



HAL
open science

Instabilité de Stick-Slip lors du pelage d'un adhésif

Marie-Julie Dalbe

► **To cite this version:**

Marie-Julie Dalbe. Instabilité de Stick-Slip lors du pelage d'un adhésif . Physique [physics]. Université Claude Bernard Lyon 1, 2014. Français. NNT: . tel-01354893

HAL Id: tel-01354893

<https://theses.hal.science/tel-01354893v1>

Submitted on 19 Aug 2016

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

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



Lyon 1



ED 52 - PHAST

Physique
& Astrophysique
de Lyon

École doctorale



THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité Physique

Présentée par
Marie-Julie DALBE

en vue d'obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

Instabilité de Stick-Slip lors du pelage d'un adhésif

Sous la direction de
Stéphane SANTUCCI et Loïc VANEL

Soutenue publiquement le 6 Novembre 2014 devant le jury composé de

Costantino CRETON	Examineur
Liliane LÉGER	Examineur
Serge MORA	Rapporteur
Benoît ROMAN	Rapporteur
Stéphane SANTUCCI	Directeur de thèse
Loïc VANEL	Co-directeur de thèse

Instabilité de Stick-Slip lors du pelage d'un adhésif

Résumé

Cette thèse de doctorat présente une étude essentiellement expérimentale de l'instabilité de stick-slip lors du pelage d'adhésifs.

Nous avons développé différents dispositifs expérimentaux permettant d'observer directement la dynamique de rupture saccadée du pelage. Les expériences sont réalisées à vitesse imposée dans différentes géométries : l'adhésif est pelé directement depuis son rouleau, ou depuis un substrat plan à angle imposé. D'une part, nous avons mis en évidence d'importants effets dynamiques, que les modèles théoriques actuels ne permettent pas d'expliquer. D'autre part, nous avons montré l'effet crucial de l'angle de pelage sur l'instabilité, qui est fortement réduite (en amplitude et en gamme d'existence) pour de grands angles. De plus, une nouvelle approche théorique, prenant en compte l'inertie du ruban, permet de comprendre en partie ces résultats expérimentaux.

Enfin, nous démontrons que l'instabilité de stick-slip est multi-échelle, en mettant en évidence la présence d'une instabilité secondaire, à des échelles temporelles et spatiales plus faibles que le stick-slip observé habituellement. Alors que l'instabilité principale est causée par des variations d'énergie élastique d'élongation, cette instabilité secondaire est pilotée par un relâchement de l'énergie de courbure du ruban.

Mots-clés : Stick-slip, pelage, adhésifs, mécanique de la fracture

Stick-slip during the peeling of adhesive tape

Abstract

This thesis presents a mainly experimental study of the stick-slip instability during the peeling of adhesive tape.

We developed different experimental set-ups, allowing us to observe directly the jerky dynamics during peeling. The experiments are conducted at an imposed velocity and different geometries : the adhesive is peeled directly from a roller, or from a flat substrate at a fixed angle. On the one hand, we highlight the existence of strong dynamical effects, which cannot be understood with the existing theoretical models. On the other hand, we show the crucial effect of the peeling angle on the instability, which is strongly reduced at large angles (both its amplitude and range of existence decrease). Besides, a new theoretical approach, taking into account the ribbon inertia, can allow us to understand partially the experimental observations.

Finally, we show that the stick-slip instability is multi-scale : a secondary instability can occur at spatial and temporal scales smaller than the usually observed stick-slip. While the main instability is due to variations of the stretching elastic energy, this secondary instability is driven by the release of the bending energy stored in the ribbon.

Key-words : Stick-slip, peeling, adhesives, fracture mechanics

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du CEVU

Vice-président du Conseil Scientifique

Directeur Général des Services

M.François-Noël GILLY

M. le Professeur Hamda BEN HADID

M. le Professeur Philippe LALLE

M. le Professeur Germain GILLET

M. Alain HELLEU

COMPOSANTES SANTÉ

Faculté de Médecine Lyon Est - Claude Bernard

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud - Charles
Mérieux

Faculté d'Odontologie

Faculté des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Département de formation et Centre de Recherche en
Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur J. ETIENNE

Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON

Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS

Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA

Directeur : M. le Professeur Y. MATILLON

Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DÉPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Faculté des Sciences et Technologies

Département Biologie

Département Chimie Biochimie

Département GEP

Département Informatique

Département Mathématiques

Département Mécanique

Département Physique

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et
Sportives

Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

Polytech Lyon

Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M.F. DE MARCHI

Directeur : M. le Professeur F. FLEURY

Directeur : Mme Caroline FELIX

Directeur : M. Hassan HAMMOURI

Directeur : M. le Professeur S.AKKOUCHE

Directeur : M. Georges TOMANOV

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Directeur : M. Jean-Claude PLENET

Directeur : M. Y. VANPOULLE

Directeur : M. B. GUIDERDONI

Directeur : M. P. FOURNIER

Directeur : M. G. PIGNAULT

Directeur : M. C. VITON

Directeur : M. A. MOUGNIOTTE

Directeur : M. N. LEBOISNE

Remerciements

Ce manuscrit marque la fin de 3 années de thèses, qui ont été très enrichissantes autant sur le plan scientifique qu’humain. J’ai passé beaucoup de temps à dérouler du scotch, et j’ai aussi croisé le chemin de beaucoup de personnes sans qui mon travail n’aurait pas été possible, je tiens à les remercier ici.

Tout d’abord, merci Stéphane d’avoir encadré mon travail. Pendant plus de trois ans tu as été présent presque tous les jours. Je pouvais aller t’embêter dès que j’en avais besoin, quand j’observais des expériences intéressantes, inattendues ou tout simplement bizarres, quand j’avais de nouvelles idées ou quand j’étais à court d’idée. À chaque fois tu as été à mon écoute et tu m’as aidée à avancer. Tu m’as montré que la recherche pouvait être amusante, en plus d’être passionnante et intéressante. Tu m’as aussi permis de découvrir d’autres laboratoires en Norvège et en Finlande. Grâce à toi ces trois années m’ont beaucoup apporté, encore merci.

Loïc a co-dirigé mon travail et m’a aussi consacré beaucoup de temps. Merci Loïc de m’avoir présenté le monde du Scotch et du Stick-slip, de m’avoir apporté de nombreuses idées (dont certaines pensées dans un train Lyon-Paris!) et d’avoir partagé des discussions toujours passionnantes.

Mon travail a aussi été encadré par une troisième personne : Pierre-Philippe. Merci Pierre pour tout le temps que tu m’as accordé, quand je suis venue au FAST ou par téléphone, pour les nombreux échanges toujours intéressants, pour ta rigueur et ta réactivité. Merci aussi pour ton accueil chaleureux lors de mes quelques semaines de visite au FAST, qui a rendu plus agréables les longues journées de manips sur le plateau d’Orsay. Travailler avec 3 “chefs” n’a pas été facile tous les jours, et concilier les points de vue a pu être parfois compliqué. Cependant cela a été une expérience très enrichissante, et si c’était à refaire je signerais tout de suite!

Le projet “Stick-Slip” a été au cœur d’une collaboration entre différents laboratoires. Merci à tous ceux qui y ont pris part : Matteo, Costantino, Richard, Osvanny, Gaël, Jean-Pierre, Pierre, Stéphane, Loïc. Au fil des allers-retours entre Paris et Lyon j’ai appris à travailler en collaboration, à travers des discussions passionnantes qui ont permis d’aller plus loin dans mon travail. J’espère pouvoir continuer à travailler avec vous tous, sur le Scotch ou sur autre chose.

J’ai passé ma première année de thèse à l’ILM – enfin quand il s’appelait encore LPMCN. J’y suis revenu régulièrement avec plaisir dans la suite, grâce à la bonne ambiance qui y règne. Je tiens tout d’abord à remercier les membres du bureau 113-b (puis 11-008) : Antoine, Clara, Vasilica, Priyanka, Joseph, Menka, Sébastien. Ce bureau a été le lieu de nombreuses aventures –digressions sur internet, bataille de post-it, intermèdes musicaux, collection de cartes postales, cours de langues étrangères... Merci à tous pour ces bons souvenirs.

Je tiens à remercier spécialement Antoine. Tu m’as été d’une grande aide dans mon travail : observation du Scotch au microscope, prise de photos essentielles pour mon manuscrit (figure 1(b) de l’introduction), répétition de soutenance... Surtout, au fil des années, tu es devenu un ami très cher, un soutien presque quotidien, en particulier pendant la

difficile période de rédaction qu'on a partagée. Merci Antoine pour tout ça, et tout ce que j'oublie ici !

Merci à tous les membres de l'équipe "fracture", Seb, Menka, Gaël, Alexis, Osvanny, Loïc, pour avoir partagé la "cave" avec moi, et discuté de tout ce qu'on peut casser ou déchirer. Spécialement, merci Osvanny, tu m'as appris à manipuler "à la cubaine", en accrochant des trucs au plafond ou en inventant des supports de caméra !

Merci aux membres du secrétariat, Christelle et Delphine, pour votre patience et votre gentillesse lors des commandes des nombreux billets de train pour mes allers-retours sur Paris.

Merci aux "jeunes" des équipes Liquides et Biophysique – Henri, Isaac, Baudouin, Richard, Vasilica, Pauline, Nicolas, Ludivine, Ramon, Baptiste, Menka, Seb, Joseph, Antoine, Alexandra, Florence, Loren, Catherine – avec qui j'ai pu discuté autour du déjeuner ou d'autres verres plus conviviaux.

Merci à tous les autres membres des équipes Liquides et Biophysique – Charlotte, Catherine, Hélène, Jean-Paul, Agnès, Cécile, Anne-Laure et tous les autres – de rendre les premier et deuxième étages du bâtiment Brillouin un endroit agréable et convivial.

Tous les membres du laboratoire de physique de l'ENS de Lyon m'ont chaleureusement accueillie à partir de ma deuxième année de thèse, et ont permis de faire en sorte que ce soit un plaisir de venir travailler, merci à tous.

Merci Cendrine pour ta gentillesse, les discussions et le temps que tu m'as consacré pour regarder des surfaces (très sales !) à l'AFM. Merci Artyom pour m'avoir appris à percer des plaques de verre avec patience. Merci Julien de m'avoir appris les bases artistiques d'Illustrator. Merci à toutes les autres personnes que j'ai pu croiser et avec qui j'ai partagé des discussions –scientifiques ou non– : Éric, Valérie, Jean-Christophe, Roberto, Raphaël, Jean-Yonnel, Jérémy, Denis, Thomas, Zakhia, Nathanaël, Eléonore, Mickael, Maxime...

Merci aux membres du secrétariat, Laurence, Laure, Fatiha, Nadine, qui ont toujours su m'aider avec beaucoup de gentillesse pour mes démarches administratives.

Merci aux ateliers de mécanique et d'électronique, sans qui je n'aurais pas pu réaliser la dernière expérience présentée dans ce manuscrit. En particulier, merci à Marius, qui a mis en place le boîtier de contrôle des moteurs (du triphasé pour dérouler du Scotch !) et qui a passé de nombreuses heures avec moi pour régler les problèmes qui les empêchaient de tourner. Un grand merci à Denis, qui a fabriqué les pièces mécanique de l'expérience et qui les a modifiées à chacune de mes nombreuses demandes.

Merci Xavier, Anna, Mathieu, Franco et Timothée, pour avoir partagé mon bureau, au lointain LR4. Vous avez permis de réchauffer l'atmosphère dans ce bâtiment, et j'ai apprécié nos nombreux échanges, entre cours de français et discussions scientifiques ou artistiques.

Merci à toutes les personnes qui m'ont accueillie dans différents laboratoires pour quelques jours ou quelques semaines : Knut Jørgen Måløy et le Complex Group au Department of Physics, à l'Université d'Oslo ; Mikko Alava et le Department of Applied Physics, à Aalto University School of Science, à Helsinki ; et enfin les membres du laboratoire FAST à Orsay.

Cette thèse a aussi été pour moi l'occasion d'enseigner, merci Bruno de m'avoir fait découvrir les joies de l'enseignement et de la physique du solide, et merci Fabien de m'avoir donné des enseignements quand j'en ai eu besoin !

Merci à Jean-Marc Francès et Louis Vovelle de me faire confiance pour une mission de doctorat-conseil, j'espère que notre collaboration sera fructueuse.

Merci à Liliane Léger d'avoir présidé mon jury de thèse, à Benoît Roman et Serge Mora d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit, et enfin à Costantino Creton d'avoir participé au jury afin d'en apprendre plus sur mon travail, qu'il suivait de loin depuis longtemps.

Ces trois dernières années ont été très occupées par ma thèse, mais je n'oublie pas toutes les personnes qui ont partagé les moments où je m'éloignais du labo !

Merci aux handballeuses – et handballeurs – qui m'ont permis de décompresser en courant après une balle. En particulier merci à Pauline – ma co-pivot –, Cyrielle, Mel, Camille, Matthieu, Jean-Yo, Jerem', Delphine – merci pour l'accueil à Princeton –, Ellen, Hélène, Sarah, Audrey, Noé, Martin. Jouer avec vous m'a donné envie de continuer à faire du sport, c'est pas rien !

Merci à Léo et Anne-Charlotte pour m'avoir accueillie à Cachan lors des mes séjours en région parisienne. Grâce à vous j'ai pu faire plus de 600 expériences et rentrer le soir pour passer de bonnes soirées en votre compagnie ! Merci aussi Léo de m'avoir donné le goût de la physique expérimentale.

Merci à mes compagnons d'aventure : Charly, Aude, Adri, Mathias, Tristan, Denis, Léo, AnneCha et Alex, pour tous les samedis après-midi animés passés ensemble. Merci aussi à Marianne, Antoine, Nathanaël et Amélie avec qui j'ai partagé de nombreux verres ou autres réjouissances !

Enfin, merci à ma famille et ma belle-famille pour être toujours là et faire des efforts pour comprendre ce que je fais tous les jours. Merci à mes parents de m'avoir toujours soutenue dans mes choix. Merci Charly, tu me supportes, tu m'encourages, tu as accepté de partir loin avec moi... Merci pour tout.

Table des matières

Introduction	5
1 État de l'art	7
1.1 Le pelage d'adhésifs	8
1.1.1 Géométries de pelage	8
1.1.2 Lien entre force de pelage et énergie d'adhésion	9
1.1.3 Influence de différents paramètres sur l'énergie d'adhésion	10
1.1.4 Différent modes de rupture	12
1.2 Courbe de force d'adhésion en fonction de la vitesse de pelage	12
1.2.1 Courbes expérimentales	12
1.2.2 Autres origines de la décroissance de $\Gamma(V)$	14
1.3 Expériences et théories sur le stick-slip lors du pelage d'un adhésif	18
1.3.1 Mesure de force à angle fixé	18
1.3.2 Mesures de Barquins, Maugis <i>et al.</i>	18
1.3.3 Caractérisation indirecte du stick-slip à partir des émissions acoustiques	22
1.3.4 Un modèle inertiel à 3 variables	22
1.3.5 Une géométrie de pelage particulière	23
1.3.6 Visualisation du point de pelage en imagerie rapide	24
1.3.7 Fracture transverse dans la phase de slip	27
1.4 Objectifs	28
2 Pelage en géométrie rouleau, à vitesse et longueur de pelage contrôlées	29
2.1 Dispositif expérimental	30
2.2 Équations cinématiques	30
2.3 Mesure de la force de pelage	31
2.4 Mouvement du point de pelage	34
2.4.1 Observation directe par imagerie rapide	34
2.4.2 Analyse d'image	34
2.4.3 Cycles de stick-slip - Moyennes de phase	36
2.5 Durées et amplitudes de stick-slip	38
2.5.1 Valeurs instantanées	38
2.5.2 Valeurs moyennes	39
2.5.3 Analyse séparée des phases de stick et de slip	40
2.6 Comparaison à un modèle de pelage quasi-statique	42
2.6.1 Limite de l'approche quasi-statique : sous-estimation des durées de stick-slip	42
2.6.2 Une phase de stick quasi-statique	43
2.6.3 Durées de slip	44

2.6.4	Discussion	44
2.7	Mouvement pendulaire du rouleau et intermittence du stick-slip	45
2.7.1	Mouvement pendulaire du rouleau	45
2.7.2	Variation de l'angle	47
2.7.3	Intermittence du stick-slip	48
2.7.4	Corrélation entre stick-slip et angle de pelage	49
2.8	Conclusion	50
3	Pelage sur substrat plan, à angle, vitesse et longueur de pelage contrôlés	51
3.1	Dispositif expérimental	52
3.2	Équations du mouvement du point de pelage	52
3.3	Mesure expérimentale de la cinétique du point de pelage	54
3.3.1	Imagerie rapide et analyse d'images	54
3.3.2	Pelage régulier	55
3.3.3	Pelage saccadé	56
3.4	Définition des cycles de stick-slip	57
3.4.1	Amplitudes et périodes instantanées	57
3.4.2	Moyennes de phase	58
3.5	Caractérisation de l'instabilité	60
3.5.1	Une transition de caractère sous-critique	60
3.5.2	Influence de l'angle de pelage sur les seuils de l'instabilité	63
3.5.3	Influence de l'angle de pelage sur l'amplitude de l'instabilité	64
3.5.4	Périodes de stick-slip	66
3.5.5	Variation d'élongation durant un cycle	67
3.6	Phases de stick et de slip	69
3.6.1	Définition des phases de stick et de slip	69
3.6.2	Rapport des durées des deux phases	69
3.6.3	Modèle quasi-statique	70
3.6.4	Discussion : une définition difficile des phases de stick	72
3.7	Cycles $\langle \delta u \rangle$ vs. $\langle v_p \rangle$	73
3.8	Conclusion	73
4	Modèle de dynamique de pelage prenant en compte l'inertie du ruban	75
4.1	Modélisation simple du régime inertiel	76
4.1.1	Prise en compte d'effets inertiels	76
4.1.2	Estimation expérimentale de l'inertie	77
4.2	Régimes quasi-statique et inertiels	78
4.2.1	Régime quasi-statique	78
4.2.2	Régime inertiel	78
4.2.3	Transition entre les régimes quasi-statiques et inertiels	79
4.3	Comparaison expériences-modèle, cas du substrat plan	79
4.3.1	Critère pour identifier le régime de pelage	79
4.3.2	Variation d'élongation et périodes de stick-slip	80
4.4	Vérification quantitative du modèle dans la géométrie rouleau	83
4.5	Calcul numérique à partir des équations du mouvement	84
4.5.1	Résolution numérique	85
4.5.2	Premiers résultats : présence du stick-slip	86
4.5.3	Influence de l'inertie μ	88
4.5.4	Comparaison résolution numérique-expériences : géométrie rouleau	89

4.5.5	Comparaison résolution numérique-expériences : expérience sur substrat plan	92
4.6	Conclusion	95
5	Micro stick-slip	97
5.1	Dispositif expérimental	98
5.2	Analyse d'image de visualisation du front	99
5.3	Domaine d'existence de la micro instabilité	102
5.4	Caractérisation du micro stick-slip	104
5.5	Influence des paramètres sur la taille et la durée des micro stick-slips	106
5.5.1	Influence de la longueur	106
5.5.2	Influence de la vitesse	108
5.5.3	Influence de l'angle	108
5.5.4	Influence du système adhésif-substrat	109
5.6	Visualisation de côté	110
5.6.1	Profils du ruban	110
5.6.2	Extraction de la force de pelage	111
5.6.3	Évolution de la force pendant un évènement de slip	113
5.7	Modèle	114
5.8	Signaux acoustiques	115
5.8.1	Signaux temporels	116
5.8.2	Spectres	118
5.9	Conclusion	118
	Conclusion et perspectives	121
A	Pelage sur substrat plan, à angle, vitesse et longueur de pelage contrôlés	
	- Figures supplémentaires	125
A.1	Périodes de stick-slip	126
A.2	Élongation maximale durant un cycle	128
A.3	Amplitude de l'instabilité	130
A.4	Expériences aux faibles longueurs	132
B	Forme du ruban	135
B.1	Calcul analytique	136
B.1.1	Cas d'un ruban inextensible	136
B.1.2	Cas d'un ruban extensible	138
B.2	Simulations numériques	140
B.2.1	Système d'équations	140
B.2.2	Résolution numérique	141
B.3	Comparaison des résultats	141
B.3.1	Forme du ruban	142
B.3.2	Énergie de courbure	143
B.3.3	Énergie élastique	144
B.4	Comparaison à des données expérimentales	145
B.5	Conclusion	146

C Rubans adhésifs sur-mesure - Étude préliminaire	149
C.1 Propriétés des adhésifs	150
C.1.1 Rhéologie	150
C.1.2 Structure de l'interface	150
C.2 Périodes de stick-slip	151
C.3 Micro stick-slip	152
C.4 Mesure de couple	153
C.5 Conclusion	154
D Répulsion et attraction entre deux fissures	155
Bibliographie	160

Introduction

Les adhésifs sont présents dans la vie de tous les jours : étiquettes, Post-It, rouleaux adhésifs... Leurs utilisations sont diverses : les Post-It sont faits pour être décollés et recollés de nombreuses fois ; sur les rouleaux adhésifs on souhaite décoller facilement le ruban depuis son propre support... Les adhésifs sont aussi présents dans le milieu médical, et des études sont menées pour diminuer l'inconfort des patients lorsqu'on retire un bandage ou un pansement [1]. Les adhésifs sont utilisés dans le milieu industriel, où ils doivent souvent pouvoir résister à des conditions de température et d'humidité très variées (par exemple dans les domaines de l'électronique, de l'automobile ou de l'aéronautique [2]). On trouve aussi des exemples d'adhésion dans la nature : par exemple le gecko peut marcher à la verticale sur des surfaces (donc s'accrocher et se détacher facilement), il est intéressant d'observer comment ses pattes permettent une telle adhésion pour pouvoir la reproduire [3,4]. De nombreuses études sont donc menées d'un point de vue physique pour comprendre les origines de la force nécessaire pour décoller une surface adhésive [5,6].



FIGURE 1 – (a-b) Diverses applications des adhésifs : rouleau adhésif, ou sparadrap. (c) Le gecko possède des lamelles adhésives sous ses pattes, qui lui permettent d'adhérer à différentes surfaces. Cette photo représente une expérience où le gecko est accroché par un doigt sur une plaque inclinée [4].

Lorsqu'on déroule du Scotch[®] de son rouleau, on peut entendre un bruit caractéristique. Cela est dû à un phénomène physique : l'instabilité de stick-slip. Ce phénomène est aussi présent dans la vie quotidienne. Il est à l'origine du crissement de la craie sur un tableau, ou du son créé par le frottement d'un archet sur une corde de violon, ou d'un doigt sur un verre de cristal. D'un point de vue fondamental, le stick-slip est souvent présenté par

une expérience de friction d'un patin sur une surface solide. La patin est tiré à vitesse constante à l'aide d'un ressort. Son mouvement est alors saccadé : pendant un premier temps il est immobile pendant que le ressort s'étire, il s'agit de la phase de stick. Puis après avoir atteint un allongement critique il va avancer rapidement durant la phase de slip [7]. Cette avancée saccadée est aussi observée lors de la propagation d'une fissure dans un matériau fragile [8], ou lors du glissement d'un patin sur une couche de grains [9]. Il existe de nombreuses études de ce phénomène dans différents systèmes.



FIGURE 2 – Le phénomène de stick-slip peut être observé dans la vie quotidienne. Il est par exemple à l'origine du crissement de la craie sur un tableau noir (a). Les musiciens de Glass Duo frottent leurs doigts sur des verres, l'instabilité de stick-slip qui en découle fait "chanter" les verres (b).

L'objet de cette thèse est d'étudier l'instabilité de stick-slip lors du pelage d'un adhésif. Comme dans le cas du stick-slip en friction, le ruban se décolle de manière saccadée de son support, avec une alternance d'événements rapides et lents. Cette instabilité pose d'importants problèmes industriels. Tout d'abord le bruit, à une échelle industrielle, peut devenir assourdissant. Ensuite, l'adhésif peut être endommagé et donc moins bien coller par la suite. Enfin les à-coups créés par le pelage saccadé peuvent causer des problèmes mécaniques et arrêter des chaînes de production. Il est donc important de comprendre ce phénomène pour pouvoir le supprimer. De nombreuses études ont été effectuées depuis les années 1950 mais on ne peut toujours pas prédire la présence ou non du stick-slip en fonction des propriétés d'un adhésif et de son substrat.

