-tactile-visuelle (Shultz et al., 2017a), **c.** Tablette tactile Tanvas™.

d'interfaces à modulation de frottement par électroadhésion. Les deux premières recensées sont E-sense (Linjama et al., 2009) et TeslaTouch (Bau et al., 2010), figure 2.12a. Depuis plusieurs itérations ont été réalisées utilisant les écrans capacitifs comme électrode allant même dans des tailles démesurées comme plusieurs dizaines de pouces (Shultz et al., 2017a), figure 2.12b. La maturité de cette technologie est arrivée à un point où certains prototypes sont aujourd'hui commercialisés comme c'est le cas pour Tanvas™, figure 2.12c.

2.5.2 Vibration ultrasonore

L'autre procédé utilisé pour la modulation de frottement utilise des ondes ultrasonores. Une onde ultrasonore est, par définition, une onde mécanique dont la fréquence n'est pas audible par l'oreille humaine. Le domaine de ces ondes commence à partir de 20 kHz. Comme les ondes sonores, ce sont des ondes mécaniques qui peuvent se propager dans l'air ou dans différents matériaux comme l'aluminium ou le verre. Leur utilisation pour la lubrification a été observée et utilisée la première fois pour des assemblages mécaniques comme des roulements (Salbu, 1964). En effet, ce phénomène permet de réduire considérablement le frottement entre deux corps sans utiliser de corps supplémentaire comme de l'huile ou des billes. Plus tard, la génération d'ondes acoustiques par vibration ultrasonore est utilisée comme moteur en générant une onde progressive sur un disque (Kurosawa et al., 1996; Fukino, 1998). Dans cette section nous nous intéressons à la génération d'ondes ultrasonores pour la modulation du frottement, et plus particulièrement le frottement résultant du contact d'un doigt sur une plaque.

Principe Physique

La première utilisation de la vibration ultrasonore sur le doigt humain est attribuée à Watanabe et Fukui (Watanabe et al., 1995). Des résonateurs de Langevin, vibreur à haute fréquence, font vibrer une surface jusqu'à 2 micromètres d'amplitude à quelques dizaines de kilohertz. Lorsque cette vibration dépasse la vingtaine de kilohertz, un papier de verre collé sur la surface active n'est plus perceptible lors de l'exploration de la surface par le sujet, à la place une sensation de douceur apparaît au touché de la surface. Les auteurs remarquent qu'il faut une amplitude de vibration plus importante pour retrouver cette sensation de douceur sur des papier de verre plus grossier. Aussi, les auteurs font l'hypothèse que cette sensation est liée à la création d'un *squeeze-film*, fine pellicule d'air comprimé, soulevant alors le doigt au-dessus du papier de verre.

Hypothèse du squeeze-film

C'est cette hypothèse qui est privilégiée pour l'explication de la modulation de frottement (Biet et al., 2007; Messaoud et al., 2015b; Friesen et al., 2016; Wiertlewski et al., 2016). Afin de comprendre l'apparition de ce *squeeze-film* nous nous basons sur les études de Minikes qui caractérise ce phénomène entre une plaque vibrante et une autre libre (Minikes et al., 2006, 2003, 2004). Une vision simplifiée du problème est de supposer la vibration de la surface uniforme, et de négliger les effets de bords. Les équations du mouvement de la plaque soumise à une excitation harmonique sont alors :

$$x_1 = \alpha \cos(\omega t) \text{ et } x_2 = x_1 - u \quad (2.3)$$

où x_1 et x_2 sont les mouvement de la plaque excitée et libre respectivement, α l'amplitude de la vibration de vitesse angulaire ω et t le temps, les deux plaques sont séparées de u . Cette distance interfaciale est régie par la pression produite par le *squeeze-film*.

Ce modèle dépend du *squeeze-number* qui est le ratio du temps nécessaire au film d'air comprimé pour s'échapper du contact sur la période d'oscillation de vibration (Wiertlewski et al., 2016). Ce nombre, qui dépend de la viscosité du fluide, doit être supérieur à 150 de manière à ce que le flux puisse être considéré piégé entre les deux surfaces. Dans les gammes de déplacement et de fréquences engendrées par le contact entre un doigt et une interface haptique à vibration ultrasonore, le *squeeze-number* est ≈ 600 (Wiertlewski et al., 2016). De plus, l'air considéré piégé dans le contact est un fluide compressible, et va donc subir un cycle de compression et de décompression avec le mouvement sinusoïdal x_1 . Cette compression est non linéaire, résultant alors en une surpression de lévitation moyenne positive, figure 2.13. Dans ces conditions, le nombre de Reynolds, qui caractérise la nature d'un fluide, est faible et typiquement aux alentours de 0.1 (Wiertlewski et al., 2016). Cela signifie que l'inertie du fluide est négligée par rapport à sa viscosité et que l'écoulement de celui-ci est laminaire. La pression du fluide découle de l'équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^3}{12\eta} \frac{\partial p_s}{\partial x} \right) = \frac{\partial(p_s u)}{\partial t} \quad (2.4)$$

où p_s est la surpression induite par le *squeeze-film*, t le temps, u la distance interfaciale et η la viscosité du fluide.



FIGURE 2.13 – Modèle du *squeeze-film* entre une plaque vibrante et une autre libre.

Cette équation est résolue en postulant que la masse du fluide est conservée entre les deux plaques, *i.e.*, $\frac{\partial p u}{\partial t} = 0$, et que la pression aux bords est la pression atmosphérique p_0 . Alors la pression du *squeeze-film* est :

$$p_s = p_0 \left(\sqrt{\frac{u^2 + \frac{3}{2}\alpha^2}{u^2 - \alpha^2}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

si l'amplitude de la vibration α est inférieure à la distance interfaciale u . Pour des valeurs de u de l'ordre de quelques micromètres un développement en série de Taylor de cette expression donne l'approximation :

$$p_s = \frac{5}{4} p_0 \frac{\alpha^2}{u^2} \quad (2.6)$$

Il suffit alors d'intégrer cette pression sur la surface en regard pour déterminer la force du *squeeze-film* pour la lévitation, et de résoudre l'équilibre des forces agissant sur la plaque libre pour en déterminer sa position.

Dans le cas d'un contact avec le doigt la pression acoustique est plus complexe et dépend du profil de rugosité, figure 2.14. Néanmoins, cette approximation simplifie grandement l'expression de la pression acoustique. Cette simplification est utilisée dans les chapitres 4 et 5 et est suffisante pour une estimation de l'aire de contact et du frottement. En effet, la distance interfaciale u entre le doigt et la plaque, découlant de la résolution de l'équilibre des forces, détermine l'aire du contact (Persson et al., 2004a). Et, l'aire de contact est liée au frottement, d'après la théorie de frottement adhésive introduite par Bowden et Tabor (Bowden et al., 2001).

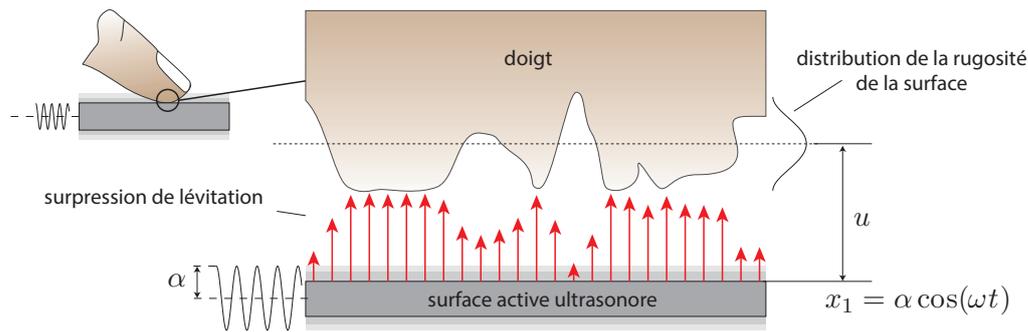


FIGURE 2.14 – Illustration de la pression acoustique du *squeeze-film* sur le doigt en complète lévitation a un zoom donné du contact multi-échelle. Le doigt a été volontairement représenté en lévitation complète afin d'illustrer le champ de pression acoustique.

Hypothèse du contact intermittent

En parallèle, une théorie alternative de la réduction de frottement se base sur la lubrification active (Yang et al., 1998). Cette théorie fait l'hypothèse que le contact entre la plaque oscillante et le doigt est intermittent. Ainsi, le frottement moyen est réduit. Sur ce principe, Biet *et al.*, construisent un modèle masse-ressort du doigt en contact avec une plaque vibrante (Biet, 2007). Ce modèle prédit la lubrification active du doigt sur la plaque en prenant en compte deux échelles pour le contact : la demi-sphère de la pulpe et les crêtes des empreintes digitales. Afin de montrer ce phénomène, un actionneur de Langevin entraînant une plaque en vibration est mis en contact avec des doigts à des fréquences ne permettant pas l'apparition de *squeeze-film*, *i.e.*, inférieures à 20 kHz (Watanabe et al., 1995). Cependant, aucun effet n'a été trouvé pour mettre en avant l'apparition du phénomène de lubrification active sur les sujets.

Une autre méthode pour isoler l'effet du *squeeze-film* est de réduire la présence d'air dans l'atmosphère entourant le contact. Un tel environnement a montré une variation de la réduction de frottement du doigt humain sur une plaque de verre ultrasonore à 0.5 atm (Messaoud et al., 2015b). Dans une atmosphère à faible pression la réduction de frottement est significativement inférieure à la condition de pression atmosphérique d'environ 15 à 20 % dès 0.5 μm d'amplitude de vibration de la plaque. De plus, dans le vide (Friesen et al., 2017), un doigt artificiel a vu sa réduction de frottement diminuer de 86 % par rapport à la condition de pression atmosphérique. Ces résultats témoignent de la contribution importante de l'air pour la réduction de frottement et donc valident la présence d'un *squeeze-film*. Néanmoins, l'hypothèse du contact intermittent n'est pas infirmée, bien au contraire. Bien que la contribution du *squeeze-film* est majoritaire selon ces résultats, la réduction de frottement dans la condition du vide existe et est de 12% pour une amplitude de vibration de 1.6 μm . Ce résultat témoigne de la contribution du phénomène du contact intermittent pour la réduction du frottement par ondes ultrasonores.

Synthèse

Les mécanismes contribuant à la réduction de frottement par ondes ultrasonores sont le *squeeze-film* d'une part et le contact intermittent d'autre part. Il est légitime de se demander dans quelle proportion chacun des mécanismes agissent. Aujourd'hui, aucune réponse claire n'existe du fait de la complexité d'isoler la contribution de l'un et de l'autre dans des conditions de pression atmosphérique. Néanmoins, une mesure du mouvement des aspérités est possible et permet de décrire le comportement dynamique du contact doigt sur une plaque ultrasonore en verre. Les mesures de ce mouvement montrent que le contact oscille avec la plaque, déphasé d'un angle dépendant du coefficient de l'amortissement du doigt (Friesen et al., 2016). De plus, l'amplitude de l'oscillation du doigt diminue lorsque celle de la plaque augmente (Wiertlewski et al., 2016). Aussi, il apparaît que la distance moyenne entre les aspérités du doigt et la plaque, notée u sur la figure 2.14, augmente avec la vibration. La combinaison de ces observations suggère que le contact intermittent de la peau ne se fait pas directement sur la plaque de verre mais sur la pellicule d'air que compose le *squeeze-film*.

Cas particulier des plaques

Dans les sections précédentes nous faisons l'hypothèse que toute la surface active oscille à une fréquence ultrasonore pour produire le *squeeze-film*. Alors que cette hypothèse est vraie à l'échelle microscopique, elle ne l'est pas à l'échelle de la surface. En effet, les ondes qui se réfléchissent au sein des plaques fines se superposent, s'additionnent à certains endroits et s'annulent à d'autres, créant alors une onde stationnaire que l'on appelle la résonance de la plaque. Un mode de vibration est caractérisé par le profil de la déformée de la plaque et est dépendant de la fréquence à laquelle la plaque est mise en vibration, de sa dimension (épaisseur, longueur et largeur), mais aussi de ses propriétés mécaniques (viscosité et raideur) (Wiertlewski et al., 2014a). L'étude de ce profil sur plusieurs fréquences de vibration est l'analyse modale. Elle nous renseigne sur les différents modes existants et permet de choisir quelle déformée nous est préférable et d'en prédire les amplitudes de vibration à ses ventres. Sur la déformée nous distinguons les ventres de vibrations, les points d'amplitude de vibrations maximales, et les nœuds, les points où il n'y a pas de vibration. Cette propriété permet de rendre visible les modes de vibration à l'œil nu en posant des fines particules comme du sel s'accumulant sur les nœuds de vibration. Les figures qui en résultent sont connues sous le nom de figures de Chladni (Chladni, 1830), figure 2.15.

Dans le cas d'interfaces haptiques à vibration ultrasonore nous retrouvons deux grands principes de choix en fonction de l'objectif associé à l'interface. Le premier choix est de maximiser l'amplitude de vibration possible sur la plaque. Dans ce cas, la taille des ventres est bien supérieure au contact du doigt. Le second choix, centré sur une utilisation homogène sur toute sa surface, comportera des ventres et des nœuds de tailles bien inférieures au doigt de façon à ce que la surface du contact du doigt

couvre plusieurs lignes nodales, figure 2.16.

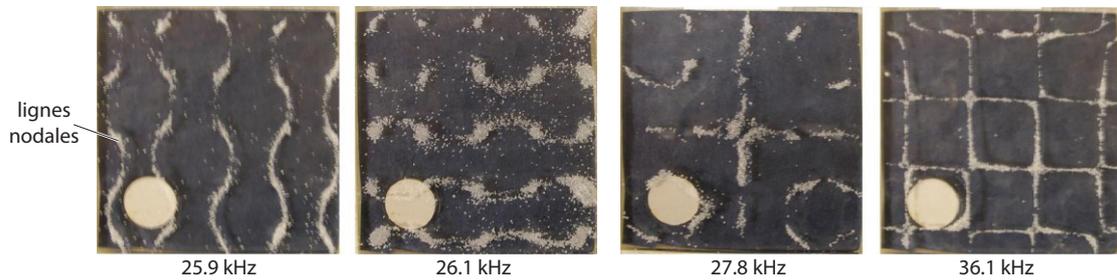


FIGURE 2.15 – Figures de Chladni sur des plaques de verre à des fréquences ultrasonores, adaptés de (Marchuk et al., 2010)

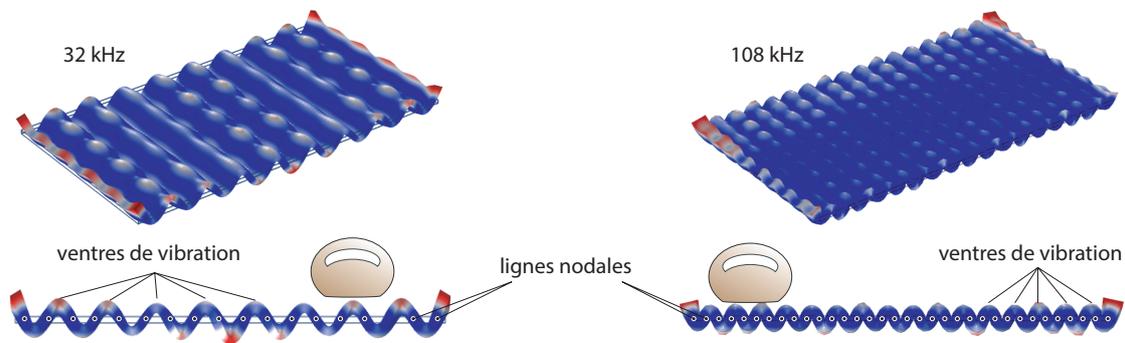


FIGURE 2.16 – Simulation de résonance d'une plaque à 32 kHz (gauche) et 108 kHz (droite).

Pour une taille de plaque donnée, la densité modale s'accroît alors que la fréquence augmente. Aussi, un mode excité à une fréquence élevée aura un nombre de ventre et nœuds élevés. Par conséquent, si l'on privilégie le choix de l'homogénéité de la sensation il sera alors nécessaire d'avoir une fréquence de résonance de la plaque élevée. Il est important de noter qu'à tension d'entrée égale, l'amplitude de vibration d'une plaque à une fréquence de résonance élevée est réduite comparée à une fréquence de résonance plus faible (Wiertlewski et al., 2014a). Aussi, l'épaisseur et les propriétés mécaniques du matériau choisi influencent cette amplitude (Xu et al., 2020).

Caractéristiques

Contrairement à l'électroadhésion, la modulation de frottement par onde ultrasonore nécessite la mise en mouvement de pièces mécaniques. Cette particularité rend sa dynamique, et plus particulièrement sa mise en fonctionnement plus lente. Néanmoins, avec des plaques à faibles inerties, et donc à faible masse, le temps de réponse à un échelon est acceptable pour une utilisation haptique, autour de quelques

millisecondes (Meyer et al., 2014). Cette valeur est dépendante de la vitesse de glissement d'un doigt sur une plaque, et se trouve être un ordre de grandeur supérieur (70 ms) pour des vitesses autour de 20 mm/s. Cette propriété ne s'explique pas encore complètement, mais l'intuition voudrait que la disruption des aspérités en contact permet l'arrivée d'air supplémentaire et donc un *squeeze-film* plus conséquent. De plus, la vitesse de cette disruption semble corrélée à la vitesse de glissement.

La bande passante d'une interface haptique à vibration ultrasonore est dépendante du facteur de qualité de sa résonance. Dans un sens ce facteur augmente l'amplitude de vibration de la plaque à la résonance, mais dans l'autre sens réduit sa bande passante. Sur la base du modèle d'un oscillateur du second ordre, il existe un compromis entre ces deux paramètres (Meyer et al., 2014). Souvent le choix est fait d'avoir un facteur de qualité d'environ de 100, ce qui donne une bande passante de quelques centaines de Hertz, suffisante pour couvrir la majorité des signaux perceptibles par notre système tactile.

Aujourd'hui, l'hypothèse la plus exploitée est que la modulation de la force de frottement est dépendante de l'amplitude de vibration de la plaque (Watanabe et al., 1995; Winfield et al., 2007; Marchuk et al., 2010; Wiertelowski et al., 2016). Cependant, il a été montré que la variation de frottement dépendait non seulement de l'amplitude mais aussi de la fréquence de vibration (Vezzoli et al., 2017; Giraud et al., 2018). Aussi, de récentes observations suggèrent que la réduction de frottement serait invariante à l'accélération de la vibration de la plaque et non à son amplitude (Giraud et al., 2018). Alors, la variation de l'amplitude est suffisante pour décrire la variation du frottement pour une unique fréquence de vibration, mais ne peut se généraliser pour toutes les fréquences de vibrations.

Les modèles du phénomène de *squeeze-film* prédisent une réduction de frottement complète pour un niveau de vibration suffisamment élevé. En d'autres termes, la plage de modulation de frottement sur une telle interface est limitée à la valeur nominale du frottement entre le doigt et la surface active. Dans le cas du verre, où le coefficient de frottement est autour de 1.2, et pour une force d'appui de 1 N, la modulation de la force frottement est alors de 120% de sa valeur nominale. Dans la pratique, avec les prototypes créés, il est aisé de réduire le coefficient de frottement jusqu'à 0.1, donnant une modulation du coefficient de frottement de 110% de sa valeur nominale (Winfield et al., 2007; Meyer et al., 2014; Wiertelowski et al., 2016; Monnoyer et al., 2018). Une façon d'augmenter la plage de la modulation des efforts serait d'utiliser un matériau doté d'un coefficient de frottement bien plus élevé que le verre.

dynamique	5 ms
bande passante	1 – 200 Hz
modulations des efforts	110%

Tableau 2.3 – Récapitulatif des propriétés de la modulation de frottement par vibration ultrasonore

Interfaces



FIGURE 2.17 – **a.** Xplore de Hap2U™, **b.** Interface haptique à une dimension avec capteur de position optique issu de (Wiertlewski et al., 2014b), **c.** Interface haptique à deux dimension avec capteur de position optique issu de (Huloux et al., 2018a)

La première interface à vibration ultrasonore ressemblant à ce que nous faisons actuellement est le T-Pad (Biet et al., 2007; Winfield et al., 2007). Les versions suivantes ont adopté des dimensions différentes mais le principe d'activation reste toujours le même (Marchuk et al., 2010; Mullenbach et al., 2012). Contrairement à la méthode de modulation de frottement par électroadhésion, la modulation par onde ultrasonore nécessite une structure mécanique spécifique. En effet, la plaque est généralement fixée à un cadre par ses lignes nodales afin de ne pas entraver sa vibration. De plus, les actionneurs piezoélectriques nécessaires à la mise en vibration développent un courant extrêmement dangereux en cas de contact avec le doigt humain qui oblige à les rendre inaccessibles par l'utilisateur. La grande majorité des interfaces de ce type utilisent une surface en verre pour sa grande raideur et sa transparence, néanmoins certains développent des interfaces avec d'autres matériaux comme du bois ou du plastique. Bien que la majorité des interfaces développées sous ce principe reste au stade de prototype il existe des versions commercialisées, comme c'est le cas pour le modèle Xplore de Hap2U™ (figure 2.17). D'autres exemples d'interfaces sont présentés à la figure 2.17.

2.6 Synthèse sur les interfaces haptiques

Un schéma classifiant les interfaces haptiques en groupe est présenté à la figure 2.18. Nous avons vu que les interfaces haptiques se divisent en deux principales catégories. Celles-ci se distinguent par la nature des stimuli qu'ils produisent sur leur utilisateur. D'une part, les interfaces à retour d'effort produisent des forces nettes sur l'utilisateur, agissant principalement sur la proprioception de leur utilisateur. D'autre part, les interfaces à retour tactiles produisent des stimuli d'intensité généralement plus faibles. Les forces produites servent surtout à déformer la peau de l'utilisateur plutôt que d'agir sur la proprioception. Cette déformation permet de produire des illusions tactiles

dans le cas des surfaces haptiques, et des retours tactiles informatif pour quelques interfaces portables agissant comme une notification ou une indication. Au sein de ces catégories c'est la forme des interfaces et leur utilisation qui les différencie entre elles.

Dans la grande famille des interfaces haptiques, nous nous sommes attardés sur les surfaces haptiques et principalement sur la technique de modulation de frottement, au cœur de cette thèse. La méthode de modulation par électroadhésion présente une dynamique plus rapide et une bande passante plus large mais produit des efforts plus faibles. Bien que la bande passante et la dynamique de la méthode par ondes ultrasonores soit plus faible, elle reste acceptable pour produire des stimuli tactiles de haute fidélité car proches du seuil de détection tactile de l'homme. Ce léger désavantage est largement compensé par une gamme dynamique conséquente.

De façon intéressante, les interfaces haptiques à modulation de frottement ne rencontrent pas les mêmes problèmes que les interfaces haptiques plus conventionnelles, constituées de bras robotisés. Le contrôle de ces interfaces nouvelles se fait en boucle ouverte pour la grande majorité et les problèmes de transparence et de stabilité qui ont occupé les chercheurs longtemps en téléopération sont aujourd'hui moins présents. Cela est sûrement dû à la grande complexité du phénomène de frottement qui nécessite d'être d'abord pleinement maîtrisé avant de pouvoir s'attarder sur son contrôle et ensuite de transposer les méthodes de contrôle explorées. C'est sur ce constat que le chapitre suivant se base afin de proposer un contrôle sur le frottement avec une interface à vibration ultrasonore.

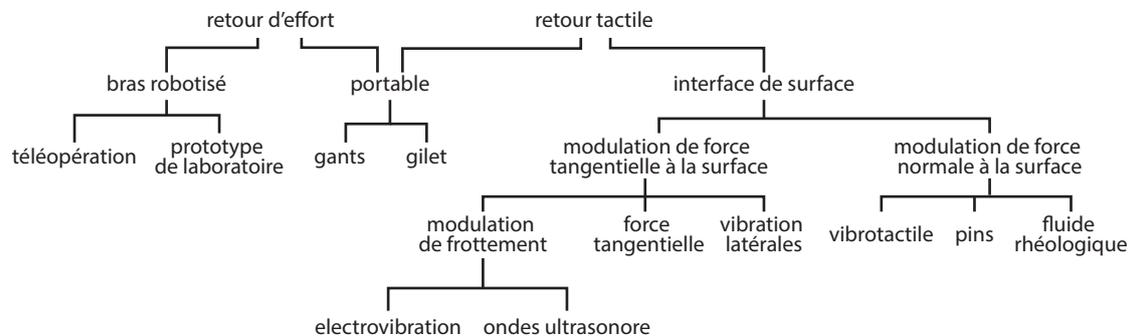


FIGURE 2.18 – Arbre de classification des interfaces haptiques

3 Contrôle du frottement en boucle fermé

Sommaire

3.1	Motivations	45
3.2	Introduction	45
3.3	Simulations	46
3.3.1	Modèle dynamique linéarisé de la modulation de frottement . .	46
3.3.2	Stratégie de contrôle	47
3.3.3	Compromis entre précision et exactitude	48
3.4	Conception du capteur de force	50
3.4.1	Performances nécessaires	50
3.4.2	Implémentation	51
3.4.3	Caractérisation du capteur	52
3.5	Retour de force sur le frottement	53
3.5.1	Matériel	53
3.5.2	Performance de la boucle de rétroaction	53
3.6	Discussion	54
3.7	Conclusion	55

3.1 Motivations

Les interfaces haptiques de surfaces base la création de leur stimuli sur la modulation de frottement. Contrairement aux interfaces haptiques à retour d'efforts conventionnels, la plupart des interfaces de surfaces opèrent dans un mode de contrôle en boucle ouverte. Une des manières d'augmenter la qualité des stimuli serait alors d'apporter un contrôle en boucle fermé sur nos interfaces haptiques. Néanmoins, l'actionneur servant à réaliser la modulation de frottement n'est pas aussi simple qu'un moteur à courant continu et nécessite alors d'être caractériser. Ce chapitre est la traduction de l'article (Huloux et al., 2018b) publié à la conférence *IEEE Eurohaptics 2018*.

3.2 Introduction

Les interfaces haptiques promettent de restaurer la tangibilité de l'interaction avec une interface virtuelle comme avec un écran tactile plat. Des effets de textures, bosses, et clics virtuels produisent des sensations qui guident le mouvement de l'utilisateur et lui apportent un retour sur ces actions. Une des approches les plus prometteuses jusqu'à aujourd'hui pour générer ses sensations consiste à moduler le frottement entre le doigt de l'utilisateur et la surface d'action *via*, soit l'électroadhésion (Shultz et al., 2017b) (section 2.5.1), soit la lévitation acoustique (Biet et al., 2007; Winfield et al., 2007) (section 2.5.2). L'avantage majeur de ces méthodes sur la stimulation vibrotactile est qu'elles produisent des stimuli non seulement transitoires – *i.e.*, des textures, des impacts ou des vibrations – mais aussi affectent les forces continues que le doigt exerce en glissant sur la surface. La modulation de ces forces rend possible la réalisation d'illusions tactiles de formes, comme des bosses ou des trous, similaires à ce que l'on pourrait faire avec des interfaces haptiques à retour d'effort (M. Minsky et al., 1990; Robles-De-La-Torre et al., 2001) (section 2.4).

En dépit de leur avantages, les méthodes de manipulation de frottement produisent des signaux atténués et avec de la distorsion (Sednaoui et al., 2015; Monnoyer et al., 2017). Le facteur principal responsable de cette variabilité est la complexité du comportement en frottement d'un doigt qui glisse sur une plaque de verre. L'angle du doigt, la force d'appui, l'humidité de la peau affectent le frottement (Tomlinson et al., 2009). Et pire encore, même si ces conditions d'explorations sont présent en compte, l'assouplissement du *stratum corneum* sous l'humidification des tissus par la sueur implique de grandes variations en frottement dans le temps (Pasumarty et al., 2011).

En plus de cette dépendance au frottement, chacune des méthodes pour la modulation ont leur propre inconvénients. Malgré les avantages des méthodes d'électroadhésion, comme sa bande passante ou sa compatibilité avec des grandes forces d'application, les signaux produits ont des résultats non-linéaires (Shultz et al., 2017b). La méthode par lévitation acoustique repose sur des ondes stationnaires ultrasonores et propose une meilleur plage dynamique mais souffre d'une bande passante plus

faible (Meyer et al., 2014) et de grande non-linéarité statique (Wiertlewski et al., 2016). Une combinaison des deux méthodes afin d'agrandir la plage dynamique a été réalisée (Vezzoli et al., 2015), mais cela n'a pas résolu la grande variabilité inhérente au processus de modulation de frottement.

L'atténuation du signal de vibration inhérent à la modulation ultrasonore peut être réduite grâce à un contrôle en avance (*feedforward*) et permet alors d'avoir un signal rapide et clair peu importe la fréquence de modulation. La dynamique du système peut être améliorée en sur-alimentant les actionneurs piézoélectriques temporairement pour atteindre rapidement une force de frottement désirée (Wiertlewski et al., 2014b). Les distorsions issues de non-linéarités statiques peuvent aussi être corrigées grâce à une table de correspondance (Vezzoli et al., 2016).

Bien que ces modèles d'anticipation en boucle ouverte donnent de meilleures performances, la variabilité inhérente à la méthode de modulation empêche une régulation précise de la force de frottement. Messaoud et al., 2015a ont récemment proposé de composer avec ces limitations en introduisant une mesure en temps réelle de la force de frottement pour un contrôle en boucle fermée capable de rejeter ces perturbations inconnues. La stratégie de contrôle se base sur un contrôle en *sliding mode* pour corriger l'erreur statique et augmenter la réponse dynamique du système.

Cependant, comme tous les systèmes de contrôle en boucle fermée, le bruit des capteurs est ré-injecté dans le signal de commande des actionneurs piézoélectriques et résulte en un stimulus bruité. Afin d'outrepasser les limitations de cette approche, nous avons développé un capteur capacitif qui est capable de mesurer une force avec un ratio de plage dynamique de plus de 1 : 50 000. Ce capteur est le centre de la boucle de contrôle, nécessaire pour produire des signaux avec peu de bruit, et en même temps assurer un contrôle précis de la force de frottement.

3.3 Simulations

3.3.1 Modèle dynamique linéarisé de la modulation de frottement

Afin de prendre en compte la nature stochastique de la modulation de frottement ultrasonore et concevoir le contrôleur le plus approprié, la relation entre l'amplitude de vibration de la plaque et la force de frottement qui est réellement produite à l'interface doit être modélisée. Nous avons mesuré la force et l'amplitude de 26 participants alors qu'ils glissaient leur doigt sur une plaque de verre excitée par une porteuse de 30 kHz d'amplitude $2.5 \mu\text{m}$ modulé par un sinus de 1 Hz de profondeur 100%. Les sujets sont libres d'explorer la surface, ce qui amène à la production d'un set de données contenant de nombreuses vitesses d'exploration, forces et positions du doigt. Les points montrant la relation entre la force de frottement et l'amplitude de vibration correspondant à ces données sont présentés Fig. 3.1a avec les statistiques sur des plages d'amplitude entre les sujets. Bien que les essais individuels montrent

l'existence d'une nette corrélation entre l'amplitude de vibration et de la force de frottement, cette relation n'est pas consistante d'un essai sur l'autre. Pour prendre en compte ce comportement dans les simulations, le modèle non-linéaire Gaussien décrit dans (Wiertlewski et al., 2016) a été étendu en ajoutant une perturbation inconnue d , qui a été bornée afin de prévenir de l'éventualité d'une force de frottement négative. Le modèle de la force de frottement est alors :

$$f = f_0 \exp\left(-\frac{a^2}{2\tau^2}\right) + d = g(a) + d \quad (3.1)$$

où $f_0 = 0.8$ N est la force nominale de frottement, a est l'amplitude de vibration, et $\tau = 1.32$ μm est la susceptibilité du doigt à la lévitation ultrasonore. Le comportement déterministe est encapsulé dans la fonction $g(a)$, où d est un sinus d'amplitude 0.8 N avec un décalage de 0.4 N.

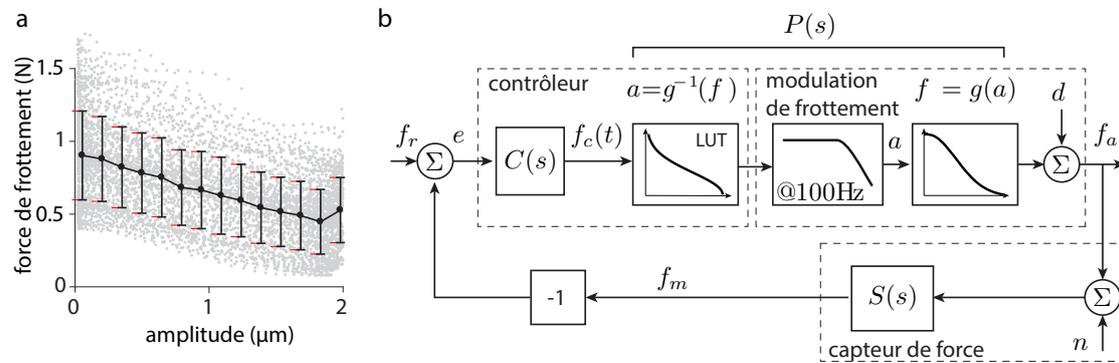


FIGURE 3.1 – **a.** La force de frottement et l'amplitude de vibration associée issues de l'enregistrement de 26 essais de glissement sont représentés par des points gris. Les moyennes des sections sont représentées par des points noirs et l'écart type par des barres. **b.** Diagramme bloc du schéma de contrôle.

3.3.2 Stratégie de contrôle

Le diagramme bloc du contrôle implémenté dans cette étude est affiché Fig. 3.1b. Le processus de modulation de frottement, pour lequel l'amplitude de vibration est l'entrée, délivre une force de frottement. Ce processus est modélisé par un système linéaire invariant utilisé comme un filtre passe-bas du premier ordre avec une fréquence de coupure de 100 Hz, en raccord avec l'atténuation reportée dans (Meyer et al., 2014). Ce filtre est suivi de la relation non-linéaire décrite par l'équation 3.1, et complète le modèle du processus de la modulation de frottement.

Une table des correspondances est implémentée dans le contrôleur pour compenser la non-linéarité de la modulation de frottement ultrasonore établie par l'équation 3.1. Cette table et le processus de modulation de frottement se combinent dans une même fonction de transfert linéaire invariante nommée $P(s)$, pour laquelle une fonction de

saturation est ajoutée, pour que l'amplitude de l'onde ultrasonore soit bornée entre 0 et 2.5 μm .

Le contrôleur $C(s)$ doit donc compenser la fonction $P(s)$, agissant comme un filtre passe-bas de premier ordre, et la perturbation inconnue d évoluant avec une dynamique lente.

Un capteur de force mesure la force de frottement engendré par l'interaction d'un doigt avec une plaque en y ajoutant du bruit indésirable n . Ce bruit additionnel est relativement bien décrit par une fonction Gaussienne zéro-centrée. La dynamique de ce capteur est modélisée par la fonction de transfert $S(s)$, qui, pour simplifier la simulation, est assumée se comporter comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure de 1 kHz. La force mesurée f_m est ensuite soustraite à la force de référence commandée f_r pour calculer l'erreur e , qui est finalement insérée dans le contrôleur.

3.3.3 Compromis entre précision et exactitude

La boucle de contrôle idéale aurait une correction rapide et exacte sans ajout de bruit lors de la mesure de la force de frottement. En pratique, ces deux objectifs imposent des contraintes contradictoires au contrôleur. Dans l'implémentation actuelle, un contrôle proportionnel intégral (PI.) a été adopté tel que $C(s) = K_p + K_i/s$. Une grande valeur des gains K_p et K_i assure une convergence rapide vers la force commandée, mais résulte en une amplification du bruit du capteur. Ce bruit est néfaste pour l'expérience tactile de l'utilisateur car il ajoute de la fluctuation dans la variation de la force et produit des sensations qui n'étaient pas voulues. Ce compromis entre la convergence vers une valeur donnée (exactitude) et la réjection du bruit (précision) pour la boucle de rétroaction doit être évalué, afin d'en déduire le bruit maximum que le capteur de force pourrait générer.

Depuis le schéma bloc décrit Fig. 3.1, et en prenant seulement les comportements linéaires, l'expression de la force de frottement perçue par le doigt dans le domaine de Laplace peut être exprimée comme :

$$f_a = d \frac{1}{1+G} + f_r \frac{CP}{1+G} - n \frac{G}{1+G} \quad (3.2)$$

où $G(s) = C(s)P(s)S(s)$. Afin d'étudier les effets du bruit n sur la variance de la force de frottement σ_f^2 , la variance de la commande et de la distribution sont assumées nulles dans le régime établi. Une analyse de la propagation des erreurs donne l'équation suivante :

$$\sigma_f^2 = \left| \frac{G}{1+G} \right|^2 \sigma_n^2 \quad (3.3)$$

Cette équation montre que le bruit perçu par l'utilisateur, σ_f^2 , est affecté par le gain du contrôleur. Un gain faible atténue le bruit originnaire des capteurs. Cependant, cette perturbation est affectée par la fonction de sensibilité $\frac{1}{1+G}$, favorisant des gains élevés, d'où l'existence d'un compromis.