L'objectif du travail présenté dans cette thèse est d'étudier d'un point de vue fondamental les origines de l'instabilité de stick-slip. Cela sera fait grâce à des études expérimentales sur des adhésifs commerciaux, qui permettent l'observation directe de la dynamique de pelage. Afin de motiver notre travail, nous allons dans un premier temps présenter un état de l'art sur l'instabilité et son lien avec l'énergie d'adhésion. Nous allons ensuite décrire une expérience proche de l'utilisation quotidienne et industrielle, où le ruban est décollé directement depuis son rouleau. Puis une expérience sur un substrat plan, à angle de pelage contrôlé sera étudiée, d'abord d'un point de vue macroscopique, puis à des échelles de temps et d'espace microscopiques.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

1.1	Le pelage d'adhésifs	8
1.1.1	Géométries de pelage	8
1.1.2	Lien entre force de pelage et énergie d'adhésion	9
1.1.3	Influence de différents paramètres sur l'énergie d'adhésion	10
1.1.4	Différent modes de rupture	12
1.2	Courbe de force d'adhésion en fonction de la vitesse de pelage	12
1.2.1	Courbes expérimentales	12
1.2.2	Autres origines de la décroissance de $\Gamma(V)$	14
1.3	Expériences et théories sur le stick-slip lors du pelage d'un adhésif	18
1.3.1	Mesure de force à angle fixé	18
1.3.2	Mesures de Barquins, Maugis <i>et al.</i>	18
1.3.3	Caractérisation indirecte du stick-slip à partir des émissions acoustiques	22
1.3.4	Un modèle inertiel à 3 variables	22
1.3.5	Une géométrie de pelage particulière	23
1.3.6	Visualisation du point de pelage en imagerie rapide	24
1.3.7	Fracture transverse dans la phase de slip	27
1.4	Objectifs	28

Le stick-slip lors du pelage d'un adhésif a pour origine une forme atypique de la courbe force de pelage en fonction de la vitesse de pelage. Nous présenterons dans un premier temps le test de pelage et les différents paramètres associés. Nous étudierons ensuite des mesures expérimentales de la force de pelage, et des modèles expliquant sa forme. Nous aborderons enfin les résultats expérimentaux et théoriques existants qui décrivent des événements de stick-slip lors du pelage de différents adhésifs.

1.1 Le pelage d'adhésifs

Les films adhésifs sont composés d'un dos, le plus souvent un film élastique mince, sur lequel a été déposé une couche d'adhésif. Les adhésifs étudiés dans cette thèse sont des "Pressure Sensitive Adhesives" (PSA). Ils adhèrent au substrat lorsqu'on leur applique une pression, sans nécessité d'activation (par exemple par chauffage, ou à l'aide d'un solvant) [10].

1.1.1 Géométries de pelage

Le pelage est souvent utilisé pour caractériser l'adhérence d'un revêtement mince ; il existe donc de nombreux tests standardisés [11]. La figure 1.1 présente différents types de tests de pelage. Le test avec substrat fixe permet de peler un film flexible depuis un substrat rigide, en fixant l'angle initial de pelage. Le test en T permet de peler deux films flexibles collés ensemble. Le clivage permet de séparer deux films qui peuvent être rigides, en imposant une déformation symétrique. Lorsque les deux films collés sont rigides, par exemple deux films de métal¹, on peut aussi utiliser le test avec rouleaux flottants. On maintient l'un des deux films entre deux rouleaux. En faisant tourner les rouleaux, les deux films avancent et le pelage a alors lieu. Ce test a l'avantage de pouvoir fixer l'angle de pelage en orientant le substrat par rapport aux rouleaux. Le pelage au tambour grim pant est utilisé pour peler un film flexible (enroulé autour du rouleau) depuis un substrat rigide (vertical sur la figure 1.1). On mesure alors le couple nécessaire pour peler l'adhésif. Pour finir, le dernier test représenté sur la figure 1.1 est celui d'enroulement sur un mandrin. On force le film flexible pelé à suivre la courbure du mandrin, on empêche ainsi les déformations dans l'adhésif encore collé sur le substrat.

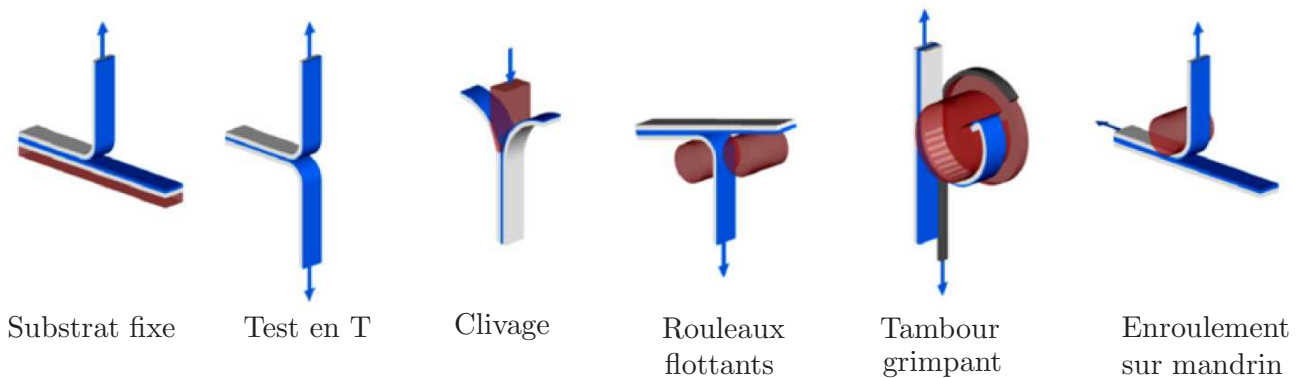


FIGURE 1.1 – Différents test de pelage [11].

Dans la suite de cette thèse, le pelage sera principalement étudié dans deux géométries : le film adhésif est pelé depuis un substrat plan (cf figure 1.2(a)) ou directement depuis un rouleau (cf figure 1.2(b)). Dans ces deux géométries, deux types d'expériences peuvent être effectués : à force ou vitesse imposée. Dans le cas à force imposée, une masse donnée est le plus souvent pendue à l'extrémité du ruban libre, et une mesure de vitesse d'avancée du point de pelage est effectuée. Dans le cas à vitesse imposée, l'extrémité de l'adhésif est accrochée à l'axe d'un moteur qui tourne à une vitesse donnée. La force appliquée est alors mesurée. Dans la géométrie de pelage sur substrat plan, le point d'application de la force (ou le substrat) est translaté afin de garder un angle de pelage θ constant.

1. Des assemblages de deux couches de métal par un adhésif ont de nombreuses applications dans le domaine de l'aéronautique ou de l'automobile.

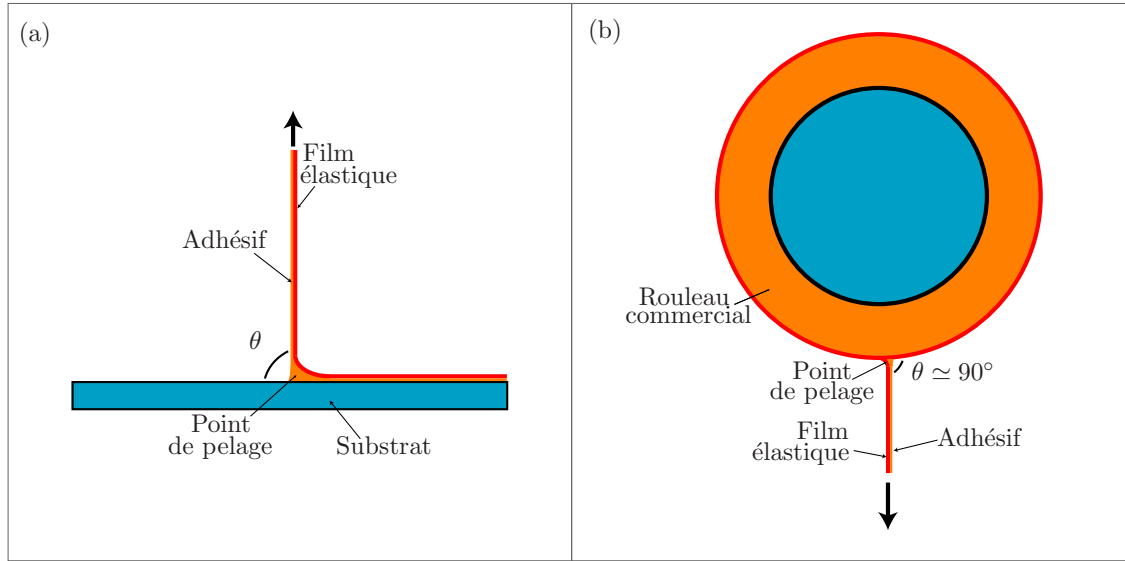


FIGURE 1.2 – Deux dispositifs expérimentaux pour le pelage de films adhésifs. (a) Pelage depuis un substrat plan. (b) Pelage depuis un rouleau. Les flèches noires représentent l'application d'une force ou d'une vitesse constante.

1.1.2 Lien entre force de pelage et énergie d'adhésion

Le but des tests de pelage présenté précédemment est de mesurer la force nécessaire pour décoller une portion d'adhésif depuis son substrat. Cette force est liée à l'énergie d'adhésion du matériau.

Nous allons ici expliciter le lien entre force F et énergie d'adhésion Γ selon la méthode proposée par Kendall [12]. Dans cette approche, l'énergie d'adhésion est égale à l'énergie de fracture introduite en mécanique de la rupture. On considère un ruban de largeur b , constitué d'un film élastique d'épaisseur e et d'une couche d'adhésif. L'adhésif ayant un module d'Young beaucoup plus faible que son dos (le film élastique), on va considérer que seul le dos, de module d'Young E , contribue à l'énergie élastique d'élongation. On se place en géométrie plane, avec un angle de pelage θ (cf figure 1.2(a)), en appliquant une force constante F à l'extrémité du ruban. Lorsque le ruban avance d'une longueur Δc , les énergies suivantes évoluent :

- l'énergie de surface : une surface $\Delta c b$ est créée, on a donc une variation d'énergie $-\Delta c b \Gamma$, avec Γ l'énergie d'adhésion, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour créer une unité d'aire de l'interface,
- l'énergie potentielle varie de $\Delta c F (1 - \cos \theta)$ à cause du mouvement du point d'application de la force (en supposant le film inextensible),
- l'énergie élastique due à l'extension du ruban varie de $\frac{F^2 \Delta c}{2beE}$.

En supposant la conservation de l'énergie, on obtient :

$$\left(\frac{F}{b}\right)^2 \frac{1}{2Ee} + \frac{F}{b}(1 - \cos \theta) - \Gamma = 0. \quad (1.1)$$

La plupart du temps, sauf pour des angles très faibles (inférieurs à 10° dans le cas des adhésifs étudiés), la contrainte $\frac{F}{be}$ est très faible comparée à E , et le terme élastique est négligeable. On a alors

$$\Gamma = \frac{F}{b}(1 - \cos \theta). \quad (1.2)$$

On retrouve ainsi l'expression donnée par Rivlin [13].

1.1.3 Influence de différents paramètres sur l'énergie d'adhésion

Nous allons à présent caractériser les mécanismes qui peuvent influencer la valeur de Γ , déterminée à partir de la force de pelage. L'énergie d'adhésion peut être influencée par la nature du substrat. Des études expérimentales, en lien avec le domaine bio-médical et le pelage d'adhésif depuis la peau humaine, ont montré que l'élasticité [14] ou la visco-élasticité [15] du substrat modifiait Γ . D'autres effets peuvent influencer l'énergie d'adhésion, parmi lesquels : des hétérogénéités sur le substrat ou dans l'adhésif [16–18] ; la mixité des modes de fracture² [19], le glissement interfacial entre l'adhésif et le substrat [20] ; l'angle de pelage [12] ; l'énergie élastique de courbure [21] ou encore la réponse visco-plastique de l'adhésif [22–24].

Nous allons nous intéresser plus en détail à deux effets, qui nous semblent les plus pertinents pour la suite du travail présenté dans cette thèse.

Rhéologie de l'adhésif

De nombreuses études expérimentales [23, 25–32] mettent en évidence qu'il existe une gamme de vitesses pour laquelle la force d'adhésion augmente avec la vitesse de pelage. Cela pourrait être dû au comportement visco-élastique de l'adhésif. En effet, si la température est au dessus de la température de transition vitreuse T_g de l'adhésif, on peut considérer que l'énergie de fracture est la somme de deux termes : $\Gamma(V) = \Gamma_0(1 + f(V, T))$, avec Γ_0 l'énergie intrinsèque (chimique) de l'interface [24, 33]. En prenant en compte le terme $f(V, T)$, Γ peut devenir jusqu'à 1000 fois plus grand que Γ_0 , pour V grand et T petit. Ce terme représente l'énergie visco-élastique dissipée. Plus la température est faible, ou plus la vitesse est importante, plus il y a d'énergie dissipée, d'où une augmentation de Γ avec V . Cette dernière remarque met en évidence un lien entre vitesse et température dans la description de l'énergie de fracture. Plusieurs études expérimentales ont mis en évidence que les courbes $F(V)$, mesurées pour différentes températures, peuvent être superposées selon la relation de Williams, Landel et Ferry [34], c'est-à-dire en traçant $F(a_T V)$, avec a_T un coefficient dépendant de la température [22, 23]. a_T est une fonction décroissante de l'écart à la température de transition vitreuse $T - T_g$; la vitesse a donc une influence contraire de celle de la température. À haute température, et donc à basse vitesse, on s'attend à ce que l'adhésif se comporte comme un matériau visco-élastique. C'est ce qui est observé expérimentalement : pour de faibles vitesses, la force augmente avec la vitesse. Des études expérimentales mettent en évidence qu'à des vitesses importantes, la force de pelage devient indépendante de la vitesse [23, 25–27, 30]. L'adhésif se comporte alors, comme pour des faibles températures, comme un solide vitreux.

Dépendance de F et Γ avec l'angle de pelage

Un paramètre important dans la géométrie de pelage est l'angle θ (cf figure 1.2). Plusieurs études discutent la dépendance de la force et de l'énergie d'adhésion avec θ .

Kendall vérifie expérimentalement la formule (1.1) en appliquant une force donnée F à l'extrémité de l'adhésif, et en ajustant l'angle de pelage pour obtenir une vitesse de pelage

2. Lors de la propagation d'une fissure, la charge appliquée à celle-ci peut être décomposée en trois modes d'ouvertures indépendants. Le mode I, pour lequel la traction est appliquée perpendiculairement au plan de la fissure, est le mode dit de traction pure. Le mode II est un mode de cisaillement dans le plan de la fissure perpendiculairement à la ligne de fissure. Le mode III est le mode de cisaillement dans le plan de la fissure parallèlement à la ligne de fissure. Dans le cas du pelage, le mode le plus sollicité est celui d'ouverture, mais on peut imaginer que le mode de cisaillement peut aussi entrer en jeu, d'où une mixité des modes.

donnée [12]. Il montre alors que les points expérimentaux suivent l'équation (1.1) quel que soit l'angle, ce qui signifie que l'énergie de fracture est indépendante de θ . Maugis *et al.* [35] vérifient aussi la validité de l'équation (1.1) expérimentalement. Leurs expériences sont réalisées à vitesse imposée, avec $10^\circ < \theta < 90^\circ$. Ils montrent que l'énergie de fracture est indépendante de l'angle et augmente avec la vitesse de pelage.

Pour un angle suffisamment grand, l'équation (1.2) s'applique, et si on considère une énergie d'adhésion indépendante de l'angle, on devrait avoir $F \propto \frac{1}{1-\cos\theta}$. Kaelble [36] mesure la force dans le cas de la géométrie rouleau, pour un angle et une vitesse fixés. Il montre que $F \propto \frac{1}{1-\cos\theta}$ pour de faibles vitesses et $\theta < 70^\circ$. Cependant, pour des vitesses et des angles plus élevés, les données expérimentales s'éloignent de la théorie. Kaelble explique cette déviation par une élasticité non linéaire du dos et de l'adhésif. Williams *et al.* [37] proposent une autre explication pour cette déviation : une mixité des modes. Pour un angle faible, on a un cisaillement fort, alors que pour un angle élevé, on est dans un cas de clivage. En prenant deux valeurs différentes de Γ pour $\theta < 40^\circ$ et $\theta > 40^\circ$, ils réussissent à reproduire les résultats expérimentaux. Amouroux *et al.* [38] mettent en évidence qu'un fort cisaillement peut exister lors du pelage d'adhésif. Pour cela, ils étudient le mouvement de sondes fluorescentes à l'intérieur de l'adhésif. Ils montrent qu'un cisaillement fort est source de dissipation visco-élastiques, ce qui augmente la force de pelage.

Kinloch *et al.* [39] calculent Γ à partir de la force avec l'équation (1.2) et montrent que Γ augmente alors avec θ . Cependant, ils pensent que cette valeur ne représente pas réellement l'énergie d'adhésion, car il manque des termes dans le calcul de Kendall [12]. Pour calculer l'énergie d'adhésion, Kinloch *et al.* prennent alors en compte le travail extérieur, l'énergie de déformation élastique d'allongement, mais aussi l'énergie de déformation plastique et visco-élastique, ainsi que l'effet de rotation du ruban à l'origine. Ils calculent numériquement ces derniers effets. Leur calcul met en évidence l'existence d'un angle θ_0 au point de pelage tel que $0 < \theta_0 < \theta$. Un bon accord entre le θ_0 calculé et sa valeur expérimentale, issue de photos du ruban pelé, leur permet de valider leur calcul. Comme θ_0 dépend peu de l'angle, ils estiment qu'on peut négliger l'effet de mixité des modes puisque le mode de rupture est lié directement à θ_0 et varie donc peu. Leur calcul donne une énergie d'adhésion totale indépendante de θ et croissante avec V .

Williams *et al.* [40] prennent en compte une pré-tension P dans le ruban, et calculent l'énergie d'adhésion :

$$\Gamma_p = (1 - \cos \theta) \frac{F}{b} + \frac{(F - P)^2}{2b^2 E e}. \quad (1.3)$$

Ils trouvent alors un bon accord avec les expériences, avec une énergie d'adhésion Γ_p indépendante de θ .

Nase *et al.* [41] mesurent la force de pelage en fonction de l'angle dans le cas d'un substrat plan. Ils trouvent que la force présente un minimum en $\theta = 120^\circ$. L'énergie d'adhésion est calculée en prenant en compte des déformations dans l'adhésif encore collé sur le substrat. Nase *et al.* montrent que cette énergie est indépendante de l'angle pour $\theta < 120^\circ$, mais augmente ensuite pour des angles plus élevés. Ils attribuent cette augmentation à la forte courbure du ruban, qui peut entraîner des déformations plastiques. Williams *et al.* [21] développent un modèle qui pourrait expliquer l'influence de la courbure du ruban au point de pelage.

En conclusion, des mesures et des calculs pour différents adhésifs et différentes géométries donnent des résultats différents pour la dépendance de Γ et F avec l'angle de pelage.

1.1.4 Différents modes de rupture

Selon les conditions de l'expérience, différents mécanismes de pelage du ruban adhésif sont observés (cf figure 1.3). Dans certains cas, la séparation est cohésive, c'est-à-dire à l'intérieur de la couche d'adhésif [23, 25, 29–31]. On observe alors de l'adhésif sur le substrat et le film élastique. Dans d'autres expériences, la séparation est adhésive, l'adhésif reste alors complètement attaché à une surface, soit le film élastique, soit le substrat [26–31]. C'est ce genre de séparation qu'on souhaite obtenir dans l'utilisation quotidienne du Scotch® : l'adhésif doit rester entièrement collé au ruban afin de pouvoir être recollé sur un autre support.

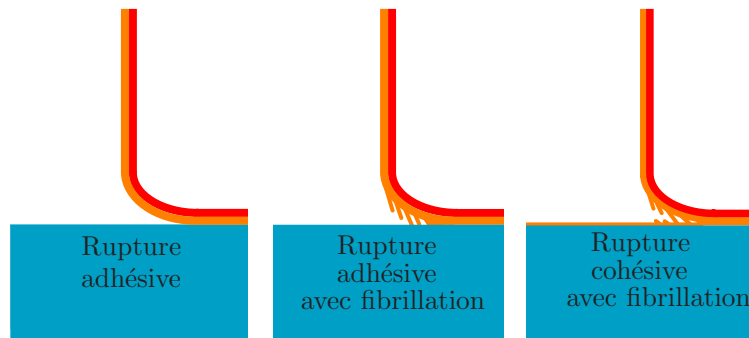


FIGURE 1.3 – Schéma des différents modes de rupture : cohésive ou adhésive. La rupture cohésive s'accompagne de fibrilles qui cassent pour laisser de l'adhésif sur les deux surfaces. Les ruptures adhésives représentées sur ce schéma se font à l'interface adhésif-substrat. Une rupture adhésive peut présenter des fibrilles – qui vont se détacher du substrat– ou non.

Ces deux modes de rupture – cohésive ou adhésive – caractérisent l'endroit où se trouve l'adhésif après le pelage, mais pas la manière dont il a cassé. Nous allons à présent décrire deux mécanismes distincts observés lors du pelage d'adhésifs. Le pelage s'accompagne parfois de bulles de cavitation : de l'air pénètre dans l'adhésif et forme des bulles, qui vont s'étirer verticalement pour former des filaments [29, 42–45]. Ce phénomène est en général observé à basses vitesses de pelage et à température ambiante (donc au-dessus de T_g). L'adhésif se comporte alors comme un liquide Newtonien [43], ou un liquide visco-élastique [30]. Quand on observe de la cavitation, le pelage peut être cohésif – les fibrilles se cassent et laissent de l'adhésif sur les deux surfaces – ou adhésif – les fibrilles se détachent d'une des deux surfaces. La séparation adhésive peut aussi être accompagnée d'un mécanisme de rupture différent. Dans certaines études expérimentales, après pelage, l'adhésif est lisse et brillant, présent que sur une surface [26, 27, 29–31]. Cela montre qu'il n'a pas été endommagé. Ce mode de rupture est caractéristique d'importantes vitesses de pelage, suggérant que, dans ces conditions, l'adhésif se comporte comme un solide vitreux.

1.2 L'origine du stick-slip : la courbe de force d'adhésion en fonction de la vitesse de pelage

1.2.1 Courbes expérimentales

La force de pelage F a été mesurée en fonction de la vitesse de pelage V dans différentes configurations et pour différents adhésifs. Expérimentalement, la courbe ressemble la plupart du temps au schéma représenté sur la figure 1.4. Pour de faibles vitesses de pelage, $F(V)$ est croissante (branche OA). Pour d'importantes vitesses de pelage, selon les études, $F(V)$ est soit croissante (branche CB), soit constante (branche CB'). Pour relier ces deux

branches, on imagine qu'il existe une branche décroissante $F(V)$ (ligne tiretée bleue sur la figure 1.4). Une telle branche décroissante est instable : peler plus vite demande une force moins importante, le point de pelage va donc avoir tendance à accélérer. Pour des vitesses intermédiaires ($V_a < V < V_c$), la force en fonction du temps présente de larges fluctuations, typiques d'événements de stick-slip.

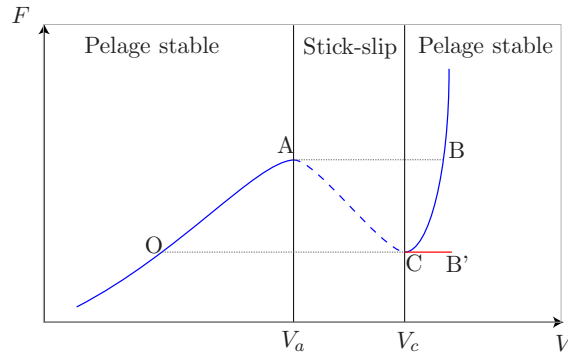


FIGURE 1.4 – Courbe schématique de la force de pelage F en fonction de la vitesse de pelage V . Pour des vitesses importantes ($V > V_c$), selon les études, $F(V)$ est croissante ou constante.

La branche croissante à basse vitesse, qu'on va appeler la branche "lente", peut correspondre à une séparation cohésive, c'est-à-dire à l'intérieur de la couche d'adhésif [23,25,29–31]. Dans certains adhésifs, la branche "lente" est séparée en deux parties [26–28,30,31]. Pour de très basses vitesses, la rupture est cohésive. Mais pour des vitesses un peu plus élevées, la séparation devient adhésive. En général, dans de telles expériences, le pelage présente de la fibrillation sur toute la branche "lente", et F augmente avec V , avec ou sans rupture de pente entre les deux parties. La croissance de $F(V)$ sur cette branche rappelle l'augmentation de la contrainte en fonction du taux de cisaillement dans le cas de l'écoulement d'un polymère visco-élastique dans son état visqueux, ce qui suggère que l'adhésif se comporte comme un fluide visqueux.

La branche croissante à haute vitesse va être appelée branche "rapide". Pour la plupart des systèmes, sur cette branche, la séparation est adhésive à l'interface adhésif-substrat [26,29] ou à l'interface adhésif-film [27,30,31]. Différentes observations montrent que sur cette branche, $F(V)$ peut être presque constant [23,26,27,30,31], ou augmenter fortement avec V [28,29,32,46].

Gent *et al.* [23] observent, pour un adhésif sur-mesure pelé selon un test en T, deux pics dans la courbe $F(V)$, et ainsi deux zones de stick-slip. F augmente avec V pour de très basses vitesses, avec un pelage cohésif, puis F présente une chute brutale, le pelage devient alors adhésif. Ils attribuent ce premier pic à une transition liquide-caoutchouc de l'adhésif, qui a lieu quand le taux de déformation devient trop grand pour qu'il puisse y avoir un écoulement visqueux du polymère. Aubrey *et al.* [27] observent aussi une légère baisse de la force au passage cohésif-adhésif, mais cette baisse est trop faible pour entraîner une zone de stick-slip. Lors de la séparation cohésive, les filaments cassent pour faire avancer le point de pelage, alors que, dans la séparation adhésive, ils se détachent du substrat. Ce changement de comportement est accompagné d'une diminution du nombre de filaments. Les contraintes locales sont alors plus concentrées, ce qui serait à l'origine de la baisse de la force de pelage. Selon les observations de Gent *et al.*, $F(V)$ augmente ensuite jusqu'à un deuxième pic, puis chute brutalement avant d'atteindre un régime à haute vitesse où F est indépendant de V . Ce deuxième pic correspond à une transition caoutchouc-vitreux de l'adhésif.

Urahama [29] met en évidence la différence de comportement entre des adhésifs réticulés ou non. Les adhésifs commerciaux sont réticulés, mais certains des adhésifs utilisés dans la littérature sont faits sur mesure et peuvent ne pas être réticulés. Urahama montre que, dans les deux cas, la courbe $F(V)$ présente deux branches croissantes. Pour l'adhésif non réticulé le passage d'une branche croissante à l'autre s'accompagne d'une transition de rupture cohésive-adhésive. Cependant, pour l'adhésif réticulé, sur les deux branches croissantes la séparation est adhésive à l'interface adhésif-substrat, avec de la fibrillation. Les théories visco-élastiques ne permettent pas d'expliquer l'existence de deux régions à différentes vitesses et forces de pelage avec le même mode de séparation. En visualisant l'avancée du front de pelage, Urahama montre que l'adhésif se comporte de manières différentes : pour les basses vitesses, il y a des fibrilles d'adhésif en avant du front, alors que pour de hautes vitesses, on observe un motif en dent de scie (cf figure 1.5). Cela suggère des modes de séparation différents.

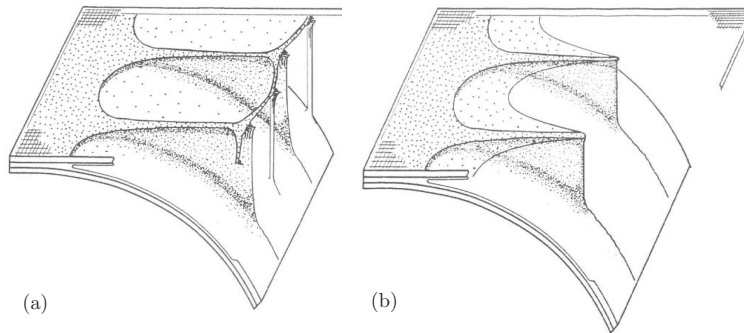


FIGURE 1.5 – Schéma des motifs de pelage observés dans le cas d'un adhésif réticulé, pelé depuis un substrat plan à force imposée, avec $\theta = 90^\circ$. (a) Motif de pelage dans la région stable à basse vitesse (OA sur la figure 1.4) : il existe des fibrilles d'adhésif en avant du front. (b) Motif de pelage en dent de scie observé dans la région stable à haute vitesse (CB sur la figure 1.4). Figure extraite de [29].

La forme de la courbe $F(V)$ est donc accompagnée de différents modes de séparation selon les adhésifs, mais le stick-slip est toujours lié à l'existence d'une chute de la valeur de la force.

1.2.2 Autres origines de la décroissance de $\Gamma(V)$

Pour les deux branches stables de la courbe $F(V)$, on peut appliquer l'équation (1.2). Il existe donc aussi une partie décroissante dans la courbe $\Gamma(V)$. Outre les changements de mécanismes de décohesion, d'autres interprétations sont élaborées pour l'expliquer.

Le modèle de la trompette visco-élastique [47]

De Gennes développe un modèle pour essayer d'expliquer la branche décroissante de $\Gamma(V)$. Il considère que l'adhésif est un matériau très mou, pour lequel le module basse fréquence μ_0 est faible, mais le module haute fréquence μ_∞ est important. Typiquement on peut atteindre $\lambda = \frac{\mu_\infty}{\mu_0} \sim 100$. En prenant en compte un modèle linéaire pour la réponse visco-élastique, le module complexe $\mu(\omega)$, avec ω la fréquence de sollicitation, s'écrit :

$$\mu(\omega) = \mu_0 + (\mu_\infty - \mu_0) \frac{i\omega\tau}{1 + i\omega\tau}. \quad (1.4)$$

Usuellement, avec un seul temps de relaxation τ , on considère qu'il existe 2 régimes : $\omega\tau > 1$ et $\omega\tau < 1$. Cependant, dans le cas présent, $\lambda \gg 1$, il existe donc 3 régimes :

- ω faible, $\mu(\omega) = \mu_0$: l'adhésif se comporte comme un caoutchouc ;
- $1 > \omega\tau > \lambda^{-1}$: $\mu(\omega) \simeq (\mu_\infty - \mu_0)i\omega\tau = i\omega\eta$, le module est purement imaginaire, le matériau se comporte donc comme un liquide de viscosité $\eta = (\mu_\infty - \mu_0)\tau \simeq \mu_\infty\tau$;
- pour des fréquences importantes $\omega\tau > 1$, $\mu = \mu_\infty$, l'adhésif est équivalent à un solide fragile.

Pour une fracture se propageant dans le milieu à une vitesse V , de Gennes relie la distance à la pointe de fissure x à la fréquence ω par une simple loi d'échelle :

$$\omega \simeq \frac{2\pi V}{x}. \quad (1.5)$$

Si V n'est pas trop faible (i.e. $V\tau$ plus grand que la taille de la fracture), il existe 3 régions en fonction de x (cf figure 1.6) :

- proche de la pointe de fissure, on est à de petites échelles spatiales et donc temporelles, l'adhésif se comporte comme un solide fragile,
- dans la région intermédiaire ($V\tau < x < \lambda V\tau$), le matériau se comporte comme un liquide avec une importante dissipation,
- à grande distance, $x > \lambda V\tau$, le milieu est équivalent à un solide mou.

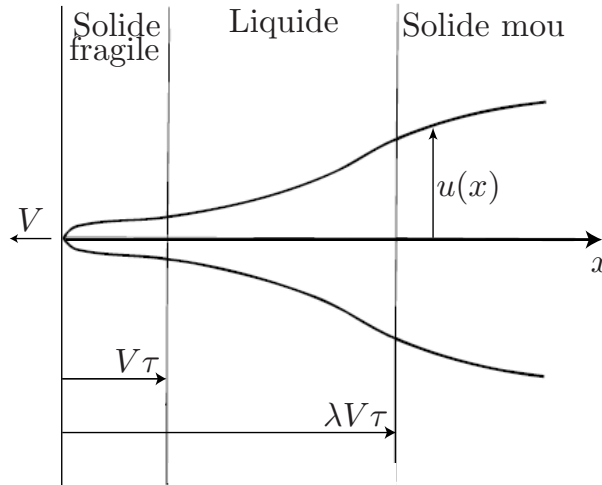


FIGURE 1.6 – Trompette visco élastique, avec le profil de la fracture $u(x)$ quand il n'y a qu'un seul temps de relaxation [47]. On trouve trois comportements différents en fonction de la distance à la pointe de fissure x .

Dans un milieu visco-élastique on peut appliquer la même loi d'échelle que dans un milieu élastique pour relier la contrainte à la distance à la pointe de fissure :

$$\sigma(r) \sim \frac{K_0}{\sqrt{x}}. \quad (1.6)$$

K_0 est associé à l'énergie d'adhésion Γ_0 .

La forme de la fissure $u(x)$ peut s'écrire en fonction des paramètres dans les différentes parties :

- Dans la partie solide dur, on a l'équation parabolique classique : $u = \frac{K_0}{\mu_\infty}\sqrt{x}$, et $\sigma u = \Gamma_0 \sim \frac{K_0^2}{\mu_\infty}$. Cette équation reste valable pour x plus grand que la taille microscopique ℓ , correspondant à la taille de la zone "adhésive", zone où le matériau est fortement déformé sans rompre, et où les processus non linéaires sont dominants. Comme dans cette région $x < V\tau$, il faut $\ell \ll V\tau$.

- Dans la partie liquide, σu n'est pas constante, et la loi qui relie σ et u est basée sur la contrainte visqueuse : $\sigma = \eta \frac{d}{dx} \left(\frac{du}{dt} \right) = \eta V \frac{d^2 u}{dx^2}$. Comme on a $\sigma \sim x^{-1/2}$, on peut écrire $u \sim x^{3/2}$, et $\sigma u = \frac{x}{V\tau} \Gamma_0$.
- Dans la région solide mou on a $\sigma u = \lambda \Gamma_0 = \Gamma$. Dans cette région, on a donc l'énergie d'adhésion Γ telle que $\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \lambda = \frac{\mu_\infty}{\mu_0}$.

Les corrections visco-élastiques donnent donc un effet multiplicatif sur l'énergie d'adhésion. Le rapport $\frac{\Gamma}{\Gamma_0}$ peut être très grand si le matériau est non réticulé (μ_0 tend vers 0). Cela explique aussi que l'augmentation de Γ avec la vitesse est fortement atténuée quand le polymère est réticulé.

Cette discussion est valable quand la colle est épaisse et casse de manière cohésive. Mais, la plupart du temps, elle est sous forme de couche mince d'épaisseur W . Le processus d'ouverture est alors stoppé à une distance $x \sim W$. Dès que $\lambda V\tau > W$, la zone de dissipation est réduite. On est alors dans le cas liquide et on peut écrire $\sigma u = \frac{W}{V\tau} \Gamma_0$, d'où $\Gamma = \frac{\Gamma_0 W}{V\tau}$. Γ est alors décroissant avec V et la force de pelage diminue si on augmente V . C'est ce mécanisme de confinement de la trompette visco-élastique qui ici est la cause de la décroissance de $\Gamma(V)$ pour des vitesses intermédiaires.

Saulnier *et al.* [48] vérifient expérimentalement ce modèle pour un adhésif non réticulé. Ils montrent que l'énergie d'adhésion $\Gamma(V)$ diminue suivant une loi $\Gamma = \Gamma_0 \left(1 + \frac{W}{V\tau}\right)$ pour de faibles vitesses. Pour des vitesses plus élevées, le polymère n'a pas le temps de s'écouler, et a un comportement élastique : $\Gamma(V)$ est alors constant. Ces résultats sont en accord avec le modèle de la trompette visco-élastique.

Le raisonnement de de Gennes explique la branche décroissante dans le cas d'un adhésif non réticulé. Or, on observe aussi cette branche dans le cas d'adhésifs commerciaux réticulés. D'autre part, il considère une réponse visco-élastique linéaire ; cependant, Barthel *et al.* [49] montrent qu'il faut prendre en compte les effets du fluage dans l'adhésif, si bien que le modèle de la trompette n'est plus valable.

Prise en compte d'une température inhomogène

Carbone *et al.* [50] établissent un modèle pour une fracture dans un bloc de caoutchouc. La dissipation visco-élastique f est calculée par une intégrale sur les contraintes et les déformations. En prenant en compte une évolution de la température à l'avant de la fissure, ils calculent numériquement la courbe de l'énergie de fracture réduite $\gamma_{\text{eff}}/\gamma_0$ en fonction de la vitesse réduite V/V_0 (cf figure 1.7). Le calcul est fait de deux manières : en prenant en compte ou non une évolution de la température. Il existe 3 régimes différents :

- basse vitesse : les deux calculs donnent le même résultat (régime “low-speed” sur la figure 1.7), $\Gamma(V)$ est alors croissant,
- vitesse élevée, en prenant en compte l'augmentation de T (régime “hot-cracks”), $\Gamma(V)$ augmente,
- vitesse élevée, en forçant $T = T_0$, la température ambiante (régime “cold-cracks”), $\Gamma(V)$ constant.

La courbe $\Gamma(V)$, en prenant en compte une évolution de T , peut présenter une partie décroissante dans le régime intermédiaire entre les régimes “low-speed” et “hot-cracks”.

Pour expliquer que $\Gamma(V)$ augmente avec la température, on peut considérer le processus suivant : si $T = T_0$ dans tout l'échantillon, quand V est grand, la région proche de la pointe de fissure est dans un état vitreux et contribue peu à l'énergie visco-élastique dissipée. De même, la région loin de la pointe est dans un état caoutchoutique et ne contribue pas à la dissipation. La plus grande partie de la dissipation a lieu dans la zone intermédiaire de transition (cf figure 1.8). Dans le cas d'une modélisation isotherme, la taille de la

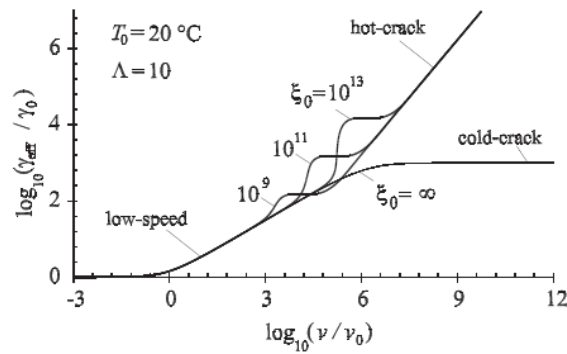


FIGURE 1.7 – Énergie de fracture en fonction de la vitesse de propagation de la fissure V . Valeurs calculées pour une fissure se propageant dans du caoutchouc, en forçant une température uniforme $T = T_0$ dans tout l'échantillon ($\xi_0 = \infty$), ou en autorisant une élévation de température en avant de la fissure (ξ_0 fini) [50].

zone de transition ne varie pas avec V aux hautes vitesses, d'où une courbe d'énergie de fracture constante. Si on considère l'effet de la température, T augmente surtout dans la région proche de la pointe de fissure. Donc, une partie de la région vitreuse précédente est maintenant dans la région de transition et l'énergie dissipée augmente globalement. En augmentant V , la région de transition devient de plus en plus grande jusqu'à ce qu'elle atteigne la pointe de fissure. Lorsque cela arrive, on passe dans le régime asymptotique "hot cracks".

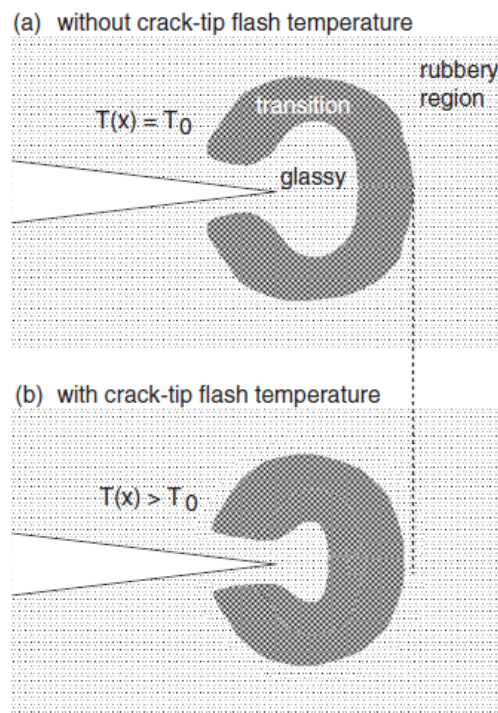


FIGURE 1.8 – Vision qualitative de la prise en compte de l'évolution de T [50]. La zone de transition entre les états vitreux et caoutchoutiques est la zone où la dissipation d'énergie visco-élastique est prépondérante. Elle est plus grande dans le cas d'une inhomogénéité de température.

Une question reste ouverte : dans quel cas suit-on la branche "hot" ou "cold" crack? En effet, si l'accélération est trop forte, l'élévation de température n'a pas le temps de

diffuser autour de la pointe de fissure, le système peut alors rester dans un état “cold crack”.

Si on suppose que l'adhésif se comporte comme un caoutchouc, on peut appliquer le même raisonnement dans le cas du pelage d'un film adhésif. Nous avons effectué des expériences préliminaires avec une caméra infrarouge, qui ont montré l'existence d'une élévation de température au niveau du front de pelage, ce qui pourrait être lié au modèle présenté ici.

1.3 Expériences et théories sur le stick-slip lors du pelage d'un adhésif

Différents types de mesures ont été effectués pour caractériser le stick-slip : mesure de la force au point de pelage [25, 26, 28, 46, 51–53], analyse des échantillons post-mortem [16, 28, 46, 52], étude des émissions acoustiques [32, 53–55] ou lumineuses [32, 56] et finalement visualisation directe [51, 57, 58]. Nous allons présenter les résultats expérimentaux principaux et les modèles théoriques qui tentent de les expliquer.

1.3.1 Mesure de force à angle fixé

Aubrey *et al.* [26] mesurent les fluctuations de la force pendant un pelage avec stick-slip. Ils montrent que la force moyenne diminue avec V et les maxima et minima locaux de la force en fonction du temps sont compris entre les valeurs aux points A et O de la courbe $F(V)$ (cf figure 1.4).

Ils décrivent qualitativement les cycles de stick-slip en s'appuyant sur la courbe $F(V)$ (cf figure 1.4). Pendant l'expérience, on impose une vitesse V telle que $V_a < V < V_c$. Au début d'un cycle, on suppose qu'on se situe au point O. Comme la vitesse de ce point est plus faible que la vitesse imposée, la vitesse du point de pelage va augmenter. Si on suppose la phase de stick quasi-statique, la vitesse va augmenter selon la branche OA, et la force de pelage va aussi augmenter. Au point A, la force ne peut plus augmenter, elle va donc décroître pour rejoindre à nouveau le point O. Cette description du cycle, très qualitative, explique que pendant le stick-slip la force oscille entre les valeurs du point A et du point O.

Aubrey *et al.* étudient aussi l'influence de l'angle de pelage θ sur le stick-slip. Ils montrent que lorsque θ diminue, selon la vitesse de pelage, le pelage passe de stick-slip à stable (pour $V = 1.7 \text{ mm s}^{-1}$) ou de stable au stick-slip (pour $V = 5 \text{ mm s}^{-1}$). Les vitesses d'apparition et de disparition du stick-slip augmentent donc quand θ diminue. Ils montrent que ces vitesses sont toutes affectées par un changement d'angle, la gamme de présence de stick-slip est donc juste décalée vers de plus hautes vitesses quand l'angle diminue, et ne semble ni s'agrandir, ni rétrécir.

1.3.2 Mesures de Barquins, Maugis *et al.*

Barquins, Maugis *et al.* [28, 46] effectuent des expériences en géométrie rouleau (cf figure 1.2(b)) à vitesse imposée V , avec un adhésif commercial : le Scotch[®]3M 602. Ils observent du stick-slip pour $V_a = 6.12 \times 10^{-2} < V < V_c = 2.1 \text{ m s}^{-1}$. Ils mesurent la force de pelage F pendant l'expérience à l'aide d'un couplemètre, et calculent le taux de restitution de l'énergie mécanique qui vaut ici $G = \frac{F}{b}$, égal à l'énergie d'adhésion dans le cas d'un pelage stable. Comme décrit dans la partie précédente (et représenté sur la figure 1.4), $G(V)$ présente deux branches croissantes pour $V < V_a$ et $V > V_c$; une

représentation schématique est montrée sur la figure 1.9. Pour l'adhésif étudié, les auteurs indiquent que la branche OA est divisée en deux parties : pour des vitesses faibles la séparation est cohésive, pour des vitesses plus élevées elle est adhésive.

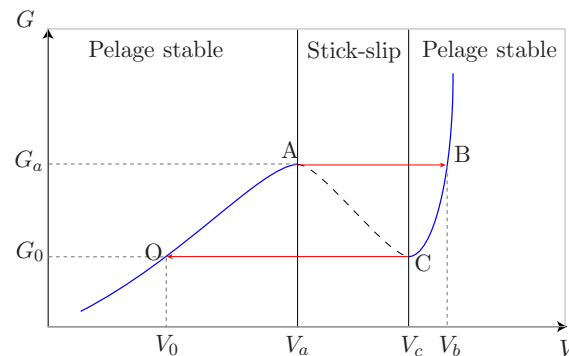


FIGURE 1.9 – Courbe schématique $G(V)$. Les flèches représentent un cycle de stick-slip comme décrit par le modèle de Barquins *et al.* [28]

Pour $V < 0.65 \text{ m s}^{-1}$, Barquins *et al.* sont capables d'extraire la fréquence de stick-slip à partir des oscillations des signaux de force. Ces fréquences sont compatibles avec leurs observations post-mortem. En effet, pour chaque cycle, il existe une transition de rupture cohésive-adhésive, qui laisse des traces sur la bande pelée. En mesurant la séparation entre deux traces, ils calculent la fréquence de stick-slip. La période temporelle T_{ss} augmente à peu près linéairement avec la longueur de ruban pelé L , qui correspond à la distance entre le point de pelage et le point d'enroulement sur le moteur. La fréquence $f_{ss} = 1/T_{ss}$ augmente linéairement avec V (cf figure 1.10).

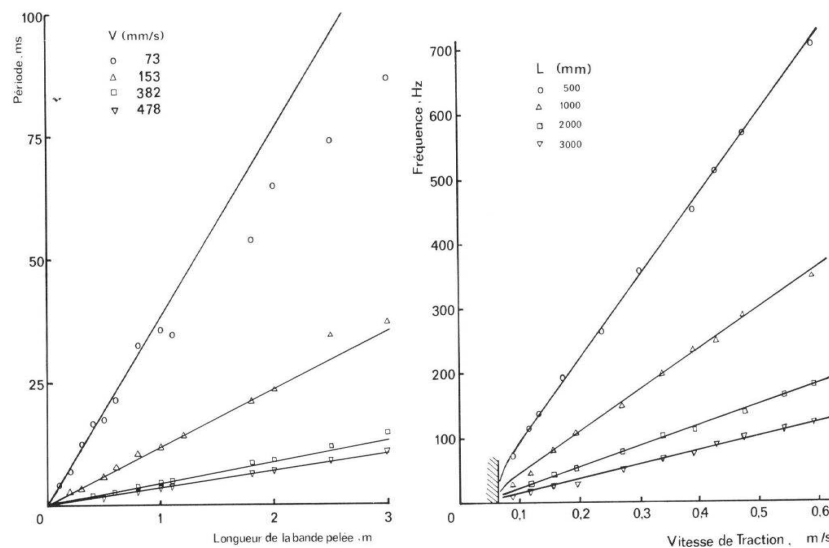


FIGURE 1.10 – À gauche : période de stick-slip en fonction de la longueur de ruban pelé L . À droite : fréquence de stick-slip en fonction de la vitesse du moteur V . Les marqueurs représentent les données expérimentales, les traits pleins l'équation (1.9) [28, 46].

Barquins *et al.* établissent un modèle expliquant leurs observations expérimentales. Ce modèle est basé sur une approche quasi-statique des cycles de stick-slip, en considérant que l'énergie de fracture Γ est égale au taux de restitution de l'énergie G à tout instant du cycle. La dynamique de pelage suit la courbe $G(V)$ (cf figure 1.9) : pendant un stick, la vitesse de pelage v_p augmente de V_0 à V_a suivant la branche OA. Au point A, il y a un saut instantané de vitesse de V_a à V_b et on entre dans la phase de slip. La vitesse suit ensuite la branche BC avant de sauter de V_c à V_0 à la fin du slip. Suivant cette approche, les sauts de vitesse sont supposés instantanés et le temps passé sur la branche BC est très court. On peut donc négliger la durée de la phase de slip devant celle de la phase de stick. Si on suppose finalement que le ruban reste tendu uniformément pendant le stick-slip, on peut écrire :

$$G = \frac{F}{b} = \frac{E e}{L} u, \quad (1.7)$$

avec u l'élongation du ruban, F la force de pelage, b la largeur du ruban, e son épaisseur et E son module d'Young.

À partir de ces hypothèses, il est possible de calculer la période de stick-slip T_{ss} , égale dans ce modèle à la durée de la phase de stick T_{stick} . Si on introduit la fonction $v_p = \Gamma^{-1}(G)$ et qu'on note que $du/dt = V - v_p$, on obtient :

$$\frac{dG}{dt} = \frac{Ee}{L} (V - \Gamma^{-1}(G)), \quad (1.8)$$

qui peut être intégrée durant la phase de stick pour obtenir :

$$T_{ss} \simeq T_{stick} = \frac{L}{Ee} \int_{G_0}^{G_a} \frac{dG}{V - \Gamma_{lent}^{-1}(G)}. \quad (1.9)$$

G_a est le maximum de la branche stable "lente" $\Gamma_{lent}(v_p)$ de $G(V)$ (OA sur la figure 1.9). G_0 est la valeur minimale au début de la branche stable "rapide" $\Gamma_{rapide}(v_p)$ de $G(V)$ (CB sur la figure 1.9) et est la valeur supposée au début de la phase de stick.