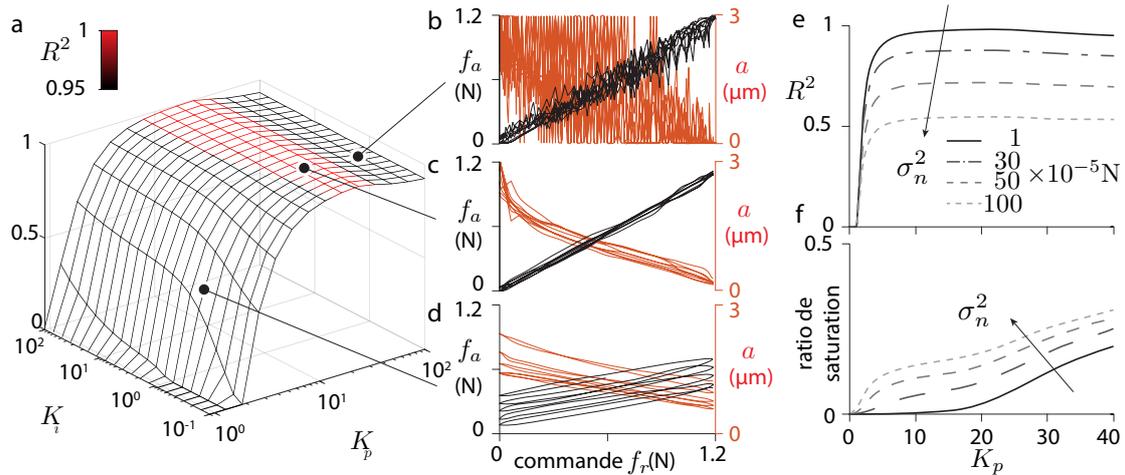


FIGURE 3.2 – **a.** La fidélité du contrôle est donnée par le paramètre R^2 en comparant $f_a = f_r$ pour chaque couple de coefficients K_i and K_p . **b.** $K_i = 2$ et $K_p = 40$. Signal sur-corrigé, résultant en l’ajout non-négligeable de bruit **c.** $K_i = 2$ et $K_p = 10$. L’équilibre parfait entre convergence rapide et peu de bruit. **d.** $K_i = 2$ et $K_p = 1$. Gain faible donnant peu de satisfaction dans la correction de la perturbation. **e.** Effet du bruit du capteur sur la précision du contrôle. **f.** Effet du bruit du capteur sur la saturation du contrôleur.

La figure 3.2a montre les résultats d’une série de simulations, avec différents paramètres du contrôleur K_p et K_i en mesurant la fidélité du contrôle. La fidélité du système est mesurée par le coefficient de détermination R^2 entre l’entrée et la sortie de la simulation comparé à la fonction de transfert idéale pour laquelle $f_a = f_r$. La capacité de correction et l’atténuation du bruit ont un effet positif sur la fidélité. Dans cette simulation, le signal de commande est un balayage logarithmique d’une fonction sinus allant de 1 Hz jusqu’à 100 Hz avec une amplitude de 1.2 N, la perturbation est un sinus de 1 Hz avec une amplitude de 0.4 N et le bruit du capteur est pris comme un bruit blanc Gaussien d’amplitude 10^{-5} N.

Comme montré dans le graphique Fig. 3.2a, un gain proportionnel K_p compris entre 5 et 20 permet une correction de la perturbation efficace, tout en évitant l’ajout significatif de bruit dans la boucle de rétroaction. Le terme intégrale K_i est responsable de la correction de l’erreur statique, sa valeur a été ajustée à 2, car toute valeur supérieure a peu d’influence sur la correction. La relation entre l’entrée et la sortie de trois valeurs de gain $K_p = [40, 10, 1]$ est montré Fig. 3.2b,c et d. Un gain élevé comme dans Fig. 3.2b, résulte en une commande bruitée et saturée, alors qu’un gain faible comme pour Fig 3.2d, résulte en une correction imprécise et donc inefficace. L’efficacité optimale a été trouvée pour $K_p = 10$ et $K_i = 2$ comme montré dans Fig. 3.2.

L’influence du bruit sur la fidélité et la saturation est montré Fig. 3.2e,f. L’indice de saturation est calculé à partir du ratio entre le nombre de points saturés sur le nombre total de points. Un niveau de bruit au-delà de 10^{-4} N pour le capteur de force

fait décroître significativement la précision du contrôle et augmenter les chances de saturation de la sortie. A la suite de cette étude nous choisissons un gain proportionnel de $K_p = 10$

En se basant sur les résultats de la simulation, il est clair que l'efficacité du contrôleur dépend du bruit ajouté par le capteur de force, et qu'un faible bruit est nécessaire pour des stimulations tactiles nettes et sans coloration du bruit. Il a été estimé que la plus petite force perceptible par le système somatosensoriel humain est d'environ $5 \cdot 10^{-4}$ N (Wiertlewski et al., 2014b). Alors, un capteur dont le bruit résultant serait inférieur à cette valeur resterait subliminal et imperceptible.

3.4 Conception du capteur de force

Les résultats de la simulation montrent que le capteur de force est la pièce maîtresse de la boucle de contrôle, et le choix de celui-ci doit être fait avec attention pour espérer prétendre à des rendus tactiles de haute fidélité sur des surfaces haptiques.

3.4.1 Performances nécessaires

Afin d'assurer que la force perçue par l'utilisateur reste non bruitée, tout en étant capable de supporter des forces aussi grandes que 2.5 N, le bruit du capteur de force doit être inférieur à $5 \cdot 10^{-5}$ N. Ce cahier des charges amène à une plage dynamique de 1 : 50 000, soit 95 dB. La raideur et la bande passante sont aussi des facteurs cruciaux, car directement liés à la réponse du capteur à travers la fonction de transfert $S(s)$. Un capteur plus souple aurait sûrement un rapport signal sur bruit meilleur mais diminue sa réponse dans les basses fréquences. La plaque de verre pèse approximativement $m_p = 400$ g, et la première fréquence de résonance du capteur est donnée par $f_0 = 1/2\pi \sqrt{k/m_p} = 250$ Hz dans le cas d'un capteur avec une raideur de $1 \text{ N} \cdot \mu\text{m}$. Cela signifie que pour mesurer 2 N, le capteur se déplace de $2 \mu\text{m}$. Sachant que les capteurs de force sont basés sur une mesure de déplacement d'une structure élastique de raideur connue, le bruit du capteur de déplacement sous-jacent ne doit pas dépasser $0.5 \mu\text{m}$, pour une telle structure.

Le cahier des charges relatif à cette sensibilité écarte l'utilisation de jauges de contraintes en métal ou semi-conductrices, qui ont habituellement un rapport signal sur bruit de l'ordre de 1 : 1 000. Les capteurs piézoélectriques, bien qu'ayant un signal sur bruit exceptionnellement haut et une très grande rigidité, ne sont pas utilisables pour des applications en boucle fermée à cause de leur dérive à basse fréquence qui demanderait alors de mettre à jour régulièrement la boucle de contrôle. Ces contraintes font converger le choix du capteur vers une technologie capacitive qui possède une grande plage dynamique, correspondant aux besoins demandés, tout en n'étant pas affecté par une dérive (Lotters et al., 1999).

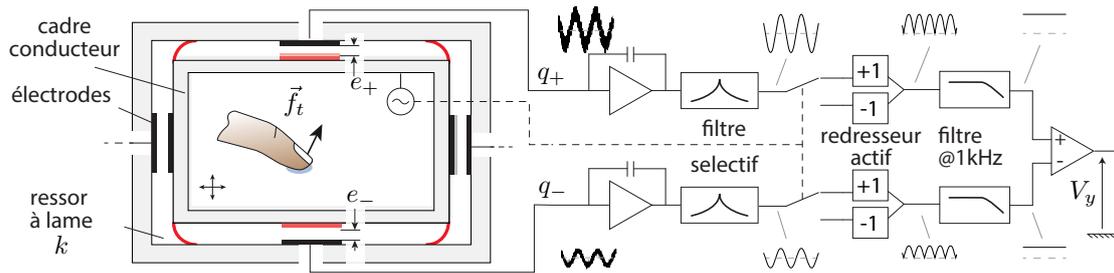


FIGURE 3.3 – Schéma électrique et mécanique du capteur capacitif, illustré sur un seul axe.

3.4.2 Implémentation

Le capteur de force capacitif est basé sur une architecture illustrée figure 3.3. La plaque ultrasonore est fixée au cadre qui est suspendue par 4 ressorts à lames courbées fermement fixées au reste de l'interface. Les ressorts à lames courbées ont une mobilité dans le plan de la surface avec une raideur latérale de $6 \cdot 10^6$ N/m, et trois ordres de grandeurs supérieurs dans l'axe normal qui le rend rigide selon cette mobilité. Cette structure restreint la mobilité du cadre intérieur à seulement deux translations, colinéaires à la force de frottement. La déformation des ressorts à lames est mesurée par quatre capteurs sans contact, où chacun mesure la distance des faces du cadre suspendu aux faces du cadre extérieur fixe. Les mesures sont différentielles dans chaque dimension, où un capteur mesure la réduction de la distance pendant que l'autre mesure une augmentation. Cette méthode différentielle prévient des effets thermiques et des perturbations électromagnétiques indésirables. Chacun des capteurs est composé d'une électrode rectangulaire active, entourée d'une piste connectée à la masse agissant comme un bouclier sur l'électrode active sur les perturbations extérieures. Ces électrodes sont composées de cuivre de $75 \mu\text{m}$ d'épaisseur, recouverte selon la méthode *Electroless nickel immersion gold* qui lui donne une finition lisse et une immunité à la corrosion (PCB-POOL, Aarbergen, Germany), Fig. 3.4. La piste en cuivre est montée sur un substrat FR4 pour une aire active totale de $40 \times 4.5 \text{ mm}^2$. Une pièce intermédiaire maintient ces électrodes parallèles au cadre intérieur, lui-même conducteur et excité par un signal sinusoïdal de 120 kHz V , polarisant la mesure de l'électrode. Les charges q_{\pm} sont proportionnelles à la tension V et inversement proportionnelles à la distance e_{\pm} tel que $q_{\pm} = V \epsilon_0 A / e_{\pm}$, où ϵ_0 est la perméabilité de l'air et A l'aire active du capteur.

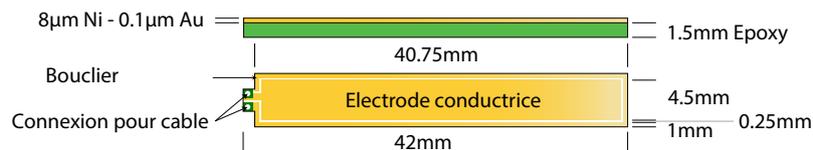


FIGURE 3.4 – Electrode active utilisée pour la mesure capacitif

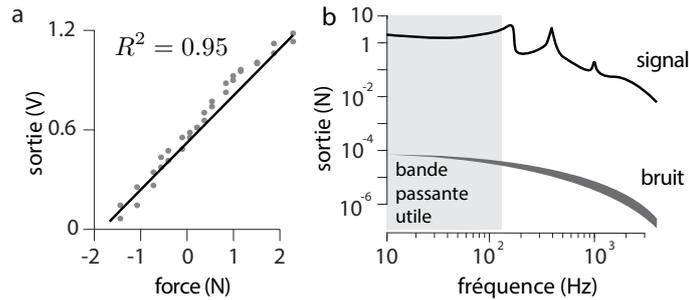


FIGURE 3.5 – a. Linéarité du capteur de force b. Spectre fréquentiel du bruit et réponse impulsionnelle

La mesure de la capacité du circuit est adaptée de la topologie à faible bruit décrite dans (Lotters et al., 1999). Les charges des électrodes de mesures sont transformées en tension *via* un amplificateur de charge et le signal est ensuite traité par un filtre sélectif avec une fréquence correspondant à l'excitation de 120 kHz. Après ce filtre, il n'y a plus d'artefact dans le signal de mesure. A ce stade, l'enveloppe du signal, qui dépend de la distance entre les électrodes et le cadre intérieur, est obtenue avec une démodulation synchrone suivie d'un filtre passe-bas de 1 kHz de fréquence de coupure. La dernière étape consiste à faire la différence entre le signal des deux électrodes en regard pour retrouver la tension V_s reflétant le déplacement du cadre intérieur et donc la force appliquée par le doigt.

3.4.3 Caractérisation du capteur

Le capteur a été calibré dans des conditions quasi-statiques en utilisant un panel de poids standard qui appliquait au cadre une force gravitationnelle connue par le biais d'une corde et d'une poulie. Les résultats sont présentés à la figure 3.5a, et la régression linéaire de ces points montre un coefficient de détermination de $R^2 = 0.95$. Les mesures de la bande passante ont été réalisées avec un marteau d'impact. Le signal est ensuite normalisé et converti pour rendre compte de la valeur maximale mesurable. La réponse fréquentielle montre la présence d'une première résonance à 145 Hz lié à la grande taille de la plaque de verre. Le bruit du capteur est extrait d'une mesure de 10 s sans aucune perturbation extérieure et montre que le bruit se situe à $5 \cdot 10^{-5}$ N dans les basses fréquences et subit une atténuation au delà de 300 Hz grâce à un filtre de premier ordre. La réponse spectrale fréquentielle est montrée figure 3.5b. La plage dynamique du capteur avant sa résonance est de 1 : 50 000, soit 93 dB.

3 Contrôle du frottement en boucle fermé – 3.5 Retour de force sur le frottement



FIGURE 3.6 – Photo de l'interface F.O.I.L.

3.5 Retour de force sur le frottement

3.5.1 Matériel

Une image de l'interface finale est montrée figure 3.6. Une plaque de verre de $255 \times 140 \times 3 \text{ mm}^3$ vibrant à 46 kHz dans un mode de vibration 16×0 sert à la modulation de frottement. Quatre actionneurs piézoélectriques sont collés à la plaque avec une colle époxy, et permettent une vibration de $2.5 \mu\text{m}$ d'amplitude. La plaque est fixée au cadre intérieur sur 3 de ses lignes nodales de chaque côté. Les cadres intérieurs et extérieurs sont liés par des ressorts à lames usinés depuis un bloc d'aluminium 2024.

En plus du capteur d'effort latéral, le système est équipé d'un capteur de position optique basé sur celui de (Wiertlewski et al., 2014b), non utilisé pour la boucle de contrôle, et quatre capteurs de force à chaque coin afin de mesurer la force normale du doigt de l'utilisateur. La position du doigt et sa force normale d'application peuvent servir à la production d'environnements virtuels complexes.

Le contrôle en temps réel est assuré par un micro-contrôleur (Teensy 3.1, PRJC, Portland, OR, USA) de séquenceur à 5 kHz à faible latence. Durant chaque cycle, les valeurs des capteurs sont mesurées, le contrôleur PI. et la table de correspondance compilent, puis l'amplitude de modulation de la porteuse ultrasonore est ajustée. L'amplitude modulée est ensuite filtrée par un filtre passe-bande entre 10 et 50 kHz et amplifiée avant d'être envoyée aux actionneurs piézoélectriques. Les paramètres du contrôleur sont réglés à $K_p = 10$ et $K_i = 2$ en accord avec les résultats de la simulation.

3.5.2 Performance de la boucle de rétroaction

La comparaison entre le mode de contrôle en boucle fermée ou en boucle ouverte (sans rétroaction) est faite avec une commande de force f_r sinusoïdale de fréquence 1 Hz entre 0.3 et 0.9 N, correspondant à une plage atteignable de manière fiable. Cette commande en force de frottement est implémentée en utilisant trois sinusoïdes de 1 Hz d'amplitude 0.1 N avec une valeur moyenne de [0.4 0.6 0.8] N afin de minimiser les variations dans la force de frottement. Un participant a fait glisser son doigt le long de l'interface à une vitesse de $20 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ cinq fois par commande de force sur 50 périodes de modulation. Comme montré dans la figure 3.7a, le mode de commande

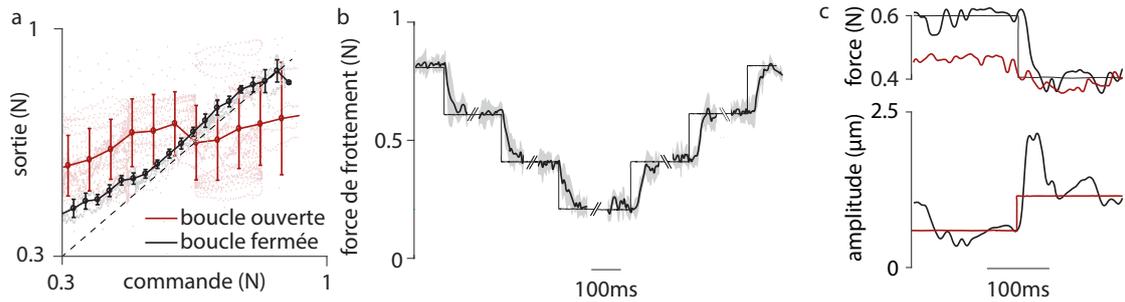


FIGURE 3.7 – Résultats de la boucle de rétroaction. **a.** Le mode de contrôle en boucle fermée réduit la variabilité et compense la non-linéarité statique du système. **b.** La réponse en échelons du système fait d’une succession d’échelons unitaires descendants et montants. Le temps de réponse du système se situe autour de 30 ms. **c.** Lors d’un unique échelon, la commande en amplitude de la porteuse ultrasonore affiche un dépassement.

en boucle ouverte n’apporte pas une réponse satisfaisante à la commande avec une régression linéaire de coefficient de détermination de seulement $R^2 = 0.22$. Le mode de contrôle en boucle fermée, quant à lui, suit de façon satisfaisante la commande en force avec une régression linéaire de coefficient de détermination de $R^2 = 0.98$. Ce sont les commandes de faibles forces de frottement qui causent le plus d’erreurs, en partie à cause des grandes amplitudes nécessaires pour la lévitation, que notre interface ultrasonore ne peut pas actuellement produire.

Les réponses en échelons sont enregistrées et affichées figure 3.7b. La force de frottement est suivie avec un temps de réponse de 37 ± 20 ms (variance) lors d’une descente de commande et de 32 ± 16 lors d’une montée de commande, avec une vitesse d’exploration d’environ 20 mm.s^{-1} dans les deux cas.

Les résultats montrent que de plus grands gains du contrôleur améliorent cette valeur mais en y ajoutant du bruit additionnel. L’enveloppe gris clair dans la figure 3.7b montre que même en régime établi le niveau de bruit est supérieur à ce que nous pourrions nous attendre en rapport avec le ratio signal sur bruit du capteur de force construit. Il semblerait que les fluctuations additionnelles soient dues au comportement en frottement du doigt lui-même et aux vibrations de la main de l’utilisateur. La figure 3.7c apporte une image agrandie d’un échelon. Afin d’avoir une réponse rapide, le contrôleur dépasse la valeur de la commande avant de converger vers une valeur plus basse en accord avec la commande en régime établi pour stabiliser la sortie.

3.6 Discussion

Les résultats de correction de la perturbation de la boucle de contrôle sur le frottement est proche des résultats obtenus par (Messaoud et al., 2015a), qui utilise des jauges de déformation comme capteur de force avec un mode de contrôle glissant. Le

frottement en régime établi est maintenu dans une plage de 20 mN autour de la commande, qui est une amélioration notable sur les variations de 0.25 N accompagnant la modulation de frottement en boucle ouverte.

Le capteur de force conçu sur mesure a un bruit de fond inférieur à 10^{-4} N, et le gain du contrôleur est réglé de façon à limiter le bruit inséré dans la boucle de contrôle, résultant en une production de stimuli tactiles précis et révolus de tout artefact. Cependant, l'enveloppe de la figure 3.7b montre que la force de frottement affiche des fluctuations de l'ordre de 20 mN. Ces fluctuations sont aussi présentes dans le mode de contrôle en boucle ouverte (Meyer et al., 2014) et dans le mode de contrôle en boucle fermée avec des jauges de contraintes (Messaoud et al., 2015a). Ces fluctuations résiduelles sont probablement causées par un bruit physiologique et de frottement (Wiertelowski et al., 2011), que le système de contrôle n'arrive pas à corriger. Une étude fréquentielle du contrôle en prenant en compte le bruit du frottement pourrait aider à construire un contrôleur de plus grand ordre afin de réduire ces fluctuations.

Il est intéressant de noter que la simulation du système complet montre que pour obtenir un niveau de bruit spécifique dans la force de sortie, le bruit du capteur de force devrait être d'un ordre de grandeur inférieur. Ce ratio particulier, qui n'était pas prédit par l'analyse de sensibilité basée sur la théorie du contrôle linéaire, serait le résultat de la nature non-linéaire du système réel. Le temps de réponse a aussi été réduit de 50 ms à 20 ms en rapport au mode de contrôle en boucle ouverte. Ces résultats pourraient être améliorés avec un actionneur ultrasonore (ensemble plaque et actionneur piézoélectrique) plus puissant, sachant que la dynamique actuelle est limitée uniquement par l'amplitude maximale que la plaque peut atteindre.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons réalisé une simulation et une implémentation d'une interface haptique de surface qui peut être utilisée pour délivrer des stimuli précis et exacts au doigt d'un utilisateur dans la plage dynamique de 0.3 à 0.9 N. En particulier nous avons montré que c'est la combinaison d'un capteur de force à large plage dynamique (1 : 50 000) et d'un contrôleur P.I., a suffit à réduire considérablement la variabilité des stimuli produits par la modulation de frottement ultrasonore.

Les performances d'une telle interface sont limitées par la puissance de sa plaque ultrasonore, nécessitant des études d'ingénierie pour améliorer sa plage dynamique. Grâce à la régulation en temps réel de la force de frottement, les stimuli associés sont produits avec précision et exactitude. Cette interface est alors un outil utile pour des expérimentations psychophysiques nécessitant le contrôle fin des stimuli (Bernard et al., 2018). L'amélioration de la netteté et de la fidélité sur les interfaces haptiques est la clef pour la production d'environnements virtuels non-équivoques.

4 L'aire de contact comme mesure du frottement

Sommaire

4.1	Motivations	56
4.2	Introduction	57
4.3	Comment mesurer l'aire de contact réelle à partir d'images	59
4.3.1	Modèle auto-affine, et physicalité de l'aire de contact réelle	59
4.3.2	Séparer les aspérités du fond grâce à la réflexion frustrée	60
4.3.3	Quantification de l'imageur	61
4.3.4	La luminosité comme mesure de l'aire de contact	62
4.4	Comment mesurer l'aire de contact à partir de l'impédance mécanique	62
4.4.1	Trouver l'impédance du contact	63
4.4.2	Détermination expérimentale	64
4.4.3	Aire de contact réelle et impédance de contact	65
4.5	Matériels et Méthodes	65
4.5.1	Dispositif d'imagerie et de modulation de frottement	65
4.5.2	Protocole expérimental	66
4.6	Résultats	67
4.6.1	L'aire de contact optique et l'impédance	67
4.6.2	L'aire de contact en fonction de l'impédance	68
4.6.3	Cohérence de l'estimation de l'aire de contact par l'impédance	69
4.7	Discussion	71
4.7.1	Non homogénéité de la modulation de frottement	71
4.7.2	L'aire de contact réelle suit une loi puissance	71
4.7.3	Raideur non-linéaire du contact.	72
4.7.4	Implications pour les interfaces haptiques	72
4.8	Conclusion	73

4.1 Motivations

Le contrôle en boucle fermé permet de surpasser la variabilité de la force de frottement induite par le comportement changeant du doigt. Néanmoins, malgré le contrôle efficace de la force de frottement, la perception des textures simulées ne semble pas pouvoir se confondre avec les textures réelles (Grigorii et al., 2020).

C'est pourquoi nous nous sommes intéressé de plus près à ce qui crée la force de frottement, le contact intime entre le doigt et la surface. Ce contact entre la peau et le verre est constitué d'une multitude de micro-contacts formant ce que l'on appelle l'aire de contact réelle. Une méthode d'observation par imagerie a été utilisée dans ce chapitre afin d'observer l'évolution de cette aire en fonction de la vibration ultrasonore de l'interface haptique. De façon intéressante nous avons observé en parallèle une modification de la vibration dès lors que le doigt est en contact. La réduction d'amplitude de vibration associée à la présence d'un doigt s'est retrouvée étroitement liée à la quantité de peau en contact avec la plaque et permet alors une mesure d'aire de contact coïncidente avec la mesure par moyen optique.

Ce chapitre est la traduction de l'article (Huloux et al., 2021) en cours de publication dans *IEEE Transaction on Haptics*. Celui-ci explore l'évolution de l'aire de contact réelle d'un doigt en contact avec une surface haptique. L'interaction entre le doigt et l'interface donne lieu à une nouvelle mesure d'aire de contact basée sur l'absorption et la réflexion des ondes ultrasonores.

4.2 Introduction

Le frottement est à l'origine de la plupart des interactions tactiles, allant de la simple action de lever un verre d'eau jusqu'à la perception fine de reliefs sur un tissu. Ce phénomène est essentiel pour manipuler des objets (Cadoret et al., 1996) et sa variation pendant l'exploration tactile aide à distinguer les propriétés des matériaux (Smith et al., 2002; Gueorguiev et al., 2016). Certaines interfaces haptiques de surface modulent la force de frottement à l'interface, et produisent des sensations convaincantes de textures (Biet et al., 2008; Bernard et al., 2018; Grigorii et al., 2020), de formes (Vardar et al., 2017), et même d'adhésions (Grigorii et al., 2019).

Au niveau macroscopique, le pouvoir d'adhérence d'un contact est mesuré par la force latérale au moment de la mise en glissement (Barrea et al., 2016). Et pourtant, même sans force tangentielle, cette adhérence existe, puisque chaque aspérité de la peau en contact intime avec la surface apporte un potentiel d'adhésion. Il y a des indices montrant que le système somatosensoriel reconnaît l'adhérence d'un contact dès les premiers instants (Johansson et al., 1984). C'est pourquoi, la mesure de cette adhérence avant le glissement permettrait de mieux comprendre les mécanismes sensoriels humains tout en offrant une nouvelle opportunité pour le contrôle d'interfaces haptiques de surface.

A l'échelle microscopique, le contact entre la peau et une surface est fait d'une collection de jonctions individuelles de surface microscopique, dont l'ensemble forme l'aire réelle de contact (Persson et al., 2004a). Une augmentation de force normale crée des jonctions supplémentaires qui auront toutes une aire de contact plus grande. Chacune de ces jonctions peut supporter une certaine contrainte de cisaillement τ_0 avant qu'un glissement local apparaisse. Alors, la force de frottement peut être exprimée comme une fonction linéaire de l'aire de contact réelle tel que $f_t = \tau_0 A^R$.

Cette résistance au cisaillement dépend de la nature du lien formé à l'interface. Des matériaux, comme du verre, montrent une plus grande résistance au cisaillement avec la peau que d'autres matériaux, comme l'aluminium (Pasumarty et al., 2011 ; Veijgen et al., 2013).

Cette relation linéaire est observée pour un très grand nombre de matériaux incluant les caoutchouc et les matériaux biologiques (Barquins et al., 1986 ; Wiertlewski et al., 2016). Ainsi, une méthode puissante pour estimer l'adhérence d'un contact, avant même que le doigt ne commence à glisser sur la surface, est de mesurer une estimation de l'aire réelle de contact directement.

Pour des matériaux souples et biologiques, comme la peau du doigt, l'aire de contact réelle peut être retrouvée grâce à des dispositifs optiques. Comme preuve de leur efficacité, l'aire de contact réelle mesurée par ces méthodes, corrèle avec la force de frottement, confirmant ainsi la théorie adhésive du frottement, même dans les cas de matériaux souples (Wiertlewski et al., 2016 ; Sahli et al., 2018). Plus loin nous proposons une revue plus complète des méthodes de mesures. Néanmoins, ces méthodes ont le défaut de nécessiter des composants optiques sophistiqués ainsi qu'un traitement de l'image gourmand en ressource de calcul, qui les restreint à des usages en laboratoire.

Au lieu d'utiliser la lumière comme outil de mesure, l'absorption et la réflexion d'ondes acoustiques ont été utilisés pour mesurer une estimation de l'aire de contact réelle de matériaux rigides et souples (Kendall, 1971 ; Królikowski et al., 1991 ; Pau et al., 2000 ; Aymerich et al., 2004). A notre connaissance, ces méthodes n'ont jamais été utilisées pour mesurer le contact avec un doigt.

Il a été montré que les ondes ultrasonores créées pour moduler le frottement sur une surface haptique affectent le nombre d'aspérités en contact, et donc par extension l'aire réelle de contact (Wiertlewski et al., 2016). Les vibrations de la plaque créent une surpression dans le contact, réduisant alors le nombre d'aspérités en contact tout en transférant de l'énergie dans le doigt (Kaci et al., 2019 ; Huloux et al., 2020). Avec un changement de force normale, ou de force d'activation de la plaque ultrasonore, nous observons une variation du contact et de l'impédance de la plaque, Fig 4.1. Le chapitre suivant détaille davantage comment cette impédance est retrouvée et comment elle est corrélée au frottement. Ici, nous faisons l'hypothèse que cette impédance peut être utilisée pour mesurer une approximation de l'aire de contact, sans mouvement de glissement du doigt, et fournit une mesure de substitution de la résistance au frottement du contact.

Pour tester cette hypothèse nous avons développé un dispositif dédié mesurant simultanément l'aire de contact réelle et l'impédance ultrasonore. Les deux variables corrèlent fortement pour chaque sujet (coefficient de corrélation de Pearson $\rho = 0.94$), confirmant cette hypothèse. Nous discutons de l'implication de ces mesures pour un contrôle précis du frottement sur des interfaces haptiques de surface, avant même que le doigt ne se mette à glisser.

4 L'aire de contact comme mesure du frottement – 4.3 Comment mesurer l'aire de contact réelle à partir d'images

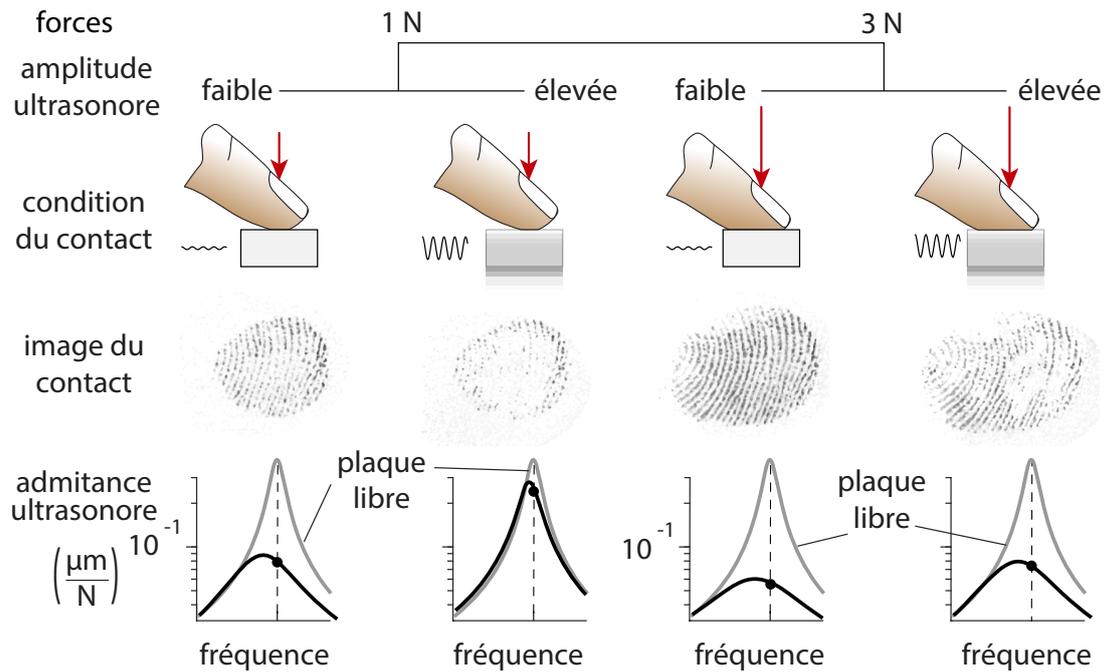


FIGURE 4.1 – Illustration de la variation simultanée de l'aire de contact réelle estimée par la mesure optique et de l'impédance de la plaque pour deux cas de force normale et deux cas d'amplitude de vibration. Une force normale faible produit des faibles valeurs d'aire de contact apparentes et réelles. Seule l'aire de contact réelle est affectée par la lévitation ultrasonore. Les courbes d'admittance montrent l'atténuation de la vibration de la plaque causée par la présence d'un doigt. Les grandes forces d'activation induisent une lévitation de la peau, réduisant ainsi l'atténuation apportée par la peau du doigt.

4.3 Comment mesurer l'aire de contact réelle à partir d'images

4.3.1 Modèle auto-affine, et physicalité de l'aire de contact réelle

Le profil des aspérités de la peau suit approximativement une surface auto-affine (Persson et al., 2013). Ce motif de rugosité peut aussi être observé à différent niveau de grossissement. Par conséquent, il est pertinent de comprendre la physique entre la mesure de l'aire de contact d'une peau rugueuse sur une surface de verre plate à travers la théorie du contact multi-échelle (Persson et al., 2004a).

La théorie indique que lorsque l'on presse une surface aléatoirement rugueuse sur une autre, le contact n'existe que entre les aspérités les plus proéminentes. Ces contacts ponctuels forment alors des jonctions bien distinctes entre les deux sur-

faces. Cependant, si nous grossissons la vue sur une seule jonction, il apparaît que celle-ci se raffine en une multitude de jonctions plus petites. Un grossissement plus élevé révélerait d'avantages de jonctions encore plus petites, etc. Ce processus pourrait théoriquement continuer à l'infini jusqu'à un point où le contact disparaîtrait complètement. Un paradoxe similaire est fameusement connu pour la mesure de la longueur de la côte de la Grande Bretagne avec un quantum de mesure de plus en plus petit (Mandelbrot, 1967).

Cependant, la décroissance de la valeur de l'aire de contact réelle pour un accroissement du niveau de grossissement s'arrête à une certaine limite. Une des raisons, pertinente dans le cas de la peau, est que pour une certaine force normale, les contraintes à l'interface augmentent avec le niveau de grossissement jusqu'au point où celles-ci atteignent la limite d'élasticité du matériau. A ce point, les aspérités de la peau subissent des déformations plastiques et le contact local est total à cette échelle. Les estimations placent la taille ultime d'une jonction pour la peau sèche entre 1 et 10 μm (Kovalev et al., 2014; Sahli et al., 2018).

Les méthodes de mesures optique ont une résolution limitée par la demi-longueur d'onde de la lumière ($\approx 300 \text{ nm}$ dans notre cas). Ces méthodes sont alors idéales pour imager en détail l'aire de contact réelle physique issue des jonctions plastifiées. Dans ce travail, les images apportent la vérité terrain pour les méthodes alternatives, comme la mesure par ondes ultrasonores.

4.3.2 Séparer les aspérités du fond grâce à la réflexion frustrée

Regarder simplement à travers la plaque de verre au niveau de la zone de contact ne suffit pas à discriminer le contact intime du reste de l'image. Quelques méthodes tirent profit des propriétés de réflexion du verre et d'absorption de la peau pour obtenir un contraste élevé entre les régions où les aspérités de la peau sont en contact intime et les régions où la peau est plus éloignée de la plaque.

Les deux méthodes présentées dans la littérature sont capables de séparer les aspérités en contact du reste et utilisent le principe de la réflexion frustrée. Quand un rayon incident est réfléchi, soit totalement (André et al., 2011; Wiertlewski et al., 2016; Boche-reau et al., 2017; Dzidek et al., 2017b) soit partiellement (Tada et al., 2004; Krick et al., 2012; Delhayé et al., 2014; Sahli et al., 2018) à l'interface entre le verre et l'air, une onde électromagnétique est présente du côté opposé de l'interface. Cette onde transmise peut être soit évanescente dans le cas d'une réflexion totale interne (*i.e.*, si le rayon incident est à un angle étroit avec la surface) soit un plan d'onde dans le cas d'une réflexion orthogonale (*i.e.*, quand le rayon incident est parfaitement perpendiculaire à la surface). Quand les aspérités de la peau rencontrent l'onde électromagnétique transmise, la lumière réfléchie est absorbée et diffusée. Cette diffusion résulte en des zones d'ombres sur l'image réfléchie et affiche une image très contrastée des aspérités individuelles en contact intime.

Ici, nous utilisons la méthode par illumination coaxiale, pour laquelle les rayons incidents sont orthogonaux à la surface. Le dispositif optique est illustré figure 4.2b.