Le modèle est ensuite comparé aux résultats expérimentaux : l'intégration de l'équation (1.9) est montrée en trait plein sur la figure 1.10. Sur la gamme de paramètres étudiés, il y a un bon accord entre les données expérimentales et le modèle. Ce modèle explique donc les valeurs de fréquence observées, et les marques laissées sur l'adhésif (en parcourant la branche OA on passe d'une séparation cohésive à adhésive), mais il n'explique pas les observations pour $V > 0.65 \text{ m s}^{-1}$. En effet, pour ces expériences à vitesses plus importantes, Barquins *et al.* remarquent que les oscillations de la force deviennent sinusoïdales, en particulier pour de très faibles longueurs de ruban, et que les marques disparaissent sur l'adhésif pelé.

Pour expliquer le stick-slip pour $V > 0.65 \text{ m s}^{-1}$, Maugis *et al.* [46] développent un modèle prenant en compte l'inertie du rouleau. Ce modèle comporte 2 variables : la force \tilde{F} instantanée au point de pelage et la vitesse v_p du point de pelage. Ils considèrent alors que le rouleau a le même mouvement que le point de pelage, ce qui interdit des sauts instantanés de vitesse. Ce modèle permet de décrire la dynamique sous forme de cycles limites illustrés sur la figure 1.11. Il permet d'expliquer la possibilité d'observer des oscillations sinusoïdales de la force plutôt que des oscillations de relaxation. D'autre part, selon ce modèle, les valeurs minimales et maximales de la force pendant un cycle peuvent être différentes de G_0 et G_a . Cela explique l'absence de marques sur l'adhésif pelé : si la valeur minimale de G est plus élevée que celle de la transition de rupture cohésive-adhésive, le pelage sera purement adhésif, et aucune marque ne sera laissée. Ce modèle prédit une

bifurcation de Hopf *supercritique*, avec des oscillations qui apparaissent progressivement dès que $V > V_a$.

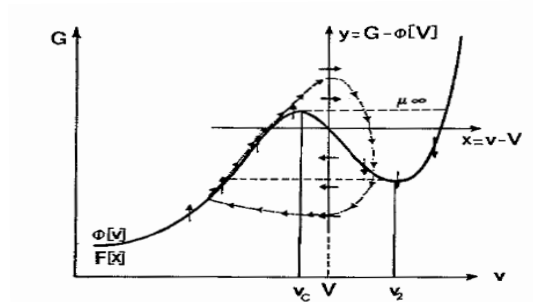


FIGURE 1.11 – Représentation schématique de la courbe $G(V)$ et des cycles limites prédits par le modèle inertiel [46].

En 1997, Barquins *et al.* [32] effectuent des expériences en géométrie rouleau à force imposée sur un adhésif commercial (Scotch[®]3M 600). Ils mesurent la vitesse moyenne de déroulement V et tracent la courbe $F(V)$. De manière spontanée, trois branches sont obtenues pour différentes masses (cf figure 1.12) : $M \leq 160$ g correspond à la branche A ; $160 \leq M \leq 500$ g correspond à du stick-slip sur la branche B ; $M \geq 500$ g correspond à la branche C. Cependant, on voit sur la figure 1.12 qu'une force donnée peut correspondre à trois comportements différents. Expérimentalement, en accrochant simplement une masse $M < 160$ g à l'extrémité du ruban adhésif le pelage est stable. Mais, en forçant une accélération brutale en tirant le ruban vers le bas, du stick-slip peut être déclenché si bien qu'on se trouve alors sur la branche B. Pour obtenir la branche C pour une masse identique, le protocole suivant est effectué : une première masse M_1 est attachée proche du ruban, reliée à une masse M_2 par un fil de nylon de 10 m ; au début de l'expérience, la masse appliquée est $M_1 + M_2 > 500$ g et le pelage se fait sur la branche C ; puis, quand M_2 touche le sol, le ruban est soumis uniquement à la masse $M_1 < 500$ g mais avec une importante vitesse. Cela permet d'obtenir les points au début de la branche C. Dans cette expérience à force imposée, pour une masse donnée, le pelage comporte 3 points de fonctionnement. Selon les conditions initiales, le pelage se fera suivant l'un de ces 3 points.

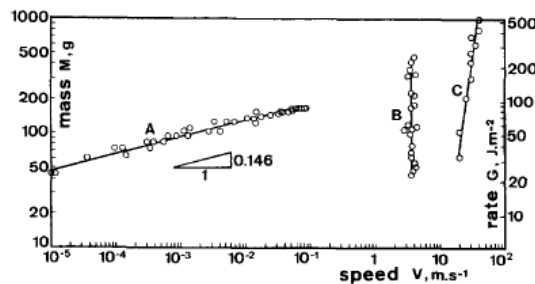


FIGURE 1.12 – Courbe $G(V)$ obtenue en géométrie rouleau à force imposée. Les branches A et C sont stables, la branche B correspond à du stick-slip [32].

1.3.3 Caractérisation indirecte du stick-slip à partir des émissions acoustiques

Les émissions acoustiques sont mesurées dans différentes études. Gandur *et al.* [53] étudient un adhésif commercial en géométrie rouleau, et mesurent la force de pelage à vitesse imposée V , ou les émissions acoustiques dans des expériences à force constante. Ils montrent que les spectres de la force instantanée $\tilde{F}(t)$ sont très larges, ce qui est caractéristique d'un comportement chaotique. Pour les expériences à vitesse imposée, les pics des spectres aux fréquences f_{ss} sont extraits. Gandur *et al.* calculent ensuite l'amplitude de stick-slip A_{ss} , selon l'expression $A_{ss} = V/f_{ss}$, qui augmente avec V et dépend aussi de la longueur de ruban pelé L . La courbe de force moyenne en fonction de V est non monotone (cf figure 1.13), et ils observent du stick-slip pour toutes les vitesses étudiées. Comme le pelage n'est pas stable, on ne peut pas relier directement F à l'énergie d'adhésion, mais la décroissance de $F(V)$ est probablement liée à une décroissance de l'énergie d'adhésion. Le signal acoustique présente des bouffées qui semblent correspondre aux événements de slip. Gandur *et al.* montrent aussi que le stick-slip présente une transition vers le chaos.

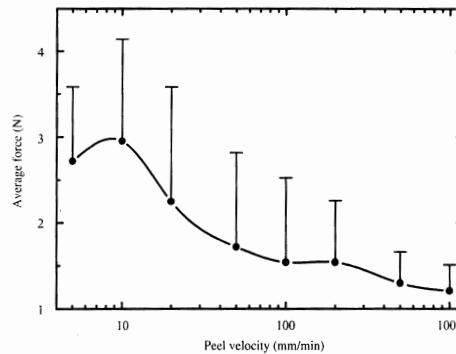


FIGURE 1.13 – Mesure de force moyenne en fonction de la vitesse imposée V . Les traits verticaux indiquent les fluctuations de la force $\tilde{F}(t)$, il y a donc du stick-slip pour chaque point représenté [53].

Ciccotti *et al.* [54] enregistrent les émissions acoustiques dans une expérience en géométrie rouleau à vitesse imposée, avec un adhésif commercial. Ils mesurent l'intervalle temporel Δt entre deux événements. Pour V faible, les émissions acoustiques sont composées de bouffées abruptes suivies d'une décroissance lente oscillante. Δt est alors proportionnel à $1/V$, ce qui est en accord avec le modèle quasi-statique décrit par Barquins *et al.* [28, 46] (cf partie 1.3.2). Cependant, quand V augmente, les événements deviennent de plus en plus irréguliers. Ciccotti *et al.* identifient dans ce signal une cascade de complexité, avec des doublages de période, qui suggère une transition vers le chaos. Pour $V > 3 \text{ m s}^{-1}$, le stick-slip disparaît.

1.3.4 Un modèle inertiel à 3 variables

Le modèle inertiel de Maugis *et al.* [46] interdit des sauts de la vitesse du point de pelage, or ces sauts peuvent être observés expérimentalement dans certaines conditions.

En 1998, Ciccotti *et al.* [59] reprennent donc ce modèle inertiel. Maugis *et al.* prenaient en compte l'inertie du rouleau en utilisant un système à deux variables (\tilde{F}, v_p) . Ciccotti *et al.* ajoutent une troisième variable : la vitesse de rotation du rouleau, qui n'est alors plus strictement égale à celle du point de pelage. Dans ce modèle à 3 variables, on peut autoriser des sauts de vitesse pour le point de pelage, ce qui rejoint des observations

expérimentales. Hong *et al.* [60] utilisent ce modèle et des simulations numériques basées sur la courbe $G(V)$ expérimentale trouvée par Maugis *et al.* [46]. Ils montrent que, pour des vitesses importantes, le stick-slip peut devenir chaotique. Il reste à étudier plus en détail ce modèle pour prédire le type de bifurcation lors de l'apparition et de la disparition du stick-slip.

De *et al.* [61–64] reprennent le modèle à 3 variables précédemment décrit. Pour résoudre numériquement les équations, ils utilisent une forme $F(v_p, V)$ pour la force de pelage, avec une dépendance *ad hoc* avec la vitesse de pelage et la vitesse imposée V . Ils trouvent alors un accord qualitatif entre les résultats des simulations numériques et les émissions acoustiques enregistrées durant des expériences.

1.3.5 Une géométrie de pelage particulière

Yamazaki *et al.* [51] réalisent des expériences avec un adhésif commercial depuis un substrat plan (cf figure 1.14). L'adhésif est pelé sur son propre dos, et son extrémité est connectée à un moteur d'enroulement via un ressort de constante k . L'angle de pelage est $\theta \simeq 90^\circ$. La force de pelage est mesurée, et le front est visualisé à l'aide d'un microscope. Les vitesses de pelage sont suffisamment lentes ($0.005 \leq V \leq 0.17 \text{ mm s}^{-1}$) pour pouvoir résoudre le mouvement du front.

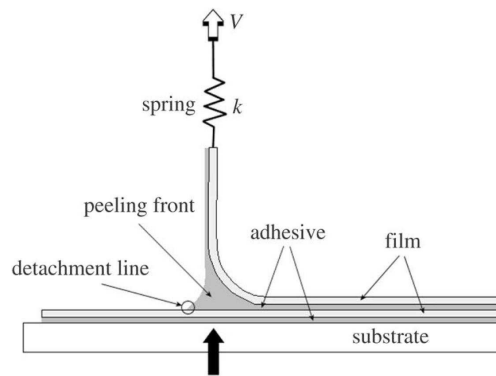


FIGURE 1.14 – Dispositif expérimental utilisé par Yamazaki *et al.* [51]. La flèche noire indique la visualisation du front de pelage.

Yamazaki *et al.* mettent en évidence quatre régions différentes en fonction de la vitesse. Ces régions varient en fonction de la raideur du ressort k et sont illustrées sur la figure 1.15 :

- A : pelage stable pour V faible, $F(V)$ augmente,
- B : pelage stable pour V important, $F(V)$ augmente,
- C : pelage saccadé, $F(V)$ diminue,
- D : pelage stable, $F(V)$ diminue.

Quand k augmente, la région C devient de plus en plus étroite, et finit par disparaître. La région D devient alors de plus en plus grande. Il existe donc une région de pelage stable alors que $F(V)$ est décroissant. Cela est expliqué par la forte raideur du ressort : comme le système de pelage devient rigide, le point de pelage n'est plus libre d'avancer à une vitesse différente de la vitesse imposée. On peut noter que les vitesses limites de la branche décroissante sont indépendantes de k .

Yamazaki *et al.* visualisent le front par dessous à l'aide d'un microscope. Sur la figure 1.16 sont représentés les motifs spatio-temporels observés dans les différentes régions A, B, C et D décrites précédemment. Dans la région A, on observe une structure "tunnel",

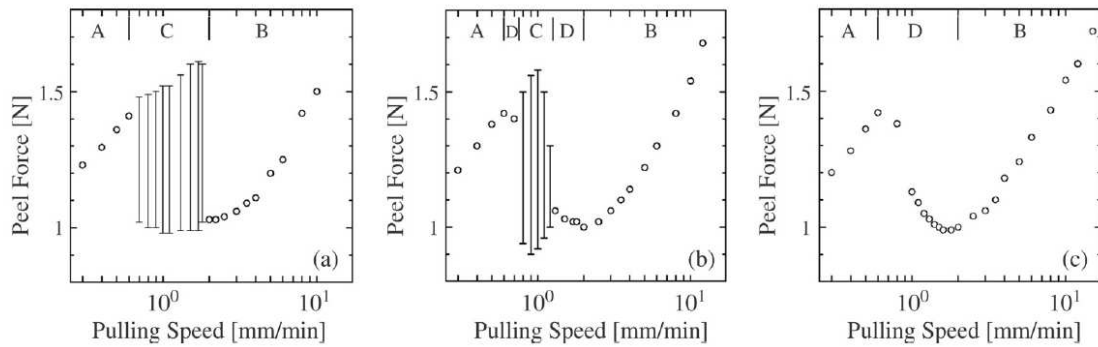


FIGURE 1.15 – $F(V)$ pour différentes raideur du ressort k . k augmente de gauche à droite [51].

causée par la cavitation. Dans la région B, aucune structure particulière n'est observée. Dans la région C, des bandes apparaissent. Les bandes blanches correspondent aux structures "tunnel", les bandes noires à leur absence. Pendant le stick-slip, le front se propage donc de manière alternée dans des régions de type A (durant le stick) et de type B (durant le slip). Cela suggère un stick-slip quasi-statique suivant les branches stables. Dans la région D, la force de pelage est constante en fonction du temps. Alors qu'on pourrait en conséquence s'attendre à un pelage uniforme, le motif spatio-temporel met en évidence la coexistence des deux structures. Le ratio d'occupation de la structure "tunnel" R diminue quand V augmente.

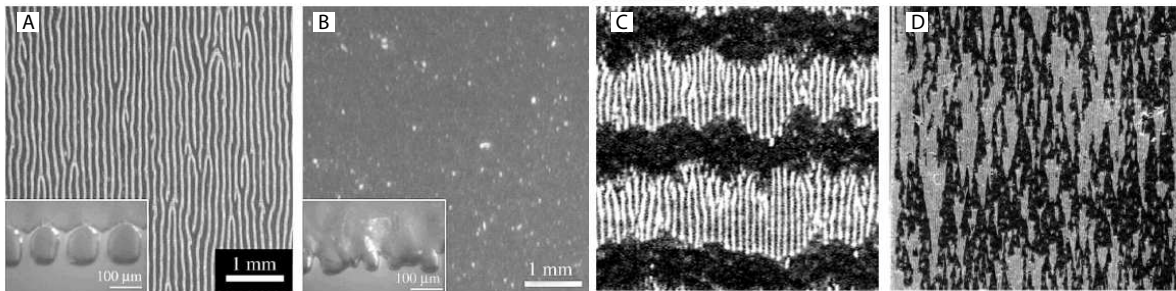


FIGURE 1.16 – Motifs spatiotemporels observés dans les différentes régions A, B, C et D montrées sur la figure 1.15 [51].

La force F et le ratio d'occupation R sont fortement corrélés. Comme au début de la branche B la force est plus faible qu'à la fin de la branche A, la décroissance monotone de F avec V dans la région D est la conséquence d'un changement de mode de pelage.

Yamazaki *et al.* développent ensuite un modèle pour expliquer leurs observations. Ils utilisent une variable d'état Φ qui représente la différence entre les 2 états de pelage. Φ est une fonction du temps et de l'espace, et peut être reliée à la vitesse d'avancée du front. À l'aide de simulations numériques, en utilisant la forme expérimentale $F(V)$ en donnée, les auteurs retrouvent des résultats similaires aux expériences.

1.3.6 Visualisation du point de pelage en imagerie rapide

En 2007, au laboratoire de Physique de l'ENS Lyon, Cortet *et al.* [57] ont effectué des expériences en géométrie rouleau, à force imposée par une masse pesante en chute libre (cf figure 1.17). Ils utilisent alors un adhésif commercial : le Scotch[®]3M 600. La dynamique du point de pelage est observée avec une caméra rapide à 16 000 images/seconde. Comme

dans les expériences de Barquins *et al.* [32], le pelage est naturellement stable en dessous d'une force critique, correspondant à $m \leq m_B = 235$ g, du stick-slip peut être forcé en imposant une vitesse initiale. Pour $m_B = 235 < m \leq 265$ g, du stick-slip apparait spontanément. Comme la force est imposée via une masse accrochée à l'extrémité du ruban, ces expériences sont hors équilibre, le stick-slip est alors un phénomène transitoire.

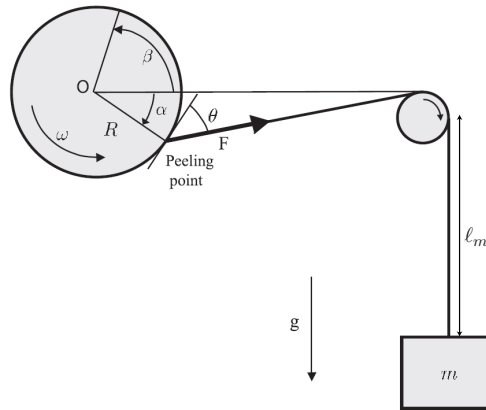


FIGURE 1.17 – Dispositif expérimental utilisé par Cortet *et al.* [57]. Le pelage se fait depuis un rouleau commercial, à force imposée par une masse pesante m en chute libre. La longueur ℓ_m augmente avec le temps.

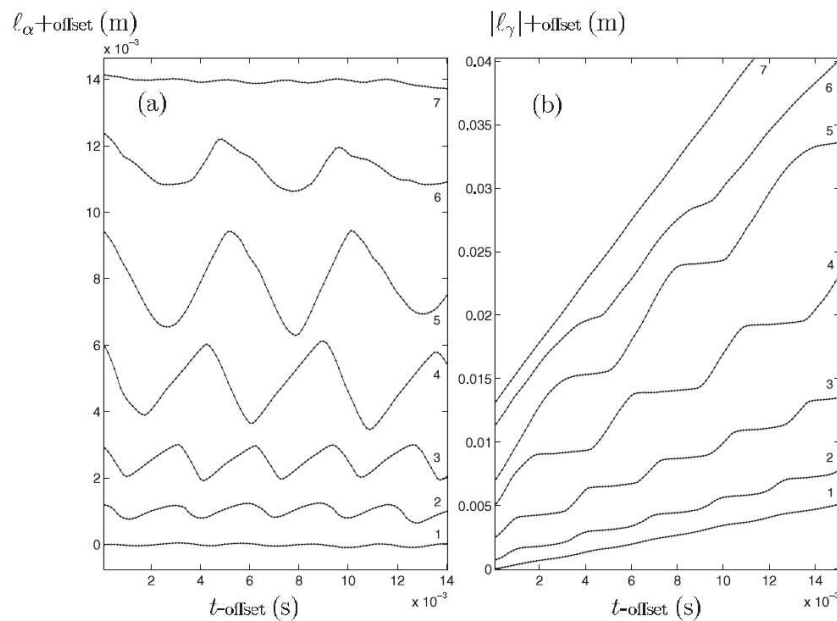


FIGURE 1.18 – Position du point de pelage dans le référentiel du laboratoire (a) ou du rouleau (b) à différents moments de l'expérience. Le temps augmente avec les numéros des courbes. Cas du stick-slip spontané avec $m = 245$ g [57].

La nouveauté de ces expériences est de pouvoir visualiser la dynamique du point de pelage grâce à une imagerie rapide. On peut ainsi avoir accès à la position et à la vitesse du point de pelage en fonction du temps. La position oscille à basse fréquence à cause de l'inertie du rouleau couplée au moment appliqué par la force. On appelle cette oscillation

mouvement pendulaire. La valeur de sa période peut être prédite en prenant en compte l'accélération de la masse.

Sur la figure 1.18 est représentée en fonction du temps la position du point de pelage dans le référentiel du laboratoire (a) ou du rouleau (b). L'amplitude et la période du stick-slip augmentent avec le temps, puis elles diminuent avant que le stick-slip disparaisse. Cette évolution est liée à l'augmentation de la vitesse moyenne de pelage et peut-être à celle de la longueur ℓ_m . La disparition du stick-slip pourrait être due au fait que la branche croissante rapide de la courbe $G(V)$ est atteinte, mais ce n'est pas vérifiable expérimentalement.

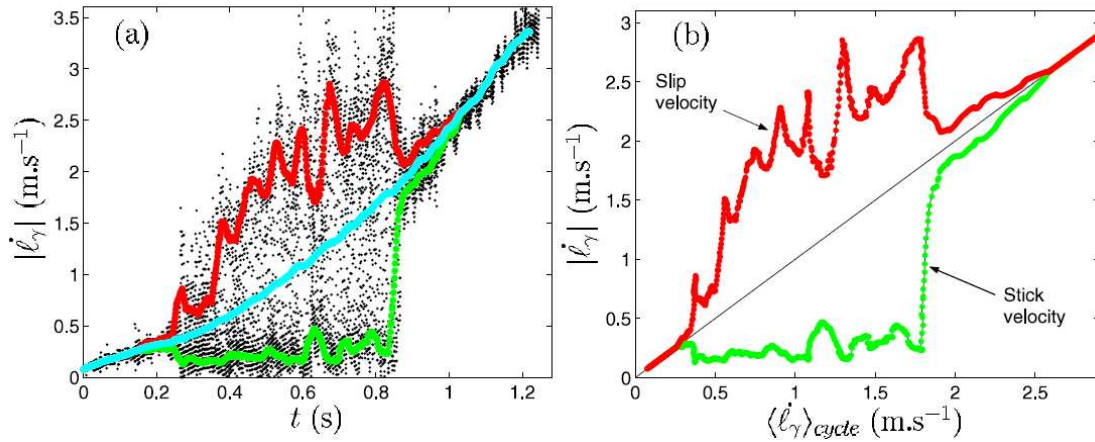


FIGURE 1.19 – (a) Évolution temporelle de la vitesse de pelage instantanée (en noir). En couleur, vitesses de stick et de slip. (b) Vitesses de stick et de slip en fonction de la vitesse de pelage moyenne sur un cycle [57].

Sur la figure 1.19(a) est représentée, en noir, la vitesse de pelage instantanée. Les larges fluctuations de vitesses correspondent au stick-slip. Les vitesses de stick et de slip (en vert et rouge) et la vitesse moyenne sur un cycle (en cyan) sont extraites de ces données. Ces vitesses de stick et de slip sont tracées sur la figure 1.19(b) en fonction de la vitesse moyenne sur un cycle $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle}$. Le stick-slip débute pour $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle} = 0.25 \text{ m s}^{-1}$, correspondant à la vitesse maximale d'une expérience de pelage stable. Quand $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle}$ augmente, la vitesse de stick reste stable, proche de 0.2 m s^{-1} , soit proche de la vitesse de transition. La vitesse de slip augmente de 0.25 à 2.6 m s^{-1} . Les fluctuations de v_{slip} sont liées au mouvement pendulaire et donc aux variations de l'angle θ . La vitesse de slip diminue pour $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle} > 1.8 \text{ m s}^{-1}$, avant que le stick-slip disparaisse pour $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle} > 2.6 \text{ m s}^{-1}$.

Sur la figure 1.20 sont représentées les durées et amplitudes de stick-slip en fonction de la vitesse moyenne sur un cycle $\langle \dot{\ell}_\gamma \rangle_{cycle}$. Les deux caractéristiques augmentent progressivement avec la vitesse, puis chutent rapidement avant la disparition du stick-slip.

Pour finir, Cortet *et al.* analysent l'évolution du rapport durée de stick sur durée de slip. Ce rapport est toujours proche de 1, contrairement aux prédictions du modèle quasi-statique de Barquins *et al.* [28, 46]. La durée de stick devient même plus faible que celle de slip pour de grandes vitesses.

La visualisation directe du front permet donc de résoudre la dynamique du point de pelage, et en particulier d'extraire les durées et amplitudes des cycles complets de stick-slip, mais aussi des phases de stick et de slip séparément. Cependant, les paramètres de contrôle des expériences sont non-stationnaires, ce qui peut influencer les effets observés.

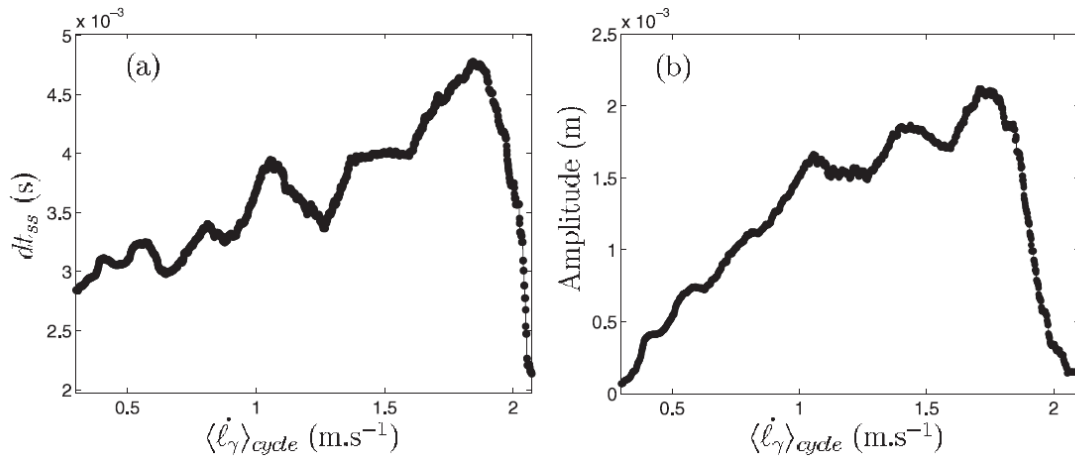


FIGURE 1.20 – Périodes et amplitudes de stick-slip en fonction de la vitesse moyenne sur un cycle [57].

1.3.7 Fracture transverse dans la phase de slip

En 2010, Thoroddsen *et al.* [58] ont effectué des expériences de visualisation du front de pelage grâce à une caméra rapide pouvant filmer jusqu'à un million d'images par seconde. Leur expérience est faite en pelant sur un substrat plan, à $\theta \approx 45^\circ$, avec un adhésif commercial (cf figure 1.21(a)). La vitesse est non contrôlée ; le pelage est fait à la main à une vitesse jugée constante. La vitesse moyenne mesurée se situe entre 4 et 14 m s^{-1} , la vitesse de slip mesurée entre 9 et 27 m s^{-1} . Pendant le stick, la vitesse est inférieure à 0.5 m s^{-1} et le pelage présente de la cavitation (bandes noires sur la figure 1.21(b)).

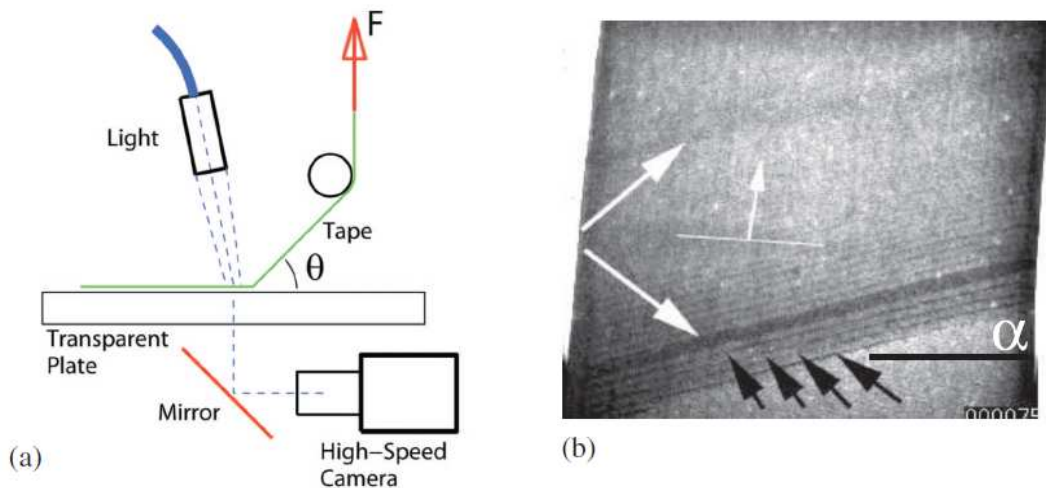


FIGURE 1.21 – (a) Dispositif expérimental. (b) Image typique prise par la caméra. Les flèches noires indiquent les fractures transverse pendant le slip. Les flèches blanches indiquent les événements de stick [58].

Pendant le slip, des bandes de fractures régulières avancent dans la direction transverse du front à environ 300 m s^{-1} (cf flèches noires sur la figure 1.21(b)). Ces fractures sont le plus souvent initiées depuis un bord de l'adhésif, mais il existe des expériences où l'initiation se fait à l'intérieur de la bande, et la fracture se propage dans les deux sens. La distance entre deux fractures transverse est régulière, d'environ $200 \mu\text{m}$, et ne semble pas dépendre de V . Cependant, comme la vitesse est appliquée à la main elle n'est sûrement

pas uniforme durant toute l'expérience. De plus, aucune étude systématique n'est faite en fonction des autres paramètres influençant le stick-slip : longueur du ruban et angle de pelage. Il serait aussi intéressant de faire des expériences à plus haute vitesse pour voir si ces fractures transverses sont caractéristiques du stick-slip, ou si elles existent encore pour un pelage stable à haute vitesse.

Ces fractures transverses semblent être à l'origine des bouffées acoustiques pendant la phase de slip. En calculant la taille caractéristique correspondant à la fréquence des émissions acoustiques on trouve environ $200 \mu\text{m}$, correspondant à la taille des microstructures observées [53,65].

1.4 Objectifs

Nous avons vu dans ce chapitre que de nombreuses études ont été effectuées afin de comprendre le phénomène de stick-slip lors du pelage d'adhésifs. Il existe cependant peu de caractérisation par visualisation directe, et celles qui sont décrites ici sont effectuées dans des conditions non stationnaires.

L'objectif de la thèse est donc de caractériser le stick-slip à l'aide de techniques d'imagerie rapide. Grâce à une expérience en géométrie rouleau à vitesse contrôlée, nous sommes capables de mesurer les grandeurs pertinentes (amplitude, périodes, vitesses) en fonction des différents paramètres (vitesse du moteur, longueur du ruban pelé) dans une situation stationnaire. Nous utiliserons nos résultats expérimentaux pour tester les modèles existants et mettre en évidence leurs limites (Chapitre 2).

Comme montré par Aubrey *et al.* [26], l'angle de pelage peut jouer un rôle dans le stick-slip, nous allons donc étudier son influence grâce à une expérience en géométrie sur substrat plan (chapitre 3). Nous développons ensuite un nouveau modèle permettant d'expliquer nos observations expérimentales dans les deux géométries étudiées (Chapitre 4).

Pour finir nous étudions en détail les fractures transverses observées durant un événement de slip. Nous montrons qu'il s'agit d'une instabilité de stick-slip à des échelles beaucoup plus faible que le stick-slip habituellement décrit. Nous développons aussi un modèle permettant d'expliquer ce phénomène (Chapitre 5).

Chapitre 2

Pelage en géométrie rouleau, à vitesse et longueur de pelage contrôlées

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	30
2.2	Équations cinématiques	30
2.3	Mesure de la force de pelage	31
2.4	Mouvement du point de pelage	34
2.4.1	Observation directe par imagerie rapide	34
2.4.2	Analyse d'image	34
2.4.3	Cycles de stick-slip - Moyennes de phase	36
2.5	Durées et amplitudes de stick-slip	38
2.5.1	Valeurs instantanées	38
2.5.2	Valeurs moyennes	39
2.5.3	Analyse séparée des phases de stick et de slip	40
2.6	Comparaison à un modèle de pelage quasi-statique	42
2.6.1	Limite de l'approche quasi-statique : sous-estimation des durées de stick-slip	42
2.6.2	Une phase de stick quasi-statique	43
2.6.3	Durées de slip	44
2.6.4	Discussion	44
2.7	Mouvement pendulaire du rouleau et intermittence du stick-slip . . .	45
2.7.1	Mouvement pendulaire du rouleau	45
2.7.2	Variation de l'angle	47
2.7.3	Intermittence du stick-slip	48
2.7.4	Corrélation entre stick-slip et angle de pelage	49
2.8	Conclusion	50

Nous avons effectué des expériences dans une géométrie proche de l'utilisation industrielle des adhésifs : en pelant directement depuis un rouleau commercial. Dans cette géométrie, nous avons mesuré la force moyenne appliquée au point de pelage et la cinétique du point de pelage pour des expériences à vitesse de pelage et longueur de ruban pelé imposées. Nous avons mis en évidence de nouveaux résultats expérimentaux pour cette géométrie : il existe des effets dynamiques importants pendant le stick-slip, et la durée de la phase de slip est aussi longue que celle de stick. Cela montre les limites de l'approche quasi-statique proposée jusqu'alors. Cette géométrie présente cependant une limitation majeure : le rouleau étant libre sur son axe de rotation, l'angle de pelage n'est pas contrôlé.

2.1 Dispositif expérimental

Le principe de l'expérience est de pelier l'adhésif depuis un rouleau commercial à une vitesse V et une longueur de ruban pelé L fixées (cf figure 2.1). Le rouleau commercial est monté sur une poulie libre de tourner sur elle-même. L'extrémité du ruban adhésif est collée sur un cylindre d'enroulement solidaire de l'axe d'un moteur servo-contrôlé sans balai (Berger Lahr Motors Twin Line - SER 3913/4L 3S). Durant une expérience, la vitesse du moteur est progressivement augmentée jusqu'à atteindre la vitesse de travail V . L'accélération, au maximum de 10 m s^{-2} , est choisie suffisamment faible pour éviter un à-coup initial. La vitesse cible est maintenue avec une précision de $\pm 2\%$ pendant une à deux secondes avant de ralentir jusqu'à 0. La vitesse V est variée entre 0.0015 et 2.5 m s^{-1} . La longueur L entre le point de pelage est le point d'enroulement est fixée entre 0.08 et 1.31 m . Les expériences ont été effectuées à une température de $23 \pm 2^\circ$ et une humidité de $45 \pm 5\%$.

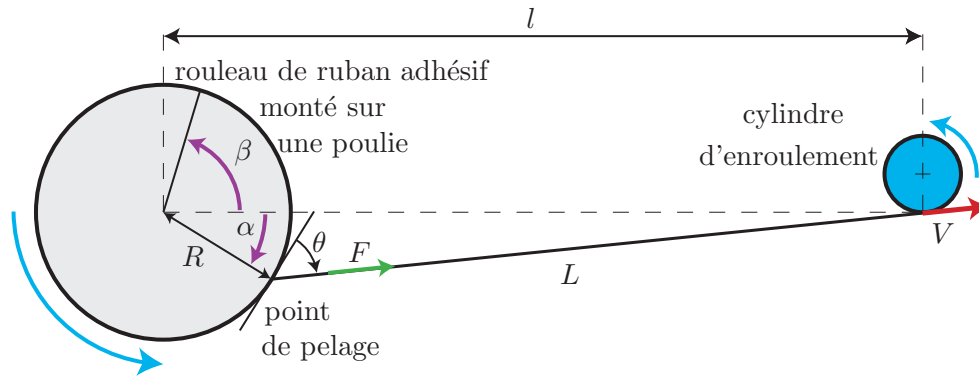


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental. Les angles α et β sont orientés respectivement dans le sens des aiguilles d'une montre et le sens inverse. Le diamètre du rouleau est $40 < 2R \leq 58 \text{ mm}$ et la largeur du ruban est $b = 19 \text{ mm}$

Les expériences présentées dans ce chapitre ont toutes été effectuées avec le ruban adhésif 3M Scotch®600, constitué d'un dos en UPVC de largeur 19 mm sur lequel a été déposé un adhésif synthétique acrylique. Nous avons mesuré l'épaisseur du dos et de l'adhésif en visualisant la tranche de plusieurs couches d'adhésifs au microscope. On obtient une épaisseur du dos $e = 34 \pm 1.2 \mu\text{m}$, et une épaisseur totale $h = 50.2 \pm 1.2 \mu\text{m}$. Nous avons aussi mesuré le module d'Young E du dos. Pour cela, nous avons pendu différentes masses au bout d'une portion de ruban, et mesuré la déformation. On obtient ainsi le produit $Ee = 47880 \pm 1900 \text{ kg s}^{-2}$, soit $E = 1.41 \pm 0.11 \text{ GPa}$. Pour estimer la masse volumique du ruban entier, nous avons pesé un rouleau vide et un rouleau plein. Avec les données constructeurs (longueur totale du ruban de 33 m , et largeur $b = 19 \text{ mm}$)¹, on obtient ainsi le produit $\rho h = 4.49 \pm 0.08 \times 10^{-2} \text{ kg m}^{-2}$. On en déduit $\rho = 894 \pm 37 \text{ kg m}^{-3}$.

2.2 Équations cinématiques

Dans cette partie, nous allons dériver les équations cinématiques du point de pelage dans notre géométrie (cf figure 2.1). Les données expérimentales auxquelles nous avons directement accès sont la position angulaire du rouleau β et celle du point de pelage α . La position du point de pelage dans le référentiel du rouleau ℓ_p s'écrit :

1. Nous avons effectué cette mesure sur plusieurs rouleaux, l'incertitude vient des différentes valeurs obtenues. Cette incertitude est certainement due à une erreur sur la longueur totale du ruban.

$$\ell_p = R(\alpha + \beta). \quad (2.1)$$

La vitesse de pelage correspondante est :

$$v_p = \frac{d\ell_p}{dt}. \quad (2.2)$$

L'angle de pelage θ est lié à la position angulaire du point de pelage :

$$l \cos(\theta + \alpha) = R \cos \theta, \quad (2.3)$$

avec l la distance entre le centre du rouleau et le point où le ruban est collé sur l'axe d'enroulement. Un cas limite intéressant de l'équation (2.3) est le cas où le rayon du rouleau est faible comparé à la longueur de pelage. On a alors $\theta + \alpha \simeq \pi/2$. On pourra utiliser cette approximation puisque, dans les expériences où nous avons analysé le mouvement du point de pelage, nous avons $50 < l < 134$ cm pour $40 < 2R < 58$ mm, d'où $R/l < 0.06$.

La longueur de ruban pelé L n'est pas une constante, mais varie avec l'angle α (cf figure 2.1) :

$$L^2(t) = l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha(t). \quad (2.4)$$

Étant donné qu'expérimentalement, la valeur instantanée de α varie entre -25° et $+25^\circ$, la variation de la longueur est donc au plus de $\delta L/L \approx 0.6\%$ dans notre géométrie. Ces petites variations de la longueur ne devrait pas avoir d'importance sur les seuils et les autres caractéristiques du stick-slip [51].

On appelle u l'élongation du ruban. Les contraintes cinématiques suivantes s'appliquent :

$$V = v_p + \dot{u} - R \cos \theta \dot{\alpha}. \quad (2.5)$$

En utilisant l'approximation $\theta \simeq \pi/2 - \alpha$ et la relation (2.1), on peut intégrer l'équation (2.5) :

$$u = u_0 + \int_0^t (V - v_p(t)) dt - \int_0^t \cos \theta (R \dot{\beta} - v_p(t)) dt, \quad (2.6)$$

où u_0 est une constante correspondant à la valeur de u au temps $t = 0$. Comme θ est proche de 90° et $R \dot{\beta} \approx v_p$ (car $\dot{\alpha} \ll \dot{\beta}$), on peut finalement écrire :

$$u \simeq u_0 + \int_0^t (V - v_p(t)) dt. \quad (2.7)$$

L'élongation $u(t)$ augmente d'une quantité $\Delta u = \int_0^{T_{stick}} (V - v_p(t)) dt$ pendant la phase de stick et décroît de la même amplitude $\Delta u = - \int_{T_{stick}}^{T_{ss}} (V - v_p(t)) dt$ pendant la phase de slip. Cette compensation est assurée en admettant que la vitesse de pelage moyenne sur un cycle de stick-slip est égale à la vitesse imposée V . $\int_0^{T_{ss}} (V - v_p(t)) dt = 0$ devrait donc rester valide, que le ruban reste tendu ou non pendant un cycle de stick-slip.

2.3 Mesure de la force de pelage

Dans un premier temps, nous avons mesuré la force de pelage dans cette géométrie (cf figure 2.2). Nous utilisons un capteur de force (modèle SML-5 d'Interface) pouvant mesurer jusqu'à 23 N; l'ordre de grandeur des forces que nous voulons mesurer est de

1 N. La raideur du capteur est de $1.8 \times 10^{-5} \text{ N m}^{-1}$, soit une élongation de 0.1% des déplacements mesurés pour une force typique de 1 N. Le capteur est fixé sur le support de la poulie sur laquelle est monté le rouleau. Nous calculons le taux de restitution de l'énergie élastique G , correspondant à la quantité d'énergie mécanique relâchée par la croissance de la fracture par unité de surface, à partir de la valeur moyenne F de la force mesurée [12]. G est égal à la somme du travail fourni par l'opérateur et de l'énergie élastique stockée dans la bande :

$$G = \frac{F}{b}(1 - \cos \theta) + \frac{1}{2Ee} \left(\frac{F}{b} \right). \quad (2.8)$$

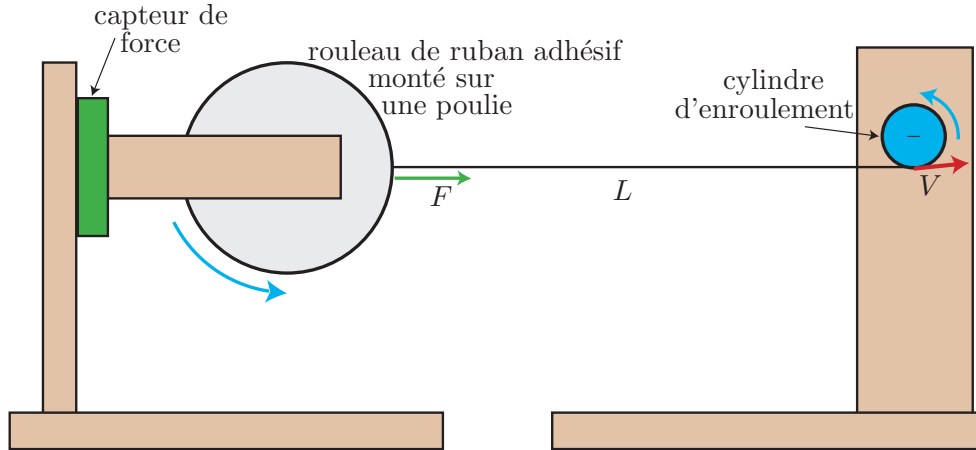


FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la force de pelage.

Dans notre système, pour un angle de pelage $\theta \approx 90^\circ$, les forces maximales mesurées sont d'environ 2 N, ce qui correspond à F/b de l'ordre de 100 J m^{-2} à comparer à $(F/b)^2/(2Ee)$ égal à environ 0.12 J m^{-2} . L'énergie élastique peut donc être négligée, et on peut écrire :

$$G \simeq \frac{F}{b}. \quad (2.9)$$

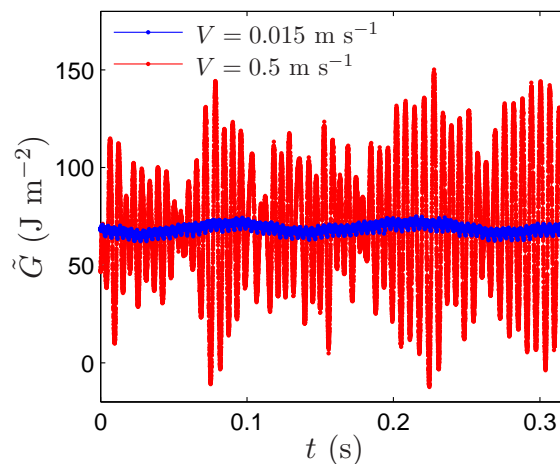


FIGURE 2.3 – Taux de restitution de l'énergie élastique \tilde{G} en fonction du temps t pour $L = 1.18 \text{ m}$ et deux vitesses différentes. \tilde{G} est calculé à partir des mesures de force $\tilde{F}(t)$: $\tilde{G}(t) = \tilde{F}(t)/b$.

Dans la suite, on note \tilde{G} et \tilde{F} les valeurs instantanées, et G et F les valeurs moyennes sur une expérience. Sur la figure 2.3, on trace les mesures de $\tilde{G}(t) = \tilde{F}(t)/b$ en fonction du

temps pour $L = 1.18$ m et deux vitesses différentes. Pour $V = 0.015$ m s⁻¹, $\tilde{G}(t)$ fluctue peu et le pelage est stable. Pour $V = 0.5$ m s⁻¹, $\tilde{G}(t)$ fluctue de manière importante à une fréquence d'environ 150 Hz, correspondant à peu près à la fréquence du stick-slip pour ces paramètres (cf figure 2.12(a)). Ces larges fluctuations sont typiques d'un pelage saccadé, avec stick-slip. Cependant, la fréquence naturelle du capteur est d'environ 3000 Hz. Les fréquences mesurées n'étant pas très faibles devant cette fréquence caractéristique, nous n'allons pas utiliser ces signaux pour caractériser le stick-slip, mais uniquement pour déterminer la valeur moyenne de G au cours d'une expérience. Les écart-types des signaux temporels nous permettront de détecter la présence de stick-slip.

Dans le cas d'un pelage stable, nous pouvons considérer que la fracture se propage de manière quasi-statique ; G sera alors égal à l'énergie de fracture Γ . Dans le cas d'un pelage avec stick-slip, la force présente de larges fluctuations et nous ne pouvons plus estimer l'énergie de fracture. Cependant, nous calculerons encore G , correspondant à la valeur moyenne de la force mesurée.

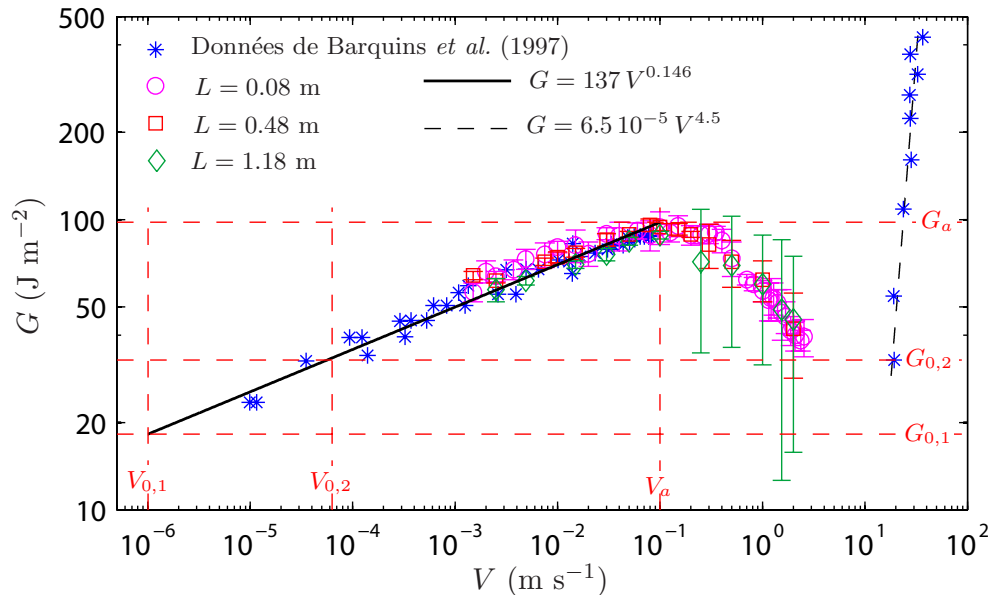


FIGURE 2.4 – Taux de restitution de l'énergie élastique G en fonction de la vitesse imposée V pour 3 longueurs de pelage différentes. G est calculé à partir des mesures de force moyenne F : $G = F/b$. Les étoiles correspondent aux mesures de Barquins *et al.* [32] pour le même adhésif, en géométrie rouleau à force imposée. La ligne pleine correspond à un ajustement en loi de puissance $G(V) = 137 V^{0.146}$. Les barres d'erreur représentent les écarts-types au cours d'une expérience.

Sur la figure 2.4 est représenté G en fonction de la vitesse imposée V . Les barres d'erreur représentent les écarts-types sur la durée de l'expérience. De faibles barres d'erreur sont typiques d'un pelage stable, alors que des barres d'erreur importantes indiquent la présence de stick-slip. Pour $0.0015 \leq V \leq 0.1$ m s⁻¹, $G(V)$ est croissante avec de faibles barres d'erreur, correspondant à un pelage stable. On a donc sur cette branche égalité entre le taux de restitution et l'énergie de fracture : $\Gamma(V) = G(V)$. Nos données se superposent aux données de Barquins et Ciccotti [32] qui avaient été mesurées avec le même adhésif, dans une géométrie rouleau à force imposée. C'est assez remarquable de trouver des valeurs de forces identiques ; cela suggère que la formulation de l'adhésif a peu changé en 15 ans. À partir des deux séries de données, cette branche de pelage stable peut être modélisée par une loi de puissance $G(V) = a V^n$, avec $n = 0.146$ et $a = 137$. Pour $0.1 < V \leq 2.5$ m s⁻¹, $G(V)$ est décroissante et présente de larges barres d'erreur. Le pelage est alors instable,

avec du stick-slip. Cette décroissance avait déjà été observée sur des expériences de pelage sur un substrat plan (cf figure 1.15 [51]). Elle est directement liée à la décroissance de l'énergie de fracture à l'origine de l'instabilité de stick-slip. On peut déduire de cette courbe la vitesse d'apparition du stick-slip $V_a = 0.10 \pm 0.03 \text{ m s}^{-1}$. Il est important de noter que $G(V)$ est indépendant de la longueur de pelage L . Ce résultat est attendu pour la branche stable, mais était *a priori* inconnu dans le régime de stick-slip.

Barquins et Ciccotti ont réussi à mesurer une branche rapide croissante pour des vitesses $V \geq 19 \text{ m s}^{-1}$, correspondant à un pelage stable. Ils ont aussi observé un pelage stable pour des vitesses plus faibles sans être capable de mesurer la force correspondante. Des expériences dans la même géométrie rouleau avec un adhésif similaire [46] montrent que la branche rapide stable débute à $G = 18 \text{ J m}^{-2}$. On peut donc supposer que la valeur du minimum local de $G(V)$, correspondant à une vitesse $2.5 < V \leq 19 \text{ m s}^{-1}$, serait dans l'encadrement $G_{0,1} = 18 \leq G_0 \leq G_{0,2} = 33 \text{ J m}^{-2}$. D'autre part, la branche croissante rapide peut être modélisée par une loi de puissance $G = 6.4 \times 10^{-5} V^{4.5}$.