Les images résultantes sont visibles à la figure 4.2c, avec et sans la présence du doigt. Il serait possible aussi d'avoir des images similaires avec la technique de réflexion interne totale en observant l'image réfléchiée à travers un prisme (André et al., 2011) ou en collectant la diffusion de photons piégés dans une plaque (Wiertlewski et al., 2016). Un comparatif détaille ces deux méthodes dans la section 6.2.1.

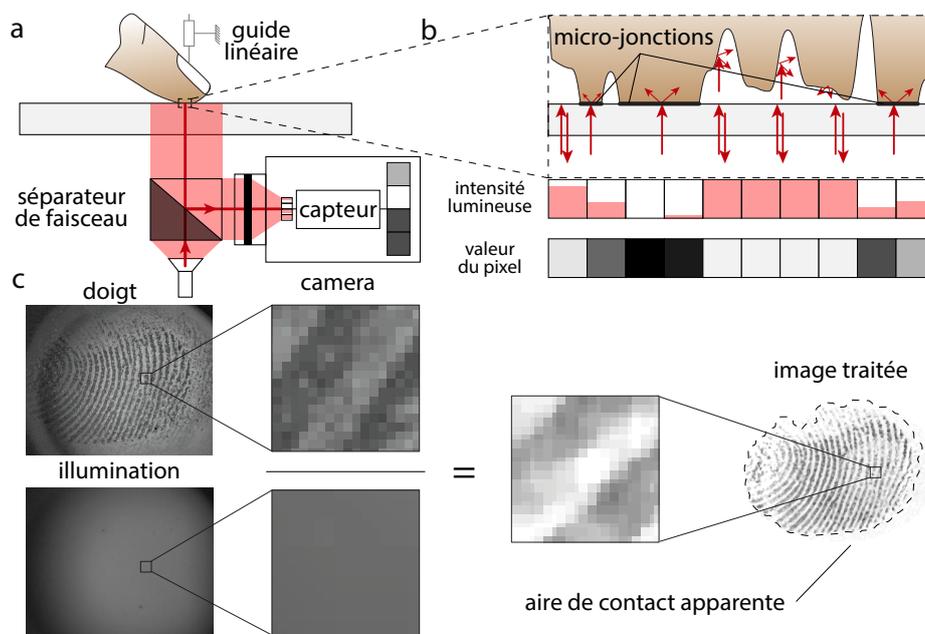


FIGURE 4.2 – **a**. Le dispositif optique pour mesurer une estimation de l'aire de contact réelle. Une source lumineuse éclaire perpendiculairement à la plaque en verre. A l'interface entre le verre et l'air, quatre pourcent de la lumière est réfléchiée parallèlement au rayon incident. La présence de la peau à cette interface participe à la diffusion du rayon incident, créant des zones d'ombres sur l'image réfléchiée. L'image est ensuite collectée par une caméra en passant par un séparateur de faisceau. **b**. Chaque pixel collecte un nombre de photons inversement proportionnel au nombre d'aspérités microscopiques en contact avec la plaque. Cette quantité est ensuite convertie en niveau de gris par l'imageur de la caméra. **c**. Pour retrouver une approximation de l'aire de contact réelle, nous divisons chaque pixel de l'image du doigt par le pixel correspondant sur l'image sans le doigt afin de compenser l'illumination non-uniforme. De cette manière, la luminosité de l'inverse de l'image résultante est une mesure directe de l'image réelle de contact.

4.3.3 Quantification de l'imageur

L'image réfléchiée voit ses zones claires correspondre avec des zones où aucune aspérités sont en contact et ses zones sombres avec les régions où le contact est intime.

4 L'aire de contact comme mesure du frottement – 4.4 Comment mesurer l'aire de contact à partir de l'impédance mécanique

Pendant ce processus, la quantité de photons collectés sur chaque pixel est inversement proportionnelle aux nombres d'aspérités présentes dans la région concernée par le pixel. Si l'exposition de la caméra est fixe, le champ de luminosité correspond à l'image inverse de la densité des jonctions à l'échelle proche d'une demi-longueur d'onde de la lumière. Alors, les zones d'ombres représentent une plus grande densité d'aspérités en contact intimes. Pour capturer cette image réfléchie, le capteur de la caméra discrétise le nombre de photons collectés pendant le temps d'exposition. Les zones sombres reçoivent moins de photons et les pixels correspondants ont alors une valeur plus faible. Inversement, les zones sans contact réfléchissent la quantité maximum de photons par unité d'aire. Par conséquent, nous pouvons régler le temps d'exposition tel que cette quantité maximum de photons soit la borne supérieure de la plage dynamique de la mesure.

4.3.4 La luminosité comme mesure de l'aire de contact

Depuis l'image, il est possible de retrouver une valeur proportionnelle à l'aire réelle de contact à l'échelle de la demi-longueur d'onde de la lumière. Le principe est illustré dans la figure 4.2c,d. D'abord, considérons l'image sans doigt. Même si l'éclairage est réglé avec attention, l'image résultante a peu de chance d'être parfaitement uniforme et la plage dynamique de chaque pixel serait donc donné par l'image de fond I_0 . Afin de normaliser l'éclairage de chaque image du contact I_f , nous utilisons une division pixel à pixel de l'image du contact par l'image de fond. Une fois cela fait, l'image normalisée est inversée pour avoir une estimation de l'image absorbée par le contact I_a de telle sorte que :

$$I_a = 1 - I_f / I_0 \quad (4.1)$$

L'aire de contact est ensuite trouvée en sommant la luminosité de chaque pixel de l'image absorbée I_a .

La méthode par *absorption de lumière* permet une mesure granulaire de l'aire de contact réelle avec une résolution théorique proche de la longueur d'onde de la lumière incidente (100 nm). Cette résolution est un ordre de grandeur meilleure qu'une procédure de seuillage et comptage de pixels, utilisée dans (Sahli et al., 2018) par exemple, qui a une résolution de la taille d'un pixel ($\approx 10 \mu\text{m}$). La valeur de l'estimation optique de l'aire réelle de contact A^0 est ensuite calibrée en utilisant l'aire de contact apparente, exprimée en millimètre, en sachant que l'aire de contact apparente et l'aire réelle sont identiques dans le cas hypothétique d'un contact total.

4.4 Comment mesurer l'aire de contact à partir de l'impédance mécanique

La quantité de peau en contact a un effet dramatique sur l'absorption et la diffusion des ondes ultrasonores. Une plaque qui vibre à des fréquence ultrasonore avec une

amplitude allant jusqu'à quelques micromètres sans aucune charge, peut voir son amplitude décroître jusqu'à 90% de sa valeur quand un doigt vient la toucher (Wiertlewski et al., 2014a). En sachant qu'un actionneur piézoélectrique produit la même force harmonique, avec ou sans la présence d'un doigt, la décroissance en amplitude de vibration signifie que l'impédance du système doigt/plaque est plus grande que celle de la plaque seule. Nous avons montré que l'impédance du système peut produire la force de frottement d'un doigt en glissement (Huloux et al., 2020), plus de détails sont donnés au chapitre suivant. Sachant que la force de frottement est directement dépendante de l'aire de contact réelle, se pourrait-il que les variations d'impédances reflètent la quantité de contact entre la peau et la plaque?

Un des aspects majeurs de notre approche est de considérer la variation de l'impédance du système plaque/doigt causé par :

- l'impédance des tissus de la peau Z_t
- une impédance de couplage Z_c , non-linéaire, liant la dynamique de la plaque et celle du doigt

Malgré la présence d'un comportement hautement non-linéaire du phénomène de lévitation, l'impédance du système est invariante du temps lors de l'utilisation normale de l'interface (Huloux et al., 2020). Basé sur ces preuves expérimentales, nous pouvons supposer que l'impédance Z_c est localement un système linéaire invariant du temps, au moins pour une amplitude de vibration, une force et une fréquence données. Cependant, la valeur de cette impédance de couplage Z_c n'est pas fixe et varie avec la force normale et l'amplitude de vibration. Cette dépendance est liée à la lévitation du *squeeze-film*, généré à l'interface, qui lévite la peau et réduit alors la transmissivité acoustique de l'interface.

4.4.1 Trouver l'impédance du contact

La plaque ultrasonore est excitée par des éléments piézoélectriques collés à la plaque. Proche de la fréquence de résonance, la dynamique du système ressemble à un système linéaire masse/ressort/amortisseur excité par une force harmonique f_a . Cette force est directement proportionnelle à la tension d'entrée de ces éléments piézoélectriques. Le coefficient de linéarité, liant la tension d'entrée de ces actionneurs et la force délivrée, est retrouvé en ajustant un modèle du second ordre sur la réponse fréquentielle de la plaque à vide, en utilisant la masse de la plaque pour retrouver la bonne échelle. Cette force amène la plaque, et tout ce qui est en contact direct, à osciller harmoniquement à la vitesse instantanée v_p . L'impédance est définie par le ratio de valeur complexe de la force harmonique sur la vitesse qu'elle engendre, dans le cas de l'impédance de la plaque. Cependant, le système dynamique complet est légèrement plus complexe et implique des impédances multiples en séries : une pour la plaque Z_p , une pour la peau Z_t et une pour l'interface Z_c . Un diagramme du système dynamique est visible dans la figure 4.3a. Ce système est supposé avoir une dynamique de système de second ordre autour de sa fréquence de résonance.

En sachant l'impédance de la plaque, en assumant la dynamique de second ordre

4 L'aire de contact comme mesure du frottement – 4.4 Comment mesurer l'aire de contact à partir de l'impédance mécanique

autour de sa fréquence de résonance et en connaissance de l'impédance de la peau, nous pouvons mesurer l'impédance du contact à travers :

$$Z_m = \frac{v_p}{f_a} = Z_p + \frac{Z_t Z_c}{Z_t + Z_c} : \quad (4.2)$$

Cette impédance de mesure Z_m est la somme de l'impédance de la plaque et l'association en parallèle de l'impédance de contact et l'impédance de la peau. Une dérivation complète de ces équations est trouvée dans le chapitre suivant. Nous supposons que l'impédance de la plaque est constante durant une interaction et que l'impédance des tissus n'est pas affectée par la vibration ultrasonore. L'impédance des tissus Z_t est estimée hors ligne pour chaque sujet depuis les essais pour lesquels la force d'activation est inférieure à 5 mN. Alors, pour chaque interaction, il est possible d'extraire l'impédance de contact.

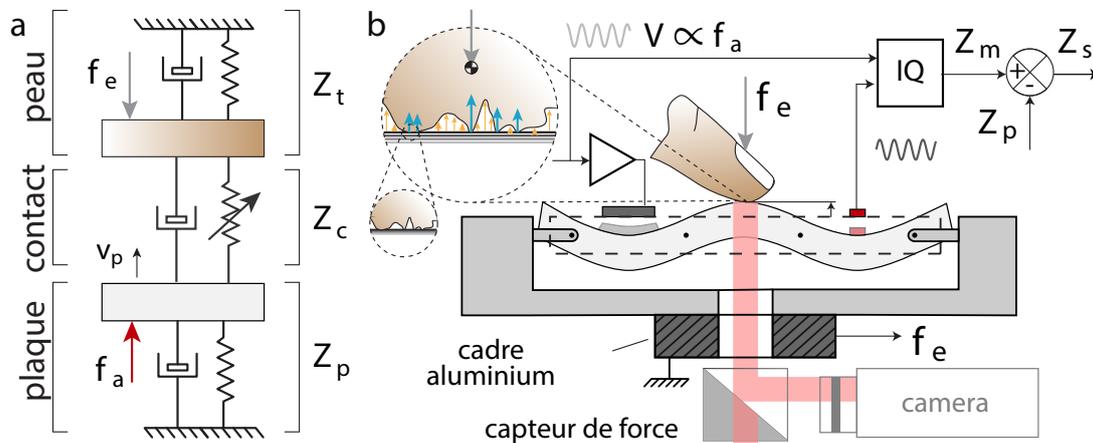


FIGURE 4.3 – **a.** Modèle à deux degré de liberté de l'interaction d'un doigt et d'une plaque ultrasonore, issu de (Huloux et al., 2020). **b.** Dispositif expérimental utilisé pour produire une lévitation ultrasonore grâce au *squeeze-film* et mesurer l'impédance en temps réel. Les actionneurs piézoélectriques forcent la plaque à fléchir avec une force harmonique f_a . Le mouvement de la plaque est obtenu par un capteur piézoélectrique calibré. La plaque oscillante est attachée à un cadre en aluminium par ses lignes nodales, lui-même fixé sur un capteur de force six axes. La force harmonique et le déplacement sont IQ démodulée afin de trouver une valeur complexe de l'impédance Z_m . En soustrayant l'impédance de la plaque à vide Z_p , seule reste l'impédance variable du système Z_s .

4.4.2 Détermination expérimentale

La figure 4.3b illustre la méthode pour retrouver l'impédance de contact. La force appliquée par les éléments piézoélectriques f_a et la vitesse résultante v_p sont démodulées avec la démodulation IQ. Cette démodulation convertit le signal harmonique

temporel en un signal en quadrature de phase correspondant au coefficient de Fourier du signal à la fréquence d'excitation. Cette démodulation permet de suivre les variations en temps réel de l'amplitude et de la phase relative entre le signal de force et de vitesse, dans les variations de l'impédance. A ce stade, l'impédance de la plaque à vide Z_p est soustraite de l'impédance mesurée Z_m , afin de se concentrer uniquement sur les variations induites par le doigt. L'impédance résultante est nommée $Z_s = \frac{Z_t Z_c}{Z_t + Z_c}$.

4.4.3 Aire de contact réelle et impédance de contact

L'impédance du doigt peut être supposé sans risque d'être constant pour un participant sur un temps donné. Le seul paramètre faisant varier l'impédance du système est alors l'impédance modélisant le comportement du contact Z_c . Cette impédance représente la transmissivité acoustique des vibrations de la plaque vers les tissus de la peau. Alors que le contact est composé d'un ensemble d'aspérités en contact intime avec la plaque, cette transmissivité est favorisée par un nombre plus important d'aspérités et donc d'aire de contact réelle.

L'impédance du contact est alors influencée par la valeur de la force normale appliqué par le doigt f_e et la force de la lévitation appliqué par les actionneurs sur la plaque f_a . Une augmentation de la force normale rapproche les deux surfaces augmentant le nombre d'aspérités en contact. Inversement, une plus grande force de lévitation, créée par le *squeeze-film*, écarte les aspérités de la plaque et réduit la transmissivité de l'interface. Alors, l'impédance de contact est hautement corrélée à l'aire de contact réelle. Dans (Huloux et al., 2020) et le chapitre 5, nous utilisons la théorie de contact multi-échelles afin de donner une expression numérique liant la distance interfaciale, l'écart entre les aspérités et la plaque, et l'impédance de cette interface. Dans ce modèle, la distance interfaciale évolue avec l'aire réelle de contact, à une certaine échelle, suivant une relation logarithmique. Laissant penser qu'il existe une relation causale entre l'aire de contact réelle, à une certaine échelle, et les variations d'impédance. La section suivante montre une validation expérimentale de cette hypothèse.

4.5 Matériels et Méthodes

4.5.1 Dispositif d'imagerie et de modulation de frottement

La modulation de frottement ultrasonore utilisée dans cette étude est faite d'une plaque en verre de borosilicate de dimension $67 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$. La plaque est excitée à 29194 Hz dans un mode 3×0 par des actionneurs piézoélectriques. Les actionneurs sont alimentés par un signal harmonique haute tension amplifié 20 fois (WMA-100, Falco Systems, Katwijk, Pays Bas). Les vibrations de la plaque et ses déformations sont mesurés par un élément piézoélectrique passif plus petit, dont la sortie est calibrée par un interféromètre (DS 3010, Attocube, Munich, Allemagne). La plaque est fermement attachée sur un cadre en aluminium par ses lignes nodales grâce à 4 vis avec des

embouts nylon. Les forces de l'interaction sont enregistrées par un capteur de force six axes (Nano 43, ATI, Apex, USA). L'aire de contact réelle est imagée en utilisant la technique d'illumination coaxiale dans laquelle une source lumineuse rouge (M660L4, Thorlabs, Newton, USA) est dirigée sur un séparateur de faisceau vers la plaque. La couleur rouge est choisie pour sa grande absorption par la peau, augmentant le contraste. Le rayon incident arrive sur la plaque orthogonalement. Le séparateur de faisceau envoie le rayon réfléchi vers une caméra haute vitesse (VEO E310, Phantom, Wayne, USA) enregistrant les images à 300 Hz. La figure 5.9 illustre ce dispositif.

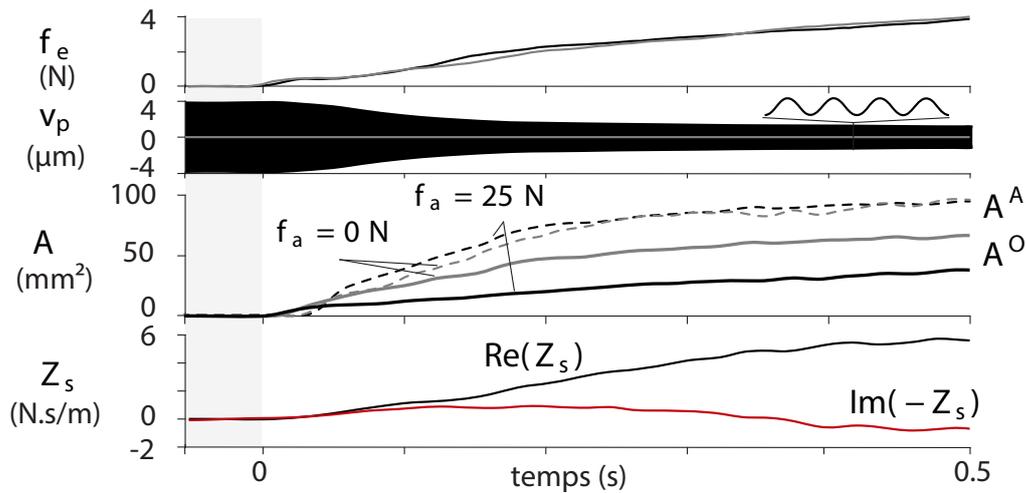


FIGURE 4.4 – Données temporelles d'un essai typique de la force, de la vibration de la plaque, de la mesure optique de l'aire de contact réelle A^O et de l'aire apparente A^A , et de l'impédance mécanique du système. Un essai avec une force d'activation élevée $f_a = 25$ N est affiché en noir et un sans force d'activation $f_a = 0$ N en gris.

4.5.2 Protocole expérimental

14 volontaires droitiers, 3 femmes et 11 hommes âgés de 19 à 55 ans ont participé à cette étude. Les résultats d'un sujet ont été écartés à cause de problèmes techniques. Cette étude a été conduite avec l'approbation du comité éthique de l'Université d'Aix-Marseille et les participants ont donné leur consentement avant l'expérience. Ils devaient appuyer leur doigt attaché à un clip sur la plaque vibrante avec un angle approximativement de 30° par rapport à la plaque aidé par un guide linéaire. Sept forces d'activation de 0 à 30 N ont été présentées six fois chacune pour un total de 42 interactions d'environ une seconde par sujet. La force d'activation est maintenue constante pendant chaque essai et sa plage correspond à un ensemble d'amplitude de vibration allant de 0 à $3 \mu\text{m}$ pour la plaque à vide. Les mesures de forces et les images sont synchronisées avec un signal déclencheur envoyé à la caméra quand le doigt touche la surface. Des exemples de signaux temporels typiques sont affichés dans la figure 4.4.

4.6 Résultats

4.6.1 L'aire de contact optique et l'impédance

D'après la théorie du contact multi-échelles, l'aire de contact réelle devrait être linéairement corrélée à la pression appliquée (Persson et al., 2004a). Alors que cette hypothèse est vérifiée pour des surfaces planes ou infinies, elle est discutée pour le doigt avec une forme sphérique. En effet, sur cette forme, une augmentation de la force normale induit une augmentation de l'aire apparente de contact en suivant la théorie du contact de Hertz. Cette augmentation va de paire avec une augmentation de la densité des aspérités en contact observée pour les surfaces planes. Alors, pour le doigt, et particulièrement pour les petites forces (< 1 N) l'aire de contact réelle mesuré optiquement augmente plus en déviant de la linéarité, voir figure 4.5a. Afin de rendre compte de ce phénomène, les données ont été ajustées avec une loi puissance à deux paramètres :

$$A^O = \alpha f_e^m \quad (4.3)$$

où α est le coefficient proportionnel et m est l'exposant. La procédure d'ajustement utilise un algorithme de courbe d'ajustement Levenberg-Marquardt dont les résultats sont affichés figure 4.5a. La qualité de l'ajustement de cette loi puissance sur les données expérimentales sont de $R^2 = 0.87 \pm 0.15$ sur l'ensemble des sujets et force d'activation.

L'exposant varie entre 0.19 et 0.91, alors que le coefficient de linéarité varie de 11.2 à 51.3 mm²/N. De façon remarquable les moyennes des exposants et des coefficients de linéarité de chaque sujet sont corrélées avec un coefficient de corrélation de Pearson de $\rho = 0.63$, figure 4.5c. Nous n'excluons pas que cette corrélation soit due à un artefact. La variabilité intra-sujet de l'exposant est en cohérence avec sa valeur moyenne avec un écart-type de $\sigma(m) = 0.17 \pm 0.04$. Le coefficient de linéarité et l'exposant ont une corrélation négative avec la force d'activation f_a , avec un coefficient de Pearson de $\rho = -0.89$ pour α , et $\rho = -0.79$ pour m .

Comme prévu, l'impédance montre aussi une corrélation avec la force d'appui f_e et avec la force de la lévitation f_a . De la même manière que pour l'aire de contact, un ajustement des valeurs expérimentales de l'impédance en fonction de la force de contact f_e a été fait par une fonction puissance de telle sorte que :

$$|Z_s| = \beta f_e^n \quad (4.4)$$

Avec β le coefficient de linéarité et n l'exposant. La qualité de l'ajustement est de $R^2 = 0.9 \pm 0.1$ sur tous les essais et un exemple de données typique est montré figure 4.5b. Les résultats des coefficients de linéarités et des exposants issus de la procédure d'ajustement sont affichés figure 4.5d. Le coefficient de linéarité β varie de 1.01 à 7.59 s.m et l'exposant de 0.34 à 1.56. La variabilité intra-sujet de l'exposant est aussi en correspondance avec sa valeur moyenne et a un écart-type de $\sigma(n) = 0.26 \pm 0.14$. Cet écart-type est plus grand que celui provenant de la mesure par imagerie, qui pourrait

être causé par une plus grande susceptibilité de l'impédance à la force d'activation. Le coefficient de linéarité est corrélé négativement avec la force d'activation f_a alors que l'exposant est positivement corrélé (coefficient de Pearson de $\rho = -0.63$ pour β et $\rho = 0.87$ pour n)

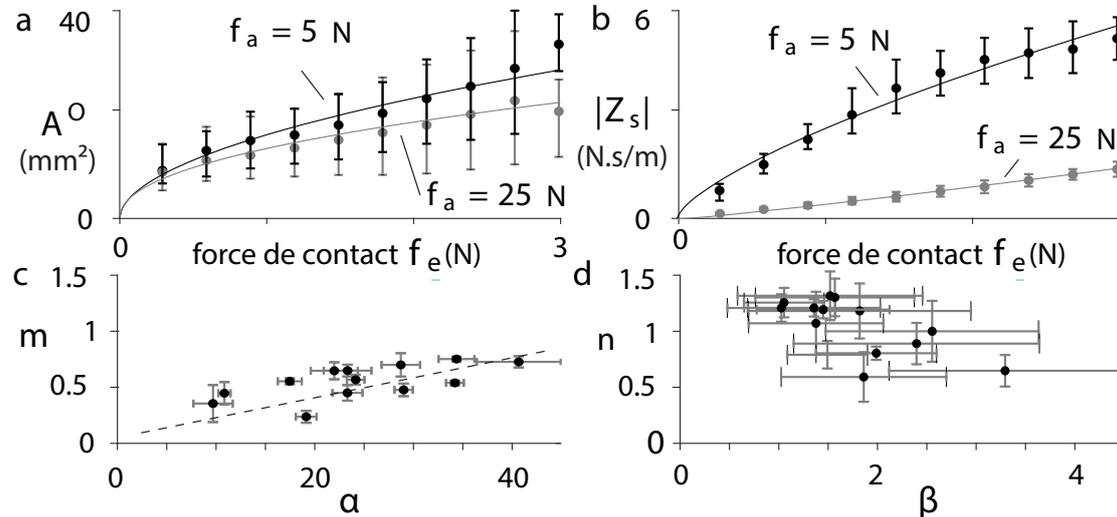


FIGURE 4.5 – L'aire de contact réelle mesuré optiquement (a) et le module de l'impédance mécanique du système (b) en fonction de la force d'appui pour deux forces d'activation $f_a = 5$ N (noir) et $f_a = 25$ N (gris). Les points individuels représentent la moyenne sur 6 essais d'une même force d'activation. Les barres d'erreur représentent l'écart-type d'une condition. La fonction puissance est affichée en ligne solides avec un code couleur correspondant aux points. Les paramètres d'ajustement α et m (c) tout comme β et p (d) de chaque sujet ont leur moyenne représentée par des points noirs et leur 1^{er} et 9^{ème} décile par des barres d'erreurs dans les deux directions. Les lignes en pointillés représentent la régression linéaire de l'ensemble des données pour les données issues des images (coefficient de corrélation de Pearson $\rho = 0.63$).

4.6.2 L'aire de contact en fonction de l'impédance

Le but de ce chapitre est de fournir une mesure de l'aire de contact capable d'être utilisée dans une boucle de contrôle. La mesure par l'impédance semble être un bon candidat comme le montre la figure 4.6a d'un sujet typique aux forces d'activation $f_a = 5$ N et $f_a = 25$ N. De la même manière que précédemment, nous avons ajusté les données d'aire en fonction de l'impédance avec une régression non-linéaire de fonction puissance : $A^O = \gamma |Z_s|^p$. Cette régression a un coefficient de détermination de $R^2 = 0.8 \pm 0.25$. Les valeurs des coefficients de linéarité γ et de l'exposant n sont reportées dans la figure 4.6b,c pour chaque sujet classé par force d'activation. Le coefficient de linéarité augmente avec la force d'activation, alors que l'exposant diminue.

De façon intéressante, la relation entre l'aire de contact réelle mesurée optiquement et le module de l'impédance du système dévie de la linéarité avec la force d'activation.

Comme attendu, nous trouvons que $\gamma \approx \alpha/(\beta)^{\frac{m}{n}}$ et p/n avec moins de 10% d'erreur sur l'ensemble des sujets et des forces d'activation. Ce modèle empirique en loi puissance permettrait de prédire l'aire de contact depuis l'impédance avec une faible erreur $\approx 3.3 \text{ mm}^2$.

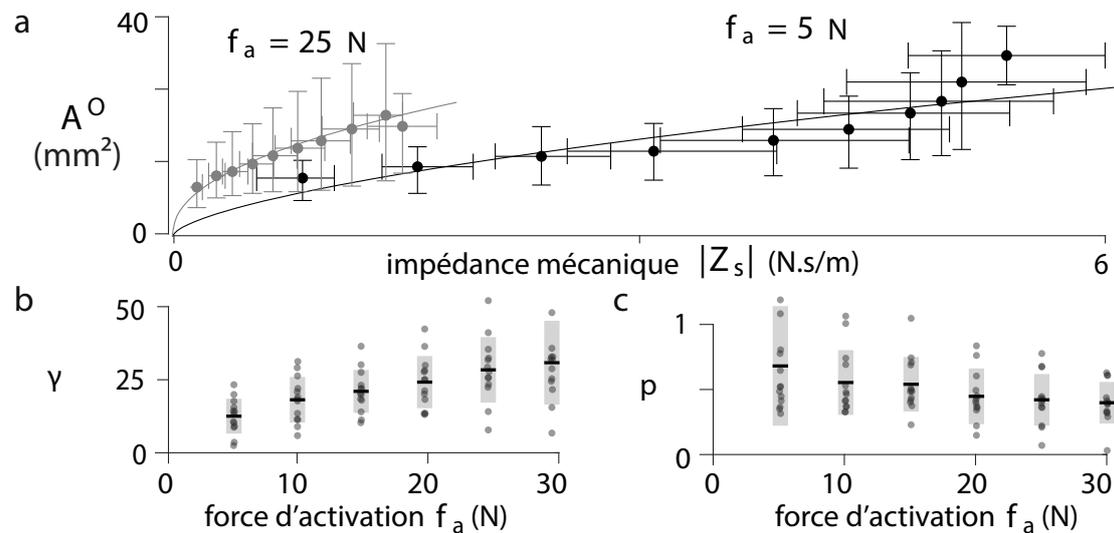


FIGURE 4.6 – a. Nuage de points de la mesure optique de l'aire de contact réelle et de l'impédance associée pour un sujet typique pour $f_a = 5 \text{ N}$ (noir) et $f_a = 25 \text{ N}$ (gris). Les points individuels représentent la moyenne des 6 essais pour chacune des forces d'activation, et les barres d'erreurs son écart-type. Le nuage de points a été ajusté avec une loi puissance pour chaque force d'activation, représenté par des lignes pleines. Le coefficient de linéarité γ (b) et l'exposant (c) issu de la régression sont affichés en fonction de la force d'activation (coefficient de Pearson $\rho = 0.98$ et $\rho = -0.41$ respectivement pour leur moyenne). Les points gris représentent les données individuelles de chaque sujet, les lignes noires sont les moyennes et les boîtes grises les écart-types pour chaque force d'activation.

4.6.3 Cohérence de l'estimation de l'aire de contact par l'impédance

L'impédance mécanique corrèle significativement avec la mesure optique de l'aire de contact réelle. Néanmoins la relation est stable seulement sur un seul niveau d'amplitude de vibration. La force d'activation modifie cette relation, qui cache un comportement plus complexe de l'impédance. Afin d'améliorer notre aperçu du phénomène, nous avons simulé le comportement de ce système, et donc de l'impédance,

en utilisant le modèle dynamique présenté figure 4.3a. Celui-ci contient un élément non-linéaire transférant l'énergie de la vibration vers le doigt. Cet élément non-linéaire, sous la forme d'un modèle de Kelvin-Voigt (ressort et amortisseur en parallèle), est affecté par le nombre d'aspérités en contact et de la force acoustique pour la lévitation. L'estimation de l'impédance du contact Z_c dans la simulation est donnée par les équations de Reynolds et un modèle multi-échelle de contact. Cette impédance est définie comme une fonction de la distance interfaciale moyenne, la force de contact et la force d'activation. Des détails de la simulation sont donnés dans (Huloux et al., 2020) et dans le chapitre suivant. Cette modélisation prend l'impédance comme entrée et sort une estimation de l'aire de contact, comme montré dans la figure 4.7. Les prédictions du modèle suivent aussi une loi puissance où le coefficient de linéarité est proche de celui trouvé avec les valeurs mesurées. L'erreur de l'estimation est d'environ $9 \pm 9\%$ pour le coefficient de linéarité et de $17 \pm 9\%$ pour l'exposant pour tous les sujets et toutes les forces d'activations. La méthode appliquée sur le set de donnée de (Huloux et al., 2020), montre que la force de frottement et l'estimation de l'aire de contact avec la méthode acoustique sont en accord (coefficient de corrélation de Pearson $\rho = 0.98$, $p = 10^{-21}$), cf. figure 4.7.

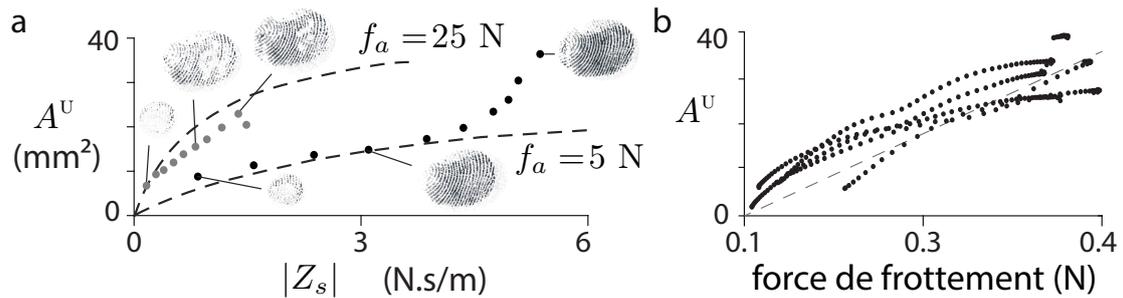


FIGURE 4.7 – **a.** Estimation de l'aire de contact réelle depuis le modèle de l'impédance basé sur un contact multi-échelles. Les lignes représentent une simulation avec les paramètres $\sigma_t = 18 \mu\text{m}$ et $E = 40 \text{ MPa}$ pour les deux forces d'activation. Le modèle prend l'impédance comme entrée et sort l'aire de contact réelle. Les données issues des mesures de l'aire de contact grâce au dispositif optique sont représentées par des points. **b.** L'aire de contact estimée depuis l'impédance acoustique en fonction des mesures de la force de frottement associée. Les données représentent cinq glissement sur une plaque à vibration ultrasonore modulé à 6 Hz issues de (Huloux et al., 2020). Les points sont les données individuelles et la ligne en pointillée montre une approximation linéaire du set.

4.7 Discussion

4.7.1 Non homogénéité de la modulation de frottement

Des oscillations amples permettent la lévitation du doigt au-dessus de la plaque, réduisant ainsi le nombre de jonctions entre la plaque et le doigt. Les images offrent un moyen d'observer l'évolution spatiale du contact. De façon assez intéressante, au sein de l'aire de contact, certaines régions disparaissent complètement alors que d'autres restent en contact. En admettant que le contact suit un profil de rugosité aléatoire (Persson, 2014), il est clair que la luminosité de chaque pixel correspond à la densité des aspérités en contact intime. Quand certains pixels ont des valeurs proche de l'image de fond, cela indique que le contact a complètement disparu sous l'effet de la lévitation ultrasonore. En observant que ce changement n'est pas uniforme sur l'ensemble de l'aire de contact, c'est une preuve que la lévitation n'est pas homogène sur le doigt. Des similitudes dans le phénomène de disparition des micro-contacts existent aussi pour le glissement de surfaces rugueuses en contact (Sahli et al., 2018), bien que dans ce cas la méthode par seuillage de pixels est utilisée.

4.7.2 L'aire de contact réelle suit une loi puissance

L'évolution de l'aire de contact apparente sous une force normal croissante a été largement étudiée dans la littérature. Son comportement est bien approché par le modèle de contact de Hertz, dont le comportement est approximé par une fonction puissance, d'exposant $2/3$, prédisant l'aire de contact apparent à partir de la force normale. Dans la littérature, des mesures optiques d'aire de contact apparent sur des doigts suivent cette même loi avec un exposant de $\approx 2/3$ (Soneda et al., 2010), en accord avec la théorie.

D'autres études sur le doigt montrent un exposant significativement plus bas de $\approx 1/3$ pour l'aire de contact apparent (Dzidek et al., 2017a). Pour l'aire de contact comprise dans cette aire apparente (*i.e.*, à des échelles plus petites), les exposants sont très variables, certains trouvent un exposant de $\approx 2/3$ (Warman et al., 2009), d'autres $\approx 1/2$ pour l'aire de contact que couvrent les empreintes digitales (Dzidek et al., 2017a) et d'autres encore ≈ 0.4 (Lin et al., 2015). Sachant que chaque étude a un échantillon de sujet très faible de $N=1$ (à l'exception de (Warman et al., 2009) et de (Soneda et al., 2010) qui ont un échantillon de $N=3$ et $N=6$ respectivement). Dans cette étude, le comportement en frottement du doigt de 13 personnes a été étudié, ce qui est une amélioration notoire sur le nombre de sujets observés. Nos mesures montrent que l'exposant varie de $\approx 1/3$ jusqu'à $\approx 2/3$, couvrant le panel trouvé dans la littérature. Grâce à notre modèle, nous estimons les paramètres mécaniques du doigt à $E = 68 \pm 52$ MPa pour le module d'Young et de $\sigma_t = 19 \pm 9.2$ μm pour la distribution de la hauteur des aspérités.

Dans notre étude, afin de renforcer notre intuition, les coefficients linéaires et les exposants des fonctions puissances (*i.e.*, ajustés aux données) sont corrélés ensemble

(coefficient de Pearson $\rho = 0.65$). En outre, dans la théorie de Hertz, le coefficient linéaire est lié à la raideur et à la forme du contact, alors l'exposant devrait aussi être lié à ces paramètres mécaniques.

4.7.3 Raideur non-linéaire du contact.

La lévitation du doigt a aussi un effet non trivial sur l'impédance du système. Si le contact était constant et linéaire, nous aurions attendu que les variations de l'impédance auraient été indépendantes de l'amplitude de vibration. Cependant, nous observons clairement que l'amplitude a un effet dramatique sur l'impédance, réduisant l'influence de la peau sur sa valeur à mesure que la lévitation augmente. La conséquence est que, lorsque le doigt appuie sur la plaque, la quantité d'aspérités de peau en contact ne correspond pas directement à la variation de l'impédance. Pour des faibles valeurs d'amplitude, cette relation en loi puissance a un exposant compris entre 0.2 et 1.2 avec une moyenne de 0.75 dans nos données. L'exposant n de la loi puissance entre l'impédance et l'aire de contact réelle décroît avec la force d'activation alors que le coefficient de linéarité γ croît. L'aire de contact réelle a donc plus d'influence sur l'impédance à des niveaux d'amplitude élevée. Nous attribuons cet effet à la nature non-linéaire du contact et à la lévitation du *squeeze-film* (Kaci et al., 2019).

4.7.4 Implications pour les interfaces haptiques

Les interfaces haptiques de surface produisent des sensations permettant de moduler le frottement directement sur le doigt de son utilisateur. Un des challenges majeurs de ses interfaces est de surmonter la grande variabilité du frottement du doigt (Pasumarty et al., 2011) qui amène à un rendu des stimuli imprécis. Une manière de surmonter cette variabilité est de contrôler le frottement à travers une boucle de contrôle (Messaoud et al., 2015a; Huloux et al., 2018b; Grigorii et al., 2020) et présenté dans le chapitre précédent. Le tribomètre utilisé dans ces études limite le contrôle du frottement seulement lors du glissement. D'où la mesure de frottement statique possible uniquement dès les premiers signes de glissement, forçant la simulation d'adhérence sur des modèles (Grigorii et al., 2019). La méthode présentée ici ne nécessite pas de mouvement latéral pour mesurer l'adhérence du doigt sur une surface, permettant de s'affranchir des précédents modèles. Aussi, cette estimation nécessite peu de ressources de calcul la permettant d'être utilisée pour des boucles de contrôle à haut taux de rafraîchissement. Cependant, une seule valeur d'impédance peut être mesuré, ce qui ne permet pas une interaction avec plusieurs doigts sur la surface en même temps.

En étendant cette méthode à des contacts verre/polymère, il serait possible d'imaginer une estimation de l'adhérence sur des pinces robotiques dès le premier contact.

4.8 Conclusion

L'aire de contact réelle offre une image de l'adhérence entre le doigt et la surface et est cruciale pour comprendre la bio-tribologie du doigt. Dans ce travail nous avons révisé et amélioré la mesure d'aire de contact réelle par méthode optique. De plus, nous avons introduit une nouvelle méthode qui exploite avec avantage les ondes ultrasonores sur les interfaces haptiques de surfaces pour en extraire la mesure de l'aire de contact réelle. Ces deux méthodes sont en accord pour une force d'activation fixe dans les cas quasi-statiques d'un appui normal pur et un glissement à vitesse constante.

Cette nouvelle méthode permet la mesure d'une approximation de l'aire de contact réelle, là où les méthodes optiques seraient trop encombrantes. De plus, cette méthode nécessite seulement des capteurs piézoélectriques peu coûteux, déjà présents dans la plupart des interfaces haptiques de surface. Finalement, grâce à la faible puissance de calcul requise pour cette estimation, cette méthode est adaptée pour le contrôle en boucle fermée de l'aire de contact, nécessaire pour atteindre le rendement à haute fidélité des interfaces haptiques de surface.

5 L'impédance mécanique, traceur du flux d'énergie

Sommaire

5.1	Motivations	75
5.2	Introduction	75
5.3	Travaux connexes	76
5.3.1	Théories de réductions de frottement	76
5.3.2	Comportement mécanique du doigt	78
5.3.3	Mécanique du contact	78
5.3.4	Impédance mécanique	79
5.4	Modélisation de la dynamique du contact	79
5.4.1	Équations constitutives	80
5.4.2	Comportement harmonique	81
5.4.3	Effet de la raideur du contact sur l'impédance mesurée	83
5.4.4	Comportement au régime établi	84
5.4.5	L'impédance et l'estimation de la dynamique	88
5.4.6	Estimation du coefficient de frottement	90
5.5	Validation expérimentale	91
5.5.1	Dispositif	91
5.5.2	Protocole	93
5.5.3	Mesure de l'impédance mécanique	94
5.5.4	Essai typique comparé aux simulations	96
5.5.5	Résultats	97
5.6	Discussion	100
5.6.1	L'énergie ultrasonore transmise à la peau	100
5.6.2	Lévitiation <i>squeeze-film</i> et réduction de frottement	101
5.6.3	Auto-détection de la bio-tribologie du doigt	101
5.7	Conclusion	102

5.1 Motivations

La mesure de l'aire de contact avec la méthode optique ou la méthode acoustique permet d'observer l'adhérence du doigt sur le verre, et ainsi prédire la force de frottement potentielle en cas de glissement. La mesure par la méthode acoustique permet d'être utilisée dans des interfaces haptiques sans ajouter de dispositifs optiques encombrants. Cette méthode nécessite néanmoins l'utilisation d'un modèle multi-échelle dans la dimension temporelle et spatiale. Le chapitre précédent a introduit succinctement ce modèle, alors que ce chapitre le détaille. Aussi, une validation supplémentaire du modèle est apportée en validant et en comparant une estimation de la force de frottement issue de la mesure de l'impédance mécanique du système doigt/plaque. Le chapitre est traduit de l'article (Huloux et al., 2020) publié dans *IEEE Transaction on Haptics*.

5.2 Introduction

Un moyen efficace pour atténuer le son d'une clochette ou la vibration d'un objet est de simplement placer son doigt sur sa surface. La nature du doigt à se conformer sur une grande surface, permet une connexion à travers laquelle les vibrations peuvent passer et se dissiper à travers des pertes visco-élastiques. Ce comportement d'amortissement visco-élastique ne se limite pas à la gamme des fréquences audibles mais s'étend aussi aux fréquences ultrasonores. Ce comportement est d'autant plus intéressant lorsqu'un doigt est en interaction avec une interface haptique utilisant la vibration ultrasonore pour moduler le frottement. L'amplitude de ces vibrations est généralement atténuée par la présence du doigt et réduit alors sa gamme dynamique.

Et pourtant, une large plage dynamique sur ces interfaces est essentielle pour produire des stimuli remarquables pour rétablir une tangibilité aux écrans tactiles. Une variation de frottement importante en accord avec le mouvement de l'utilisateur produit l'illusion de toucher du relief (Biet et al., 2007 ; Winfield et al., 2007 ; Hudin, 2017), des textures (Amberg et al., 2011 ; Bernard et al., 2018 ; Saleem et al., 2018) et même des boutons (Monnoyer et al., 2018, 2017 ; Gueorguiev et al., 2018). Un motif adapté de variation de frottement a été montré bénéfique pour améliorer la précision et la rapidité de l'interaction sur un écran tactile (Casiez et al., 2011 ; Levesque et al., 2011).

Pour atteindre des variations de frottement notable, les interfaces haptiques de surface ultrasonore oscillent avec une amplitude de plusieurs micromètres grâce à la nature hautement résonante des plaques de verre excitées par des actionneurs piézoélectriques. A cause de cette résonance, le comportement dynamique de la plaque est influencé par son contact avec la peau, absorbant les vibrations et modifiant la fréquence de résonance du système. Quand la plaque est en oscillation forcée à sa résonance, l'ajout de viscosité ou d'inertie de la peau réduit l'amplitude de vibration et décale la phase du mouvement de la plaque (Ilssar et al., 2017).

Cependant, ces mesures de la bio-mécanique de la peau font l'hypothèse que la peau et la plaque sont en contact parfait. En réalité, cette interaction entre la plaque et le doigt est de nature plus complexe. De plus, les ondes acoustiques ultrasonores ajoutent leur propre dynamique au contact. La théorie principale indique que les vibrations ultrasonores produisent une pression acoustique de radiation, faisant légèrement léviter la peau du doigt hors de la plaque et créant un espace (Wiertlewski et al., 2016). En plus de la lévitation, la peau subit aussi une oscillation forcée par la plaque. Pendant chaque oscillation, l'espace interfaciale se ferme, comprimant l'air présent à l'intérieur et créant un coussin d'air sur lequel la peau rebondit (Friesen et al., 2017).

Kaci et al., 2019 construisent une méthode pour estimer la force acoustique appliquée sur la peau grâce à l'oscillation harmonique produite par les actionneurs piézoélectriques. Ils notent que la force acoustique croît linéairement pour des faibles amplitudes mais atteignent un point d'inflexion pour des amplitudes de quelques micromètres. Ce résultat suggère que la transmission de l'énergie acoustique de la plaque oscillante vers le doigt est influencée par l'amplitude de la stimulation. Cependant le modèle ne permet pas l'estimation de l'espace interfaciale défini précédemment, qui est corrélé à la force de frottement.

Depuis l'impédance, défini section 2.1.1, nous développons un modèle dynamique pour estimer la force de frottement 3.3. Ce modèle lie le comportement de la vibration et du frottement. L'un se déroule à l'échelle de temps de la vibration ultrasonore (*i.e.*, $\approx 20 \mu\text{s}$), pour modéliser l'absorption, la transmission et la réflexion des ondes, l'autre se déroule à l'échelle de la lévitation acoustique et du frottement (*i.e.*, $\approx 1 \text{ ms}$). Ce modèle multi-échelles temporel est combiné avec le modèle de contact multi-échelles spatial de Persson. La combinaison des deux permet de prédire la variation de la force de frottement de façon fiable et offre une vue unique des variables latentes comme la distance interfaciale.

5.3 Travaux connexes

Ce paragraphe est un bref résumé de l'état de l'art nécessaire pour ce chapitre, plus de détails sont exposés au chapitre 2 si besoin.

5.3.1 Théories de réductions de frottement

Les premières théories de modulation de frottement se basent sur le principe de surpression acoustique créé par le *squeeze-film* (Watanabe et al., 1995; Biet, 2007). L'air est piégé entre la plaque et le doigt. A cause de la vibration, l'espace entre le doigt et la plaque se ferme trop rapidement pour laisser s'échapper l'air par les bords générant des cycles de compressions isothermes de l'air. La compression non-linéaire de l'air, modélisée par la loi de Boyle, crée une force nette sur la peau du doigt. Ce modèle explique correctement l'interaction entre deux surfaces atomiquement planes

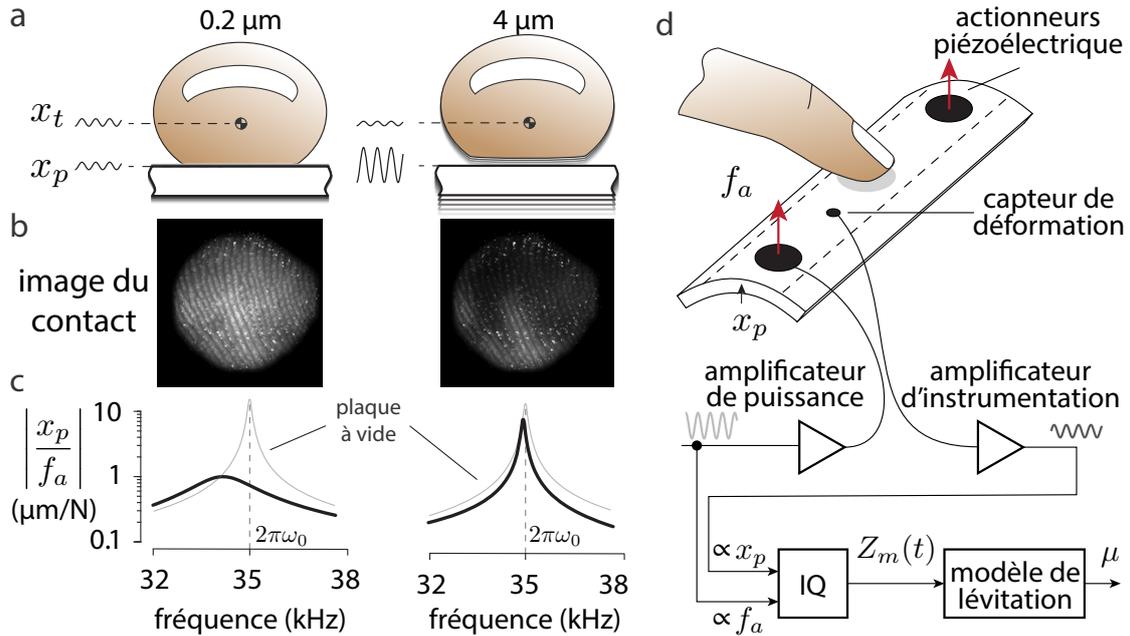


FIGURE 5.1 – **a**. Illustration du mouvement de la peau et de la plaque à ses ventres de vibration **b**. Images issues de (Wiertlewski et al., 2016) basé sur la méthode F.T.I.R. montrant la réduction d’aire de contact liée à la lévitation ultrasonore. **c**. Diagramme de bode de l’admittance de la plaque avec la présence du doigt (lignes noires) comparé à celui de la plaque sans doigt (lignes grises) **d**. Schéma du doigt en interaction avec la plaque ultrasonore. Les actionneurs piézoélectriques produisent une force causant la vibration de la plaque. Depuis ces variables, le modèle calcule d’abord l’impédance du système Z_m puis estime le coefficient de frottement μ .

et rigides (Salbu, 1964). Une alternative à la théorie du *squeeze-film* postule que le doigt rebondi sur la plaque résultant en un contact intermittent de faible durée, produisant une réduction du frottement global (Winfield et al., 2008; Vezzoli et al., 2017). Des études récentes, réalisées sous une atmosphère dépressurisée, montrent que la présence d’air est un facteur critique pour la modulation de frottement (Messaoud et al., 2015b; Friesen et al., 2017).

La peau ne peut pas réellement être approximée par une surface plane rigide car elle est à la fois rugueuse et souple impliquant une large gamme de phénomènes physiques différents. Plutôt qu’un simple rebond ou une lévitation pure, le mécanisme derrière la réduction de frottement semble impliquer à la fois la lévitation du *squeeze-film* et le contact intermittent à l’échelle microscopique (Wiertlewski et al., 2016). La peau rebondit sur un film d’air, résultant en un espace interfacial qui croît monotoni- quement avec l’amplitude de vibration. Avec un espace plus large, moins d’aspérités de la peau sont en contact intime avec la plaque, et contribuent à réduire la force de frottement. Cependant, aucune des modélisations citées ci-dessus ne considère la

dynamique de la plaque. Ce chapitre modélise le rebond et la lévitation partielle de la peau, tout en considérant leur effet sur l'oscillation de la plaque ultrasonore.

5.3.2 Comportement mécanique du doigt

Les propriétés mécaniques du doigt ont un effet significatif sur l'efficacité de la réduction de frottement grâce aux ondes ultrasonores, *i.e.*, sa susceptibilité. Des doigts trop élastiques (Friesen et al., 2016, 2015) ou avec une impédance totale très grande, *i.e.*, une grande inertie et amortissement, tendent à être non affectés par la vibration ultrasonore (Monnoyer et al., 2018). Le comportement mécanique de la peau a été étudié extensivement dans le spectre des basses fréquences, là où la peau se comporte majoritairement comme un système ressort amortisseur sur-amorti (Jamison et al., 1968; Jindrich et al., 2003; Kern et al., 2008; Wiertlewski et al., 2012), mais son comportement dans la gamme ultrasonore est peu connu. Certains modèles utilisent une masse, un ressort et un amortisseur en série pour définir la dynamique complexe du doigt à ce régime ultrasonore (Giraud et al., 2018). Des mesures récentes reposant sur la capacité d'auto-détection de la modulation de frottement ultrasonore ont montré que la peau se comporte comme une masse de ≈ 0.1 g en parallèle avec un amortisseur de ≈ 20 N.s/m dans les fréquences autour de 30 à 40 kHz (Monnoyer et al., 2018). A ces fréquences, l'élasticité de la peau contribue à des forces négligeables.

5.3.3 Mécanique du contact

Le contact entre la peau et le doigt influence fortement la lévitation et par conséquent le comportement de la modulation de frottement ultrasonore. En particulier, la relation entre la force pour maintenir les deux corps en contact et la distance interfaciale est de la plus grande importance pour modéliser la dynamique du contact. La peau est souple et rugueuse; c'est pourquoi le contact entre le doigt et la plaque n'est pas aussi direct que le contact de deux surfaces parfaitement plates. La déformation grossière du doigt peut être modélisée par un contact de Hertz, tout comme celle de ces empreintes (Dzidek et al., 2017a). Se faisant, l'interaction à deux échelles spatiales : celle du doigt et de ses empreintes, est correctement décrite. Cependant, cette modélisation ne considère pas les aspérités d'échelle plus faibles qui sont majoritairement affectées par les vibrations ultrasonores. La théorie du contact multi-échelles amène un cadre mathématique au modèle de l'interaction entre deux surfaces de rugosité aléatoire. Dans cette théorie, la distance interfaciale pour une certaine force de contact est prédite par le profil de la rugosité des matériaux en contact, eux-même modélisés par une surface fractale. L'exposant de Hurst et l'amplitude de la distribution de ce profil déterminent complètement l'état du contact entre les deux matériaux (Persson, 2007).

5.3.4 Impédance mécanique

La plaque et ses actionneurs piézoélectriques forment un système dynamique composé d'éléments réactifs : une masse, un ressort ou une capacité, et des éléments dissipant sous la forme d'amortisseur ou de résistance (Wiertelwski et al., 2014a). L'amplitude et la phase du mouvement produit par la force des actionneurs piézoélectriques est une conséquence directe de ces paramètres. Alors, pour enregistrer la dynamique du système il est utile d'introduire la notion d'impédance définie section 2.1.1, qui est la valeur complexe liant la force harmonique d'un corps à sa vitesse harmonique. Cette notion permet la généralisation du comportement des éléments dissipatifs et réactifs d'un modèle. Une méthode similaire a permis d'accroître la connaissance du comportement du phénomène d'électroadhésion sur la peau (Shultz et al., 2018).

La partie réelle de cet impédance est associée aux éléments dissipants qui réduisent l'énergie totale du système, et la partie imaginaire rend compte du comportement des éléments responsables de la conservation de l'énergie des oscillations. Les impédances usuelles sont : $Z \propto i\omega$ pour une inertie, $Z \propto 1/i\omega$ pour un ressort et $Z = cst$ pour un amortisseur, où $i = \sqrt{-1}$ est le nombre imaginaire pur et ω la fréquence angulaire de l'oscillation. L'impédance mécanique de la plaque est trouvée en soustrayant la valeur complexe de la force harmonique produite par les actionneurs piézoélectriques à la valeur complexe de la vitesse de vibration de cette même plaque en utilisant la démodulation IQ. Lorsqu'aucun doigt n'est en contact avec la plaque, la mesure de cette impédance reflète la dynamique de la plaque seule. L'ajout d'un doigt à sa surface modifie sa dynamique. Depuis cette différence entre l'impédance de la plaque à vide et chargée, il est possible de retrouver l'impédance mécanique de la peau en faisant l'hypothèse que le doigt et la plaque forment un contact complet (Monnoyer et al., 2018). Cette hypothèse est très restrictive et sera affranchie dans la suite du chapitre pour estimer les paramètres bio-mécaniques de la peau tout comme des variables plus abstraites telles que la hauteur de lévitation de la peau.

5.4 Modélisation de la dynamique du contact

L'interaction complexe entre un doigt et une plaque vibrante est modélisée par un système à deux degrés de liberté. Un degré correspond à la mobilité de la peau et l'autre à celui de la plaque. Les éléments modélisant les tissus de la peau sont reconnus par l'indice t , ceux concernant le comportement de la plaque comportent l'indice p . Ses deux parties sont connectées par un ressort et un amortisseur en parallèle qui modélisent conjointement le contact et la lévitation partielle, indiqués par l'indice c . Le modèle est présenté en figure 5.2a,b. Deux forces extérieures s'appliquent au système : f_e modélise l'action du doigt et englobe le comportement à évolution lente de la compression de la pulpe du doigt ainsi que la lévitation de la peau; f_a est la force harmonique produite par les actionneurs piézoélectriques.

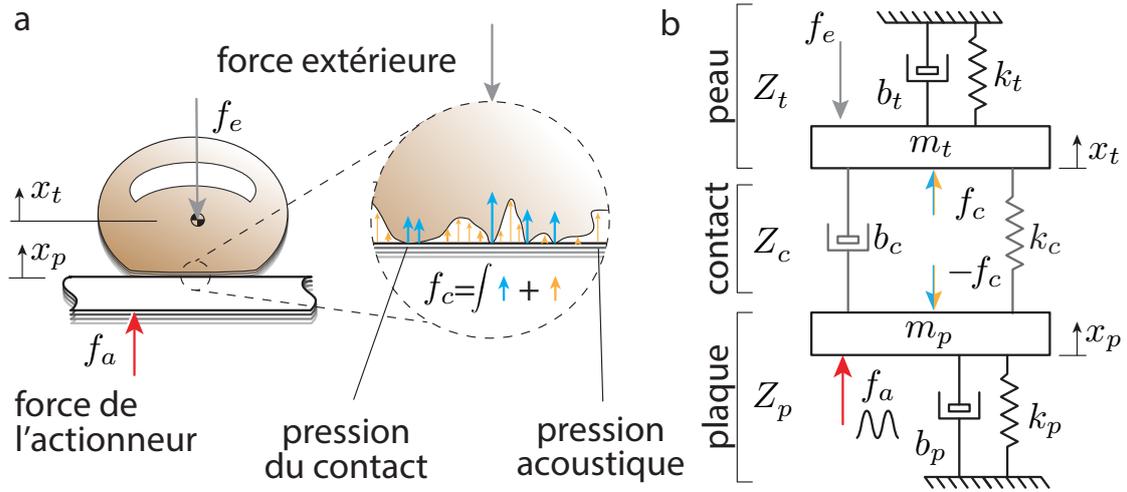


FIGURE 5.2 – **a.** Modèle de l'interaction d'un doigt sur une plaque ultrasonore. Le doigt appuie sur la plaque vibrante, à l'interface la force est divisée entre la force de réaction de la plaque sur les aspérités de la peau et la force liée à la pression acoustique. La valeur de cette dernière est influencée par la distance interfaciale nominale (sans vibration) et l'amplitude de vibration. **b.** Modèle à deux degrés de liberté de l'interaction. Autour de la fréquence d'excitation ultrasonore, la plaque et le doigt sont tous deux modélisés par un système masse-ressort-amortisseur du second ordre. Un ressort et un amortisseur connectent les deux corps modélisant l'interaction provenant du contact et de la lévitation partielle.

5.4.1 Équations constitutives

Dans le domaine temporel, le diagramme du système dynamique, illustré dans la figure 5.2, amène aux équations suivantes :

$$\begin{aligned} m_t \ddot{x}_t + b_t \dot{x}_t + k_t x_t &= f_c - f_e \\ m_p \ddot{x}_p + b_p \dot{x}_p + k_p x_p &= -f_c + f_a \end{aligned} \quad (5.1)$$

où m_p , b_p , et k_p représentent la masse, l'amortissement et la raideur de la plaque et m_t , b_t , et k_t représentent la masse, l'amortissement, et la raideur des tissus de la peau. Les forces internes f_c représentent les forces de contact entre le doigt et la plaque modélisant la force de réaction de la plaque sur les aspérités de la peau et de la pression acoustique issue de la vibration ultrasonore. La connexion entre la plaque et le doigt est modélisée par un ressort k_c en parallèle avec un amortisseur b_c . Le ressort et l'amortisseur englobe le comportement des aspérités en contact ainsi que celui de la lévitation issu du *squeeze-film* tel que :

$$k_c (x_p - x_t) + b_c (\dot{x}_p - \dot{x}_t) = f_c \quad (5.2)$$

Les équations constitutives sont résolues à deux échelles de temps : à celle des fréquences ultrasonores et à celle du régime établi. A l'échelle de la fréquence ultrasonore, proche de la période d'oscillation de la plaque, le mouvement des éléments suivent une trajectoire harmonique centrée en zéro et indiquée par un tilde $\tilde{\cdot}$. A l'échelle du régime établi du mouvement de la peau, les forces et le mouvement sont équivalents à une valeur moyenne, indiquée avec des braquets $\langle \cdot \rangle$. Certaines variables, comme la force f_e , ont uniquement une valeur moyenne, alors que d'autres comme f_a et x_p ont seulement des composantes harmoniques. Une attention particulière est apportée à la force de contact qui est observée en superposant son comportement en régime établi et harmonique :

$$f_c = \underbrace{\langle f_c \rangle}_{\text{time average}} + \underbrace{\tilde{f}_c}_{\text{harmonic}} \quad (5.3)$$

avec $\langle f_c \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f_c d(\omega t)$.

Le modèle présenté dans ce chapitre résout les équations constitutives, d'abord dans l'échelle de temps harmonique puis dans celle du régime établi, pour développer un modèle de la lévitation ultrasonore incluant la dynamique de la peau et de la lévitation partielle.

5.4.2 Comportement harmonique

Autour de la fréquence de résonance de la plaque, le comportement dynamique de la plaque est supposé être celui d'un oscillateur de second ordre. Alors, le système régi par l'équation 5.1 peut être étudié dans le domaine fréquentiel, et particulièrement grâce à la transformation de Fourier. La transformation de Fourier est réalisée en reconnaissant que la force harmonique produite par les actionneurs est $\tilde{f}_a = |\tilde{f}_a| e^{i\omega t}$, où t est la variable de temps, $i = \sqrt{-1}$ le nombre imaginaire pur et ω la fréquence d'excitation correspondant à la fréquence de résonance de la plaque, qui est fixée à celle de la plaque à vide dans ce chapitre mais peut varier sans perdre de généralité pour s'accommoder à des situations où la fréquence de résonance serait réglée (Messaoud et al., 2016b). En sachant que la force de contact extérieure varie lentement comparé aux oscillations harmoniques, nous pouvons assumer que cette force est constante dans cette échelle de temps tel que $\tilde{f}_e = 0$. Les vitesses respectives $v_\beta = \dot{x}_\beta$ de la peau et de la plaque sont $\tilde{v}_\beta = |\tilde{v}_\beta| e^{i\omega t - i\phi_\beta}$ avec $\beta = \{t, p\}$ et ϕ_β la phase du signal par rapport à la force harmonique.

En intégrant et dérivant les forces et déplacements harmoniques par rapport au temps, les équations constitutives dans le domaine de Fourier deviennent :

$$\begin{aligned} \left(m_t i\omega + \frac{k_t}{i\omega} + b_t \right) \tilde{v}_t + \left(\frac{k_c}{i\omega} + b_c \right) (\tilde{v}_t - \tilde{v}_p) &= 0 \\ \left(m_p i\omega + \frac{k_p}{i\omega} + b_p \right) \tilde{v}_p + \left(\frac{k_c}{i\omega} + b_c \right) (\tilde{v}_p - \tilde{v}_t) &= \tilde{f}_a \end{aligned} \quad (5.4)$$

A la fréquence de résonance, l'inertie et la raideur de la plaque s'annulent de telle sorte que $k_p - m_p \omega^2 = 0$; cependant, par généralité, la suite du chapitre conservera ces termes. Cet ensemble d'équations complexes linéaires peuvent être réécrites grâce à l'expression des impédances de chacune des parties isolées. Les impédances de la plaque, de la peau et du contact en isolation sont définies par :

$$Z_t(i\omega) = m_t i\omega + \frac{k_t}{i\omega} + b_t \quad (5.5)$$

$$Z_p(i\omega) = m_p i\omega + \frac{k_p}{i\omega} + b_p \quad (5.6)$$

$$Z_c(i\omega) = \frac{k_c}{i\omega} + b_c \quad (5.7)$$

La valeur expérimentale de l'impédance de la plaque $Z_p(i)$ peut être déterminée de façon triviale en mesurant son impédance en l'absence de doigt à son contact. Le reste du chapitre explique comment obtenir l'impédance biomécanique de la peau $Z_t(i\omega)$ et l'impédance modélisant la dynamique du contact $Z_c(i\omega)$.

Avec cette notation compacte, le système d'équation peut être réécrit sous forme de matrice :

$$\begin{pmatrix} Z_t + Z_c & -Z_c \\ -Z_c & Z_p + Z_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{v}_t \\ \tilde{v}_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{f}_a \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

En inversant la matrice nous reconnaissons que l'impédance observée *via* le ratio de la force des actionneurs sur la vibration de la plaque est :

$$Z_m = \frac{|\tilde{f}_a|}{|\tilde{v}_p|} e^{i\phi_p} = Z_p + \frac{Z_t Z_c}{Z_t + Z_c} \quad (5.9)$$

Cette équation montre que l'impédance mesurée au niveau de la plaque est la somme de son impédance isolée en parallèle avec l'association de l'impédance du contact et du doigt. Quand la plaque et le doigt sont complètement découplés, $Z_c = 0$, et l'impédance observée depuis le capteur de vibration est égale à l'impédance isolée de la plaque $Z_m = Z_p$. Inversement, quand le contact est de raideur infinie $Z_c = \infty$, l'impédance mesurée au niveau de la plaque est l'impédance du doigt et de la plaque en série $Z_m = Z_p + Z_t$. Cette hypothèse de raideur infinie est la base de la méthode utilisée dans (Friesen et al., 2016; Monnoyer et al., 2018) pour trouver l'impédance du doigt pendant l'interaction. La force du contact à l'interface dans le domaine harmonique \tilde{f}_c , utilisée dans (Kaci et al., 2019) peut être retrouvé depuis :

$$\tilde{f}_c = \tilde{f}_a - Z_p \tilde{v}_p = (Z_m - Z_p) \tilde{v}_p \quad (5.10)$$

Il est intéressant de noter aussi que, au vue de la définition de l'impédance des

tissus de la peau $Z_t = \tilde{f}_c / \tilde{v}_t$, la vitesse de la peau peut être retrouvée depuis :

$$\tilde{v}_t = \frac{Z_m - Z_p}{Z_t} \tilde{v}_p \quad (5.11)$$

En pratique, notre intérêt réside dans l'estimation du contact, et donc de son écart interfacial, à travers l'impédance du contact Z_c . Cette dernière peut être retrouvée par la mesure temps réelle de l'impédance Z_m après avoir déterminé une estimation de l'impédance de la plaque à vide Z_p et de celle de la peau Z_t :

$$Z_c = \frac{(Z_m - Z_p) Z_t}{Z_t - Z_m + Z_p} \quad (5.12)$$

Cette équation est complètement déterminée si nous considérons que Z_m est le résultat de la démodulation IQ de la tension d'entrée des actionneurs, $\propto \tilde{f}_a$, et de la vibration de la plaque, mesurée par un composant piézoélectrique passif, $\propto \tilde{v}_p$. L'impédance mécanique de la plaque Z_p peut être retrouvée quand il n'y a pas de doigt en contact avec la plaque et l'impédance des tissus peut être déterminée en assumant que $Z_c = \infty$ quand la vibration est faible. Nous verrons plus loin dans le chapitre que cette hypothèse pourra être affinée en déterminant correctement l'impédance du contact quand la vibration est faible.

5.4.3 Effet de la raideur du contact sur l'impédance mesurée

Le système représenté en figure 5.2 est simulé avec des paramètres réalistes issus de notre dispositif expérimental utilisé dans la section 5.5.1. Cette simulation nous permet d'explorer l'effet de la raideur du contact sur l'impédance mesurée Z_m . Dans ce contexte, la plaque vibrante a une fréquence de résonance de $f_0 = \omega / 2\pi = 35$ kHz et une inertie de $m_p = 8$ g prise comme étant la moitié de la masse de la plaque à vide. La raideur équivalente proche du mode de résonance est de $k_p = (2\pi f_0)^2 m_p = 380$ N/ μ m. La valeur de l'amortissement de la plaque à vide est de $b_p = 7.01$ N.s/m, qui amène à un facteur de qualité de $Q \approx 250$. Un doigt de masse $m_t = 0.1$ g, d'une raideur négligeable et d'un amortissement de $b_t = 32$ N.s/m est considéré. Ces valeurs sont consistantes avec le dispositif et les mesures détaillées dans (Monnoyer et al., 2017). Les évolutions typiques de la partie réelle et imaginaire de Z_m aussi que le ratio des vitesses $|\tilde{v}_t / \tilde{v}_p|$ sont montrés à la figure 5.3, pour une raideur de contact $k_c = [0.1 - 100]$ N/ μ m. Ces simulations utilisent les paramètres numériques susmentionnés dans les équations 5.9.

La transmissivité de la vibration exprimée par le ratio de la vitesse de la peau sur celle de la plaque évolue de 0 pour des raideurs faibles, à 1 pour un couplage raide. Un contact avec une raideur sous 2 N/ μ m, qui apparaît pour des grandes amplitudes de vibration, est suffisamment souple pour que l'impédance du doigt soit peu réfléchi. Cela se traduit par une impédance mesurée qui est majoritairement réelle. Inversement, lorsque le contact est complètement formé et sa raideur supérieure à

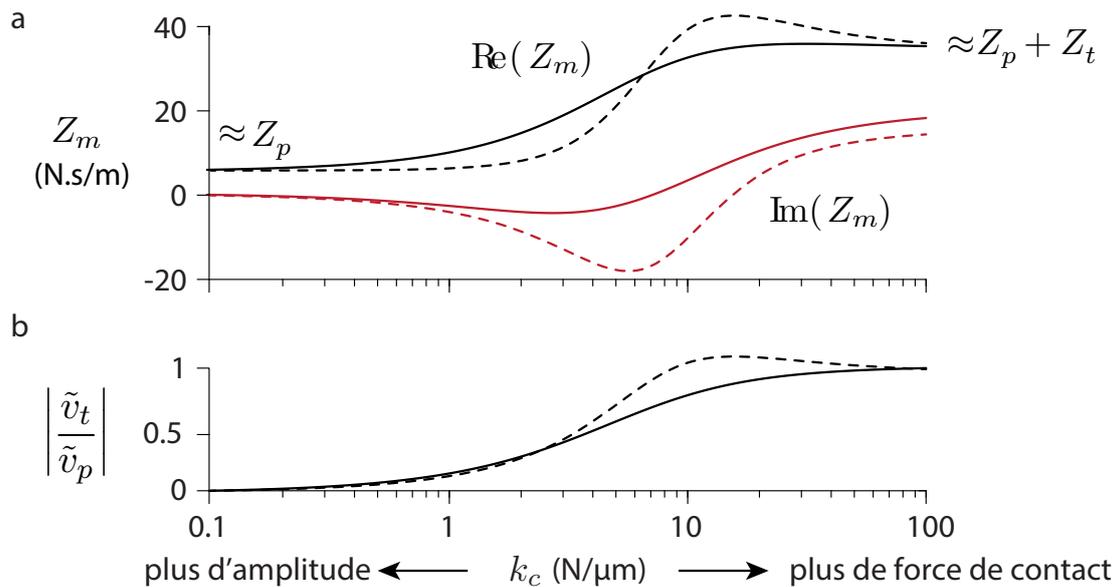


FIGURE 5.3 – Simulation de (a) l'impédance mesurée à la plaque (b) la vitesse relative entre la peau et la plaque en fonction de la raideur du contact. Les lignes en pointillées représentent un couplage purement élastique, et les lignes pleines représentent un couplage visco-élastique selon le modèle Kelvin-Voigt avec un coefficient d'amortissement de 0.3. Pour des raideurs faibles, le mouvement de la peau se découple de celui de la plaque et sa vitesse est presque nulle. Inversement, pour des raideurs élevées, le mouvement de la peau suit celui de plaque et leur vitesses sont égales.

5 $\text{N}/\mu\text{m}$, l'impédance observée à la plaque ressemble grossièrement aux impédances de la plaque et du doigt en série. A ce niveau de couplage, les impédances réelles et imaginaires suivent les mêmes évolutions.