2.4 Mouvement du point de pelage

2.4.1 Observation directe par imagerie rapide

L'objectif de cette série d'expériences est d'extraire la cinétique du point de pelage lors du déroulement d'un rouleau d'adhésif à vitesse constante, à l'aide d'une visualisation par imagerie rapide. On filme l'expérience avec une caméra Photron FASTCAM SA4, avec une taille d'image de 384×288 pixels, une fréquence d'acquisition de $f_{\text{film}} = 30\,000$ images/s et une résolution d'environ $50 \mu\text{m}/\text{px}$. L'enregistrement de la vidéo est déclenché par un signal envoyé par le moteur dès que la vitesse atteint sa valeur de consigne ; les conditions sont ensuite stationnaires sur toute la durée de l'expérience (entre une et deux secondes). Un exemple d'image obtenue durant une expérience est montré sur la figure 2.5.

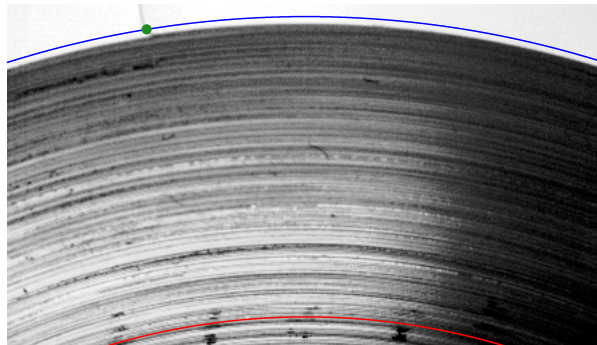


FIGURE 2.5 – Photo typique prise par la caméra. En bleu (au-dessus de la surface du rouleau) : la ligne utilisée pour repérer le point de pelage (rond vert), correspondant au minimum des niveaux de gris (apparaît en gris foncé). En rouge : la ligne utilisée pour repérer la position angulaire du rouleau. On calcule la corrélation entre les niveaux de gris de cette ligne sur deux images séparées d'un temps $dt = N/f_{\text{film}}$. Le maximum de la corrélation correspond au déplacement angulaire.

2.4.2 Analyse d'image

Les images obtenues sont ensuite analysées à l'aide d'un programme que nous avons développé dans l'environnement du logiciel Matlab. On repère la position du point de pelage sur un profil circulaire concentrique au rouleau situé à une distance de $0.34 \pm 0.07 \text{ mm}$ de la surface en cherchant le minimum des niveaux de gris (ligne bleue et point

vert sur les figures 2.5 et 2.6(a)). On obtient alors la position curviligne du point de pelage $\ell_\alpha = R\alpha$ (cf figure 2.1) dans le référentiel du laboratoire. On extrait ensuite la position curviligne du rouleau $\ell_\beta = R\beta$. Pour cela, on trace à chaque instant un profil circulaire concentrique au rouleau, à l'intérieur de ce dernier (ligne rouge sur la figure 2.5). On calcule ensuite la fonction de corrélation des niveaux de gris de ce profil avec ceux du même profil sur une autre image séparée d'un intervalle de temps $dt = N/f_{\text{film}}$. La position angulaire du maximum de la corrélation nous donne alors le déplacement angulaire du rouleau $d\beta$ pendant un temps dt (cf figure 2.6(b)). En faisant de même à chaque instant, on obtient finalement la position curviligne. Pour faciliter cette analyse, on a tracé au feutre sur le rouleau des marques au niveau où le profil est pris pour la corrélation. Ces marques sont éloignées de la surface du rouleau neuf, et les épaisseurs d'adhésifs marquées ne sont pelées dans aucune expérience (au cas où le feutre modifierait les propriétés de l'adhésif). Ces marques permettent d'obtenir une fonction de corrélation plus piquée et le déplacement est obtenu de manière plus précise qu'en ne prenant en compte que les irrégularités ou poussières présentes sur le rouleau.

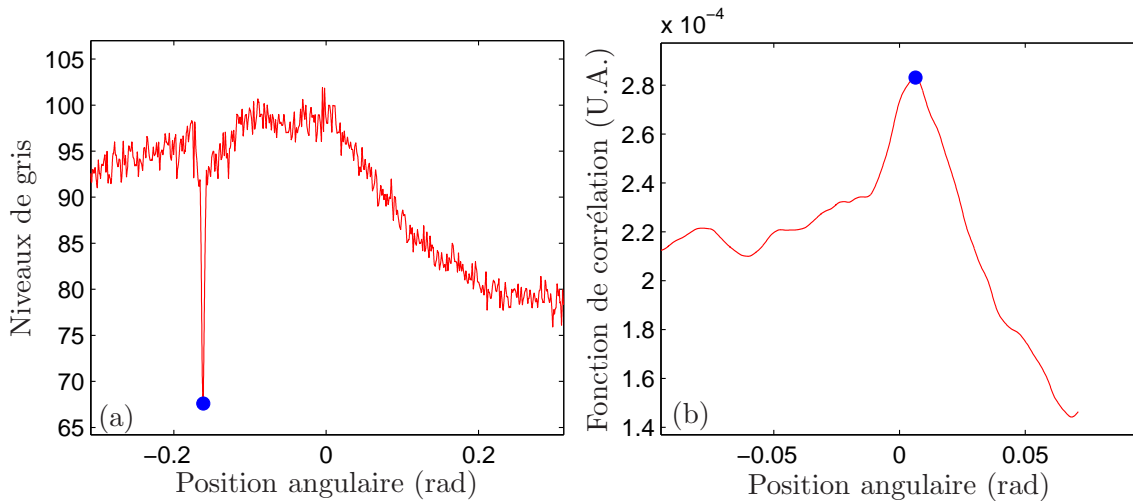


FIGURE 2.6 – (a) Niveaux de gris en fonction de la position angulaire correspondant à la ligne bleue sur la figure 2.5. Le minimum des niveaux de gris est clairement visible (point bleu) et correspond à la position du ruban adhésif. (b) Fonction de corrélation (en unité arbitraire) entre le niveau de gris de la photo prise au temps t et celui au temps $t + dt$. Les niveaux de gris sont pris sur une ligne à l'intérieur du rouleau (ligne rouge sur la figure 2.5). Ici on a $dt = N/f_{\text{film}}$ avec $N = 8$. On repère le maximum de la fonction de corrélation (point bleu). L'angle correspondant est le déplacement angulaire $d\beta$ durant le temps dt .

Pour la détection des deux positions curvilignes, les profils sont interpolés afin d'obtenir une précision en dessous du pixel, d'environ $1 \text{ pixel}/10 \approx 5 \mu\text{m}$ sur le déplacement. Pour ℓ_β , N est choisi afin que le déplacement du rouleau soit d'environ 5 pixels (soit $250 \mu\text{m}$), ce qui donne une incertitude de 2%.

À partir des positions curvilignes, on peut accéder à la position du point de pelage $\ell_p = \ell_\alpha + \ell_\beta$ dans le référentiel du rouleau et à sa vitesse $v_p = d\ell_p/dt$.

Sur la figure 2.7, on trace ℓ_p et v_p en fonction du temps pour $L = 47 \text{ cm}$ et $V = 0.55 \text{ m s}^{-1}$. Sur la figures 2.7(a), on se place à l'échelle de temps de l'expérience. La position semble être une droite de pente égale à la vitesse imposée V . La vitesse de pelage v_p est calculée sur une faible échelle de temps, égale à $1/f_{\text{film}} \simeq 33.3 \mu\text{s}$, et présente de larges fluctuations (cf figure 2.7(c)). Si on regarde à une échelle de temps de l'ordre de celle de ces fluctuations (figures 2.7(b) et (d)), la position est en fait constituée de marches, correspondant aux événements de stick-slip. La vitesse fluctue entre des événements de

faibles (stick) et hautes (slip) vitesses. Les cycles de stick-slip ont une période régulière, et leurs amplitudes (en vitesse comme en position) semblent elles aussi plutôt constantes. Pendant les événements de stick, v_p fluctue de manière importante ; cela est dû au fait qu'on ne mesure pas la position du point de pelage à la surface du rouleau mais à une distance de 0.34 ± 0.07 mm. On ne mesure donc pas exactement la position du point de pelage, mais une quantité proche. Cela peut introduire des biais dans notre mesure. Avec cette mesure, on ne prend pas en compte les variations de courbure du ruban proche du point de pelage, dues à des changements dans la force de pelage durant un événement de stick-slip. Notre position mesurée peut aussi être biaisée par l'émission d'une onde dans le ruban, quand la vitesse du point de pelage diminue de manière abrupte à la fin d'un stick.

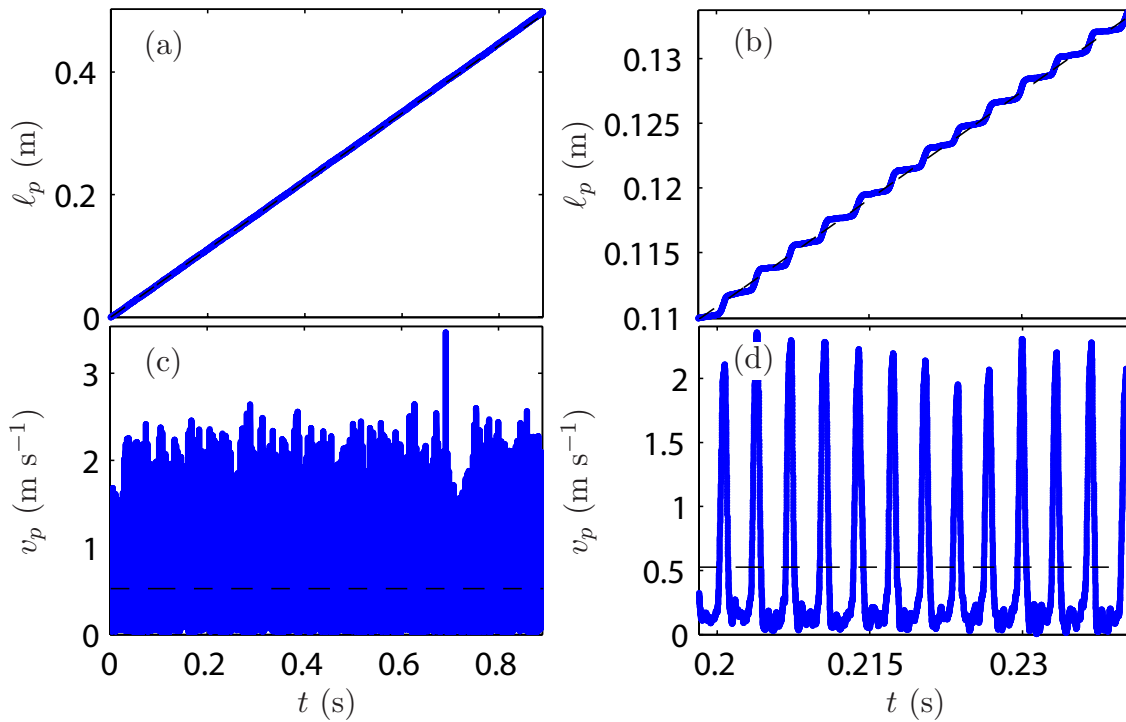


FIGURE 2.7 – Position ℓ_p et vitesse v_p du point de pelage en fonction du temps, sur toute la durée de l'expérience (a,c) ou sur quelques cycles de stick-slip (b,d). La ligne tiretée noire représente $\ell_p = Vt$ (a,b) ou $v_p = V$ (c,d). Expérience réalisée pour $L = 47$ cm et $V = 0.55$ m s⁻¹.

2.4.3 Cycles de stick-slip - Moyennes de phase

Pour diminuer le bruit de mesure, en particulier dans les phases de stick, nous allons effectuer une moyenne de phase. Pour cela, nous décomposons le signal instantané de vitesse $v_p(t)$ en cycles de stick-slip en définissant le temps initial d'un cycle t_n (pour le $n^{\text{ème}}$ cycle) quand $v_p(t_n) = V$ avec $\frac{dv_p(t_n)}{dt} < 0$. Ce découpage est montré sur la figure 2.8, chaque cycle étant représenté par une couleur différente. Pour chaque cycle, nous mesurons son amplitude a_{ss} , définie comme la distance parcourue par la position du point de pelage, et sa période t_{ss} . Pour une expérience donnée, nous calculons les valeurs moyennes correspondantes A_{ss} et T_{ss} . Nous définissons un temps adimensionné $t' = (t - t_n)/t_{ss}$. Nous calculons ensuite la moyenne de phase de la vitesse de pelage $v_p(t')$, avec t' variant de 0 à 1, en prenant en compte tous les cycles d'une expérience. Nous calculons de la même façon la moyenne de phase de la position $\ell_p(t')$.

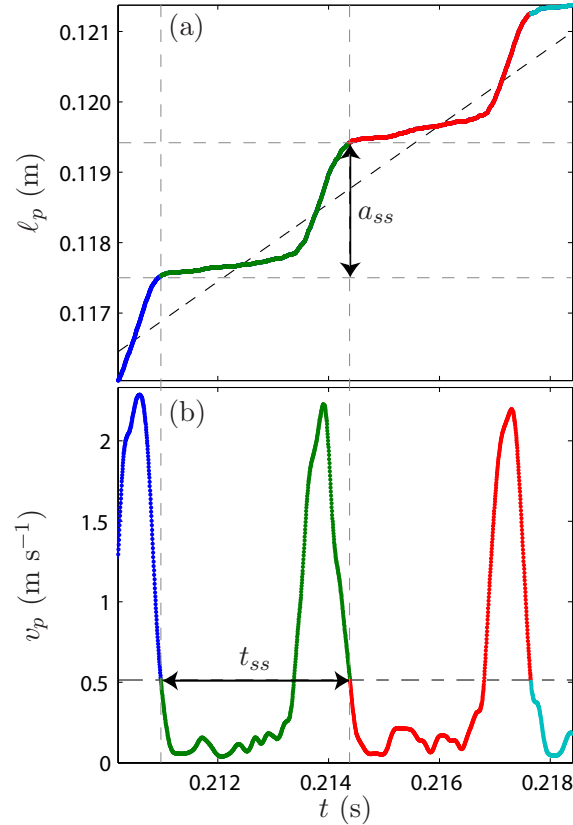


FIGURE 2.8 – Position ℓ_p (a) et vitesse v_p (b) du point de pelage en fonction du temps sur quelques cycles de stick-slip. La ligne tiretée noire représente $\ell_p = Vt$ (a) ou $v_p = V$ (b). Les couleurs différentes représentent différents cycles de stick-slip. Pour chaque cycle on définit son amplitude a_{ss} et sa période t_{ss} . Expérience réalisée pour $L = 47$ cm et $V = 0.55$ m s^{-1} .

Sur la figure 2.9 sont tracés les cycles successifs de stick-slip (en couleur) en fonction de $t' T_{ss}$, avec T_{ss} la moyenne des périodes t_{ss} calculée sur tous les cycles d'une expérience. On superpose sur la même figure les moyennes de phase de position et de vitesse en fonction de $t' T_{ss}$. On observe que, pendant le stick, la moyenne de phase fluctue beaucoup moins que la vitesse instantanée. Notre procédure nous a permis d'éliminer le bruit statistique dû aux vibrations du ruban à une faible distance de la surface, ainsi qu'aux erreurs de mesure. À $t' T_{ss} \approx 0.7$ ms, on observe cependant une faible oscillation résiduelle, qui pourrait être la signature de l'onde qui se propage dans le ruban à la fin d'un événement de slip.

On divise ensuite la moyenne de phase de la vitesse de pelage en événements de stick et de slip. Pour cela, on souhaite utiliser le modèle de Barquins *et al.* [28] : la fin d'un stick correspond au moment où G est égal $G(V_a)$, c'est à dire quand la courbe $G(V)$ commence à décroître. Cependant, comme précisé précédemment, nos signaux de vitesses sont biaisés par le fait que nous ne considérons pas exactement le point de pelage. Pour éviter d'être gênés par ce biais (en particulier par la faible oscillation au début du stick), nous allons donc utiliser un seuil entre les phases de stick et de slip égal à $3V_a$. Le découpage en événements de stick et slip est montré par les lignes verticales sur la figure 2.9.

À partir du découpage en événements de stick et de slip, nous mesurons les durées de stick T_{stick} et de slip T_{slip} . À partir des moyennes de phase de position, nous définissons les amplitudes de stick A_{stick} et de slip A_{slip} comme la distance parcourue pendant les phases de stick et de slip.

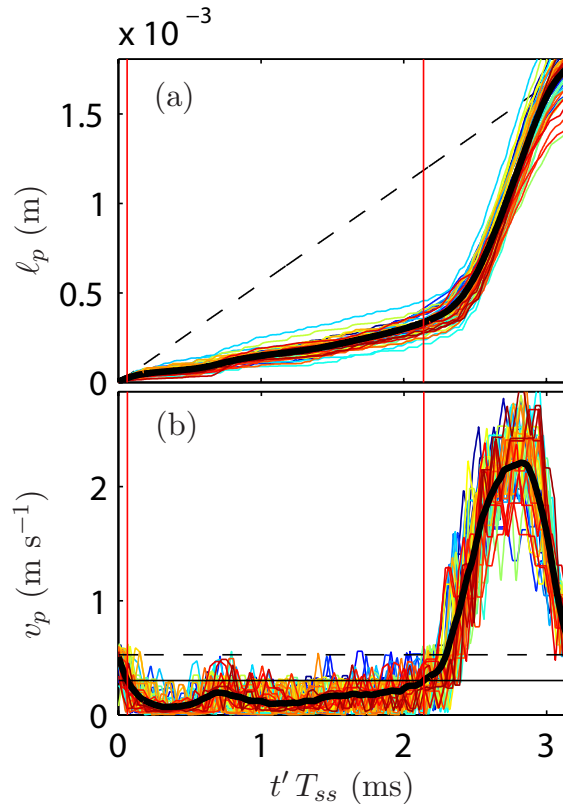


FIGURE 2.9 – En noir : moyennes de phase de la position ℓ_p et de la vitesse v_p du point de pelage en fonction du temps réduit $t' T_{ss}$, avec T_{ss} la moyenne de la durée de stick-slip. En couleur : ℓ_p et v_p pour différents cycles de stick-slip en fonction de $t' T_{ss}$. Ces données correspondent aux signaux instantanés de la figure 2.7. La ligne tiretée noire représente $\ell_p = Vt$ (a) ou $v_p = V$ (b). Sur la figure (b) la ligne horizontale pleine représente $V_p = 3V_a$, la vitesse seuil choisie pour séparer le signal en événements de stick ($v_p < 3V_a$) et slip ($v_p > 3V_a$). Les lignes verticales rouges représente cette séparation. Expérience réalisée pour $L = 47$ cm et $V = 0.55$ m s $^{-1}$.

2.5 Durées et amplitudes de stick-slip

2.5.1 Valeurs instantanées

Sur la figure 2.10, on trace pour chaque cycle de stick-slip son amplitude a_{ss} en fonction de sa période t_{ss} , pour 6 différentes expériences avec $L = 0.47$ et 1.31 m et $V = 0.30, 0.55$, et 1.0 m s $^{-1}$. Les points sont dispersés autour de la courbe $a_{ss} = V t_{ss}$, la vitesse de chaque cycle de stick-slip est donc en moyenne égale à la vitesse imposée par le moteur. La dispersion le long de la courbe montre que les périodes et amplitudes de stick-slip sont statistiquement distribuées, les fluctuations pouvant être dues par exemple à des hétérogénéités d'adhésion ou à la variation de l'angle de pelage qui est en moyenne égal à 90° , mais qui peut fluctuer au cours de l'expérience (nous discuterons ces fluctuations dans la partie 2.7). Cette dispersion est assez grande, puisqu'on peut avoir une différence jusqu'à 60% entre la plus petite et la plus grande période dans une expérience. La dispersion autour de la droite est plus faible (au plus de 25%) et estime l'écart entre la vitesse imposée V et la vitesse moyenne de chaque cycle de stick-slip. Cet écart peut être dû à des erreurs de mesures sur la position instantanée du point de pelage, ou à des fluctuations intrinsèques de la dynamique.

On voit sur la figure 2.10 que les moyennes statistiques de a_{ss} et t_{ss} augmentent avec L pour une vitesse donnée. Les amplitudes augmentent aussi avec V pour une longueur

donnée, tandis que les périodes semblent plutôt indépendantes de V . Dans la suite, nous allons étudier plus précisément l'évolution de ces valeurs moyennes avec les différents paramètres, en essayant de comparer nos résultats à ceux de Barquins *et al.* [28].

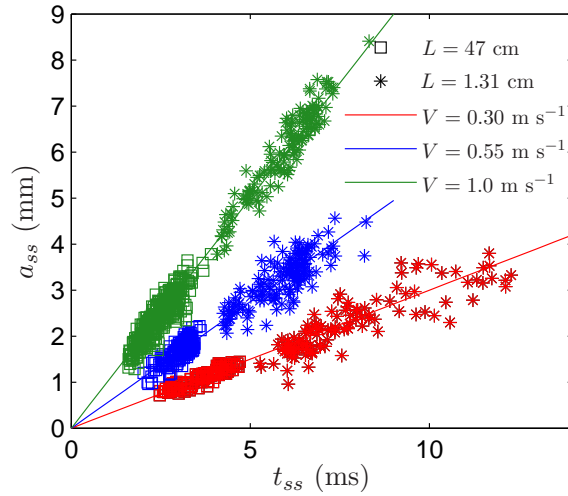


FIGURE 2.10 – Amplitudes a_{ss} en fonction des périodes t_{ss} pour chaque cycle de stick-slip. 6 expériences sont représentées pour $L = 0.47$ et 1.31 m et $V = 0.30, 0.55, \text{ et } 1.0$ m s⁻¹. Les lignes représentent $a_{ss} = V t_{ss}$.

2.5.2 Valeurs moyennes

Sur la figure 2.11, on trace les périodes de stick-slip moyennes au cours d'une expérience $T_{ss} = \langle t_{ss} \rangle$ en fonction de la longueur de ruban pelé L pour trois vitesses V . Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique : l'écart-type divisé par la racine carrée du nombre de cycles. T_{ss} est proportionnelle à L comme le montrent les ajustements linéaires (lignes tiretées). Ce comportement est identique à celui observé par Barquins *et al.* (cf figure 1.10 [28]). Les ajustements sont identiques pour $V = 0.7$ et 1.5 m s⁻¹ ; les périodes semblent donc saturer avec V .

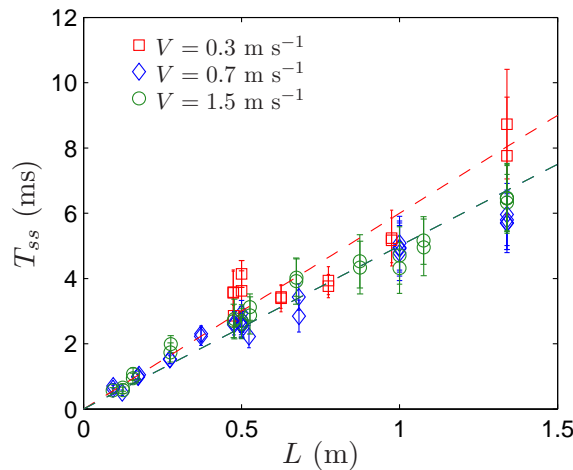


FIGURE 2.11 – Période de stick-slip T_{ss} en fonction de L pour 3 vitesses différentes. Les lignes tiretées représentent des ajustements linéaires. Chaque point correspond à la valeur moyenne sur toute l'expérience, les barres d'erreur correspondent aux écarts-types statistiques au cours d'une expérience.

Sur la figure 2.12(a), on trace T_{ss} en fonction de la vitesse imposée V . Sur une large partie de la gamme de vitesse étudiée, T_{ss} semble indépendante de la vitesse (constantes représentées par les lignes horizontales tiretées). On remarque tout de même que, pour $V \leq 0.6 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ (ligne tiretée verticale noire), la période diminue avec V . Ce comportement à basse vitesse est compatible avec les résultats de Barquins *et al.* (cf figure 1.10 [28]), qui n'avaient pu mesurer les périodes que pour $V \leq 0.65 \text{ m s}^{-1}$. La vitesse de transition entre les deux comportements ne semble pas dépendre de la longueur L . Sur la figure 2.12(b), on trace l'amplitude moyenne de stick-slip $A_{ss} = \langle a_{ss} \rangle$ en fonction de V . Encore une fois, les barres d'erreur représentent les écarts-types statistiques. On remarque que l'amplitude, comme la période, augmente avec L . D'autre part, on a montré dans la figure 2.10 qu'on a en moyenne $A_{ss} = V T_{ss}$. Pour $V \geq 0.6 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$, T_{ss} est indépendant de V , l'amplitude augmente donc linéairement avec V . Cela est montré sur la figure 2.12(b) par les lignes tiretées, qui représentent les courbes $A_{ss} = \langle T_{ss} \rangle_{V \geq 0.6} V$, avec $\langle T_{ss} \rangle_{V \geq 0.6}$ la valeur moyenne de T_{ss} pour $V \geq 0.6 \text{ m s}^{-1}$. Pour $V < 0.6 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$, puisque T_{ss} diminue avec V , on s'attend à ce que A_{ss} ait une dépendance plus faible avec V que pour des vitesses plus élevées. Les barres d'erreur étant importantes, il est cependant difficile de conclure sur la dépendance de A_{ss} avec V aux basses vitesses.