5.4.4 Comportement au régime établi

Jusqu'ici, nous avons vu que la raideur du contact k_c a une influence fondamentale sur le comportement dynamique du système, mais les variables régissant sa valeur sont encore indéterminées. A l'interface entre la plaque et le doigt deux phénomènes principaux apparaissent. D'abord, seules les aspérités les plus prononcées sont en contact avec la plaque et supportent la charge à l'interface. Sachant que les aspérités ont un comportement élastique, une augmentation de la charge amène à une augmentation du nombre d'aspérités. Deuxièmement, les vibrations acoustiques de la plaque créent une pression acoustique de radiation au sein des interstices d'air là où la peau n'est pas en contact avec la plaque. C'est pourquoi pour modéliser la raideur du contact, ces deux phénomènes doivent être considérés dans le calcul, comme illustré

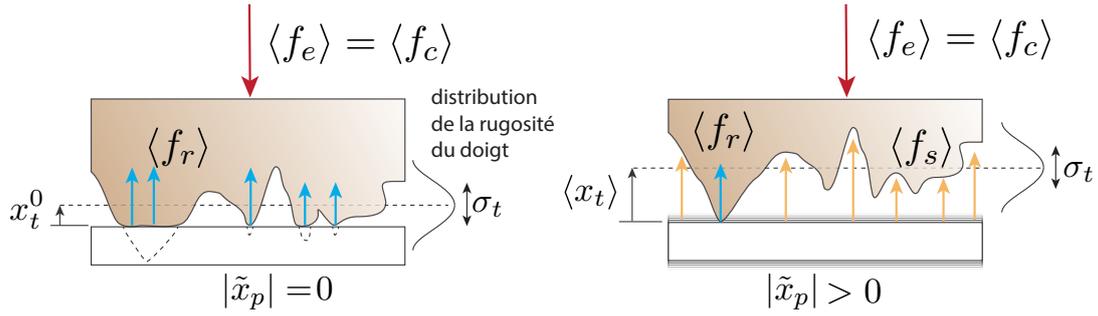


FIGURE 5.4 – Illustration de l'interaction entre la peau et la plaque à vibration ultrasonore. Les forces des aspérités en contact $\langle f_r \rangle$, de la lévitation du *squeeze-film* $\langle f_s \rangle$ et l'activation musculaire $\langle f_e \rangle = \langle f_c \rangle$ se compensent à l'équilibre. Au régime établi, seule la force extérieure f_e affecte la force du contact f_c . La rugosité du doigt est modélisée d'après la théorie de contact multi-échelle dans laquelle la hauteur des aspérités de la peau suivent une distribution Gaussienne avec un écart type de σ_t et une moyenne de x_t^0 au repos.

à la figure 5.2.

Dans l'analyse du système au régime établi, nous supposons que l'air emprisonné dans les poches d'air au sein du contact n'en échappe pas et est comprimé élastiquement. Cette hypothèse permet de ne pas prendre en compte l'amortissement du phénomène. Cependant, de la dissipation d'énergie existe et contribue à l'amortissement du contact.

Les forces de contact sont retrouvés en analysant le système dynamique, décrit à la figure 5.2, à une échelle de temps lente, là où les vibrations ultrasonores ne sont plus considérées individuellement mais contribuent à la force de lévitation f_s à évolution lente. A cette échelle de temps, la force moyenne provenant des actionneurs piézoélectriques est nulle $\langle f_a \rangle = 0$ et seule la force extérieure f_e est appliquée au système.

En suivant le développement expliqué dans les documents additionnels de (Wiertelowski et al., 2016), les forces de contact $\langle f_c \rangle$ peuvent être séparées en deux contributions : une provenant de la force acoustique de radiation $\langle f_s \rangle$ et la force de réaction issu de la compression des aspérités de la peau $\langle f_r \rangle$ tel que :

$$\langle f_c \rangle = \langle f_r \rangle + \langle f_s \rangle \quad (5.13)$$

De plus, l'expression de la force acoustique est retrouvée en développant les équations de la lubrification de Reynolds dans l'espace interfacial entre le doigt et la plaque de telle sorte que :

$$\langle f_s \rangle = \frac{5}{4} p_0 S \frac{|\tilde{x}_p|^2}{\langle x_t \rangle^2} \quad (5.14)$$

où p_0 est la pression atmosphérique, et $S \approx 314 \text{ mm}^2$ est l'aire de contact apparente

d'un disque de 20 mm de diamètre. L'amplitude de la vibration ultrasonore est $|\tilde{x}_p|$, tirée de $x_p = v_p / (i\omega) = |\tilde{x}_p| e^{i\omega t}$, défini précédemment dans l'analyse harmonique. Ici, nous définissons le déplacement moyen de plaque nul, *i.e.*, $\langle x_p \rangle = 0$, et donc, l'espace interfacial moyen entre les deux surface $\langle x_t \rangle$ est la position moyenne du doigt au-dessus de la plaque. Le lecteur peut se référer à (Minikes et al., 2003; Wiertlewski et al., 2016) pour plus de détails du développement.

En plus de la force provenant de la pression acoustique, le doigt est supporté par le contact par ses aspérités en contact avec la surface. La relation entre l'espace interfacial et la force de réaction peut être retrouvé en utilisant la théorie du contact multi-échelle tel que :

$$\langle f_r \rangle = p_c S \exp\left(\frac{-\langle x_t \rangle}{\sigma_t}\right) \quad (5.15)$$

où $p_c = 0.375 q_0 \sigma_t E / (1 - \nu^2)$ est le coefficient de pression qui capture l'élasticité des aspérités. Cette valeur est affectée par la taille de la distribution des aspérités σ_t , les propriétés élastiques du matériau *via* le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν , ainsi qu'à l'échelle q_0 à laquelle les mesures sont faites. Voir (Persson, 2007; Wiertlewski et al., 2016) pour plus de détails.

On peut récrire l'équilibre comme une fonction de l'espace interfacial initial x_t^0 en l'absence de vibration. L'équation précédente se réécrit comme :

$$\langle f_r \rangle = \langle f_c \rangle \exp\left(\frac{-\langle x_t \rangle + x_t^0}{\sigma_t}\right) \quad (5.16)$$

où $x_t^0 = \sigma_t \ln(p_c S \langle f_c \rangle)$ est l'espace interfacial moyen formé par le contact en l'absence de vibration.

En substituant l'équation 5.14 et 5.16 dans l'équation d'équilibre 5.14, on obtient :

$$\langle f_c \rangle \left[1 - \exp\left(\frac{-\langle x_t \rangle + x_t^0}{\sigma_t}\right) \right] = \frac{5}{4} p_0 S \frac{|\tilde{x}_p|^2}{\langle x_t \rangle^2} \quad (5.17)$$

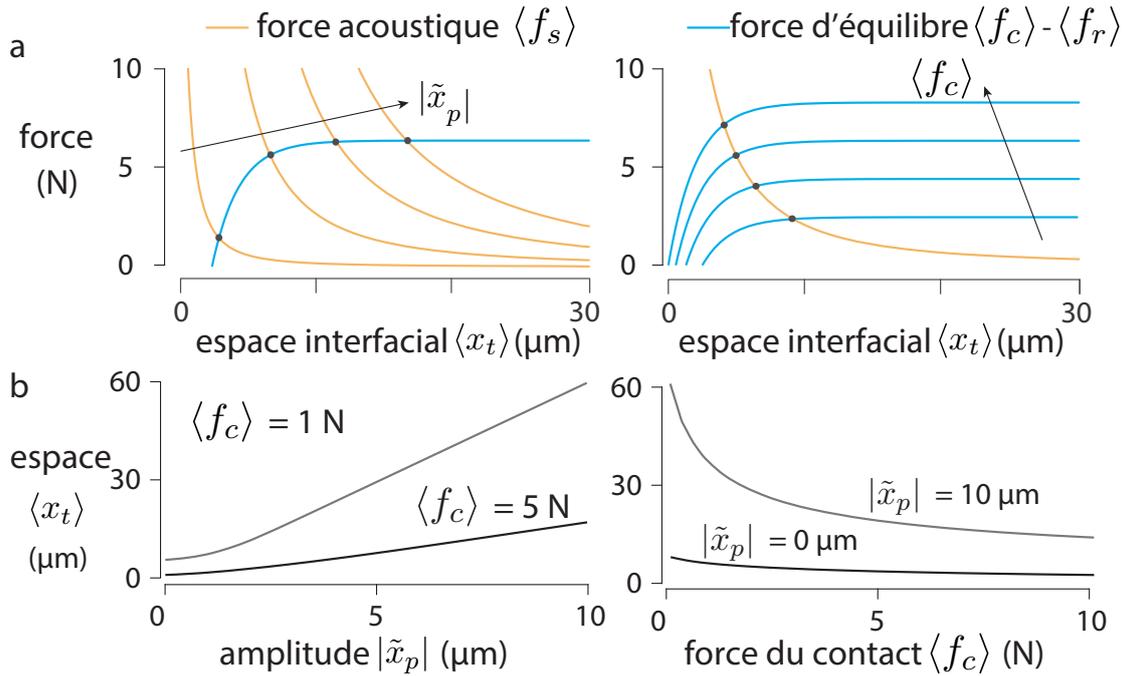


FIGURE 5.5 – **a.** Illustration de l'équilibre du contact pour différentes forces acoustiques (gauche) et forces extérieures (droite). Les points correspondent à la distance interfaciale pour laquelle il existe un équilibre entre la force extérieure, la radiation acoustique et la force de réaction des aspérités. **b.** Distance interfaciale en fonction de l'amplitude de vibration et de la force normale.

L'équation 5.17 est résolue numériquement (*vpsolve* dans Matlab™) pour trouver la distance interfaciale de lévitation $\langle x_t \rangle$ qui satisfait l'équilibre des forces. Une représentation de l'équation 5.17 est donnée figure 5.5a pour une rugosité de doigt de $\sigma_t = 2\text{ }\mu\text{m}$. Les forces sont affichées en fonction de la distance interfaciale $\langle x_t \rangle$, solutions de l'équation pour différentes forces de contact $\langle f_c \rangle$ et d'amplitude $|\tilde{x}_p|$. Un équilibre existe quand la force de réaction $\langle f_r \rangle$ et la force acoustique $\langle f_s \rangle$ sont égales à la force extérieure de contact $\langle f_c \rangle$, indiquée par les points à la figure 5.5.

L'effet de l'amplitude de vibration $|\tilde{x}_p|$ et de la force extérieure $\langle f_c \rangle$ sur la distance interfaciale est montré à la figure 5.5b. Une augmentation de l'amplitude de vibration résulte en un espace interfacial plus grand. Inversement, une augmentation de la force de contact ferme cet espace.

La raideur du contact peut être retrouvée en prenant l'opposé du gradient de la fonction liant la force de contact à l'espace interfacial, que nous résolvons numériquement, autour du point d'équilibre. Analogiquement à l'équation de la raideur d'un ressort, la raideur du contact s'exprime comme :

$$k_c = -\frac{\partial \langle f_r \rangle}{\partial \langle x_t \rangle} - \frac{\partial \langle f_s \rangle}{\partial \langle x_t \rangle} = \frac{\langle f_r \rangle}{\sigma_t} + 2 \frac{\langle f_s \rangle}{\langle x_t \rangle} \quad (5.18)$$

L'équation de la raideur illustrée à la figure 5.6, montre clairement que si l'espace entre le doigt et la plaque augmente, alors la force de réaction des aspérités et la force acoustique décroissent, résultant en une raideur du contact plus faible. De plus, indépendamment des valeurs de la force extérieure, la raideur du contact k_c tend asymptotiquement vers 0 quand l'espace interfacial s'ouvre, résultant en un découplage du doigt de la plaque pour une amplitude de vibration suffisamment élevée. Quand des paramètres réalistes pour le doigt sont utilisés dans la simulation, la raideur du contact décroît de 90% pour une amplitude de vibration de 5 μm et une force extérieure de 1 N.

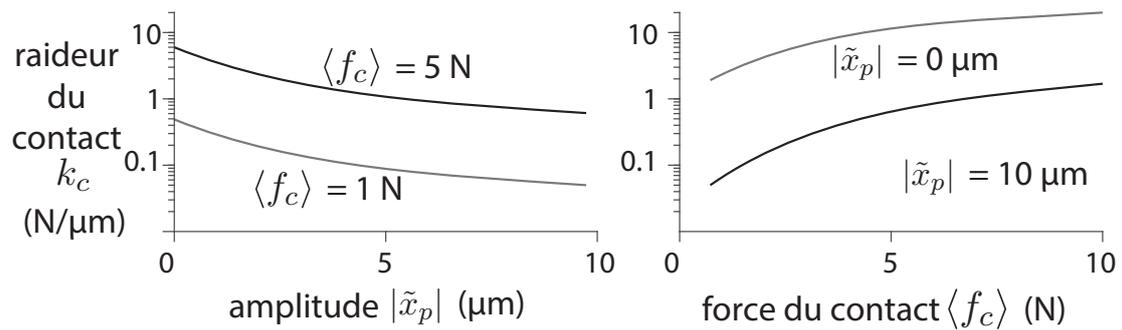


FIGURE 5.6 – La raideur du contact comme une fonction de l'amplitude de vibration (gauche) et de la force de contact (droite)

5.4.5 L'impédance et l'estimation de la dynamique

A ce stade, nous avons une description de l'influence de chaque impédance du système doigt/plaque, tout comme une estimation de la raideur du contact. Cette raideur est dépendante des conditions du contact et de la pression acoustique. Dans cette sous-partie, nous connectons les parties nécessaires à la construction d'un modèle décrivant l'impédance observée Z_m à l'amplitude de vibration de la plaque et la force normale appliquée par l'utilisateur.

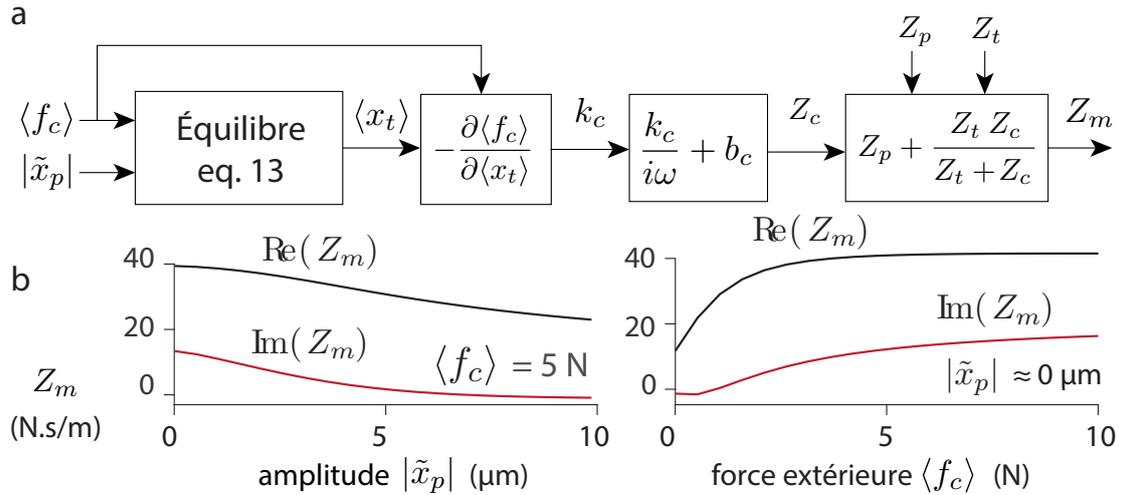


FIGURE 5.7 – **a.** Modèle en boucle ouverte qui estime l'impédance mesurée depuis la force extérieure et l'amplitude de vibration. **b.** L'estimation de l'impédance mesurée à différentes forces extérieures (gauche) et différentes amplitude de vibrations (droite).

Le processus d'estimation de l'impédance mesurée est représenté par le diagramme bloc à la figure 5.7a. D'abord, la raideur du contact au régime établi est estimée d'après l'amplitude de vibration et la force extérieure. Ensuite, en assumant une compression visco-élastique des aspérités en contact et du *squeeze-film*, l'impédance du contact se retrouve par $Z_c = k_c / i\omega + b_c$, et l'impédance totale Z_m est calculée d'après l'équation 5.9. L'amortissement b_c est fixé en suivant le couplage visco élastique Kelvin-Voigt avec un coefficient d'amortissement de 0.3, s'accommodant parfaitement avec les mesures d'impédance. Le résultat de la simulation pour les valeurs numériques issues du dispositif expérimental est affiché à la figure 5.7b.

Sachant que la force acoustique et les forces de contact sont toutes deux monotoniques, la fonction qui lie la hauteur de la lévitation à l'équilibre et l'amplitude de vibration est aussi monotonique. Alors, pour une force normale et une amplitude de vibration données, une unique raideur du contact existe. En d'autres termes, il est possible d'inverser la relation en utilisant la raideur du contact trouvé par les mesures d'impédances pour déterminer la valeur de la distance interfaciale. Cette distance moyenne a une influence directe sur la force de frottement en glissement.

Alternativement, le modèle à deux échelles de temps peut prédire la hauteur de la lévitation et la quantité de vibration transférée aux tissus de la peau. Les signaux temporels du mouvement de la plaque et du doigt sont représentés à la figure 5.8

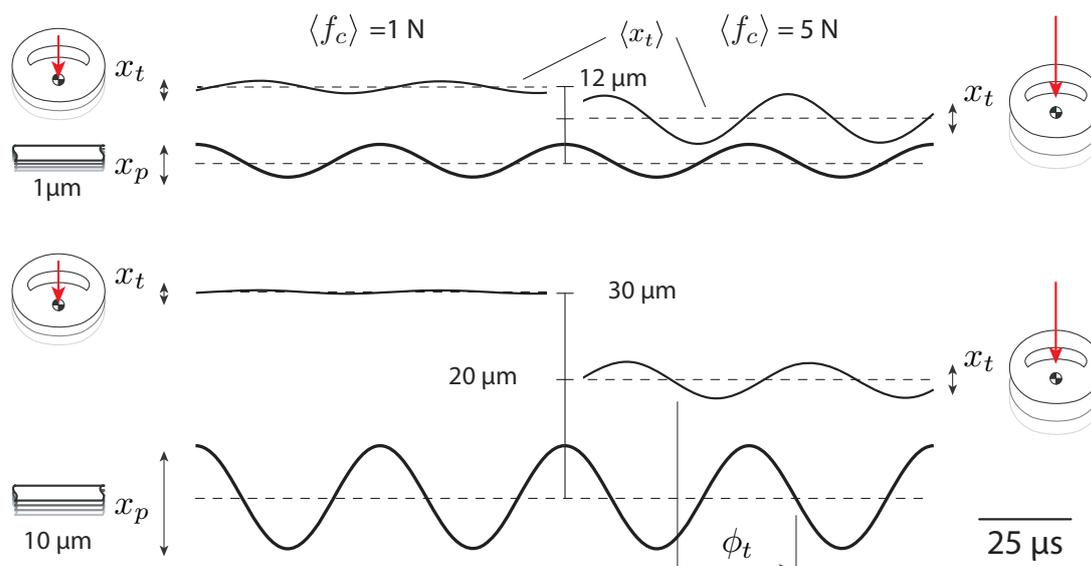


FIGURE 5.8 – Signaux temporels de la vibration de la plaque et du doigt pour deux forces (1 N à droite et 5 N à gauche), et deux amplitudes (1 μm ligne du haut et 10 μm ligne du bas). La vibration de la peau décroît pour des amplitudes de vibration plus grande, alors que la moyenne de la distance de la lévitation augmente.

Le mouvement de la peau est retrouvé en résolvant la raideur du contact k_c et le déplacement moyen $\langle x_t \rangle$ pour une amplitude de vibration et une force extérieure donnée, puis leur valeur numérique est remplacée dans l'équation d'impédance 5.9. La partie harmonique du mouvement complexe résultant peut être exprimée comme une amplitude et une phase tel que :

$$x_t = \tilde{x}_t e^{i\omega t - i\phi} \quad (5.19)$$

où $\phi = \phi_t - \phi_p$ est la phase relative entre la vibration de la plaque et la vibration des tissus de la peau.

Le modèle prédit que les vibrations de la plaque de grandes amplitudes augmentent la hauteur de la lévitation, réduisant le couplage entre le doigt et la plaque et induit une réduction de la transmission des vibrations aux tissus de la peau.

5.4.6 Estimation du coefficient de frottement

La dernière étape de modèle d'estimation est de connecter l'espace interfacial moyen $\langle x_t \rangle$ au coefficient de frottement μ . La théorie du contact multi-échelle, utilisée pour prédire la hauteur de la lévitation, apporte aussi un cadre afin de prédire les variations du coefficient de frottement.

Comme illustré à la figure 5.4, seules les aspérités les plus prononcées de la peau sont en contact avec la plaque de verre. Si la force extérieure, normale à la surface,

décroît ou que la force acoustique croît, alors moins d'aspérités seront en contact avec la plaque de verre créant une aire réelle de contact plus petite.

La théorie adhésive du frottement introduite par Bowden et Tabor (Bowden et al., 2001), postule que la force de frottement issue de deux corps glissant tangentielle-ment est directement proportionnelle à l'aire réelle de contact. Alors, une réduction relative de l'aire de contact réelle implique une réduction relative dans le coefficient de frottement de telle sorte que $A/A^0 = \mu/\mu_0$, où A_0 et μ_0 sont l'aire et le coefficient de frottement de référence, respectivement, et peuvent être obtenus en l'absence de vibration.

Pour une force extérieure donnée, la théorie du contact multi-échelle permet d'ex-primer un changement relatif dans l'aire de contact réelle, et par extension, un chan-gement de coefficient de frottement, en fonction de la distance interfaciale moyenne $\langle x_t \rangle$ de telle sorte que :

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \exp\left(\frac{-\langle x_t \rangle + x_t^0}{\sigma_t}\right) \quad (5.20)$$

En exemple, l'espace interfacial calculé à la section 5.4.4 peut être utilisé pour estimer le coefficient de frottement en fonction de l'amplitude de vibration comme montré à la figure 5.9, avec un coefficient de frottement initial de $\mu_0 = 0.8$ pour le doigt simulé de rugosité $\sigma_t = 2 \mu\text{m}$ pour les forces de contact de 1 N et 5 N. Lorsque l'amplitude de vibration augmente, la hauteur de la lévitation aussi, réduisant le coefficient de frottement jusqu'au point où le contact ne subit plus aucune résistance au frottement.

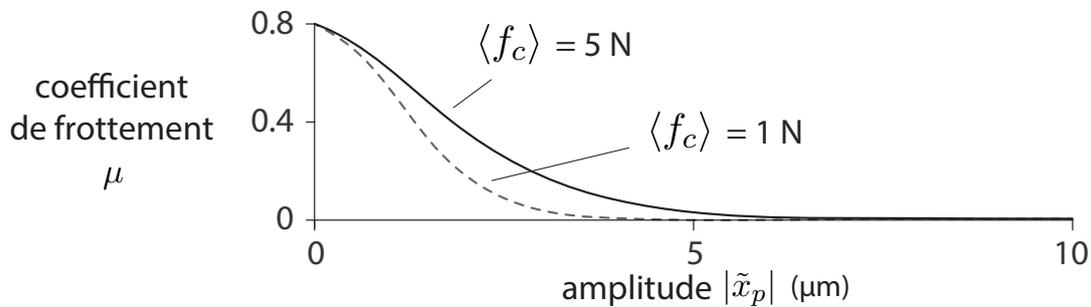


FIGURE 5.9 – Estimation du coefficient de frottement depuis le modèle de contact multi-échelles en fonction de l'amplitude de vibration pour les forces de contact de 1 N (ligne pointillée) et 5 N (ligne pleine)

5.5 Validation expérimentale

5.5.1 Dispositif

Le dispositif expérimental est imagé à la figure 5.10. Il comprend une plaque en verre borosilicate de dimension $105 \times 22 \times 3.3 \text{ mm}^3$ montée sur un cadre en aluminium par 4 vis à embout nylon appuyé sur ses lignes nodales. Le montage supporte les forces

quasi-statiques appliqués sur la plaque tout en n'entravant pas la vibration. La plaque vibre en se fléchissant dans le mode normal 0×1 apportant une amplitude constante sur toute la longueur de la plaque. La longueur d'onde de ce mode de vibration est de 22 mm, ce qui est assez large pour produire une amplitude de vibration homogène sur l'aire de contact. Pour le mode excité, les conditions aux limites de la plaque sont considérées comme complètement libres. La masse correspondant à l'inertie est prise comme la moitié de la masse actuelle, $m_p = 8$ g (Wiertlewski et al., 2014a). La raideur de la plaque est $k_p = (2\pi f_0)^2 m_p = 380$ N/ μ m, son amortissement interne est $b_p = \text{Im}(f_a/\dot{x}_p) = 7.01$ N.s/m, et a un facteur de qualité de $Q = \sqrt{k_p m_p}/b_p \approx 250$. Les paramètres pour le modèle du second-ordre de la plaque sont identifiés en utilisant la méthode des moindres carrés sur la courbe de l'admittance, exprimés dans le domaine de Fourier et montré à la figure 5.10b. Deux disques piézoélectriques (SMD20T04, Steminc, Davenport, USA) sont collés sur la plaque et produisent l'excitation. La valeur de la force délivrée par les actionneurs est le produit de la tension d'entrée U_a appliquée sur les électrodes par le facteur de force des actionneurs piézoélectriques γ . En pratique, le facteur de force est trouvé à partir de l'amplitude de la plaque à la résonance pour une tension d'entrée, tel que $\gamma = b_p \omega_0 |x_p|/U_a = 0.13$ N/V.

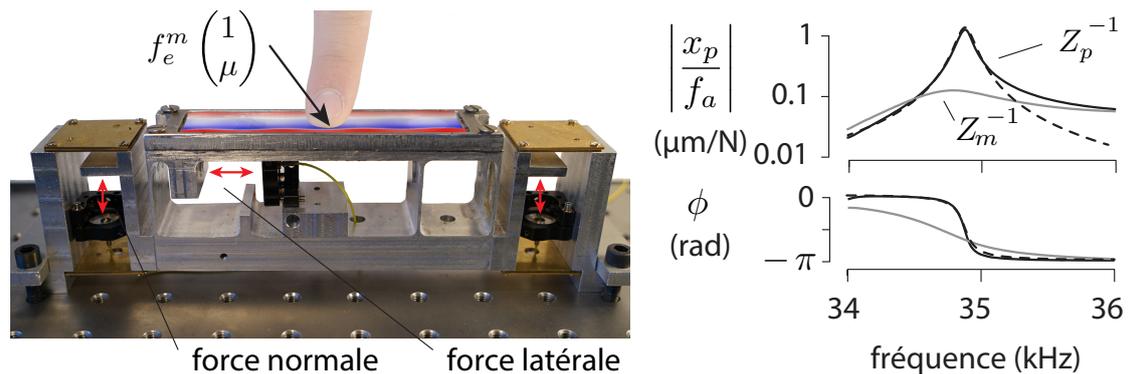


FIGURE 5.10 – **a.** Tribomètre interférométrique équipé d'une plaque de verre résonante pour la modulation de frottement. La force est mesurée sur les axes latéraux et normaux à la plaque. La vibration de la plaque est affichée en couleur ; le rouge indique une déformation positive et le bleu, une déformation négative. Le mode 1×0 est utilisé afin que l'amplitude de vibration au centre soit uniforme. **b.** Mesures typiques d'un diagramme de Bode d'admittance de la plaque à vide (noire) et avec un doigt en glissement à sa surface (gris) en lignes pleines. Les admittances de la plaque simulée sont montrées avec des lignes pointillées.

Le signal amené aux actionneurs est généré par un générateur de fonction (B&K Precision 4052, Yorba Linda, CA, USA) configuré pour produire un signal sinusoïdal d'amplitude modulée à la fréquence de résonance de la plaque (≈ 35 kHz). Le signal est amplifié $\times 20$ (WMA-100, Falco Systems, Katwijk, Netherlands). La déflexion de la plaque est mesurée par un troisième disque piézoélectrique de 5 mm de diamètre qui

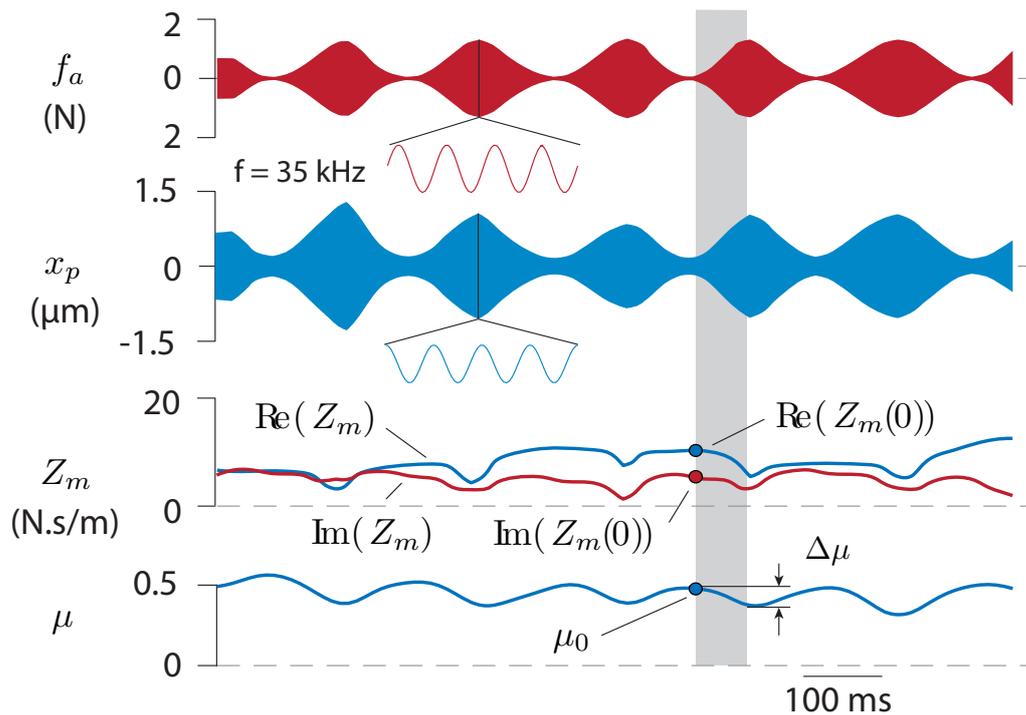


FIGURE 5.11 – Mesures typiques de la vibration de la plaque, de l'impédance et du coefficient de frottement en fonction du temps. L'amplitude de vibration est composée d'une porteuse à 35 kHz et d'une modulante de 6 Hz d'enveloppe $|\tilde{x}_p|$. La partie grisée représente une instance de données sélectionnées.

est sensible à la déformation de la plaque. La tension de sortie du disque piézoélectrique a été calibrée avec un interféromètre (IDS 3010, Attocube, Munich, Germany) afin d'obtenir la mesure en temps réel de la vibration de la plaque en micromètres. La tension d'entrée des actionneurs ainsi que la vibration de la plaque a été mesurée avec une carte d'acquisition (NI USB-6211 National Instruments) à 100 kHz de fréquence d'échantillonnage, enregistrant trois points par cycle d'oscillations. Les forces normales et latérales imposées par le doigt de l'utilisateur sur la plaque sont mesurées avec un capteur de force dédié à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz. La construction détaillée est décrite dans (Bernard et al., 2020) son résultat est montré à la figure 5.10.

5.5.2 Protocole

Au total, 17 participants ont pris part dans l'expérimentation, 5 femmes et 12 hommes, âgés de 22 à 42 ans avec une moyenne de 28.2 ans. Les données de trois participants ont été rejetées à cause de problèmes techniques. Les participants devaient explorer la plaque de verre deux fois de gauche à droite à une vitesse constante

de 50 mm/s en suivant un curseur sur un écran, en appliquant une force normale constante entre 0.5 et 0.8 N. A la fin de chaque exploration, le sujet était informé de sa force d'appui moyenne afin de les aider à auto-réguler la force d'appui. L'expérimentation a reçu l'approbation du comité éthique de l'université d'Aix-Marseille. Les participants ont aussi donné leur consentement avant de commencer l'expérience.

Le frottement a été modifié en utilisant la plaque à vibration ultrasonore excitée par un signal comportant une porteuse de 35 kHz modulé à 6 Hz avec une profondeur de 95%. Les mesures typiques des forces et des vibrations d'un essai sont présentées à la figure 5.11. La position du doigt a été enregistré grâce à un encodeur lié à une poulie, filtrée avec un filtre Butterworth du second ordre avec une fréquence de coupure de 100 Hz et dérivée numériquement pour en déduire la vitesse de déplacement du doigt. Ces données ont été traitées en sélectionnant seulement les instances où le doigt étant en glissement complet avec une vitesse constante, correspondant à des sections de 60 mm autour du centre de la plaque. De plus, seulement les sections où la force de frottement était décroissante ont été gardées (*i.e*, quand la dérivée de l'amplitude de vibration est positive), à cause du comportement asymétrique de la réduction de frottement. Les 60 ms résultantes du traitement des signaux de force et d'impédance ont ensuite été filtrées avec un filtre Butterworth du second ordre de fréquence de coupure de 100 Hz. Chaque essai est la compilation de cinq de ses instances de 60 ms.

5.5.3 Mesure de l'impédance mécanique

La valeur instantanée de l'impédance mécanique du système Z_m , déterminée à la fréquence d'excitation du système (≈ 35 kHz pour ce dispositif) est trouvée en mesurant l'amplitude et la phase relative de la vibration de la plaque en rapport avec le signal d'activation. La méthode pour extraire l'impédance mécanique est décrite dans la seconde moitié de (Monnoyer et al., 2018) mais les aspects principaux sont rappelés ici.

Comme décrit dans la section 4.4, l'impédance est le ratio des signaux analytiques de la vitesse de la plaque et de la force d'activation, alors la première opération est de retrouver ces signaux depuis les mesures. La représentation analytique complexe de la déformation de la plaque et de la force d'activation est retrouvée en appliquant la transformée de Hilbert aux signaux réels temporels enregistrés par la carte d'acquisition, notés avec l'exposant m , de telle sorte que :

$$\begin{aligned}\tilde{v}_p(t) &= v_p^m(t) + i\mathcal{H}(v_p^m(t)) \\ \tilde{f}_a(t) &= f_a^m(t) + i\mathcal{H}(f_a^m(t))\end{aligned}\tag{5.21}$$

où $\mathcal{H}(\circ)$ représente la transformée d'Hilbert. La transformée d'Hilbert d'un signal d'onde monochromatique est simplement cette même onde dont la phase a été décalée de 90° , recréant la partie imaginaire manquante au signal. Ce processus produit essentiellement une démodulation quadratique des signaux (aussi connue sous le nom de démodulation IQ). Une fois que les signaux complexes analytiques ont

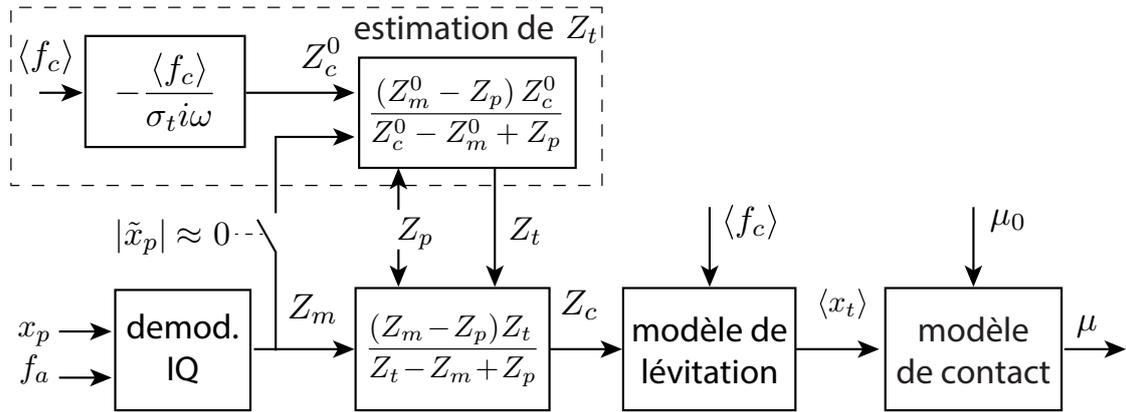


FIGURE 5.12 – L'impédance Z_m est trouvée à partir de la démodulation IQ. L'impédance du doigt est supposée constante pendant chaque essai et trouvée à partir de l'impédance initiale du contact Z_c^0 . En même temps, la raideur du contact pour chaque amplitude de vibration est trouvée à partir de l'estimation de son impédance Z_c . L'espace interfacial $\langle x_t \rangle$ est ensuite estimé à partir de Z_c et $\langle f_c \rangle$. Finalement, le coefficient de frottement est estimé à partir du modèle de Persson et initialisé avec la mesure du frottement sans vibration.

été retrouvé, l'impédance complexe du système plaque/doigt est retrouvé en utilisant $Z_m(t) = \tilde{f}_a(t) / \tilde{v}_p(t)$, qui donne une estimation en temps réel de l'impédance mesurée, comme montré dans la figure 5.11.

Des instantanés de ces estimations en temps réel sous des conditions spécifiques sont utilisés pour déterminer les impédances isolées du système. L'impédance isolée de la plaque Z_p est obtenue depuis la valeur de l'impédance Z_m quand aucun doigt ne touche la plaque et que celle-ci peut vibrer librement. Une fois que cette impédance est déterminée, l'impédance des tissus de la peau Z_t est déterminée au moment où la vibration de la plaque est faible. Dans ces conditions de faibles amplitudes, nous pouvons considérer que la force acoustique est nulle et donc retrouver la raideur du contact initial depuis l'équation 5.18 en considérant que seule la force de réaction des aspérités supporte la charge extérieure, et, en connaissant la rugosité de la peau. Une fois que ces valeurs sont obtenues, l'impédance des tissus est calculée depuis :

$$Z_t = \frac{(Z_m^0 - Z_p) Z_c^0}{Z_c^0 - Z_m^0 + Z_p} \quad (5.22)$$

De plus, la valeur de l'impédance des tissus est mise à jour à chaque fois que l'amplitude de vibration est en dessous de $0.2 \mu\text{m}$, cependant assez élevé pour avoir des signaux de mesure de force et de vitesse fiables.