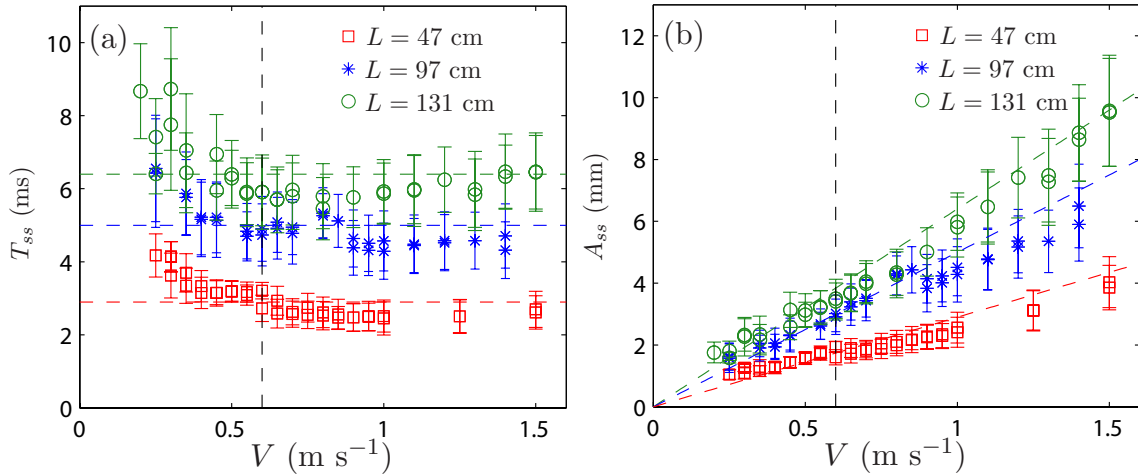


FIGURE 2.12 – Périodes T_{ss} (a) et amplitudes A_{ss} (b) moyennes de stick-slip en fonction de V pour 3 longueurs différentes. Chaque point correspond à la valeur moyenne sur toute l'expérience, les barres d'erreur correspondent aux écarts-types statistiques au cours d'une expérience. Les lignes tiretées verticales noires représentent la vitesse limite entre les deux régimes. Sur (a) les lignes tiretées horizontales représentent la valeur constante de T_{ss} pour $V \geq 0.6 \text{ m s}^{-1}$. Sur (b) les lignes tiretées de couleur représentent $A_{ss} = \langle T_{ss} \rangle_{V \geq 0.6} V$, avec $\langle T_{ss} \rangle_{V \geq 0.6}$ la valeur moyenne de T_{ss} pour $V \geq 0.6 \text{ m s}^{-1}$.

2.5.3 Analyse séparée des phases de stick et de slip

Sur la figure 2.13(a), on trace les durées de stick-slip, de stick et de slip en fonction de la vitesse pour $L = 47 \text{ cm}$. Les points T_{ss} sont les mêmes que dans la figure 2.12(a). Pour les durées de stick et de slip, on extrait les valeurs moyennes du découpage de la moyenne de phase $v_p(t')$ en phases de stick et de slip (cf figure 2.9). Les barres d'erreur ont été calculées en séparant chaque signal instantané $v_p(t)$ en événements de stick et de slip (de la même manière que pour la moyenne de phase) et représentent l'écart-type statistique. Il est intéressant de remarquer que les durées des sticks et des slips évoluent de manières différentes avec V : T_{stick} diminue alors que T_{slip} augmente. Les deux durées sont du même ordre de grandeur ; pour les comparer, on trace leur rapport T_{stick}/T_{slip} (cf figure 2.13(b)).

Ce rapport diminue avec V à partir de $T_{stick}/T_{slip} = 4 \pm 1$ jusqu'à $T_{stick}/T_{slip} = 0.3 \pm 0.2$. La valeur de ce rapport semble indépendante de L . Pour $V > 0.90 \pm 0.05 \text{ m s}^{-1}$, T_{stick}/T_{slip} devient plus petit que 1, ce qui signifie que la phase de slip devient plus longue que celle de stick. Ces données montrent que, pour les conditions expérimentales imposées par le montage, on ne peut jamais négliger T_{slip} devant T_{stick} .

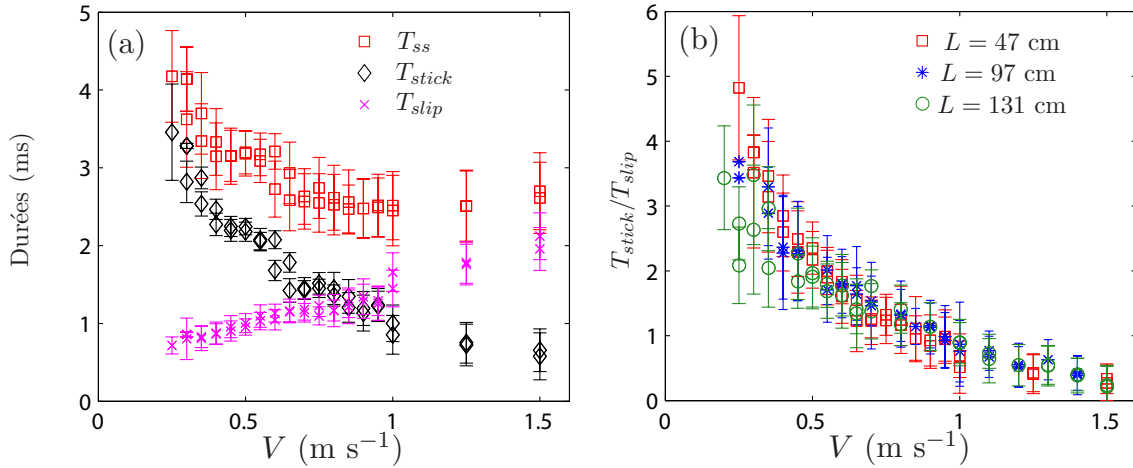


FIGURE 2.13 – (a) Durées moyennes de stick-slip, de stick et de slip en fonction de V pour $L = 47 \text{ cm}$. (b) Rapport T_{stick}/T_{slip} en fonction de V pour 3 longueurs différentes. Chaque point correspond à la valeur moyenne sur toute l'expérience, les barres d'erreur correspondent aux écarts-types statistiques au cours d'une expérience.

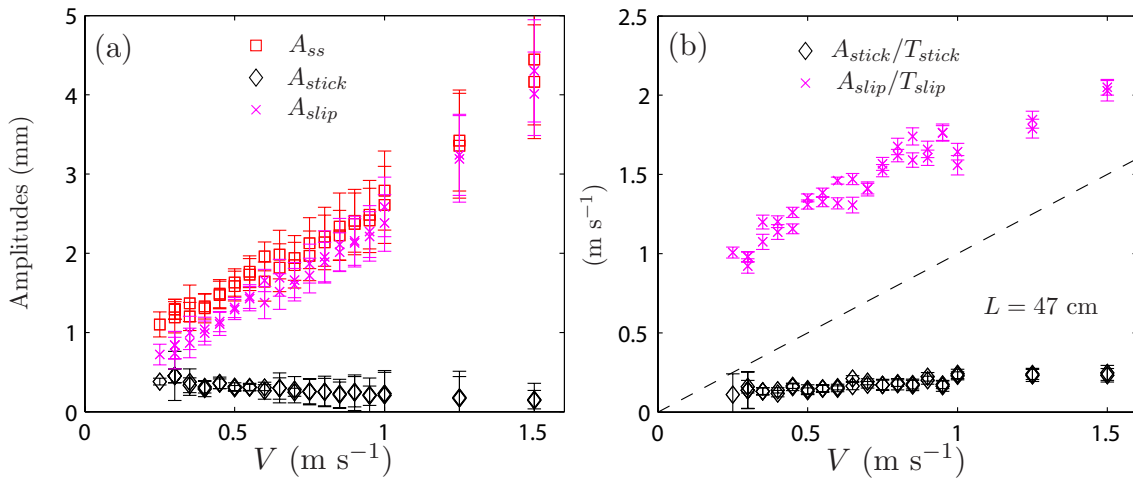


FIGURE 2.14 – (a) Amplitudes moyennes de stick-slip, de stick et de slip en fonction de V . (b) A_{stick}/T_{stick} et A_{slip}/T_{slip} fonction de V . La ligne tiretée noire est une droite de pente 1. Expériences réalisées pour $L = 47 \text{ cm}$. Les points représentent les valeurs moyennes sur la durée de l'expérience, les barres d'erreur les écarts-types statistiques.

Sur la figure 2.14(a), on trace les amplitudes de stick-slip, de stick et de slip en fonction de V pour $L = 47 \text{ cm}$. Les points correspondent aux valeurs moyennes, les barres d'erreur aux écarts-types statistiques. On remarque que l'amplitude de stick varie peu avec la vitesse, alors que celle de slip augmente fortement, de la même manière que l'amplitude de stick-slip. Ces évolutions sont très différentes de celles des périodes. Pour séparer les événements de stick et de slip, Barquins *et al.* [28] n'avaient accès qu'à ces amplitudes, puisqu'ils utilisaient les marques post-mortem laissées sur l'adhésif. Cela montre l'import-

tance de la visualisation par imagerie rapide, qui nous donne directement accès aux durées de stick et de slip sans aucune supposition préalable.

Sur la figure 2.14(b), on trace A_{slip}/T_{slip} et A_{stick}/T_{stick} en fonction de V pour $L = 47$ cm. Ces grandeurs correspondent aux vitesses moyennes de stick et de slip. Bien que T_{stick} diminue avec V quand A_{stick} reste constant, la vitesse moyenne de stick reste presque constante, bien inférieure à la vitesse de pelage (ligne tiretée noire). La vitesse moyenne de slip augmente avec V , mais se rapproche de la vitesse de pelage pour de grandes vitesses.

2.6 Comparaison à un modèle de pelage quasi-statique

2.6.1 Limite de l'approche quasi-statique : sous-estimation des durées de stick-slip

Dans cette partie, nous voulons comparer nos résultats expérimentaux aux valeurs prédites par le modèle de Barquins *et al.* [28, 46] (cf partie 1.3.2). Pour rappel, les hypothèses du modèle sont :

- la phase de stick est quasi-statique, on peut donc écrire $\Gamma(v_p) = G(v_p)$ à tout moment de cette phase,
- le ruban est toujours uniformément tendu,
- la durée de la phase de slip est négligeable devant celle de stick.

Nous allons comparer l'équation (1.9) à nos durées expérimentales de stick-slip.

Dans la partie 2.3, nous avons mesuré la courbe $G(V)$. Nous avons modélisé la branche lente par $\Gamma_{lent} = aV^n$ avec $a = 137$ et $n = 0.146$ (cf figure 2.4). On peut donc réécrire l'équation (1.9) :

$$T_{ss} \simeq T_{stick} = \frac{L}{Ee} \int_{V_0}^{V_a} \frac{anv^{n-1}}{V-v} dv, \quad (2.10)$$

où $V_a = 0.10 \pm 0.03$ m s⁻¹ est le seuil d'apparition du stick-slip, correspondant au maximum de $G(V)$ sur la branche "lente" stable. V_0 correspond à la vitesse sur la branche "lente" stable pour laquelle $G = G_0$, minimum de la branche "rapide" stable (cf figure 2.4). Cette valeur n'est pas définie exactement. On estime que $G_{0,1} = 18 \leq G_0 \leq G_{0,2} = 33$ J m⁻², soit $V_{0,1} = 10^{-6} \leq V_0 \leq V_{0,2} = 6.3 \times 10^{-5}$ m s⁻¹.

Sur la figure 2.15, on trace les données expérimentales T_{ss}/L en fonction de V pour trois longueurs différentes, ainsi que les prédictions de l'équation (2.10) avec $V_{0,1}$ (ligne pleine) et $V_{0,2}$ (ligne tiretée). On peut remarquer que la prédiction pour les deux valeurs différentes de V_0 sont assez proches. Cette courbe revient à comparer directement le modèle de Barquins *et al.* avec les données expérimentales auxquelles ils avaient accès, en supposant que la période de slip est de durée négligeable. Le modèle est alors en accord avec les données expérimentales uniquement sur une gamme très limitée de vitesses de pelage. Dès que $V > 0.5$ m s⁻¹, les valeurs mesurées de T_{ss}/L dévient de manière importante des valeurs théoriques prédites. Une explication naturelle pour cet écart est que la prédiction théorique est basée sur l'hypothèse que les durées de slip sont très courtes. Or cette hypothèse est à peine vérifiée pour $V < 0.5$ m s⁻¹ (on a $0.25 < T_{stick}/T_{slip} < 0.5$) et devient de plus en plus fausse quand V augmente (cf figure 2.13(b)).

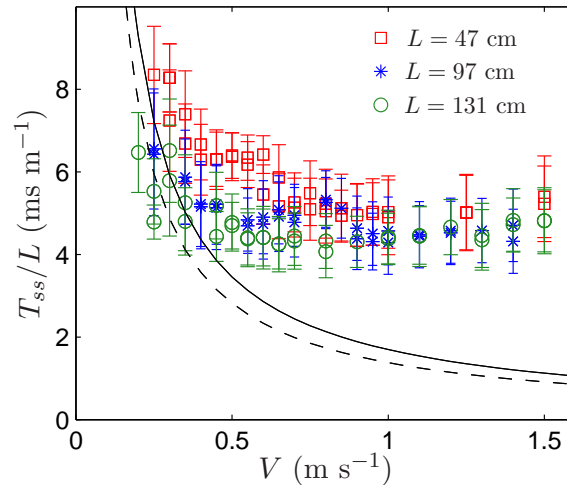


FIGURE 2.15 – T_{ss}/L en fonction de V pour trois longueurs de pelage L différentes. Les points représentent les valeurs moyennes sur la durée de l'expérience, les barres d'erreur les écarts-types statistiques. Les lignes représentent le modèle de l'équation (2.10) avec $V_a = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ et $V_{0,1} = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ (ligne pleine) ou $V_{0,2} = 6.3 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ (ligne tiretée).

2.6.2 Une phase de stick quasi-statique

Sur la figure 2.16, on trace T_{stick}/L en fonction de V , valeur à laquelle Barquins *et al.* n'avaient pas accès. On trace sur la même figure la prédiction théorique de l'équation (2.10) avec $V_{0,1}$ (ligne pleine) et $V_{0,2}$ (ligne tiretée). Un premier résultat intéressant, indiqué par la superposition des différentes séries de données sur une courbe maîtresse, est que la durée de stick semble proportionnelle à L . Ce résultat est compatible avec la prédiction analytique du modèle (1.9). Un résultat plus important est que, sur la gamme de vitesses explorées, le modèle permet de prédire la valeur de T_{stick} sans aucun paramètre ajustable. D'autre part, dans notre cas, la prédiction théorique est proche de $T_{stick}/L \propto 1/V$ (ligne mixte rouge dans la figure 2.15). Dans la gamme de vitesse explorée on a donc $T_{stick} \propto L/V$.

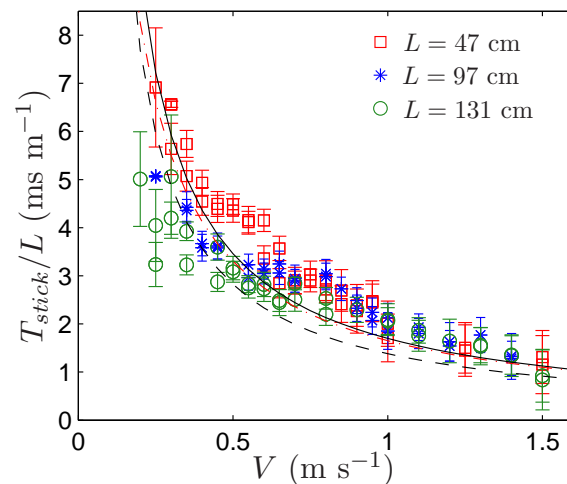


FIGURE 2.16 – T_{stick}/L en fonction de V pour trois longueurs de pelage L différentes. Les points représentent les valeurs moyennes sur la durée de l'expérience, les barres d'erreur les écarts-types statistiques. Les lignes représentent le modèle de l'équation (2.10) avec $V_a = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ et $V_{0,1} = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ (ligne pleine) ou $V_{0,2} = 6.3 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ (ligne tiretée), le trait rouge mixte correspond à une loi $T_{stick}/L \propto 1/V$.

2.6.3 Durées de slip

Nous avons utilisé le même raisonnement pour la phase de slip sur la branche rapide, en supposant que l'approximation quasi-stationnaire reste valable. Les sauts de vitesse entre branches lente et rapide sont supposés instantanés. On a alors pour la durée de slip :

$$T_{slip} = \frac{L}{Ee} \int_{G_a}^{G_0} \frac{dG}{V - \Gamma_{rapide}^{-1}(G)}, \quad (2.11)$$

avec $\Gamma_{rapide}^{-1}(G)$ l'inverse de l'énergie de fracture $G = \Gamma_{rapide}(v_p)$ sur la branche "rapide" stable. Cette branche rapide peut être ajustée par $G = \Gamma_{rapide}(V) = 6.5 \times 10^{-5} V^{4.5}$ (cf figure 2.4). Sur la figure 2.17, on trace les données expérimentales T_{slip}/L en fonction de V ainsi que l'intégration de l'équation (2.11) (ligne pleine). Pour la gamme de vitesses explorées, la prédiction est deux ordres de grandeur plus faible que les observations expérimentales. Il est tout de même intéressant de remarquer que les données expérimentales se superposent sur une courbe maîtresse, montrant que T_{slip} augmente presque linéairement avec L .

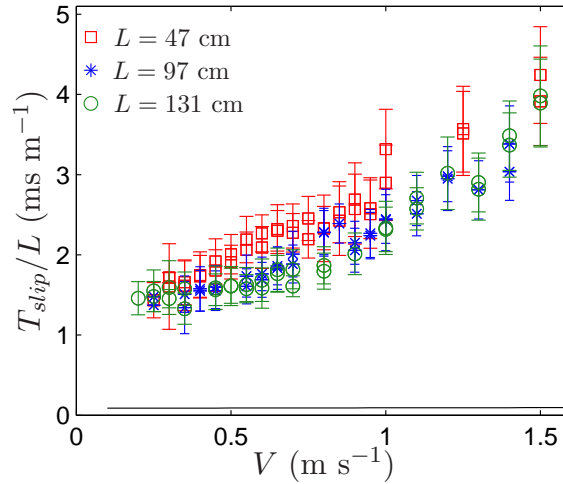


FIGURE 2.17 – T_{slip}/L en fonction de V pour trois longueurs de pelage L différentes. Les points représentent les valeurs moyennes sur la durée de l'expérience, les barres d'erreur les écarts-types statistiques. La ligne proche de l'axe des abscisses représente le modèle de l'équation (2.11) avec $V_a = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ et $V_{0,1} = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ ou $V_{0,2} = 6.3 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ (les deux lignes sont superposées).

2.6.4 Discussion

Nos résultats en géométrie rouleau montrent que la durée de la phase de stick est proportionnelle à L et diminue quand V augmente. D'autre part, ces résultats sont compatibles avec les prédictions du modèle proposé par Barquins, Maugis et collaborateurs [28,46] sans prendre en compte de paramètre ajustable. Cet accord entre expérience et théorie nous permet de conclure sur la validité des hypothèses : le ruban reste tendu pendant la phase de stick ; l'équilibre entre $\tilde{G}(t) = \tilde{F}(t)/b$ et l'énergie de fracture $\Gamma(v_p(t))$ est valable dans la phase de stick, et sa valeur est celle mesurée en pelage stable.

Le modèle permet donc de prédire la phase de stick de manière satisfaisante. Il suppose ensuite qu'à la fin de la phase de stick le système saute instantanément de la branche stable "lente" à la branche stable "rapide" de $G(v_p)$, parcourt cette branche "rapide" avant de sauter à nouveau instantanément sur la branche "lente" à la fin de la phase de slip. En considérant ce scénario, la durée de slip prédite est deux ordres de grandeur plus faible

que les valeurs expérimentales. En conséquence, contrairement à l’hypothèse du modèle de Barquins *et al.* [28, 46], on ne peut négliger la durée de slip devant celle de stick. En effet, T_{slip} est au mieux 4 fois plus faible que T_{stick} et devient même plus grande pour $V > 0.90 \pm 0.05 \text{ m s}^{-1}$.

Ce dernier résultat expérimental montre l’existence d’effets dynamiques importants durant la phase de slip, qui ne peuvent pas être décrits par un modèle quasi-statique. Ces effets dynamiques pourraient être dus à l’inertie du ruban proche du front de fracture. Même s’il existe une phase de slip suivant la branche “rapide”, les sauts d’une branche à l’autre pourraient ne pas être instantanés. Il y aurait donc des phases transitoires de durée non négligeable. D’autre part, l’inertie du rouleau pourrait jouer un rôle : des modèles prenant en compte cette inertie prédisent qu’à haute vitesse V , les oscillations de la vitesse de pelage peuvent devenir périodiques, avec une période de slip non négligeable [46, 59, 60]. Cependant, aucune comparaison quantitative avec des résultats expérimentaux n’a été effectuée. Grâce à des simulations numériques, De et Ananthakrishna [64] ont montré que la phase de slip pourrait être constituée de plusieurs sauts entre les branches stables “rapide” et “lente” de la courbe $G(v_p)$. Un tel phénomène entraînerait certainement des durées de slip plus élevées que la valeur prédite par une hypothèse quasi-statique. Ce modèle est basé sur des équations dynamiques et des hypothèses *ad hoc* sur la dépendance de G avec la vitesse ou l’accélération du point de pelage et du moteur. Il serait intéressant de confronter nos résultats expérimentaux à ce modèle. Pour cela, il faudrait pouvoir accéder aux cycles instantanés de $\tilde{G}(v_p(t))$ et donc mesurer la force $\tilde{F}(t)$ à des échelles de temps inférieures à celles du stick-slip (environ 1 ms dans notre système). Une telle mesure n’a pas pu être réalisée à cause de limites expérimentales.

2.7 Mouvement pendulaire du rouleau et intermittence du stick-slip

Jusqu’à maintenant, nous avons considéré que l’angle α variait peu et était en moyenne proche de 0. Nous allons voir dans cette partie si cette approximation est légitime. D’autre part, nous allons aussi expliquer la raison pour laquelle les expériences précédentes ont été réalisées uniquement pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$, alors que notre dispositif permet d’atteindre des vitesses jusqu’à 2.5 m s^{-1} .

2.7.1 Mouvement pendulaire du rouleau

Sur la figure 2.18, la position angulaire du point de pelage α est représentée en fonction du temps. La courbe est composée d’une oscillation de faible période (environ 3 ms) correspondant au stick-slip et d’une oscillation de plus grande période (environ 0.17 s). Cette dernière est due à un mouvement pendulaire du rouleau qui s’additionne à son mouvement moyen de vitesse V . Ce mouvement, observé par Cortet *et al.* [57], est la conséquence d’un couplage entre l’inertie du rouleau et le moment appliqué sur le rouleau par la force de pelage. On trace sur la même figure l’évolution de $\delta\beta(t) = \beta(t) - Vt/R$, avec β la position angulaire du rouleau. On voit que les oscillations basses fréquences de la position angulaire du point de pelage α correspondent aux oscillations de celle du rouleau $-\delta\beta$. En moyenne, sur un cycle de stick-slip, on a $\langle \alpha + \delta\beta \rangle_{ss} \simeq 0$. Ce résultat peut être retrouvé avec les observations suivantes : d’après la figure 2.10, on a en moyenne sur un cycle de stick-slip $\langle v_p \rangle_{ss} = V$, ce qui donne $\langle \ell_p \rangle_{ss} = Vt$. D’après l’équation (2.1), on a $\ell_p - Vt = R(\alpha + \delta\beta)$, on peut donc écrire $-\langle \delta\beta \rangle_{ss} \simeq \langle \alpha \rangle_{ss}$, ce qu’on observe expérimentalement.