La variation de l'impédance du contact Z_c est estimé depuis la mesure Z_m , une fois les impédances de la plaque et de la peau sont obtenues. L'impédance du contact est

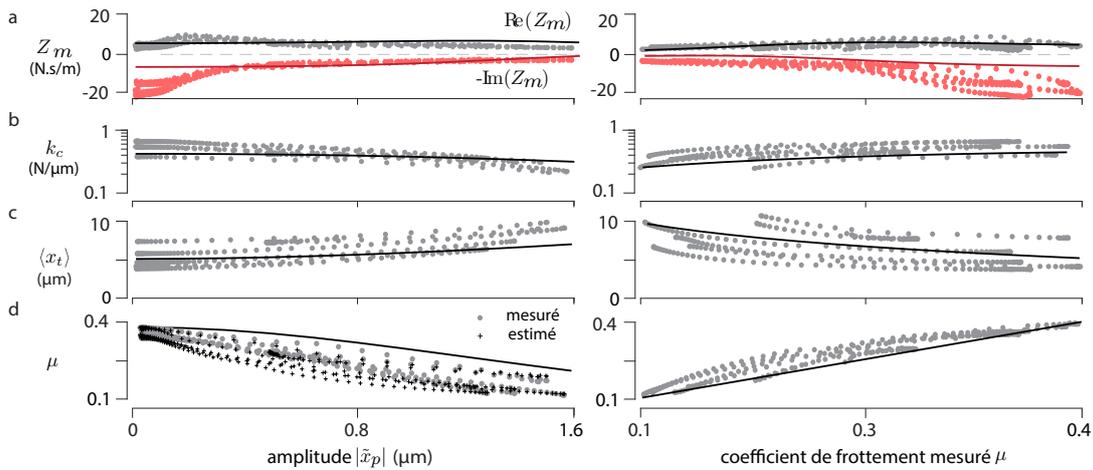


FIGURE 5.13 – **a.** Impédance mesurée Z_m pour cinq instances typiques d'un essai provenant de l'interaction entre un doigt en glissement sur une plaque à vibration ultrasonore pour une force de contact de 0.5 N. L'impédance réelle et l'opposé de l'impédance imaginaire sont affichés. **b.** Raideur du contact estimée. **c.** Distance interfaciale estimée. **d.** Coefficient de frottement estimé (points gris) et le coefficient de frottement mesuré (croix grises) en fonction de l'amplitude de vibration (gauche) et de son coefficient de frottement mesuré associé (droite). Les lignes représentent le résultat du modèle pour ce participant avec une rugosité de doigt de $\sigma_t = 1.7 \mu\text{m}$.

ensuite utilisé pour estimer l'espace interfacial à partir de la solution numérique de l'équation 5.18. Finalement, le coefficient de frottement est estimé à partir de l'espace interfacial $\langle x_t \rangle$ depuis l'équation 5.20. La démodulation IQ permet une estimation de l'impédance à chaque moment. Cependant, les paramètres initiaux Z_t et μ_0 sont seulement calculé une fois pour chaque instance sélectionnée et utilise dans la séquence pour déterminer la distance interfaciale moyenne et la force de frottement à partir de l'impédance. Le processus de calcul pour retrouver chaque variable est illustré à la figure 5.12.

5.5.4 Essai typique comparé aux simulations

Le résultat du traitement de cinq instances isolées issu d'une interaction d'un sujet typique est montré à la figure 5.13.

La figure 5.13a montre que la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance mesurées sont initialement proches de 10 et 20 N.s/m, respectivement, et ont une décroissance significative quand l'amplitude de vibration est supérieure à $0.3 \mu\text{m}$. L'impédance tend asymptotiquement vers la valeur de l'impédance à vide. L'amplitude de cette impédance est positivement corrélée au coefficient de frottement pour tous les essais (pour l'ensemble des participants, le coefficient de corrélation de Spearman

est $\rho = 0.78 \pm 0.26$, avec $\rho = 0.73$ pour les données de la figure 5.13).

Les mesures ont été ajustées avec le modèle établi dans les sections précédentes, où la force moyenne de contact f_e et l'amplitude de vibration $|\tilde{x}_p|$ ont été utilisés comme entrée au modèle. L'impédance du doigt Z_t et la valeur du coefficient de frottement initial μ_0 ont été initialisées lorsque l'amplitude de vibration était inférieure à $0.2 \mu\text{m}$. L'estimation du coefficient de frottement a ensuite été calculée en utilisant le modèle du contact multi-échelle. Le seul paramètre restant indéterminé est la rugosité du doigt σ_t . Ce paramètre n'a pas été mesuré; il est resté libre. La valeur de celui-ci est trouvée en minimisant la distance Euclidienne entre les mesures du coefficient de frottement et les estimations par le modèle en utilisant une méthode de Levenberg-Marquardt sur chaque instance. Le module d'Young et la surface de contact auraient pu être retrouvés de la même manière, mais pour des soucis de temps de calcul ils ont été fixés à $E = 20 \text{ MPa}$ et $S = 300 \text{ mm}^2$ respectivement, et assurent une bonne convergence de l'algorithme d'optimisation. Pour le set de données sélectionné dans cette section, la procédure d'ajustement nous donne $\sigma_t = 1.92 \pm 0.14 \mu\text{m}$. Finalement la sortie du modèle avec la valeur de la rugosité moyenne du sujet sur l'ensemble de ses instances correspond bien avec les données d'impédance avec un $R^2 = 0.82$.

La raideur du contact, issue des variations d'impédance, est affichée à la figure 5.13b et suit la même tendance décroissante pour une amplitude croissante. Cette tendance est en concordance avec l'effet de la lévitation, qui réduit le degré de couplage entre la plaque et la peau. La raideur est positivement corrélée au coefficient de frottement (dans ce cas particulier le coefficient de corrélation de Spearman est $\rho = 0.91$), qui est un résultat cohérent, sachant qu'ils dépendent tous deux de l'aire de contact créée par les aspérités en contact. L'espace interfacial, affiché à la figure 5.13c, est estimé à partir de la raideur du contact à travers l'équation 5.18. La distance interfaciale augmente avec l'amplitude de vibration, qui est consistant avec la théorie de la lévitation partielle. La variation du coefficient de frottement est ensuite estimée à partir de cette distance interfaciale et suit la tendance attendue d'une décroissance pour une croissance d'amplitude de vibration. Le coefficient de frottement estimé à partir des variations d'impédance est affiché en parallèle avec celui mesuré à la figure 5.13d. Ces deux montrent une tendance similaire, même si des écarts existent. Ces écarts ont des chances d'être liés à la variation bio-mécanique du doigt et à son profil de rugosité n'étant pas complètement défini par une distribution purement Gaussienne. Les écarts sont plus importants pour des amplitudes plus faibles, ce qui peut être lié aussi au comportement variant du frottement du doigt.

5.5.5 Résultats

La qualité de l'estimation du coefficient de frottement depuis l'impédance se généralise sur l'ensemble des données collectées. Le coefficient de frottement estimé depuis l'impédance et le modèle paramétrique associé, affiche une corrélation remarquable, avec le coefficient de frottement mesuré (coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = 0.94 \pm 0.07$). Afin d'atteindre un ajustement correct du mo-

dèle et une estimation robuste, les essais de chacun des sujets ont d'abord vu leurs paramètres de rugosité de la peau être optimisés, convergeant vers une valeur de $\sigma_t = 1.7 \pm 0.4 \mu\text{m}$. La relativement grande variabilité inter-sujet observée dans la rugosité est aussi retrouvée dans l'estimation de l'impédance du doigt, qui en moyenne est $Z_t = (0.47 \pm 0.28) + i(3.16 \pm 0.63) \text{ N.s/m}$.

La valeur nominale du coefficient de frottement μ_0 est corrélée à la partie imaginaire du doigt Z_t sur l'ensemble des essais (coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = -0.58$, $p = 10^{-11}$) et faiblement corrélée à la partie réelle ($\rho = -0.25$, $p = 0.006$). Cependant, la variation de l'impédance mesurée (définie comme la différence entre sa valeur maximale et minimale pendant une instance) et la variation du coefficient de frottement mesuré est significativement corrélée (coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = 0.58 \pm 0.27$ pour la partie réelle et $\rho = 0.65 \pm 0.3$ pour la partie imaginaire). Cela est principalement lié au fait que, pendant une même exploration, les paramètres bio-mécanique du doigt ont peu de chance de changer. Ceci est confirmé par le fait que les variations de l'impédance du doigt Z_t varie toujours moins de 10% pendant un même essai.

Les variations de l'impédance mesurée $\Delta|Z_m|$ sont légèrement positivement corrélée à la variation du coefficient de frottement $\Delta\mu$ (coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = 0.28$ et $p = 10^{-3}$) comme montré à la figure 5.14a. De façon intéressante la force acoustique issue de cette impédance *via* l'équation 5.10 a une corrélation légèrement supérieure avec un coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = 0.34$ ($p = 10^{-3}$). La distance interfaciale peut être estimée depuis la valeur de l'impédance en connaissant la force normale appliquée par le sujet. La variation de cette distance interfaciale $\Delta\langle x_t \rangle$ est corrélée avec la variation du coefficient de frottement avec une coefficient de corrélation de Spearman de $\rho = 0.43$ ($p = 10^{-5}$).

En outre, la variation du coefficient de frottement estimé issue de l'espace interfacial est présentée à la figure 5.14c. Les variations de frottement estimées de 140 instances ont une corrélation linéaire positive avec les variations de frottement mesurées (coefficient de corrélation de Pearson de $\rho = 0.76$ $p = 10^{-20}$). Cependant la valeur de la variation estimé est légèrement supérieure à celle mesurée.

Un nuage de points de chaque coefficient de frottement mesuré et son estimation associé sont affichés à la figure 5.15. La valeur initiale du coefficient de frottement quand l'amplitude est proche de zero est représentée par des points noirs. Les points gris représentent l'estimation du coefficient de frottement issue de la variation d'impédance. Si l'estimation était parfaite, chaque point tomberait parfaitement sur la courbe de la fonction linéaire de pente 1. L'ajustement des données estimées à cette courbe parfaite affiche un coefficient de détermination de $R^2 = 0.98$, ce qui démontre une concordance décente entre les mesures et les estimations à horizon proche depuis la valeur de l'impédance.

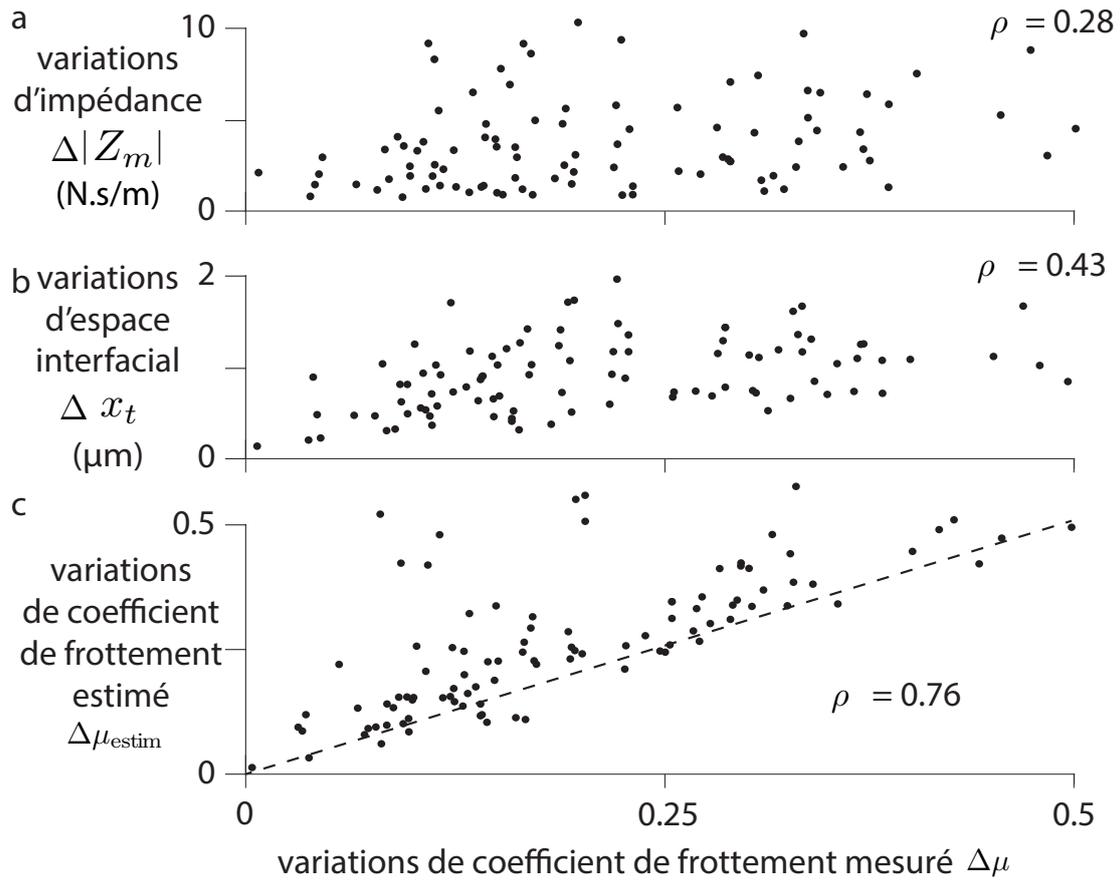


FIGURE 5.14 – Relation de la variation du coefficient de frottement $\Delta\mu$ avec (a) la variation de l'impédance mesurée $\Delta|Z_m|$, (b) la variation de la distance interfaciale $\Delta\langle x_t \rangle$, et (c) la variation du coefficient de frottement estimé $\Delta\mu_{\text{estim}}$. Les points représentent les données individuelles de 140 instances sélectionnées sur 14 sujets.

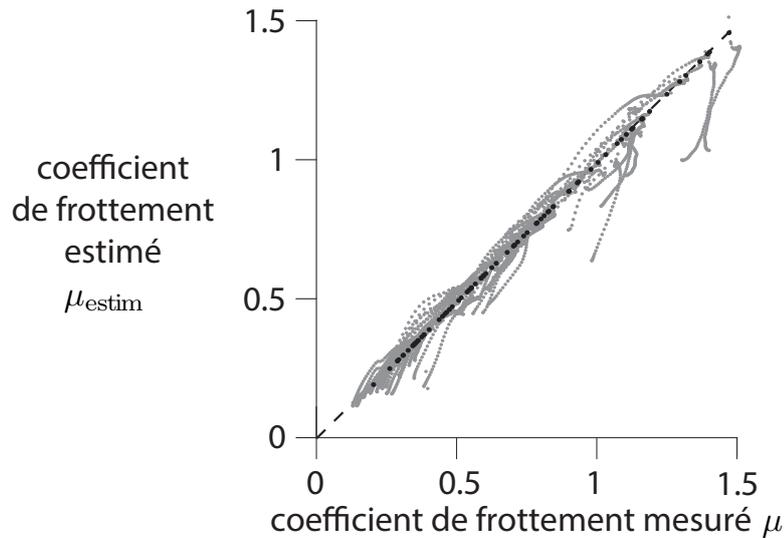


FIGURE 5.15 – Comparaison entre le coefficient de frottement estimé μ_{estim} et le coefficient de frottement mesuré, pour chacun des 140 essais. Les points noirs représentent l'initialisation et les points gris sont les prédictions subsidiaires. La fonction linéaire idéale, de pente 1 est affichée en pointillés et a un coefficient de détermination de $R^2 = 0.98$

5.6 Discussion

5.6.1 L'énergie ultrasonore transmise à la peau

L'hypothèse de la lévitation ultrasonore de la modulation de frottement n'implique pas que la peau soit immobile, au contraire. Le modèle montre que les tissus de la peau subissent un mouvement oscillatoire à la même fréquence que la vibration de la plaque. Le mouvement de la peau est plus important quand, d'abord l'amortissement de la peau est faible, comme montré expérimentalement dans (Friesen et al., 2016, 2015), deuxièmement, quand l'amplitude de vibration est faible, et troisièmement quand la force de contact est élevée. Dans les conditions réalistes, *i.e.*, quand la peau a un coefficient d'amortissement au dessus de 0.5, les oscillations de la peau sont hors phase avec le mouvement ultrasonore de la plaque, ce qui est consistant avec les découvertes expérimentales de (Wiertlewski et al., 2016). Ce phénomène suggère que la peau rebondit sur un *squeeze-film* d'air.

Cette nouvelle analyse soulève aussi la question de la valeur actuelle de l'impédance du doigt mesuré à des vibrations faibles. Les travaux précédents utilisaient l'hypothèse que le contact était infiniment rigide pour des vibrations faibles et assumaient que l'impédance du système complet était égale à l'impédance du doigt (Friesen et al., 2016; Monnoyer et al., 2017). Ce nouveau travail introduit une raideur et un amortissement additionnels induit par le contact à l'interface, ceux-ci révèlent qu'il existe une différence entre les paramètres actuels de la peau et ceux mesurés avec l'hypothèse de

contact parfaitement rigide. A cause de la dynamique du couplage entre la peau et la plaque, nous trouvons que l'impédance du doigt est plutôt un ordre de grandeur plus faible que l'impédance mesuré du système sous les conditions de faibles amplitudes.

Inversement, pour des amplitudes de vibrations extrêmes (*i.e.*, au-dessus de 5 μm) le modèle prédit asymptotiquement un découplage complet entre le doigt et la plaque, qui implique une lévitation totale de la peau et l'absence totale de contact intime avec la plaque. Il se pourrait que la peau flotte au-dessus de la plaque, supportée uniquement par l'action de la pression acoustique.

5.6.2 Lévitation *squeeze-film* et réduction de frottement

En plus du mouvement oscillatoire de la peau, ce travail montre que l'espace interfacial moyen entre la peau et la plaque est fortement influencé par l'amplitude de vibration et la force appliquée par le doigt. D'après la théorie du contact multi-échelle, cet espace est directement relié à l'aire de contact réelle, créée par l'ensemble des contributions de chacune des aspérités en contact intime avec la plaque de verre (Persson, 2007). Et d'après la théorie adhésive du frottement, l'aire de contact réelle est liée à la force de frottement *via* la résistance au cisaillement de chaque aspérité (Pasumarty et al., 2011), créant une relation causale entre l'espace interfacial, l'aire de contact réelle et le coefficient de frottement.

La mesure expérimentale du coefficient de frottement et sa corrélation avec l'espace interfacial estimé issue de la variation d'impédance confirme cette relation. Pour atteindre la lévitation et ouvrir d'avantages l'espace entre la peau et la plaque, une grande force acoustique est nécessaire. La corrélation entre cette force acoustique et le frottement est reportée dans (Kaci et al., 2019) et est aussi retrouvée dans ce travail. La force de lévitation est issue de la combinaison linéaire de la mesure de l'impédance et par conséquent ne considère pas l'état du contact. Inversement, l'estimation de l'espace interfacial intègre à la fois l'information de l'impédance mesurée et des paramètres mécaniques tel que la force extérieure, jouant un rôle important dans la modification des conditions du contact. Cette approche montre une meilleure corrélation avec la variation de frottement $\rho = 0.43$ pour la variation de l'espace interfacial contre $\rho = 0.34$ pour la variation de la force acoustique avec notre ensemble de données. Une des causes de cet écart est que la force acoustique est partiellement perdue en dissipation et n'est pas utilisée pour croître l'espace interfacial, influençant le frottement. L'espace interfacial, quant à lui, a un lien causal et direct avec le coefficient de frottement qui pourrait expliquer sa plus faible variabilité.

5.6.3 Auto-détection de la bio-tribologie du doigt

Le rendu de stimuli précis et contrôlés sur des surfaces haptiques n'est pas aussi élémentaire que le contrôle de la force de sortie d'un moteur électromagnétique. Du fait de la dépendance au frottement de ces interfaces pour engendrer des stimuli, la génération de la force est alors sujet à une grande variabilité (Pasumarty et al.,

2011). A cela s'ajoute la variabilité inhérente de la susceptibilité de la peau aux ondes ultrasonores (Monnoyer et al., 2018; Kaci et al., 2019). Ce travail propose d'examiner l'interaction qui se déroule à l'interface entre la peau et la plaque, en examinant l'impédance de la peau tout comme l'impédance de l'interface elle-même.

L'estimation du coefficient de frottement depuis le modèle se base sur l'hypothèse que l'impédance du doigt, le module d'Young de la peau, son coefficient de Poisson et l'aire de contact sont constants durant une exploration en frottement. En pratique, ces valeurs peuvent varier, introduisant une variabilité additionnelle qui n'est pas prise en compte ici. Cependant, de façon plus importante, les propriétés adhésives et du frottement de la peau sont connues pour évoluer avec la vitesse d'exploration et l'humidité du contact (Pasumarty et al., 2011), qui peut être une des causes des écarts, spécialement sous les amplitudes de $0.2 \mu\text{m}$. Le détachement initial de la peau pourrait être entravé par des forces adhésives visqueuses à l'interface. Une autre explication de ces écarts réside dans le fait que pour des amplitudes de vibrations faibles, le bruit du signal de mesure de l'impédance est sujet à être plus prononcé.

Le comportement bio-mécanique de la peau joue aussi un rôle important dans la perception des variations de frottement (Messaoud et al., 2016a; Monnoyer et al., 2018). Une peau excessivement souple (dure) va subir des déformations plus (moins) importantes; par conséquent, une même amplitude de vibration aura une différence dramatique sur la perception des stimuli du sujet. L'estimation direct de l'impédance de la peau, qui est maintenant possible avec ce travail, apporte des informations importantes pour la conception des signaux envoyé aux interfaces haptiques à modulation de frottement afin de produire un stimuli non-équivoque aux utilisateur sans ajouter un capteur de force additionnel pour la réalisation de contrôle en boucle fermée (Messaoud et al., 2015a; Huloux et al., 2018b).

5.7 Conclusion

L'amplitude de vibration d'une plaque ultrasonore est significativement affectée par la présence d'un doigt. Dans cet article, nous modélisons le comportement dynamique de la plaque et des tissus avec un modèle à élément ainsi qu'un modèle de contact non-linéaire du comportement en régime établi créé par le procédé de la lévitation partielle. Ce modèle nous permet d'examiner la connexion entre l'échelle de temps du régime établi (de l'ordre de la seconde), capturant le mouvement de la peau sous l'effet de la lévitation, et l'échelle de temps des ondes ultrasonores (de l'ordre de quelques microsecondes) dans laquelle nous modélisons la dissipation et la réflexion de l'énergie acoustique *via* l'impédance mesurée du système.

La découverte principale de ce travail est que le couplage entre la peau et la plaque est d'autant plus faible que la lévitation de la peau est grande. Cela a deux effets : premièrement, le coefficient de frottement entre la plaque et le doigt est réduit, et deuxièmement, la plaque vibre plus librement, réduisant le besoin en énergie acoustique pour maintenir la lévitation du doigt. Le modèle donne une image compréhensible

5 L'impédance mécanique, traceur du flux d'énergie – 5.7 Conclusion

sible de l'interconnexion complexe entre le processus non-linéaire de la lévitation *squeeze-film* et le comportement bio-mécanique des tissus de la peau. Ce nouvel angle de vue permet aussi de concevoir un meilleur contrôle des stimulations tactiles, non plus basé sur les forces ou le coefficient de frottement mais sur l'impédance facile à mesurer.

6 Synthèse

Sommaire

6.1	Discussion générale	105
6.2	Aire de contact, véritable mesure de l'interaction	106
6.2.1	Une mesure à plusieurs échelles	107
6.2.2	Une mesure physique de l'adhérence	109
6.2.3	Cas particulier des interfaces haptiques de surface	110
6.3	Proposition de contrôle	111
6.3.1	Contrôle sur l'aire de contact	112
6.3.2	Contrôle simplifié basé sur l'impédance	114
6.3.3	Potentiel	116

6.1 Discussion générale

Les trois contributions que nous apportons dans cette thèse nous amène à trois principales conclusions :

- La force de frottement n'est pas la mesure optimale pour concevoir des stimuli tactiles sur des interfaces à modulation de frottement.
- L'état du contact peut être lu à travers la mesure de l'impédance mécanique de la plaque ultrasonore.
- L'efficacité de la vibration ultrasonore dépend de l'impédance mécanique du doigt.

Ces trois analyses permettent d'une part, une meilleure appréhension de la manipulation de frottement par ondes ultrasonores. Et d'autre part, de proposer une nouvelle manière d'envisager le dimensionnement des stimuli tactiles sur les surfaces haptiques. En effet, la manipulation du frottement d'un corps sur une plaque ultrasonore est traitée par notre première contribution, chapitre 3. Les contributions suivantes apportent une nouvelle façon de mesurer le frottement. Cette nouvelle méthode de mesure permet de réaliser une boucle de contrôle sur le frottement sans avoir recours à un capteur d'effort latéral, facilitant ainsi la mise en place de ce contrôle dans des interfaces compactes. Aussi, le modèle présenté aux chapitres 4 et 5, permet de modéliser l'effet de la raideur et de la viscosité du doigt sur la modulation de frottement. On remarque alors, comme dans (Wiertlewski et al., 2014a), que pour chaque impédance de doigt, il existe une impédance de plaque optimale minimisant l'énergie nécessaire à la lévitation ultrasonore. Ce modèle permet de dimensionner au mieux les interfaces haptiques pour générer des sensations tactiles sur un public adapté. On peut imaginer alors qu'une interface dans un atelier de mécanique sera conçue dans le but d'être efficace avec des doigts plus raide, ou qu'une borne de commande sera dimensionnée pour un plus large éventail d'impédance mécanique de doigt (Monnoyer et al., 2017).

Cependant, l'objectif de la thèse est de manipuler le frottement dans le but de générer des stimuli tactiles sur des doigts humains. Grigorii et al., 2020 montrent que le contrôle du frottement n'est pas suffisant pour améliorer le réalisme des textures virtuelles. Aussi, nous pensons que ce contrôle en frottement n'est pas suffisant pour générer des sensations non-équivoques. Nous supposons qu'il existe une autre variable plus proche de la perception des stimuli. C'est pourquoi l'analyse fine de l'interface entre le doigt et la plaque ultrasonore est nécessaire afin de comprendre l'essence de l'interaction.

Si l'on se réfère à la littérature, nos mécanorécepteurs sont sensibles à des vibrations (1 Hz - 1 kHz), des pressions (quelques milligrammes) et des déformations (quelques millimètres). Or, la mesure des variations de frottement ne permet de rendre compte que d'une partie des vibrations que le doigt subit lors d'une interaction avec une surface, et en aucun cas les déformations au sein du contact. Une des façons d'étudier les déformations, les vibrations et les pressions excitants les mécanorécepteurs du doigt est d'observer l'image du contact entre le doigt et la surface active. En effet, les déformations au niveau du contact sont observé à travers un suivi de point carac-

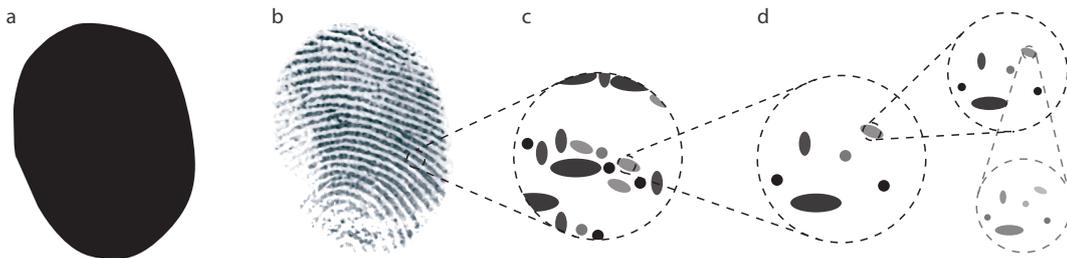


FIGURE 6.1 – **a.** Aire de contact apparente d'un doigt sur du verre, **b.** image de l'aire de contact réelle avec un dispositif optique, **c.** grossissement sur la première dimension associée aux empreintes digitales, **d.** grossissement sur les dimensions plus fines de l'aire de contact fractale

téristique (Delhaye et al., 2016; Sahli et al., 2018), les contraintes en pressions sont observée à travers une augmentation du contact (Dzidek et al., 2017a), et les variations de frottement suivent les variations d'aire de contact (Bowden et al., 2001).

La section suivante discute de la mesure de l'aire de contact et de son interprétation pour la mesure des stimuli tactiles. Après avoir mis en avant les tenants et aboutissants d'une telle mesure nous proposons un nouveau modèle de contrôle adapté de (Huloux et al., 2018b) intégrant le modèle du contact de (Huloux et al., 2020) présenté au chapitre 5.

6.2 Aire de contact, véritable mesure de l'interaction

En tribologie, lorsque l'on s'intéresse finement au frottement entre deux objets, le coefficient de frottement n'est pas une mesure suffisante et il est alors utile de s'intéresser au contact à l'interface qui est caractérisé par son aire (Kendall, 1971; Bowden et al., 2001; Krick et al., 2012). Il en est de même dans l'étude de la tribologie du doigt où l'aire de contact a de l'intérêt pour comprendre son comportement en frottement (Tada et al., 2004; André et al., 2011; Pasumarty et al., 2011; Delhaye et al., 2014; Wiertlewski et al., 2016; Dzidek et al., 2017b) ou en déformation (Platkiewicz et al., 2016; Delhaye et al., 2016; Bochereau et al., 2017; Sahli et al., 2018). Cette mesure permet de traduire l'état local du contact alors que le coefficient de frottement est une moyenne de la résistance au frottement. De plus, cette observation ne nécessite pas de mouvement relatif entre les deux surfaces pour obtenir une mesure, contrairement au coefficient de frottement. Cette caractéristique rend l'information de l'état du contact accessible depuis le premier toucher jusqu'au glissement de deux surfaces en contact.

6.2.1 Une mesure à plusieurs échelles

Le chapitre 4 met en avant le caractère multi-échelle de l'aire de contact. La valeur de cette aire est alors dépendante du niveau de grossissement à laquelle elle est observée. L'approximation la plus grossière est donnée par l'aire de contact apparente, figure 6.1a, qui est la surface projetée des surfaces en contact. Une meilleure approximation est donnée en considérant le contact sur les empreintes digitales, figure 6.1b, (Sednaoui et al., 2015; Dzidek et al., 2017a; C. Choi et al., 2021). Les dimensions suivantes sont des grossissements sur les micro-jonctions au sein des empreintes digitales, figure 6.1c,d, (Persson et al., 2013). Théoriquement ce grossissement pourrait continuer jusqu'à l'infini donnant une aire de contact réelle infiniment petite. En réalité, il existe une dimension pour laquelle la pression sur les aspérités est telle qu'elle déforme plastiquement les matériaux en contact pour former des jonctions. Dans le cas de la peau humaine, des mesures récentes montrent que la taille de ces jonctions plastifiées seraient de l'ordre de quelques micromètres (Kovalev et al., 2014; Sahli et al., 2018).

Cette modélisation du contact est importante pour comprendre et mesurer l'aire réelle de ce contact. En effet, prenons le cas de cette mesure par imagerie. Aussi bien dans le cas pour la méthode d'éclairage coaxial (Tada et al., 2004; Krick et al., 2012; Delhayé et al., 2014; Sahli et al., 2018), Fig. 6.2a, utilisé dans le chapitre 4 que pour la méthode par réflexion totale frustrée (André et al., 2011; Wiertelowski et al., 2016; Bochereau et al., 2017; Dzidek et al., 2017b), Fig. 6.2b, la résolution minimale possible est limitée par la demi-longueur d'onde de la lumière (de l'ordre de 300 nm). Cette résolution est suffisante pour mesurer une bonne approximation de l'aire de contact réelle. Il existe deux méthodes pour extraire l'aire de contact à partir d'une telle image. La première considère le contact entier au niveau du pixel à partir d'une valeur seuil définie (Sahli et al., 2018). Cette méthode a l'avantage de pouvoir donner une approximation de la surface de l'aire de contact en millimètre carré, dont la précision est dépendante de la taille du pixel du capteur. La seconde méthode considère le contact partiel au niveau du pixel, avec pour densité de contact la valeur de la luminosité de celui-ci (Wiertelowski et al., 2016). Cette méthode nécessite d'être calibrée pour extraire une mesure d'aire. Cependant, l'estimation de l'aire de contact n'est pas tributaire de la taille d'un pixel, et donc de la résolution de la caméra.

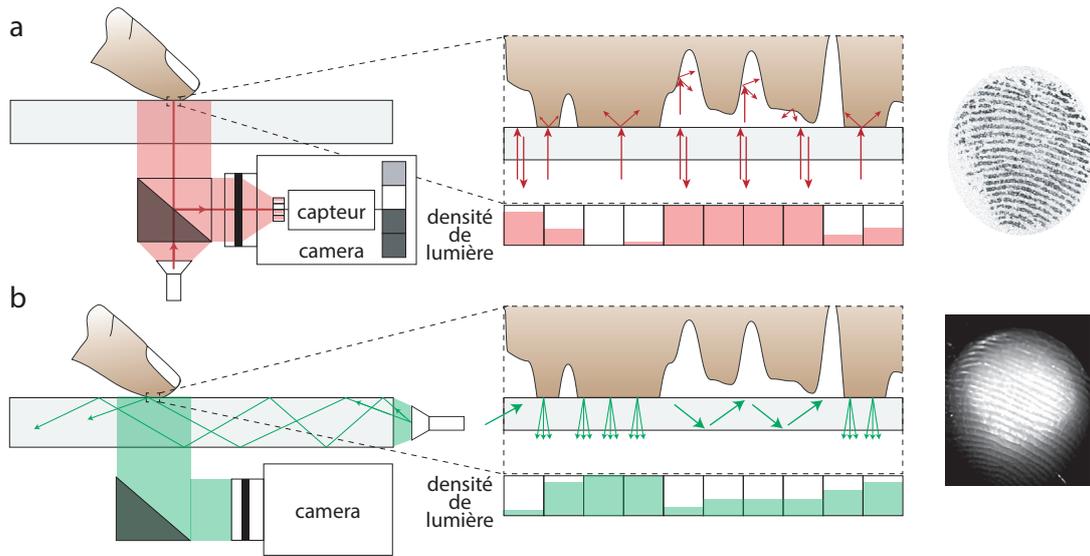


FIGURE 6.2 – **a.** Méthode d'imagerie de contact par illumination coaxiale. La lumière est envoyée perpendiculairement à la surface en verre. 4% des photons sont renvoyés vers la caméra à l'interface entre la face supérieure du verre et l'air. Si la peau du doigt est en contact avec le verre, alors les photons sont absorbés par la peau et le pixel en vis à vis ne recevra pas de lumière. Par conséquent, les zones sombres sur l'image correspondent au contact entre la peau et le verre. **b.** Méthode d'imagerie de contact par réflexion totale frustrée. La lumière est envoyée dans la plaque de verre, agissant comme un guide d'onde. Lorsqu'une aspérité de peau est en contact avec le verre, les photons sont réfléchis vers la caméra. Par conséquent, les zones de contact sont éclairées sur l'image.

Il est alors possible d'imaginer l'utilisation d'un capteur avec une résolution dégradée, très faible, jusqu'à même l'utilisation d'un unique pixel, dont la valeur donnerait une estimation de l'aire réelle sur l'ensemble du contact. Ce comportement a été simulé en dégradant numériquement une image d'un contact de doigt 6.3. L'image du contact du doigt de la figure 6.1a a été numériquement dégradé en agglomérant les pixels. La valeur du pixel résultant est la valeur moyenne des pixels qu'il remplace. Cette dégradation numérique montre que la résolution du capteur semble avoir peu d'influence jusqu'à une certaine valeur limite pour laquelle le bruit de l'image devient prépondérant sur la mesure. Ici, cette valeur est pour une résolution de 5×6 pixels.

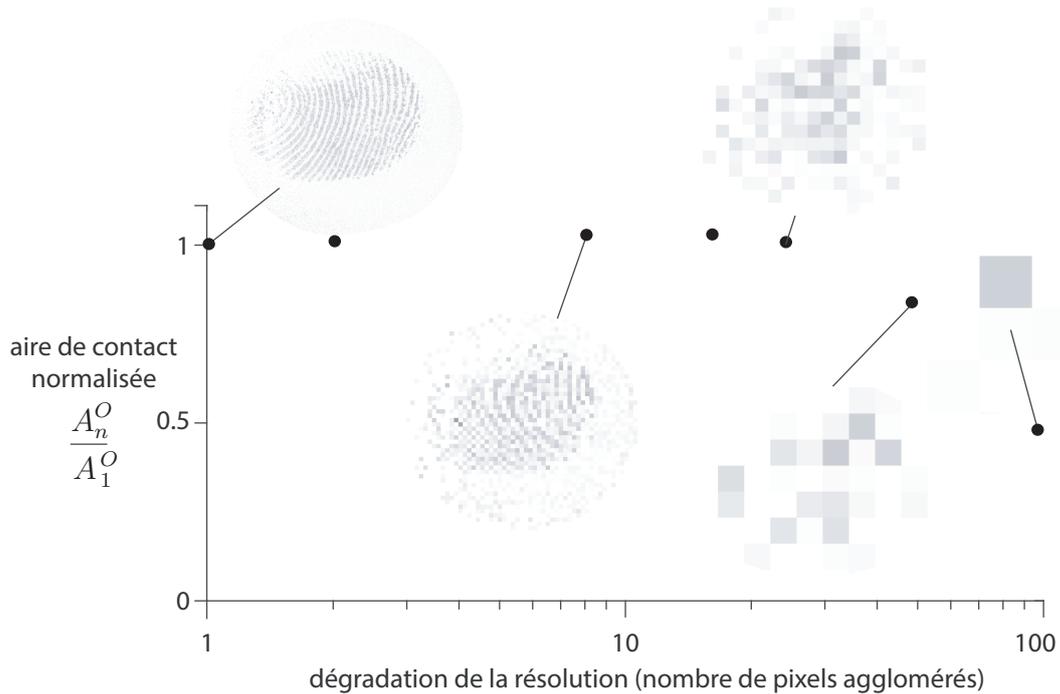


FIGURE 6.3 – Dégradation virtuelle de l'image du contact du doigt. Cette dégradation est réalisée grâce à l'outil *imresize* sur Matlab™. La dégradation pénalise la mesure de l'aire de contact à partir d'une image de 5×6 pixels. La mesure de l'aire de contact au niveau de dégradation n est calculée avec la luminosité de l'image, de la même manière que dans (Huloux et al., 2021).

6.2.2 Une mesure physique de l'adhérence

Dans le chapitre 4, nous présentons une autre méthode pour mesurer une estimation de l'aire réelle de contact basée sur la réflexion et l'absorption d'ondes ultrasonores par le doigt. En effet, la mesure de l'impédance mécanique de la plaque en temps réel varie en fonction de l'impédance du contact. Cette dernière évolue en fonction de la quantité d'aspérités de peau en contact avec la plaque, et donc de l'aire de contact. Il a été montré que les résultats de cette méthode ont une bonne corrélation avec les estimations de l'aire de contact réelle obtenue par méthodes optiques. En revanche, il n'est pas possible d'avoir une image détaillée de la surface avec cette méthode. Celle-ci ne permet que de donner une estimation de l'intégralité de l'aire en contact sans pouvoir rendre compte des spécificités locales.

Les méthodes présentées dans la section précédente permettent toutes de mesurer une aire de contact. A partir de cette mesure, il est aisé de remonter jusqu'au coefficient de frottement du contact à travers le modèle d'adhésion du contact. Où, l'aire de contact réelle (A^R) est linéairement liée au coefficient de frottement du contact (μ) par la résistance au cisaillement du contact (τ) tel que $\mu = \tau A^R$ (Bowden et al., 2001).

Cette donnée est une mesure représentant le comportement moyen du contact, sa valeur rend compte de la quantité globale de micro-contacts à l'interface. Pour connaître le comportement local, la distribution de ces micro-contacts et leurs mouvements relatifs, il est nécessaire d'inspecter finement l'image du contact. Il est alors possible de suivre le mouvement des points caractéristiques au sein du contact et d'en déduire l'état de contrainte de la pulpe du doigt (Delhay et al., 2016). De la même manière, les zones de glissement au sein du contact sont identifiées (Terekhov et al., 2011; Delhay et al., 2014; Barrea et al., 2018). Ces deux mesures apportent une vue plus fine de ce que nos mécanorécepteurs peuvent mesurer et sont alors de bons indicateurs de ce que nous pouvons percevoir. Cependant, ces mesures nécessitent d'obtenir une image du contact par une des méthodes citées ci-dessus et demandent un traitement d'image conséquent. La lourdeur du calcul et la complexité des dispositifs optiques nécessaires pour la mesure rendent l'utilisation de ces indicateurs peu adaptée à un contrôle en boucle fermée sur une surface haptique. Il convient alors de chercher à lier la valeur de l'aire de contact, facile à calculer avec la méthode par impédance, à la déformation que peut subir la pulpe du doigt.

6.2.3 Cas particulier des interfaces haptiques de surface

Il a été montré que la déformation de la pulpe lors de la mise en glissement entraînait une réduction de l'aire de contact apparente (Delhay et al., 2014). En effet, l'ellipse que constitue cette surface est compressée et voit son aire se réduire avec la force latérale. Cette réduction d'aire est corrélée à la force latérale suivant la fonction :

$$A^\beta = A_0^\beta - \alpha^\beta Q^n \quad (6.1)$$

où $\beta = \{A, R\}$ pour l'aire A^A apparente et A^R réelle, A_0 est sa valeur initiale avant déplacement, Q la force latérale, α le coefficient linéaire de la fonction et n la puissance. D'après (Delhay et al., 2014), la décroissance en aire de contact apparente est en puissance $2/3$ et apparaît au-dessus d'un certain seuil de cisaillement. L'équation devient alors : $A^A = A_0^A - \alpha(Q + Q_0)^{-2/3}$, où Q_0 est la force latérale de seuil. De façon intéressante cette décroissance en aire de contact concorde avec la décroissance de la quantité de surfaces en adhésion dans le contact. Alors, notre mesure d'aire de contact peut servir d'indicateur pour suivre cette quantité de surfaces en glissement.

Cette même fonction de corrélation a été utilisée par (Sahli et al., 2018). De façon empirique, ils trouvent que la décroissance en aire de contact apparente et réelle suit une loi quadratique. L'équation Eq. 6.1 devient alors :

$$A^\beta = A_0^\beta - \alpha^\beta Q^2 \quad (6.2)$$

où $\beta = \{R, A\}$. De façon intéressante, le paramètre α est linéairement corrélé à l'aire de contact initial avec une pente de -1 dans le cas de l'aire réelle de contact et de $-3/2$ dans le cas de l'aire apparente. Alors, la réduction d'aire de contact avant glissement est prévisible dès le premier contact. Cette caractéristique permet d'anticiper la force

nécessaire pour faire glisser le doigt sur une surface. Avec la modulation de frottement, cette prédiction permettrait d'ajuster l'adhérence afin de contrôler le détachement du contact (Grigorii et al., 2019).

De plus, les auteurs émettent l'hypothèse que cette réduction d'aire est liée à une compression du contact. Il est alors possible de lier, en partie, les variations d'aires de contacts avec des variations de l'état de contrainte du contact (*i.e.*, les déformations subies par la pulpe du doigt). Cependant, le lien exact entre l'aire et la contrainte de cisaillement du contact est encore inconnu.

Ces relations liant l'aire de contact et les forces latérales permettent de comprendre l'évolution du contact sur une surface plane à frottement constant. Cependant, les interfaces haptiques de surface génèrent des illusions de relief en modulant ce frottement. Bien que la proprioception joue un rôle important dans la perception de reliefs sur de telles interfaces (Robles-De-La-Torre et al., 2001), nous ne pouvons nier la participation de la déformation de la pulpe dans cette illusion. La dynamique de la déformation du doigt en est plus complexe que sur une surface à frottement constant, il est alors légitime de se demander si la simple mesure de l'aire de contact pourrait rendre compte de ces variations. De plus, des observations de l'évolution de cette aire de contact et de la déformation de la pulpe du doigt en glissement sur des reliefs réels montrent que les interfaces haptiques ont très peu de chance de pouvoir reproduire fidèlement ces profils de contraintes (Janko et al., 2018). C'est peut être une des raisons pour laquelle le contrôle du frottement n'est pas suffisant pour augmenter le réalisme des interfaces haptiques (Grigorii et al., 2020).

Cependant, il semblerait que dès la mise en glissement nous serions capable de pressentir la nature d'un matériau (Gueorguiev et al., 2016), alors que la plupart des illusions tactiles sont produites sur un doigt en glissement établi, là où l'aire de contact et le frottement sont liés. Une stratégie pour augmenter le réalisme de ces interfaces haptiques serait de contrôler l'aire de contact avant la mise en glissement, afin de générer des profils de déformations et de frottements similaires à des textures réelles.

6.3 Proposition de contrôle

Le contrôle proposé au chapitre 3 se base sur la variable d'état lié au frottement entre le doigt et la surface ultrasonore. Ce paramètre permet de contrôler efficacement la modulation de frottement. Néanmoins, celui-ci à deux principaux inconvénients. Le premier est la nécessité de la mise en glissement du doigt sur la surface, inhérent à la mesure de force de frottement. Le second inconvénient réside dans le fait que le frottement est une variable traduisant qu'une partie de ce que peut percevoir nos mécanorécepteurs. La variable liée à l'aire de contact permet d'une part de s'affranchir du mouvement relatif du doigt sur la surface pour évaluer le contact, et d'autre part, son évolution permet de traduire une partie des contraintes dans le contact. C'est pourquoi nous proposons un contrôle des stimuli grâce à l'aire de contact.

6.3.1 Contrôle sur l'aire de contact

Comme décrit au chapitre 4 et dans la section précédente, les aires de contact définissant le contact d'un doigt sur une surface sont multiples. Afin de se rapprocher au plus près du comportement du contact, nous choisissons de réaliser le contrôle sur l'aire de contact réelle. Son approximation est donnée à des niveaux de grossissements à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière pour une mesure optique (≈ 300 nm), à l'échelle de la longueur d'onde ultrasonore pour une mesure acoustique (≈ 0.1 μm).

Modèle général

Le schéma de contrôle proposé est affiché à la figure 6.4. Ce schéma reprend l'architecture de la boucle de contrôle du chapitre 3. Afin d'améliorer la précision du modèle, la relation empirique du frottement en fonction de l'amplitude a été remplacée par le modèle de la lévitation ultrasonore qui permet de reconstruire cette relation en prenant en compte les paramètres mécaniques du doigt de l'utilisateur. Ces paramètres mécaniques agissent directement sur le système comme une perturbation extérieure. Cependant, contrairement au schéma de contrôle du chapitre 4, cette perturbation n'est pas directement corrigée mais va influencer le comportement du frottement du doigt et de sa lévitation par ondes ultrasonores. Le correcteur, quant à lui, va ajuster la force acoustique nécessaire à la lévitation.

La modélisation de la mesure de l'aire de contact est dépendante du moyen utilisé. En plus du bruit de mesure numérique, mécanique ou optique des capteurs utilisés, s'ajoute le bruit de mesure lié à la nature fractale du contact. Ce bruit caractérise la résolution à laquelle le contact peut être observé, et sa valeur détermine l'ordre de grandeur du bruit total de mesure. Pour une mesure optique, il semblerait que ce bruit soit bien inférieur à la plus petite des aspérités plastifiées de la peau. Pour une méthode de mesure par ondes ultrasonore, ce bruit n'est pas complètement connu et pourrait interférer avec la mesure de l'aire de contact.

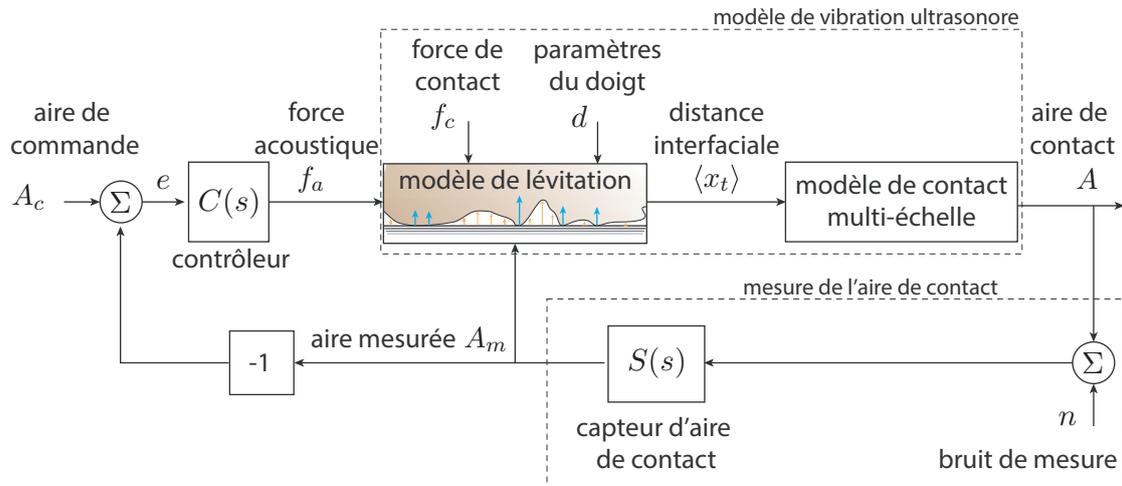


FIGURE 6.4 – Contrôle en boucle fermée de l'aire de contact d'un doigt sur une surface à vibration ultrasonore. L'aire de commande est comparée à sa mesure, un contrôleur ajuste la force acoustique qui agit directement sur le contact entre le doigt et la surface active. L'aire de contact modifiée est estimée grâce à une mesure optique ou acoustique de celle-ci. Cette estimation est utilisée pour mettre à jour le modèle de la lévitation, et comme référence pour le contrôleur.

Avec mesure de l'aire par l'impédance

Le schéma de contrôle proposé fonctionne avec plusieurs moyens de mesure d'aire de contact. La méthode proposée au chapitre 4 a l'avantage notoire de pouvoir estimer l'aire de contact sans ajout de capteur supplémentaire sur l'interface ultrasonore. Cette caractéristique lui permet de s'affranchir de dispositifs optiques volumineux réservés jusqu'alors aux manipulations scientifiques.

La méthode pour estimer l'aire de contact réelle avec les ondes ultrasonores acoustiques est décrite pleinement au chapitre 4. Cette méthode estime d'abord l'impédance du contact, puis, à travers le modèle de contact multi-échelle, estime l'aire de contact réelle à l'échelle de l'onde ultrasonore ($\approx 0.1 \mu\text{m}$ pour une fréquence de 40 kHz). Le schéma de contrôle associé à cette mesure est montré à la figure 6.5.

Cette estimation nécessite néanmoins plusieurs approximations et mesures annexes. Afin de mesurer l'aire de contact, le modèle associé à la vibration ultrasonore utilise des estimations :

- de la force de contact
- des paramètres mécaniques du doigt
- de l'aire apparente du contact

pour obtenir une mesure de l'aire réelle de contact. La force de contact est facilement mesurée avec un capteur de force normal. Les paramètres mécaniques du doigt peuvent être mesurés soit avec des dispositifs dédiés soit lors d'une phase de calibra-

tion avec une mesure de frottement ou d'aire de contact. L'aire de contact apparente peut être mesurée directement, ou approximée à un disque dont le diamètre est dépendant de la force normale. La phase de calibration peut être réalisée régulièrement lors de l'utilisation afin d'actualiser les paramètres du doigt, connus pour être variables.

Cette phase de calibration est un inconvénient majeur à l'utilisation de ce mode de contrôle. Elle peut néanmoins être réalisée sur seulement quelques points de mesures (de l'ordre de la milliseconde). La version la moins contraignante de cette calibration est d'utiliser des capteurs de forces latéraux et de chercher à optimiser les paramètres mécaniques du doigt afin de faire coïncider la prédiction avec la mesure. Néanmoins, il est possible de supposer des paramètres de doigt fixes et constants égaux à une valeur typique d'un doigt quelconque. Cette hypothèse induit un biais dans la mesure qui peut être acceptable en fonction des personnes et de la précision requise pour le contrôle.

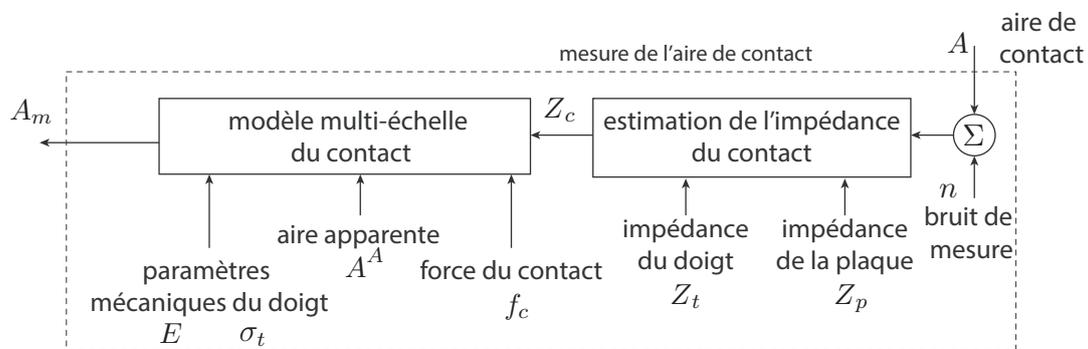


FIGURE 6.5 – Grossissement sur le schéma bloc de la mesure de l'aire de contact en utilisant la méthode acoustique. L'aire de contact actuelle est estimée à travers les oscillations amorties de la plaque, incluse dans l'impédance mécanique du contact. Cette impédance est ensuite insérée dans un modèle multi-échelles avec les estimations de l'aire apparente, de la force du contact, et des paramètres mécaniques du doigt, et sort l'aire de contact.

6.3.2 Contrôle simplifié basé sur l'impédance

Une solution pour se passer de calibration, et de capteurs annexes pour la mesure de force est de baser le contrôle uniquement sur les variations d'impédance. En effet, au chapitre 5, nous montrons que la variation d'impédance du système est corrélée au coefficient de frottement avec un coefficient de corrélation de Pearson de $\rho = 0.78 \pm 0.26$ pour chacun des sujets. Individuellement cette corrélation est forte, mais la variabilité inter-individuelle rend la corrélation globale faible. En d'autres termes, la variation d'impédance traduit la tendance des variations de frottement, mais la valeur de cette variation est très dépendante des paramètres mécaniques du doigt. Cette même corrélation est retrouvée dans le chapitre 4 entre l'impédance

du système et l'aire de contact. Cependant, la relation entre l'impédance et l'aire de contact se trouve être mieux approximée par une fonction puissance que par une fonction linéaire. De plus, les paramètres de la fonction dépendent non seulement des paramètres mécaniques de la peau, mais aussi, de la force acoustique et de la force de contact. On peut alors imaginer un contrôle basé sur cette relation empirique, dont les paramètres seraient dépendant de la valeur de l'impédance mécanique du doigt, et des forces, figure 6.6.

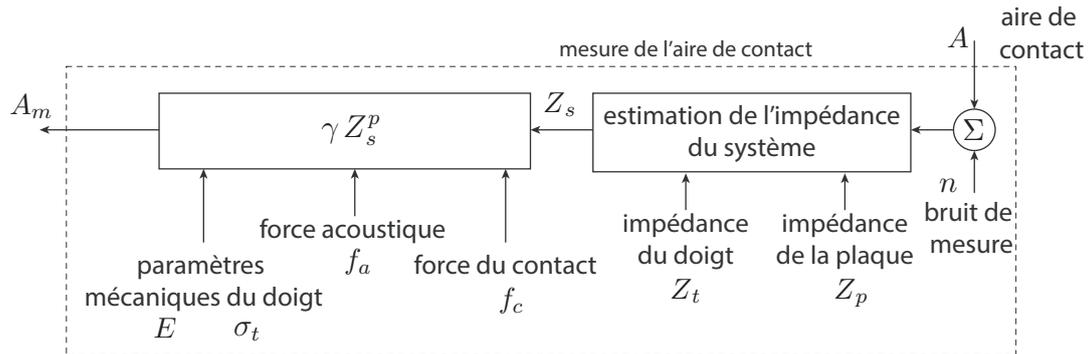


FIGURE 6.6 – Grossissement sur le schéma bloc de la mesure de l'aire de contact en utilisant l'impédance mécanique. L'impédance du système est estimée à partir des oscillations de la plaque. Cette impédance est ensuite utilisée dans une loi puissance, empirique, afin de déterminer l'aire de contact. Les paramètres de cette loi dépendent des paramètres mécaniques du doigt, de la force de contact, et de la force acoustique pour la lévitation.

Les erreurs de prédictions liées à ce mode de contrôle simplifié sur l'impédance dépendent largement du comportement mécanique du doigt en contact et de sa déviation par rapport au comportement empirique moyen. En effet, la force de contact et la force acoustique sont mesurées à chaque instant avec un capteur de force normale et en connaissant la tension d'entrée sur les actionneurs piézoélectriques. En revanche, l'impédance du doigt Z_t ne peut être mesurée que lorsque la vibration est faible. Cette valeur est utilisée pour les autres niveaux de vibration en faisant l'hypothèse que les ondes acoustiques ne modifient pas les paramètres mécaniques des tissus de la peau. Cependant, des variations de cette impédance sont possibles. Ils pourraient être causées, soit, par les ondes acoustiques directement, soit, par des phénomènes biologiques naturels comme la sudation (Pasumarty et al., 2011). Aussi, la rugosité de la peau σ_t , régissant le comportement du contact du doigt, est mesurée grâce à une optimisation sur ce paramètre avec un algorithme de Levenberg-Marquardt sur les estimations et les mesures d'aire de contact ou de frottement. Dans le mode simplifié de contrôle, où la mesure de frottement ou d'aire de contact est impossible, ce paramètre ne peut être estimé et sa valeur est prise comme étant la moyenne des valeurs mesurées dans les chapitre 4 et 5. L'incertitude sur ces deux paramètres liés au comportement mécanique du doigt apporte des erreurs non négligeables dans

l'estimation de l'aire de contact pour ce mode de contrôle simplifié, qui sera ensuite répercuté sur la commande. Le contrôleur devra alors être dimensionné de manière à filtrer efficacement l'estimation.

Un récapitulatif des modes de contrôle est présenté à la figure 6.7. Les temps de réponses sont des estimations qualitatives basées sur les calculs nécessaires pour la mesure. Néanmoins, les temps de réponses moyens des modes de contrôle en boucle ouverte et en boucle fermée sont quantitativement connus et sont de ≈ 70 ms et ≈ 30 ms respectivement. La variabilité est qualitativement indiquée et est basée sur les erreurs de mesures de chacun des modes de contrôle. Cependant, puisque les modes de contrôle sur l'aire de contact n'ont pas été implémentés, il n'est pas possible d'avoir leurs valeurs exacts.

Mode de contrôle	Variable de mesure	Capteurs nécessaires	Temps de réponse	Variabilité
Boucle ouverte			70 ms	250 mN
Boucle fermée sur le frottement	force de frottement	force latérale force normale	35 ms	20 mN
Boucle fermée sur l'aire de contact mesurée optiquement	aire de contact	dispositif optique caméra	lent (lourdeur du traitement d'images)	très faible
Boucle fermée sur l'aire de contact mesurée par ondes acoustique	aire de contact	élément piézoélectrique passif force latérale force normale	rapide	très faible
Boucle fermée sur l'impédance	impédance mécanique	élément piézoélectrique passif	très rapide	moyenne

FIGURE 6.7 – Récapitulatif des modes de contrôles. Les temps de réponses associés aux modes de contrôles sont des estimations basées sur les calculs nécessaires pour la mesure. La variabilité de la force de frottement du mode de contrôle est qualitativement indiquée afin de classier les modes entre eux.

6.3.3 Potentiel

L'intégration de l'estimation de l'aire de contact dans un contrôle en boucle fermée permettrait à la fois de maîtriser la variation de frottement d'un doigt sur une surface de la même manière que (Huloux et al., 2018b; Grigorii et al., 2020). Cependant, l'aire de contact amène des informations supplémentaires relative à la déformation de la pulpe (section 6.2.1), qui restent à être démontrées. De plus, l'estimation de l'aire

de contact a le net avantage sur la mesure du coefficient de frottement de pouvoir traduire l'adhérence du doigt sur la surface avant même que celui-ci ne glisse. Cette caractéristique permettrait de produire et contrôler des stimuli d'adhésion (Grigorii et al., 2019), et aussi, de reproduire des profils transitoires d'évolution d'aire de contact, caractéristiques des matériaux en contact (Sahli et al., 2018). Ces deux nouvelles possibilités permettraient d'améliorer le réalisme des stimuli produits sur ces interfaces. La simulation des matériaux pourrait être alors rendue avant la mise en glissement, lors du détachement du doigt et pendant le glissement.

7 Conclusion

Au cours de ces travaux, nous nous sommes intéressés en détail au contact entre un doigt et une interface haptique à modulation de frottement à vibration ultrasonore. L'étude de cette interaction a été menée à la lumière d'un modèle multi-échelle regroupant la dynamique des oscillations ultrasonores ($\approx 20 \mu\text{s}$), et la dynamique du contact ($\approx 1 \text{ ms}$). Cette étude a permis d'apporter des éléments de réponse aux questions posées dans l'introduction :

Comment contrôler le frottement du doigt ?

La méthode de création de stimuli tactiles est basée sur la modulation de frottement, par conséquent, nous avons réalisé une boucle de contrôle sur la force de frottement entre le doigt et la surface active grâce à un capteur de force dédié. Le contrôle sur cette force a permis de réguler efficacement les variabilités du frottement d'un doigt sur une interface haptique. Néanmoins, nous ne pouvons pas affirmer que ce contrôle permet la réalisation de stimuli non-équivoque, ni l'augmentation du réalisme des stimuli. Au contraire, les indices laissent penser que le contrôle sur cette variable n'est pas suffisant pour atteindre cet objectif.

Une des pistes que nous proposons dans notre travail est de baser le contrôle des stimuli sur la variable liée à l'aire de contact. Cette nouvelle variable permet de se rapprocher de la mesure de la déformation de la peau, qui est une des stimulations perçues par les mécanorécepteurs logés dans la peau du doigt.

Comment mesurer l'adhérence du doigt sur la surface active ?

D'après la théorie adhésive du frottement l'ensemble des micro-jonctions créées par le contact entre la peau et la surface ont un pouvoir adhésif participant à la résistance du frottement du contact. L'aire de contact réelle formée par l'ensemble des aspérités en contact est alors une bonne mesure de l'adhérence du doigt sur la plaque. Dans cette thèse nous mesurons l'aire de contact réelle à travers deux méthodes. La méthode d'imagerie avec un dispositif dédié, déjà éprouvée, et une nouvelle méthode basée sur la mesure de l'impédance mécanique d'une plaque oscillante. Cette seconde méthode se base sur la réflexion et l'absorption des ondes acoustiques produites par la surface active de l'interface afin de déduire la quantité de peau en contact avec la surface. Cette méthode auto-sensible permet de limiter le nombre de capteurs nécessaires pour la mesure.

Quel est l'influence des paramètres mécaniques du doigt sur la modulation de frottement par ondes ultrasonores ?

Le modèle construit pendant ces travaux permet de modéliser la raideur, la viscosité, et la masse, du doigt, impliqués dans le contact. Ces propriétés, incluses dans la valeur de l'impédance du doigt, ont un rôle primordial dans l'efficacité de la modulation de frottement par ondes ultrasonores. Néanmoins, ces valeurs ne doivent pas être considérées isolées ; c'est leur accord avec l'impédance de la plaque qui régit l'efficacité du phénomène de lévitation ultrasonore. Une bonne compatibilité entre ces deux entités est nécessaire pour ajuster l'énergie utilisée pour la modulation de frottement.

Perspectives

Les travaux associés à cette thèse ont ouvert la porte à de nouvelles perspectives d'observation et de contrôle du frottement sur des interfaces haptiques à modulation de frottement par ondes ultrasonores. La méthode de mesure de l'aire de contact à travers la réflexion et l'absorption des ondes acoustiques permet d'obtenir des informations de l'état de contact d'un doigt sur une surface en verre à chaque instant sans ajout de capteurs supplémentaires à l'interface.

Avant le glissement, cette mesure permet de rendre compte du pouvoir adhésif du contact, et prédire la force de frottement maximale que le contact pourrait développer avant le glissement. Nous pourrions alors imaginer de créer des stimuli tactiles avant ce glissement, ou à son moment exact, qui augmenteraient le réalisme de l'interaction. Aussi, cette mesure permettrait d'analyser le mécanisme de préhension qui servirait à des dispositifs de rééducation.

Lors du glissement, l'aire de contact suit une évolution particulière qui est associée au matériau en contact, et dans le cas du doigt, à ses propriétés mécaniques. Cette évolution semblerait être caractéristique au couple de matériaux en contact, alors, un contrôle de l'évolution de l'aire sur une surface haptique améliorerait grandement le réalisme de ces interfaces, et donc leur transparence. Les interfaces haptiques contrôlant en boucle fermée cette aire de contact pourront alors prétendre à des stimuli tactiles de haute fidélité, en concurrence avec des interfaces à retour d'effort.

Cette méthode de mesure peut s'étendre à des contacts avec d'autres matériaux et permettre alors la régulation fine de la préhension de pinces robotiques par exemple. En plus de cela, cette méthode est sensible, non seulement à ce qui compose le contact (dans le cas de la peau, les aspérités du *stratum corneum* les plus proéminentes), mais aussi aux couches plus profondes du matériau en contact (le derme pour la peau). Cette caractéristique permet alors d'observer les couches profondes des matériaux en contact et leur influence sur le frottement.

Bibliographie

- Alexander, H., Miller et DL (1979). « Determining skin thickness with pulsed ultrasound ». In : *Journal of Investigative Dermatology* 72.1. Publisher : Elsevier, p. 17-19 (cf. p. 20).
- Amberg, M., F. Giraud, B. Semail, P. Olivo, G. Casiez et N. Roussel (2011). « STIMTAC : a tactile input device with programmable friction ». In : *Proceedings of the 24th annual ACM symposium adjunct on User interface software and technology*, p. 7-8 (cf. p. 75).
- André, T., P. Lefèvre et J.-L. Thonnard (2010). « Fingertip Moisture Is Optimally Modulated During Object Manipulation ». In : *Journal of Neurophysiology* 103.1, p. 402-408 (cf. p. 20).
- André, T., P. Lefèvre et J.-L. Thonnard (2009). « A continuous measure of fingertip friction during precision grip ». In : *Journal of Neuroscience Methods* 179.2, p. 224-229 (cf. p. 23).
- André, T., V. Levesque, V. Hayward, P. Lefevre et J. L. Thonnard (2011). « Effect of skin hydration on the dynamics of fingertip gripping contact ». In : *Journal of The Royal Society Interface* 8.64, p. 1574-1583 (cf. p. 23, 60, 61, 106, 107).
- Andrews, S., J. Mora, J. Lang et W. S. Lee (2006). « Hapticast : a physically-based 3D game with haptic feedback ». In : *Proceedings of FuturePlay*. Publisher : Citeseer (cf. p. 30).
- Arcara, P. et C. Melchiorri (2002). « Control schemes for teleoperation with time delay : A comparative study ». In : *Robotics and Autonomous Systems* 38.1, p. 49-64 (cf. p. 29).
- Aymerich, F. et M. Pau (2004). « Assessment of nominal contact area parameters by means of ultrasonic waves ». In : *J. Trib.* 126.4, p. 639-645 (cf. p. 58).
- Ayyildiz, M., M. Scaraggi, O. Sirin, C. Basdogan et B. N. J. Persson (2018). « Contact mechanics between the human finger and a touchscreen under electroadhesion ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 115.50, p. 12668-12673 (cf. p. 23, 33, 34).
- Barquins, M. et A. D. Roberts (1986). « Rubber friction variation with rate and temperature : some new observations ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 19.4. Publisher : IOP Publishing, p. 547 (cf. p. 58).
- Barrea, A., D. C. Bulens, P. Lefevre et J.-L. Thonnard (2016). « Simple and Reliable Method to Estimate the Fingertip Static Coefficient of Friction in Precision Grip ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 9.4, p. 492-498 (cf. p. 24, 57).
- Barrea, A., B. P. Delhaye, P. Lefèvre et J.-L. Thonnard (2018). « Perception of partial slips under tangential loading of the fingertip ». In : *Scientific Reports* 8.1, p. 7032 (cf. p. 25, 110).

- Basdogan, C., F. Giraud, V. Levesque et S. Choi (2020). « A Review of Surface Haptics : Enabling Tactile Effects on Touch Surfaces ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 13.3, p. 450-470 (cf. p. 32).
- Basdogan, C., C.-H. Ho et M. A. Srinivasan (2001). « Virtual environments for medical training : graphical and haptic simulation of laparoscopic common bile duct exploration ». In : *IEEE/Asme Transactions On Mechatronics* 6.3. Publisher : IEEE, p. 269-285 (cf. p. 30).
- Bau, O., I. Poupyrev, A. Israr et C. Harrison (2010). « TeslaTouch : electrovibration for touch surfaces ». In : *Proceedings of the 23rd annual ACM symposium on User interface software and technology - UIST '10*. New York, New York, USA : ACM Press, p. 283 (cf. p. 32, 33, 35).
- Ben-David, O. et J. Fineberg (2011). « Static friction coefficient is not a material constant ». In : *Physical review letters* 106.25. Publisher : APS, p. 254301 (cf. p. 24).
- Bernard, C., J. Monnoyer et M. Wiertlewski (2018). « Harmonious textures : The perceptual dimensions of synthetic sinusoidal gratings ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 685-695 (cf. p. 55, 57, 75).
- Bernard, C., S. Ystad, J. Monnoyer et M. Wiertlewski (2020). « Detection of Friction-Modulated Textures is Limited by Vibrotactile Sensitivity ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 13.3, p. 542-551 (cf. p. 26, 93).
- Biet, M. (2007). « Conception et contrôle d'actionneurs électro-actifs dédiés à la stimulation tactile ». Thèse de doct. (cf. p. 38, 76).
- Biet, M., F. Giraud et B. Lemaire-Semail (2007). « Squeeze film effect for the design of an ultrasonic tactile plate ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 54.12, p. 2678-2688 (cf. p. 14, 36, 42, 45, 75).
- Biet, M., G. Casiez, F. Giraud et B. Lemaire-Semail (2008). « Discrimination of virtual square gratings by dynamic touch on friction based tactile displays ». In : *2008 symposium on haptic interfaces for virtual environment and teleoperator systems*. IEEE, p. 41-48 (cf. p. 57).
- Bochereau, S., B. Dzidek, M. Adams et V. Hayward (2017). « Characterizing and Imaging Gross and Real Finger Contacts under Dynamic Loading ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 10.4, p. 456-465 (cf. p. 60, 106, 107).
- Bouzit, M., G. Burdea, G. Popescu et R. Boian (2002). « The Rutgers Master II-new design force-feedback glove ». In : *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 7.2, p. 256-263 (cf. p. 31).
- Bowden, F. P., F. P. Bowden et D. Tabor (2001). *The friction and lubrication of solids*. T. 1. Oxford university press (cf. p. 37, 91, 106, 109).
- Cadore, G. et A. M. Smith (1996). « Friction, not texture, dictates grip forces used during object manipulation ». In : *Journal of Neurophysiology* 75.5, p. 1963-1969 (cf. p. 57).
- Casiez, G., N. Roussel, R. Vanbelleghem et F. Giraud (2011). « Surfpad : riding towards targets on a squeeze film effect ». In : *Proceedings of the SIGCHI Conference on Human Factors in Computing Systems*, p. 2491-2500 (cf. p. 75).

- Chimata, G. P. et C. J. Schwartz (2015). « Investigation of friction mechanisms in finger pad sliding against surfaces of varying roughness ». In : *Biotribology* 3. Publisher : Elsevier, p. 11-19 (cf. p. 23).
- Chladni, E. F. F. (1830). *Die akustik*. Breitkopf & Härtel (cf. p. 39).
- Choi, C., Y. Ma, X. Li, X. Ma et M. C. Hipwell (2021). « Finger Pad Topography beyond Fingerprints : Understanding the Heterogeneity Effect of Finger Topography for Human–Machine Interface Modeling ». In : *ACS Applied Materials & Interfaces*. Publisher : ACS Publications (cf. p. 107).
- Choi, S. et K. J. Kuchenbecker (2013). « Vibrotactile Display : Perception, Technology, and Applications ». In : *Proceedings of the IEEE* 101.9, p. 2093-2104 (cf. p. 32).
- Daly, C. H. (1982). « Biomechanical Properties of Dermis ». In : *Journal of Investigative Dermatology* 79.1, p. 17-20 (cf. p. 19).
- Delhaye, B., P. Lefevre et J.-L. Thonnard (2014). « Dynamics of fingertip contact during the onset of tangential slip ». In : *Journal of The Royal Society Interface* 11.100, p. 20140698-20140698 (cf. p. 23, 60, 106, 107, 110).
- Delhaye, B., A. Barrea, B. B. Edin, P. Lefèvre et J.-L. Thonnard (2016). « Surface strain measurements of fingertip skin under shearing ». In : *Journal of The Royal Society Interface* 13.115, p. 20150874 (cf. p. 25, 106, 110).
- Derler, S., L.-C. Gerhardt, A. Lenz, E. Bertaux et M. Hadad (2009). « Friction of human skin against smooth and rough glass as a function of the contact pressure ». In : *Tribology International* 42.11-12, p. 1565-1574 (cf. p. 20, 23).
- Dinç, O. S., C. M. Ettles, S. J. Calabrese et H. A. Scarton (1991). « Some Parameters Affecting Tactile Friction ». In : *Journal of Tribology* 113.3, p. 512 (cf. p. 23).
- Dzidek, B., M. Adams, Z. Zhang, S. Johnson, S. Bochereau et V. Hayward (2014). « Role of Occlusion in Non-Coulombic Slip of the Finger Pad ». In : *Haptics : Neuroscience, Devices, Modeling, and Applications*. T. 8618. Series Title : Lecture Notes in Computer Science. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, p. 109-116 (cf. p. 24).
- Dzidek, B., M. J. Adams, J. W. Andrews, Z. Zhang et S. A. Johnson (2017a). « Contact mechanics of the human finger pad under compressive loads ». In : *Journal of The Royal Society Interface* 14.127. Publisher : The Royal Society, p. 20160935 (cf. p. 23, 71, 78, 106, 107).
- Dzidek, B., S. Bochereau, S. A. Johnson, V. Hayward et M. J. Adams (2017b). « Why pens have rubbery grips ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 114.41, p. 10864-10869 (cf. p. 23, 24, 60, 106, 107).
- Elias, P. M. et D. S. Friend (1975). « The permeability barrier in mammalian epidermis. » In : *Journal of Cell Biology* 65.1, p. 180-191 (cf. p. 20).
- Ferrell, W. R. (1966). « Delayed force feedback ». In : *Human factors* 8.5. Publisher : SAGE Publications Sage CA : Los Angeles, CA, p. 449-455 (cf. p. 29).
- Friesen, R. F., M. Wiertlewski et J. E. Colgate (2016). « The role of damping in ultrasonic friction reduction ». In : *2016 IEEE Haptics Symposium (HAPTICS)*. Philadelphia, PA : IEEE, p. 167-172 (cf. p. 15, 36, 39, 78, 82, 100).
- Friesen, R. F., M. Wiertlewski, M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2015). « Bioinspired artificial fingertips that exhibit friction reduction when subjected to transverse

- ultrasonic vibrations ». In : *2015 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Evanston, IL : IEEE, p. 208-213 (cf. p. 78, 100).
- Friesen, R. F., M. Wiertlewski, M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2017). « The contribution of air to ultrasonic friction reduction ». In : *2017 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Munich, Germany : IEEE, p. 517-522 (cf. p. 38, 76, 77).
- Fukino, K. (1998). « Lens barrel with built-in ultrasonic motor, camera having lens barrel and method ». Publisher : Google Patents (cf. p. 35).
- Garcia-Valle, G., M. Ferre, J. Brenosa et D. Vargas (2018). « Evaluation of Presence in Virtual Environments : Haptic Vest and User's Haptic Skills ». In : *IEEE Access* 6, p. 7224-7233 (cf. p. 31).
- Gennisson, J.-L., T. Baldeweck, M. Tanter, S. Catheline, M. Fink, L. Sandrin, C. Cornillon et B. Querleux (2004). « Assessment of elastic parameters of human skin using dynamic elastography ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 51.8. Publisher : IEEE, p. 980-989 (cf. p. 20).
- Giraud, F., T. Hara, C. Giraud-Audine, M. Amberg, B. Lemaire-Semail et M. Takasaki (2018). « Evaluation of a friction reduction based haptic surface at high frequency ». In : *2018 IEEE Haptics Symposium (HAPTICS)*. San Francisco, CA : IEEE, p. 210-215 (cf. p. 21, 41, 78).
- Giusto, G., V. Caramello, F. Comino, C. Bellino et M. Gandini (2016). « A Pressure-Sensitive Glove for Standardization of the Force Applied During Distal Forelimb Flexion Tests in Horses ». In : *Journal of Equine Veterinary Science* 43, p. 77-81 (cf. p. 31).
- Greenwood, J. A. et J. P. Williamson (1966). « Contact of nominally flat surfaces ». In : *Proceedings of the royal society of London. Series A. Mathematical and physical sciences* 295.1442. Publisher : The Royal Society London, p. 300-319 (cf. p. 23).
- Grigorii, R. et J. E. Colgate (2020). « Closed Loop Application of Electroadhesion for Increased Precision in Texture Rendering ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 13.1, p. 253-258 (cf. p. 15, 28, 56, 57, 72, 105, 111, 116).
- Grigorii, R., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2019). « Stiction rendering in touch ». In : *2019 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Tokyo, Japan : IEEE, p. 13-18 (cf. p. 57, 72, 111, 117).
- Grimnes, S. (1983). « Electrovibration, cutaneous sensation of microampere current ». In : *Acta Physiol Scand*, p. 7 (cf. p. 33).
- Gueorguiev, D., S. Bochereau, A. Mouraux, V. Hayward et J.-L. Thonnard (2016). « Touch uses frictional cues to discriminate flat materials ». In : *Scientific Reports* 6.1, p. 25553 (cf. p. 31, 57, 111).
- Gueorguiev, D., A. Kaci, M. Amberg, F. Giraud et B. Lemaire-Semail (2018). « Travelling ultrasonic wave enhances keyclick sensation ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 302-312 (cf. p. 75).
- Guo, J., J. Leng et J. Rossiter (2020). « Electroadhesion Technologies for Robotics : A Comprehensive Review ». In : *IEEE Transactions on Robotics* 36.2. Conference Name : IEEE Transactions on Robotics, p. 313-327 (cf. p. 33).

- Hayward, V., O. R. Astley, M. Cruz-Hernandez, D. Grant et G. Robles-De-La-Torre (2004). « Haptic interfaces and devices ». In : *Sensor review*. Publisher : Emerald Group Publishing Limited (cf. p. 15, 30).
- Hudin, C. (2017). « Local friction modulation using non-radiating ultrasonic vibrations ». In : *2017 IEEE World Haptics Conference (WHC)* (cf. p. 75).
- Huloux, N., C. Bernard, J. Monnoyer et M. Wiertlewski (2018a). « Demo - ID39 - FOIL 2.0 : Force-feedback Surface-Haptics Trackpad ». In : *2018 IEEE Eurohaptic* (cf. p. 42).
- Huloux, N., C. Bernard et M. Wiertlewski (2020). « Estimation of the Modulation of Friction from the Mechanical Impedance Variations ». In : *IEEE Transactions on Haptics*. Publisher : IEEE (cf. p. 58, 63-65, 70, 75, 106).
- Huloux, N., J. Monnoyer, M. Boyron et M. Wiertlewski (2018b). « Overcoming the variability of fingertip friction with surface-haptic force-feedback ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 326-337 (cf. p. 15, 28, 32, 45, 72, 102, 106, 116).
- Huloux, N., L. Willemet et M. Wiertlewski (2021). « How to measure the area of real contact of skin on glass ». In : *IEEE Transactions on Haptics - In Press*. Publisher : IEEE (cf. p. 57, 109).
- Ilssar, D. et I. Bucher (2017). « The effect of acoustically levitated objects on the dynamics of ultrasonic actuators ». In : *Journal of Applied Physics* 121.11, p. 114504 (cf. p. 75).
- Jamison, C. E., R. D. Marangoni et A. A. Glaser (1968). « Viscoelastic properties of soft tissue by discrete model characterization ». In : *J. Manuf. Sci. Eng.* (cf. p. 20, 78).
- Janko, M., M. Wiertlewski et Y. Visell (2018). « Contact geometry and mechanics predict friction forces during tactile surface exploration ». In : *Scientific Reports* 8.1, p. 4868 (cf. p. 111).
- Jansen, Y., T. Karrer et J. Borchers (2010). « MudPad : tactile feedback and haptic texture overlay for touch surfaces ». In : *ACM International Conference on Interactive Tabletops and Surfaces - ITS '10*. Saarbrücken, Germany : ACM Press, p. 11 (cf. p. 32).
- Jindrich, D. L., Y. Zhou, T. Becker et J. T. Dennerlein (2003). « Non-linear viscoelastic models predict fingertip pulp force-displacement characteristics during voluntary tapping ». In : *Journal of Biomechanics* 36. Publisher : Citeseer, p. 497-503 (cf. p. 20, 78).
- Johansson, R. S. et A. B. Vallbo (1979). « Tactile sensibility in the human hand : relative and absolute densities of four types of mechanoreceptive units in glabrous skin. » In : *The Journal of Physiology* 286.1, p. 283-300 (cf. p. 25).
- Johansson, R. S. et G. Westling (1984). « Roles of glabrous skin receptors and sensorimotor memory in automatic control of precision grip when lifting rougher or more slippery objects ». In : *Exp Brain Res*, p. 15 (cf. p. 25, 57).
- Johnsen, A. et K. Rahbek (1923). « A physical phenomenon and its applications to telegraphy, telephony, etc. » In : *Journal of the Institution of Electrical Engineers* 61.320, p. 713-725 (cf. p. 33).

- Jones, P. H., S. Harper et F. M. Watt (1995). « Stem cell patterning and fate in human epidermis ». In : *Cell* 80.1, p. 83-93 (cf. p. 20).
- Kaci, A., A. Torres, F. Giraud, C. Giraud-Audine, M. Amberg et B. Lemaire-Semail (2019). « Fundamental Acoustical Finger Force Calculation for Out-of-Plane Ultrasonic Vibration and its Correlation with Friction Reduction ». In : *2019 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Tokyo, Japan : IEEE, p. 413-418 (cf. p. 58, 72, 76, 82, 101, 102).
- Kajimoto, H., N. Kawakami, T. Maeda et S. Tachi (1999). « Tactile Feeling Display using Functional Electrical Stimulation ». In : *ICAT*, p. 8 (cf. p. 32).
- Kendall (1971). « An ultrasonic study of the area of contact between stationary and sliding surfaces ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 323.1554, p. 321-340 (cf. p. 58, 106).
- Kern, T. A. et R. Werthschützky (2008). « Studies of the mechanical impedance of the index finger in multiple dimensions ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 175-180 (cf. p. 20, 78).
- Khojasteh, B., M. Janko et Y. Visell (2018). « Complexity, rate, and scale in sliding friction dynamics between a finger and textured surface ». In : *Scientific Reports* 8.1, p. 13710 (cf. p. 23).
- Kim, W. S. (1992). « Developments of new force reflecting control schemes and an application to a teleoperation training simulator ». In : *Proceedings 1992 IEEE International Conference on Robotics and Automation*. IEEE Computer Society, p. 1412-1413 (cf. p. 29).
- Kovalev, A. E., K. Denning, B. N. Persson et S. N. Gorb (2014). « Surface topography and contact mechanics of dry and wet human skin ». In : *Beilstein journal of nanotechnology* 5.1. Publisher : Beilstein-Institut, p. 1341-1348 (cf. p. 23, 60, 107).
- Krick, B. A., J. R. Vail, B. N. J. Persson et W. G. Sawyer (2012). « Optical In Situ Micro Tribometer for Analysis of Real Contact Area for Contact Mechanics, Adhesion, and Sliding Experiments ». In : *Tribology Letters* 45.1, p. 185-194 (cf. p. 23, 60, 106, 107).
- Królikowski, J. et J. Szczepek (1991). « Prediction of contact parameters using ultrasonic method ». In : *Wear* 148.1, p. 181-195 (cf. p. 58).
- Kurosawa, M., M. Takahashi et T. Higuchi (1996). « Ultrasonic linear motor using surface acoustic waves ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 43.5, p. 901-906 (cf. p. 35).
- Lawrence, D. A. (1993). « Stability and transparency in bilateral teleoperation ». In : *IEEE transactions on robotics and automation* 9.5. Publisher : IEEE, p. 624-637 (cf. p. 28, 29).
- Levesque, V., L. Oram, K. MacLean, A. Cockburn, N. D. Marchuk, D. Johnson, J. E. Colgate et M. A. Peshkin (2011). « Enhancing physicality in touch interaction with programmable friction ». In : *Proceedings of the 2011 annual conference on Human factors in computing systems - CHI '11*. Vancouver, BC, Canada : ACM Press, p. 2481 (cf. p. 32, 75).
- Levin, M. D. (2016). « Virtual detents through vibrotactile feedback ». Publisher : Google Patents (cf. p. 32).

- Lin, H.-T., T.-F. Hong et W.-L. Li (2015). « Grip Performance Affected by Water-Induced Wrinkling of Fingers ». In : *Tribology Letters* 58.3, p. 38 (cf. p. 71).
- Linjama, J. et V. Mäkinen (2009). « E-Sense screen : Novel haptic display with Capacitive Electro-sensory Interface ». In : *HAID 2009, 4th Workshop for Haptic and Audio Interaction Design*, p. 2 (cf. p. 35).
- Loomis, J. M. et C. C. Collins (1978). « Sensitivity to shifts of a point stimulus : An instance of tactile hyperacuity ». In : *Perception & Psychophysics* (cf. p. 26).
- Lotters, J. C., W. Olthuis, P. H. Veltink et P. Bergveld (1999). « A sensitive differential capacitance to voltage converter for sensor applications ». In : *IEEE transactions on instrumentation and measurement* 48.1. Publisher : IEEE, p. 89-96 (cf. p. 50, 52).
- Madison, K. C. (2003). « Barrier Function of the Skin : “La Raison d’Être” of the Epidermis ». In : *Journal of Investigative Dermatology* 121.2, p. 231-241 (cf. p. 20).
- Mallinckrodt, E., A. L. Hughes et W. Sleator (1953). « Perception by the Skin of Electrically Induced Vibrations ». In : *Science* 118.3062, p. 277-278 (cf. p. 33).
- Mandelbrot, B. (1967). « How Long Is the Coast of Britain? Statistical Self-Similarity and Fractional Dimension ». In : *Science* 156.3775, p. 636-638 (cf. p. 60).
- Marchuk, N. D., J. E. Colgate et M. A. Peshkin (2010). « Friction measurements on a large area TPaD ». In : *Haptics Symposium, 2010 IEEE*. IEEE, p. 317-320 (cf. p. 40-42).
- McGrath, J. A., R. A. J. Eady et F. M. Pope (2004). « Anatomy and Organization of Human Skin ». In : *Rook’s textbook of dermatology*, p. 15 (cf. p. 20).
- Merians, A. S. et S. V. Adamovich (2011). « Learning in a Virtual Environment Using Haptic Systems for Movement Re-Education : Can This Medium Be Used for Remodeling other Behaviors and Actions? » In : *Journal of Diabetes Science and Technology* 5.2, p. 8 (cf. p. 30).
- Messaoud, W. B., M. Amberg, B. Lemaire-Semail, F. Giraud et M.-A. Bueno (2015a). « High fidelity closed loop controlled friction in SMARTTAC tactile stimulator ». In : *2015 17th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE’15 ECCE-Europe)*. Geneva : IEEE, p. 1-9 (cf. p. 15, 28, 46, 54, 55, 72, 102).
- Messaoud, W. B., M.-A. Bueno et B. Lemaire-Semail (2016a). « Relation between human perceived friction and finger friction characteristics ». In : *Tribology International* 98, p. 261-269 (cf. p. 102).
- Messaoud, W. B., F. Giraud, B. Lemaire-Semail, M. Amberg et M.-A. Bueno (2016b). « Amplitude control of an ultrasonic vibration for a tactile stimulator ». In : *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 21.3. Publisher : IEEE, p. 1692-1701 (cf. p. 81).
- Messaoud, W. B., E. Vezzoli, F. Giraud et B. Lemaire-Semail (2015b). « Pressure dependence of friction modulation in ultrasonic devices ». In : *Work-in-Progress in World Haptics Conference (WHC)*, p. 3 (cf. p. 36, 38, 77).
- Meyer, D. J., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2013). « Fingertip friction modulation due to electrostatic attraction ». In : *2013 World Haptics Conference (WHC)*. Daejeon : IEEE, p. 43-48 (cf. p. 34).
- Meyer, D. J., M. Wiertelowski, M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2014). « Dynamics of ultrasonic and electrostatic friction modulation for rendering texture on haptic

- surfaces ». In : *Haptics Symposium (HAPTICS), 2014 IEEE*. IEEE, p. 63-67 (cf. p. 34, 41, 46, 47, 55).
- Minikes, A. et I. Bucher (2006). « Comparing numerical and analytical solutions for squeeze-film levitation force ». In : *Journal of Fluids and Structures* 22.5, p. 713-719 (cf. p. 36).
- Minikes, A. et I. Bucher (2003). « Coupled dynamics of a squeeze-film levitated mass and a vibrating piezoelectric disc : numerical analysis and experimental study ». In : *Journal of Sound and Vibration* 263.2, p. 241-268 (cf. p. 36, 86).
- Minikes, A., I. Bucher et S. Haber (2004). « Levitation force induced by pressure radiation in gas squeeze films ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 116.1, p. 217-226 (cf. p. 36).
- Minsky, M., O.-y. Ming, O. Steele, F. P. Brooks Jr et M. Behensky (1990). « Feeling and seeing : issues in force display ». In : *Proceedings of the 1990 symposium on Interactive 3D graphics*, p. 235-241 (cf. p. 45).
- Minsky, M. D. R. (1995). « Computational haptics : the sandpaper system for synthesizing texture for a force-feedback display ». PhD Thesis. Massachusetts Institute of Technology (cf. p. 14).
- Monnoyer, J., E. Diaz, C. Bourdin et M. Wiertelwski (2016). « Ultrasonic Friction Modulation While Pressing Induces a Tactile Feedback ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 171-179 (cf. p. 32).
- Monnoyer, J., E. Diaz, C. Bourdin et M. Wiertelwski (2018). « Perception of Ultrasonic Switches Involves Large Discontinuity of the Mechanical Impedance ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 11.4, p. 579-589 (cf. p. 31, 41, 75, 78, 79, 82, 94, 102).
- Monnoyer, J. et M. Wiertelwski (2017). « Optimal Skin Impedance Promotes Ultrasonic Switches Perception ». In : (cf. p. 45, 75, 83, 100, 105).
- Mullenbach, J., D. Johnson, J. E. Colgate et M. A. Peshkin (2012). « ActivePaD surface haptic device ». In : *Haptics Symposium (HAPTICS), 2012 IEEE*. IEEE, p. 407-414 (cf. p. 42).
- Nagatani, K. et al. (2013). « Emergency response to the nuclear accident at the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plants using mobile rescue robots : Emergency Response to the Fukushima Nuclear Accident using Rescue Robots ». In : *Journal of Field Robotics* 30.1, p. 44-63 (cf. p. 28).
- Norman, D. (2013). *The design of everyday things : Revised and expanded edition*. Basic books (cf. p. 19).
- Olsson, H., K. J. Aström, C. C. De Wit, M. Gäfvert et P. Lischinsky (1998). « Friction models and friction compensation ». In : *Eur. J. Control* 4.3, p. 176-195 (cf. p. 15).
- Passenberg, C., A. Peer et M. Buss (2010). « A survey of environment-, operator-, and task-adapted controllers for teleoperation systems ». In : *Mechatronics* 20.7, p. 787-801 (cf. p. 28).
- Pasumarty, S. M., S. A. Johnson, S. A. Watson et M. J. Adams (2011). « Friction of the Human Finger Pad : Influence of Moisture, Occlusion and Velocity ». In : *Tribology Letters* 44.2, p. 117-137 (cf. p. 15, 23, 45, 58, 72, 101, 102, 106, 115).

- Pau, M., F. Aymerich et F. Ginesu (2000). « Ultrasonic measurements of nominal contact area and contact pressure in a wheel-rail system ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F : Journal of Rail and Rapid Transit* 214.4. Publisher : SAGE Publications Sage UK : London, England, p. 231-243 (cf. p. 58).
- Payne, P. A. (1991). « Measurement of properties and function of skin ». In : *Clinical Physics and Physiological Measurement* 12.2. Publisher : IOP Publishing, p. 105 (cf. p. 19).
- Perret, J. et E. V. Poorten (2018). « Touching Virtual Reality : a Review of Haptic Gloves ». In : *ACTUATOR 2018; 16th International Conference on New Actuators*, p. 6 (cf. p. 31).
- Persson, B. N. J. (2014). « On the Fractal Dimension of Rough Surfaces ». In : *Tribology Letters* 54.1, p. 99-106 (cf. p. 22, 71).
- Persson, B. N. J. (2007). « Relation between Interfacial Separation and Load : A General Theory of Contact Mechanics ». In : *Physical Review Letters* 99.12, p. 125502 (cf. p. 23, 78, 86, 101).
- Persson, B. N. J. (2006). « Contact mechanics for randomly rough surfaces ». In : *Surface science reports* 61.4. Publisher : Elsevier, p. 201-227 (cf. p. 22).
- Persson, B. N. J., O. Albohr, C. Creton et V. Peveri (2004a). « Contact area between a viscoelastic solid and a hard, randomly rough, substrate ». In : *The Journal of chemical physics* 120.18. Publisher : American Institute of Physics, p. 8779-8793 (cf. p. 37, 57, 59, 67).
- Persson, B. N. J., O. Albohr, U. Tartaglino, A. I. Volokitin et E. Tosatti (2004b). « On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion ». In : *Journal of physics : Condensed matter* 17.1. Publisher : IOP Publishing, R1 (cf. p. 22).
- Persson, B. N. J., A. Kovalev et S. N. Gorb (2013). « Contact Mechanics and Friction on Dry and Wet Human Skin ». In : *Tribology Letters* 50.1, p. 17-30 (cf. p. 22, 23, 59, 107).
- Platkiewicz, J., H. Lipson et V. Hayward (2016). « Haptic edge detection through shear ». In : *Scientific reports* 6.1. Publisher : Nature Publishing Group, p. 1-10 (cf. p. 106).
- Popova, E. et V. L. Popov (2015). « The research works of Coulomb and Amontons and generalized laws of friction ». In : *Friction* 3.2. Publisher : Springer, p. 183-190 (cf. p. 22).
- Prasad, M., P. Taelle, D. Goldberg et T. A. Hammond (2014). « HaptiMoto : turn-by-turn haptic route guidance interface for motorcyclists ». In : *Proceedings of the 32nd annual ACM conference on Human factors in computing systems - CHI '14*. Toronto, Ontario, Canada : ACM Press, p. 3597-3606 (cf. p. 31).
- Prevost, A., J. Scheibert et G. Debrégeas (2009). « Effect of fingerprints orientation on skin vibrations during tactile exploration of textured surfaces ». In : *Communicative & Integrative Biology* 2.5, p. 422-424 (cf. p. 20).
- Prevost, A., J. Scheibert et G. Debrégeas (2013). « Probing the micromechanics of a multi-contact interface at the onset of frictional sliding ». In : *The European Physical Journal E* 36.2. Publisher : Springer, p. 1-12 (cf. p. 20).

- Ramstein, C. et V. Hayward (1994). « The pantograph : a large workspace haptic device for multimodal human computer interaction ». In : *Conference companion on Human factors in computing systems*, p. 57-58 (cf. p. 30).
- Rice, J. R. et A. L. Ruina (1983). « Stability of Steady Frictional Slipping ». In : *Journal of Applied Mechanics* 50.2, p. 343 (cf. p. 24).
- Robles-De-La-Torre, G. et V. Hayward (2001). « Force can overcome object geometry in the perception of shape through active touch ». In : *Nature* 412.6845, p. 445-448 (cf. p. 14, 30, 45, 111).
- Robles-De-La-Torre, G. et V. Hayward (2000). « Virtual surfaces and haptic shape perception ». In : *Proceedings ASME IMECE Symposium on Haptic Interfaces for Virtual Environments and Teleoperator Systems*. T. 69, p. 2 (cf. p. 30).
- Rognon, C., M. Koehler, C. Duriez, D. Floreano et A. M. Okamura (2019). « Soft Haptic Device to Render the Sensation of Flying Like a Drone ». In : *IEEE Robotics and Automation Letters* 4.3, p. 2524-2531 (cf. p. 31).
- Romano, J. M., R. J. Webster et A. M. Okamura (2007). « Teleoperation of Steerable Needles ». In : *Proceedings 2007 IEEE International Conference on Robotics and Automation*. ISSN : 1050-4729. Rome, Italy : IEEE, p. 934-939 (cf. p. 28).
- Rubinstein, S. M., G. Cohen et J. Fineberg (2004). « Detachment fronts and the onset of dynamic friction ». In : *Nature* 430.7003, p. 1005-1009 (cf. p. 25).
- Sahli, R., G. Pallares, C. Ducottet, I. E. Ben Ali, S. Al Akhrass, M. Guibert et J. Scheibert (2018). « Evolution of real contact area under shear and the value of static friction of soft materials ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 115.3, p. 471-476 (cf. p. 23-25, 58, 60, 62, 71, 106, 107, 110, 117).
- Salbu, E. O. J. (1964). « Compressible squeeze films and squeeze bearings ». In : *J. Fluids Eng.* (cf. p. 14, 35, 77).
- Saleem, M. K., C. Yilmaz et C. Basdogan (2018). « Psychophysical Evaluation of Change in Friction on an Ultrasonically-Actuated Touchscreen ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 11.4, p. 599-610 (cf. p. 31, 75).
- Scheibert, J., G. Debregeas et A. Prevost (2010). « A MEMS-based tactile sensor to study human digital touch : mechanical transduction of the tactile information and role of fingerprints ». In : *EPJ Web of Conferences*. T. 6. EDP Sciences, p. 21006 (cf. p. 20).
- Scheibert, J., S. Leurent, A. Prevost et G. Debregeas (2009). « The Role of Fingerprints in the Coding of Tactile Information Probed with a Biomimetic Sensor ». In : *Science* 323.5920, p. 1503-1506 (cf. p. 20).
- Sednaoui, T., E. Vezzoli, B. Dzidek, B. Lemaire-Semail, C. Chappaz et M. Adams (2015). « Experimental evaluation of friction reduction in ultrasonic devices ». In : *2015 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Evanston, IL : IEEE, p. 37-42 (cf. p. 45, 107).
- Shao, F., T. H. Childs et B. Henson (2009). « Developing an artificial fingertip with human friction properties ». In : *Tribology International* 42.11-12, p. 1575-1581 (cf. p. 23).
- Shinohara, M., Y. Shimizu et A. Mochizuki (1998). « Three-dimensional tactile display for the blind ». In : *IEEE Transactions on Rehabilitation Engineering* 6.3, p. 249-256 (cf. p. 32).

- Shrewsbury, M. et R. K. Johnson (1975). « The fascia of the distal phalanx. » In : *The Journal of bone and joint surgery. American volume* 57.6, p. 784-788 (cf. p. 19).
- Shultz, C. D., J. E. Colgate et M. Peshkin (2017a). « Demo - D2.74 - Electroadhesive Audio-Tactile-Visual Workstation ». In : *2017 IEEE World Haptics Conference (WHC)* (cf. p. 35).
- Shultz, C. D., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2017b). « The Application of Tactile, Audible, and Ultrasonic Forces to Human Fingertips Using Broadband Electroadhesion ». In : *IEEE transactions on haptics*, p. 6 (cf. p. 34, 45).
- Shultz, C. D., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2018). « On the electrical characterization of electroadhesive displays and the prominent interfacial gap impedance associated with sliding fingertips ». In : *2018 IEEE Haptics Symposium (HAPTICS)*. San Francisco, CA : IEEE, p. 151-157 (cf. p. 79).
- Shultz, C. D., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2015). « Surface haptics via electroadhesion : Expanding electrovibration with Johnsen and Rahbek ». In : *World Haptics Conference (WHC), 2015 IEEE*. IEEE, p. 57-62 (cf. p. 33).
- Silver, F. H., J. W. Freeman et D. DeVore (2001). « Viscoelastic properties of human skin and processed dermis ». In : *Skin research and technology* 7.1. Publisher : Wiley Online Library, p. 18-23 (cf. p. 19).
- Siyon Zhao, A. Israr et R. Klatzky (2015). « Intermanual apparent tactile motion on handheld tablets ». In : *2015 IEEE World Haptics Conference (WHC)*. Evanston, IL : IEEE, p. 241-247 (cf. p. 32).
- Skedung, L., M. Arvidsson, J. Y. Chung, C. M. Stafford, B. Berglund et M. W. Rutland (2013). « Feeling Small : Exploring the Tactile Perception Limits ». In : *Scientific Reports* 3.1, p. 2617 (cf. p. 26).
- Smith, A. M., C. E. Chapman, M. Deslandes, J.-S. Langlais et M.-P. Thibodeau (2002). « Role of friction and tangential force variation in the subjective scaling of tactile roughness ». In : *Experimental brain research* 144.2. Publisher : Springer, p. 211-223 (cf. p. 57).
- Sonar, H. A., A. P. Gerratt, S. P. Lacour et J. Paik (2020). « Closed-Loop Haptic Feedback Control Using a Self-Sensing Soft Pneumatic Actuator Skin ». In : *Soft Robotics* 7.1, p. 22-29 (cf. p. 32).
- Soneda, T. et K. Nakano (2010). « Investigation of vibrotactile sensation of human fingerpads by observation of contact zones ». In : *Tribology International* 43.1-2, p. 210-217 (cf. p. 71).
- Srinivasan, M. A. (1989). « Surface deflection of primate fingertip under line load ». In : *Journal of Biomechanics* 22.4, p. 343-349 (cf. p. 20).
- Stanley, A. A., J. C. Gwilliam et A. M. Okamura (2013). « Haptic jamming : A deformable geometry, variable stiffness tactile display using pneumatics and particle jamming ». In : *2013 World Haptics Conference (WHC)*. Daejeon : IEEE, p. 25-30 (cf. p. 32).
- Steuer, J. (1992). « Defining Virtual Reality : Dimensions Determining Telepresence ». In : *Journal of Communication* 42.4, p. 73-93 (cf. p. 29).
- Stigler, S. M. (1995). « Galton and identification by fingerprints ». In : *Genetics* 140.3. Publisher : Genetics Society of America, p. 857 (cf. p. 20).

- Tada, M. et T. Kanade (2004). « An imaging system of incipient slip for modelling how human perceives slip of a fingertip ». In : *The 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*. T. 1. IEEE, p. 2045-2048 (cf. p. 60, 106, 107).
- Tang, H. et D. J. Beebe (1998). « A microfabricated electrostatic haptic display for persons with visual impairments ». In : *IEEE Transactions on rehabilitation engineering* 6.3. Publisher : IEEE, p. 241-248 (cf. p. 32).
- Terekhov, A. V. et V. Hayward (2011). « Minimal adhesion surface area in tangentially loaded digital contacts ». In : *Journal of Biomechanics* 44.13, p. 2508-2510 (cf. p. 25, 110).
- Tiwari, A., J. Wang et B. N. J. Persson (2020). « Adhesion paradox : Why adhesion is usually not observed for macroscopic solids ». In : *Physical Review E* 102.4. Publisher : APS, p. 042803 (cf. p. 23).
- Tomlinson, S., R. Lewis et M. Carré (2009). « The effect of normal force and roughness on friction in human finger contact ». In : *Wear* 267.5-8, p. 1311-1318 (cf. p. 45).
- Tomlinson, S., R. Lewis, X. Liu, C. Texier et M. J. Carré (2011). « Understanding the Friction Mechanisms Between the Human Finger and Flat Contacting Surfaces in Moist Conditions ». In : *Tribology Letters* 41.1, p. 283-294 (cf. p. 20, 23).
- Vallbo, A. B. et R. S. Johansson (1984). « Properties of cutaneous mechanoreceptors in the human hand related to touch sensation ». In : *Hum neurobiol* 3.1, p. 3-14 (cf. p. 25, 26).
- Vardar, Y., B. Güçlü et C. Basdogan (2017). « Effect of waveform on tactile perception by electrovibration displayed on touch screens ». In : *IEEE transactions on haptics* 10.4. Publisher : IEEE, p. 488-499 (cf. p. 57).
- Veijgen, N. K., M. A. Masen et E. van der Heide (2013). « Relating Friction on the Human Skin to the Hydration and Temperature of the Skin ». In : *Tribology Letters* 49.1, p. 251-262 (cf. p. 58).
- Verrillo, R. T. (1984). « Psychophysics of vibrotactile stimulation ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* (cf. p. 26).
- Vezzoli, E., W. B. Messaoud, M. Amberg, F. Giraud, B. Lemaire-Semail et M.-A. Bueno (2015). « Physical and perceptual independence of ultrasonic vibration and electrovibration for friction modulation ». In : *IEEE transactions on haptics* 8.2. Publisher : IEEE, p. 235-239 (cf. p. 34, 46).
- Vezzoli, E., T. Sednaoui, M. Amberg, F. Giraud et B. Lemaire-Semail (2016). « Texture rendering strategies with a high fidelity-capacitive visual-haptic friction control device ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 251-260 (cf. p. 46).
- Vezzoli, E., Z. Vidrih, V. Giamundo, B. Lemaire-Semail, F. Giraud, T. Rodic, D. Peric et M. Adams (2017). « Friction reduction through ultrasonic vibration part 1 : Modelling intermittent contact ». In : *IEEE transactions on haptics* 10.2. Publisher : IEEE, p. 196-207 (cf. p. 21, 41, 77).
- Warman, P. H. et A. R. Ennos (2009). « Fingerprints are unlikely to increase the friction of primate fingerpads ». In : *Journal of Experimental Biology* 212.13 (cf. p. 20, 71).

- Watanabe, T. et S. Fukui (1995). « A method for controlling tactile sensation of surface roughness using ultrasonic vibration ». In : *Proceedings of 1995 IEEE International Conference on Robotics and Automation* (cf. p. 14, 32, 36, 38, 41, 76).
- Watanabe, T. et Y. Fujihira (2014). « Experimental investigation of effect of fingertip stiffness on friction while grasping an object ». In : p. 7 (cf. p. 23).
- Weber, B. et C. Eichberger (2015). « The benefits of haptic feedback in telesurgery and other teleoperation systems : a meta-analysis ». In : *International Conference on Universal Access in Human-Computer Interaction*. Springer, p. 394-405 (cf. p. 27).
- Wiertlewski, M. et J. E. Colgate (2014a). « Power optimization of ultrasonic friction-modulation tactile interfaces ». In : *IEEE transactions on haptics* 8.1, p. 43-53 (cf. p. 39, 40, 63, 79, 92, 105).
- Wiertlewski, M. et V. Hayward (2012). « Mechanical behavior of the fingertip in the range of frequencies and displacements relevant to touch ». In : *Journal of Biomechanics* 45.11, p. 1869-1874 (cf. p. 20, 34, 78).
- Wiertlewski, M., R. F. Friesen et J. E. Colgate (2016). « Partial squeeze film levitation modulates fingertip friction ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 113.33 (cf. p. 23, 36, 39, 41, 46, 47, 58, 60, 61, 76, 77, 85, 86, 100, 106, 107).
- Wiertlewski, M., C. Hudin et V. Hayward (2011). « On the 1/f noise and non-integer harmonic decay of the interaction of a finger sliding on flat and sinusoidal surfaces ». In : *2011 IEEE World Haptics Conference*. IEEE, p. 25-30 (cf. p. 55).
- Wiertlewski, M., D. Leonardis, D. J. Meyer, M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2014b). « A high-fidelity surface-haptic device for texture rendering on bare finger ». In : *International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications*. Springer, p. 241-248 (cf. p. 15, 42, 46, 50, 53).
- Winfield, L. et J. E. Colgate (2008). « Variable friction haptic displays ». In : *Haptic Rendering : Foundations, Algorithms, and Applications*. CRC Press (cf. p. 77).
- Winfield, L., J. Glassmire, J. E. Colgate et M. Peshkin (2007). « T-PaD : Tactile Pattern Display through Variable Friction Reduction ». In : *Second Joint EuroHaptics Conference and Symposium on Haptic Interfaces for Virtual Environment and Teleoperator Systems (WHC'07)*. Tsukuba, Japan : IEEE, p. 421-426 (cf. p. 14, 32, 41, 42, 45, 75).
- Woo, J.-H. et J.-G. Ih (2015). « Vibration rendering on a thin plate with actuator array at the periphery ». In : *Journal of Sound and Vibration* 349, p. 150-162 (cf. p. 32).
- Xu, H., M. A. Peshkin et J. E. Colgate (2020). « How the Mechanical Properties and Thickness of Glass Affect TPaD Performance ». In : *IEEE Transactions on Haptics* 13.3. Publisher : IEEE, p. 483-492 (cf. p. 40).
- Yang, B., M. Chu et C. Menq (1998). « Stick-slip separation analysis and non-linear stiffness and damping characterization of friction contact having variable normal load ». In : *Journal of Sound and Vibration* 210.4, p. 461-481 (cf. p. 38).
- Yao, H.-Y. et V. Hayward (2010). « Design and analysis of a recoil-type vibrotactile transducer ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 128.2 (cf. p. 32).
- Zahouani, H., S. Mezghani, R. Vargiolu, T. Hoc et M. E. Mansori (2013). « Effect of roughness on vibration of human finger during a friction test ». In : *Wear* 301.1-2. Publisher : Elsevier, p. 343-352 (cf. p. 23).