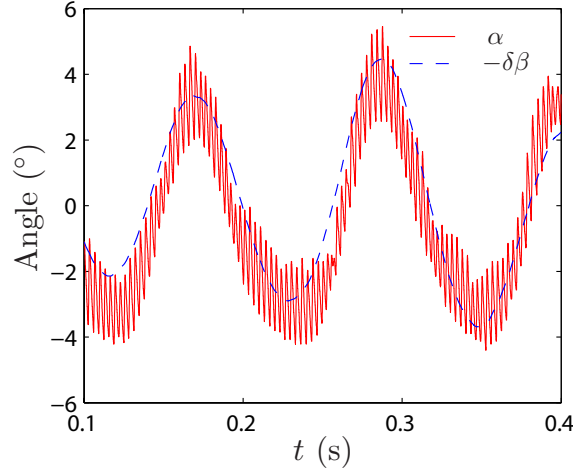


FIGURE 2.18 – α et $-\delta\beta$ en fonction du temps. L'expérience représentée est la même que sur la figure 2.7, avec $L = 47$ cm et $V = 0.55$ m s $^{-1}$.

D'autre part, le mouvement du rouleau est régi par l'équation :

$$I_R \ddot{\beta} = \tilde{F} R \cos \theta, \quad (2.12)$$

avec I_R le moment d'inertie du système rouleau-poulie. En utilisant l'approximation $\theta + \alpha \simeq \pi/2$, on peut écrire

$$I_R \ddot{\beta} \simeq \tilde{F} R \sin \alpha. \quad (2.13)$$

Puisqu'on a $-\langle \delta\beta \rangle_{ss} \simeq \langle \alpha \rangle_{ss}$, on peut réécrire l'équation (2.13) en moyennant sur un cycle de stick-slip :

$$\langle \ddot{\beta} \rangle_{ss} + \frac{\langle \tilde{F} \rangle_{ss} R}{I_R} \sin \langle \delta\beta \rangle_{ss} \simeq 0. \quad (2.14)$$

Pour des oscillations de $\langle \delta\beta \rangle_{ss}$ de faible amplitude, cette équation prédit des oscillations de pulsation proche de $\omega = \sqrt{\langle \tilde{F} \rangle_{ss} R / I_R}$. Pour calculer cette prédiction théorique, il faut estimer la valeur du moment d'inertie I_R . Le moment d'inertie de la poulie est de $I_{\text{poulie}} = 5.00 \times 10^{-6} \pm 0.01 \times 10^{-6}$ kg m 2 . Le rouleau d'adhésif est composé d'un rouleau en plastique de moment d'inertie $I_{\text{rouleau}} = 8.30 \times 10^{-7} \pm 0.03 \times 10^{-7}$ kg m 2 et de l'adhésif enroulé de moment $I_{\text{adh}} = \frac{\pi}{2} \rho (R^4 - R_r^4) b$, avec $R_r = 18$ mm le rayon extérieur du rouleau de plastique. On a finalement $I_R = I_{\text{poulie}} + I_{\text{rouleau}} + I_{\text{adh}}$ dépendant du rayon R du rouleau d'adhésif, qui change à chaque expérience. Ce calcul n'est pas exact, puisque le rouleau de plastique n'est pas vraiment un cylindre, et le rayon de pelage varie pendant l'expérience (au plus de 2% pour $V = 2.5$ m s $^{-1}$ et $R = 20$ mm). Pour le calcul théorique, on utilise la valeur de $\langle \tilde{F} \rangle_{ss}$ correspondant à G représenté sur la figure 2.4.

On mesure la période de ces oscillations pendulaires T_{pend} sur les signaux temporels de $\delta\beta(t)$ et on compare les valeurs expérimentales à la prédiction théorique (cf figure 2.19). On voit que la prédiction théorique donne des ordres de grandeur proches des données expérimentales. L'augmentation brutale des valeurs de T_{pend} à $V = 0.8$ m s $^{-1}$ correspond à un changement de rouleau. Pour les expériences $V < 0.8$ m s $^{-1}$, on gardait le même rouleau et R diminuait donc progressivement. Entre les deux expériences à $V = 0.8$ m s $^{-1}$, on passe d'un rayon $R = 22.7$ mm à $R = 29$ mm, et la période augmente de 25%, ce qui

souligne l'importance de la valeur du rayon. La même chose se passe entre les expériences à $V = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ et à $V = 2 \text{ m s}^{-1}$. Le fait que les valeurs expérimentales suivent la tendance des valeurs théoriques lors de ces changements importants montre que notre modèle est proche de la réalité. Cependant, aux faibles vitesses $V < 0.5 \text{ m s}^{-1}$, la théorie prédit une augmentation de T_{pend} avec V alors que les données expérimentales diminuent. Cette différence est peut être due aux approximations faites dans le calcul théorique : la valeur de I_R n'est pas exacte et on a supposé que l'amplitude des oscillations de $\delta\beta$ était faible. Nous allons voir par la suite (cf figure 2.20) que pour de faibles vitesses, α et donc $\delta\beta$ restent faibles. La valeur de $\delta\beta$ n'est donc pas la cause des écarts de périodes T_{pend} observés. D'autre part, la mesure expérimentale est faite sur au plus 4 périodes, elle n'est donc pas très précise.

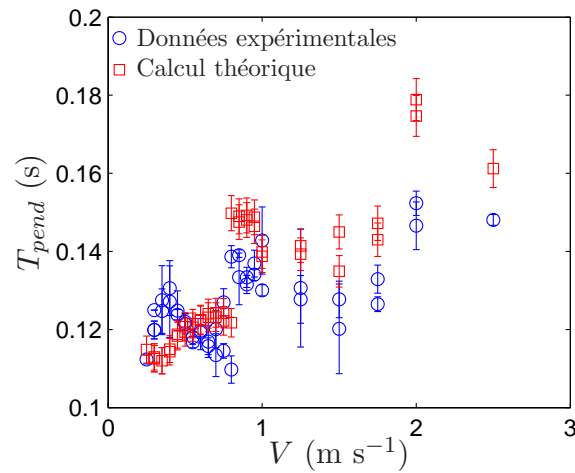


FIGURE 2.19 – Période des oscillations pendulaires T_{pend} en fonction de V , pour $L = 47 \text{ cm}$. Les données expérimentales ont été mesurées sur les signaux $\delta\beta(t)$. Les données théoriques sont calculées à partir de la pulsation $\omega = \sqrt{\langle \tilde{F} \rangle_{ss} R / I_R}$.

2.7.2 Variation de l'angle

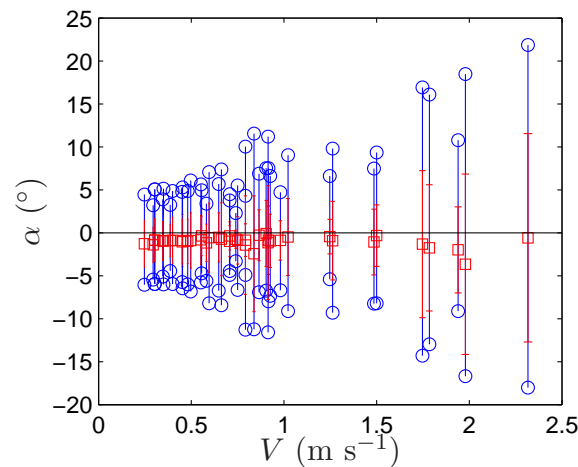


FIGURE 2.20 – Angle α en fonction de V . Les carrés rouges représentent la moyenne de $\alpha(t)$ sur une expérience, avec comme barre d'erreur son écart-type. Les ronds bleus représentent les valeurs minimales et maximales de $\alpha(t)$. Expériences réalisées avec $L = 47 \text{ cm}$.

On trace sur la figure 2.20 la valeur moyenne de $\alpha(t)$ au cours d'une expérience, avec son écart-type en barre d'erreur (carrés rouges), à laquelle on superpose les valeurs minimales et maximales de $\alpha(t)$ (ronds bleus). On voit que la moyenne de α se situe toujours proche de 0° (la plupart du temps, cette moyenne est négative, et sa valeur absolue maximale est de 4°). L'écart-type est plutôt faible pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$ (inférieur à 7°) mais augmente pour des vitesses plus élevées. Il en va de même pour l'écart entre les valeurs minimales et maximales. Pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$ l'angle maximal est au plus de 12° alors qu'il est supérieur à 15° pour des vitesses plus élevées, et atteint jusqu'à 22° . On observe le même genre de comportement pour les différentes longueurs explorées. Ces observations confortent le fait qu'on ait pu considérer un angle de pelage $\theta = 90^\circ$ constant dans les parties précédentes, pour des vitesses suffisamment faibles ($V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$).

2.7.3 Intermittence du stick-slip

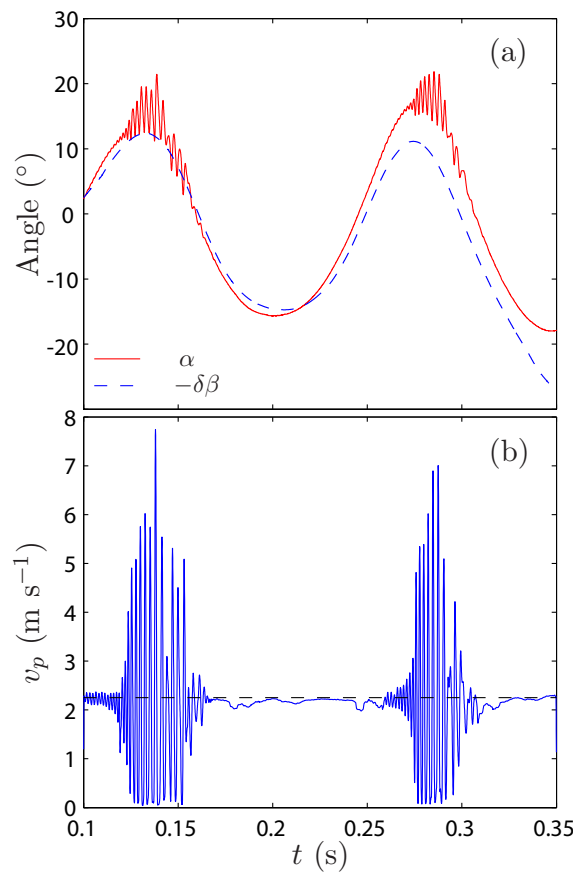


FIGURE 2.21 – (a) α et $-\delta\beta$ ou (b) v_p en fonction du temps. Sur (b) la ligne horizontale tiretée représente $v_p = V$. Expérience réalisée avec $L = 47 \text{ cm}$ et $V = 2.30 \text{ m s}^{-1}$.

Pour $V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$, les variations de α deviennent importantes et modifient la dynamique du point de pelage. Sur la figure 2.21(a), on représente les angles α et $-\delta\beta$ en fonction du temps pour $L = 47 \text{ cm}$ et $V = 2.30 \text{ m s}^{-1}$. On remarque qu'on a encore une fois $-\langle\delta\beta\rangle_{ss} \simeq \langle\alpha\rangle_{ss}$. Sur la figure 2.21(b), on représente la vitesse de pelage $v_p(t)$ correspondante. On observe qu'on a deux comportements différents, qui sont corrélés aux valeurs de $\alpha(t)$. Des valeurs positives de α (i.e. $\theta < 90^\circ$) correspondent à de fortes fluctuations de $v_p(t)$ et donc à du stick-slip. Pour des valeurs négatives de α (i.e. $\theta > 90^\circ$), on a un pelage stable, caractérisé par une vitesse qui fluctue peu et presque toujours égale

à la vitesse imposée V . Cette alternance entre pelage stable et stick-slip est ce que l'on appellera intermittence.

Dans les cas des expériences intermittentes ($V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$), le stick-slip est présent pour des angles de pelage θ inférieurs à 90° (ou $\alpha > 0^\circ$, cf figure 2.21). On ne peut donc pas considérer qu'en moyenne il est égal à 90° ; c'est pourquoi nous n'avons pas pris en compte ces expériences dans les parties précédentes.

2.7.4 Corrélation entre stick-slip et angle de pelage

Pour se rendre compte de la corrélation entre l'angle α et la présence ou l'absence de stick-slip, nous allons regarder l'amplitude de l'instabilité δv_p , définie comme la différence entre les valeurs maximales et minimales de la vitesse au cours d'une fenêtre temporelle de largeur dt . Pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$, on prend $dt = T_{ss}$; δv_p correspond alors à l'amplitude de v_p pour un cycle de stick-slip. On a vu sur la figure 2.12(a) que T_{ss} tend vers une constante pour V grand. Pour $V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$, on va donc prendre dt égal à cette constante. Pour ces expériences, on observe de l'intermittence. Durant les périodes de temps avec stick-slip, δv_p sera encore caractéristique de l'amplitude de v_p au cours d'un cycle. Dans le cas d'absence de stick-slip, on aura une valeur δv_p faible. Sur chaque fenêtre temporelle, on mesure l'angle moyen $\langle \alpha \rangle_{dt}$, égal à $\langle \alpha \rangle_{ss}$ dans le cas où on a du stick-slip.

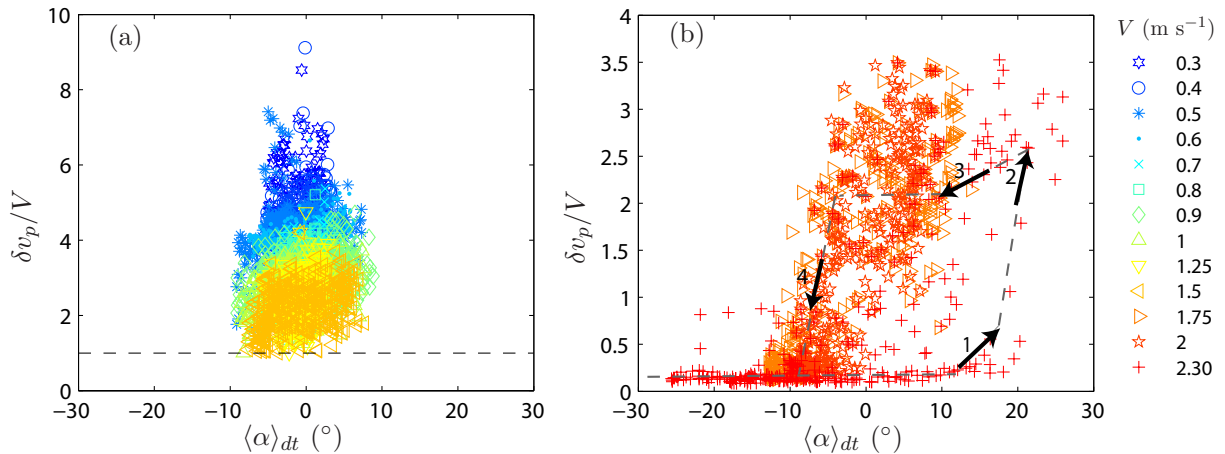


FIGURE 2.22 – $\delta v_p/V$ en fonction de $\langle \alpha \rangle_{dt}$ pour différentes vitesses V et $L = 47 \text{ cm}$. Chaque série de points correspond à une expérience différente. (a) Expériences avec stick-slip régulier, pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$. (b) Expériences intermittentes, avec $V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$. Les lignes tiretées et les flèches représentent la succession temporelle des événements de stick-slip pour $V = 2.30 \text{ m s}^{-1}$, qui met en évidence l'existence d'une hystérésis.

Sur la figure 2.22(a), on trace $\delta v_p/V$ en fonction de $\langle \alpha \rangle_{dt}$ pour différentes vitesses V et $L = 47 \text{ cm}$, pour des expériences avec un stick-slip régulier. Chaque série de points correspond à une expérience différente. Les valeurs de $\delta v_p/V$ sont toujours supérieures à 0.3. On devine que $\delta v_p/V$ diminue quand V augmente.

Pour plus de lisibilité, on a séparé les expériences intermittentes, qui sont tracées sur la figure 2.22(b). Lors d'événements de stick-slip, la plupart des points sont dans la gamme $-10 < \langle \alpha \rangle_{dt} < 10^\circ$. La plupart des faibles amplitudes $\delta v_p/V < 0.3$, caractéristiques d'un pelage stable, correspondent à des angles inférieurs à -10° , ce qui montre que le stick-slip se développe plus facilement pour des angles $\langle \alpha \rangle_{dt} > -10^\circ$. On remarque donc que l'angle de pelage $\theta = \pi/2 - \alpha$ joue un rôle capital sur le seuil de l'instabilité. Certains points ne se superposent pas aux autres, indiquant l'existence d'une hystérésis. Cette dernière devient de plus en plus forte quand la vitesse augmente. Nous représentons sur la figure 2.22(b)

des lignes grises tiretées qui représentent la succession temporelle des fenêtres de largeur dt , pour une expérience à $V = 2.25 \text{ m s}^{-1}$, correspondant à celle de la figure 2.21. Les flèches superposées à ces lignes mettent en évidence l'hystérésis : quand l'angle augmente le stick-slip apparaît pour $\langle \alpha \rangle_{dt} \approx 15^\circ$ (flèche 1) ; puis, l'amplitude augmente de manière importante avec $\langle \alpha \rangle_{dt}$ jusqu'au maximum de l'oscillation pendulaire (flèche 2) ; l'amplitude diminue ensuite avec $\langle \alpha \rangle_{dt}$ (flèche 3) jusqu'à disparition du stick-slip pour $\langle \alpha \rangle_{dt} \approx -10^\circ$ (flèche 4). Cette hystérésis révèle des effets dynamiques qui pourraient être liés à la valeur de $d\theta/dt$.

L'angle de pelage θ joue donc un rôle important sur les seuils et l'amplitude de l'instabilité de stick-slip. L'existence d'une hystérésis dans l'apparition et la disparition du stick-slip met en évidence d'importants effets dynamiques que nous ne sommes actuellement pas capables de comprendre. Ce système expérimental n'est donc pas idéal pour étudier l'influence de l'angle ; pour cela, il faudrait développer un dispositif où l'angle est fixé en moyenne sur un cycle de stick-slip.

2.8 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié le pelage d'un rouleau d'adhésif commercial grâce à une imagerie rapide. Ce dispositif expérimental a mis en évidence la présence de stick-slip pour $V > V_a = 0.1 \text{ m s}^{-1}$. Grâce à une analyse d'images issues d'une caméra rapide, nous avons pu résoudre le mouvement du ruban proche du point de pelage, et en déduire les différentes caractéristiques des cycles de stick-slip, mais aussi des phases de stick et de slip indépendamment. Nous avons étudié l'évolution de ces caractéristiques avec les différents paramètres qui entrent en jeu : la vitesse de pelage et la longueur de ruban pelé. Un modèle quasi-statique développé par Barquins *et al.* [28, 46] a permis de retrouver nos résultats expérimentaux durant la phase de stick sans aucun paramètre ajustable. Cet accord met en évidence que, durant la phase de stick, le mouvement du point de pelage est quasi-statique, et le ruban reste uniformément tendu. En revanche, ce modèle ne peut expliquer les durées de la phase de slip, qui sont du même ordre de grandeur que celle de stick, et donc beaucoup plus importantes que ce que prévoirait un modèle quasi-statique. En conséquence, cela suggère qu'il existe des effets dynamiques importants pendant la phase de slip, qui pourraient par exemple être dus à l'inertie du rouleau, et/ou à celle du ruban.

Pour finir, nous avons montré les limites de la géométrie rouleau : le rouleau se trouvant sur une poulie libre, un mouvement pendulaire lent (par rapport au stick-slip) peut se développer. Aux hautes vitesses ($V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$), ce mouvement pendulaire fait varier l'angle de pelage de manière importante (on peut avoir jusqu'à $60^\circ < \theta < 120^\circ$ au lieu de $\theta = 90^\circ$ attendu) et peut faire apparaître de l'intermittence corrélée aux variations d'angle. L'angle de pelage θ joue donc un rôle majeur sur les propriétés du stick-slip et il est important de pouvoir le contrôler.

Chapitre 3

Pelage sur substrat plan, à angle, vitesse et longueur de pelage contrôlés

Sommaire

3.1	Dispositif expérimental	52
3.2	Équations du mouvement du point de pelage	52
3.3	Mesure expérimentale de la cinétique du point de pelage . . .	54
3.3.1	Imagerie rapide et analyse d'images	54
3.3.2	Pelage régulier	55
3.3.3	Pelage saccadé	56
3.4	Définition des cycles de stick-slip	57
3.4.1	Amplitudes et périodes instantanées	57
3.4.2	Moyennes de phase	58
3.5	Caractérisation de l'instabilité	60
3.5.1	Une transition de caractère sous-critique	60
3.5.2	Influence de l'angle de pelage sur les seuils de l'instabilité	63
3.5.3	Influence de l'angle de pelage sur l'amplitude de l'instabilité . . .	64
3.5.4	Périodes de stick-slip	66
3.5.5	Variation d'élongation durant un cycle	67
3.6	Phases de stick et de slip	69
3.6.1	Définition des phases de stick et de slip	69
3.6.2	Rapport des durées des deux phases	69
3.6.3	Modèle quasi-statique	70
3.6.4	Discussion : une définition difficile des phases de stick	72
3.7	Cycles $\langle \delta u \rangle$ vs. $\langle v_p \rangle$	73
3.8	Conclusion	73

Nous avons montré dans la partie précédente que l'angle de pelage influençait la dynamique du point de pelage. Afin d'étudier en détail cette influence, nous avons développé un dispositif expérimental qui permet de peler le ruban adhésif depuis un substrat plan en contrôlant les trois paramètres principaux qui déterminent la dynamique du système : la longueur de ruban pelé, la vitesse et l'angle de pelage. Ce dispositif expérimental a été réalisé au FAST par Pierre-Philippe Cortet. Après avoir décrit en détail ce dispositif, nous montrerons dans ce chapitre comment les caractéristiques du stick-slip évoluent avec les paramètres, et en particulier nous mettrons en évidence l'importance de l'angle de pelage.

3.1 Dispositif expérimental

L'expérience est constituée d'une barre rigide de 3 m de long et de 4.5 cm de large, qui est translattée à une vitesse V grâce à un servo-moteur CC (cf figure 3.1). Une couche d'adhésif est collée sur cette barre afin que le substrat de l'adhésif pelé soit son propre dos, comme dans le cas du rouleau. Le substrat n'est pas changé entre les différentes expériences. Nous utilisons le même adhésif que dans le chapitre précédent : le Scotch[®] 3M 600. Une couche d'adhésif est pelée avec un moteur d'enroulement à la vitesse $R_m\omega$, avec R_m le rayon du moteur d'enroulement. Le moteur de translation et le moteur d'enroulement sont asservis durant toute la durée de l'expérience de sorte que $V = R_m\omega$. Dans toutes les expériences, un régime stationnaire de pelage est obtenu sur une longueur d'au moins 1 m de ruban. Dans le cas d'un pelage régulier, la vitesse de pelage est donc égale à la vitesse imposée V , et l'angle de pelage θ et la longueur de ruban pelé L sont fixés par les conditions initiales. Nous avons effectué des expériences sur une large gamme de vitesse $V : 0.03 \leq V \leq 4.2 \text{ m s}^{-1}$, avec des longueurs comprises entre 5 et 135 cm et des angles entre 30 et 150°. Les expériences ont été réalisées à une température de $22.3 \pm 0.9^\circ\text{C}$ et une humidité de $43 \pm 9\%$.

Ce système expérimental présente deux avantages importants : contrairement au pelage depuis un rouleau, l'angle de pelage est ici fixé quand le pelage est régulier, on peut donc étudier son impact sur le stick-slip. D'autre part, l'inertie du substrat est ici infinie, ce qui donne un paramètre de moins à prendre en compte dans la modélisation du problème.

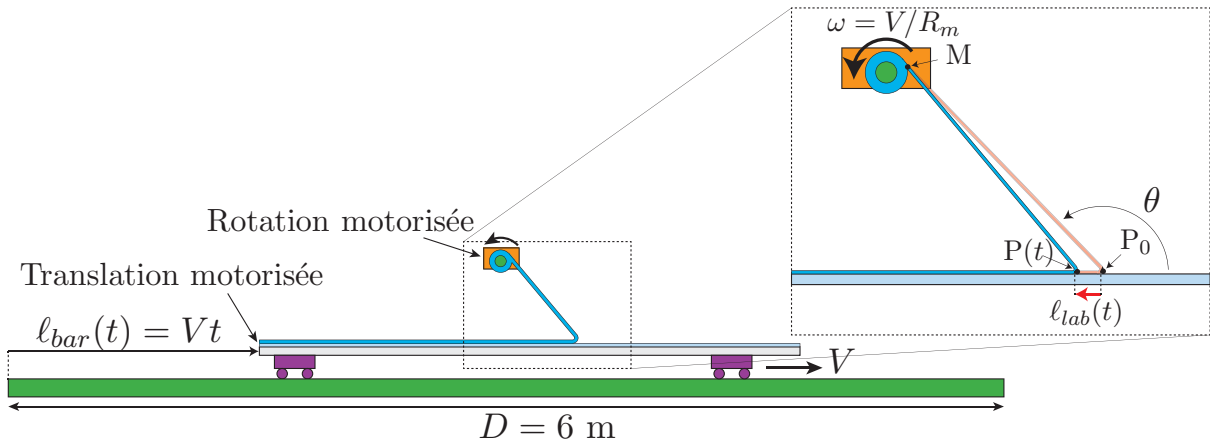


FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience de pelage à vitesse V , angle θ et longueur de ruban pelé L contrôlés. La vitesse de translation V de la barre horizontale et la vitesse d'enroulement $R_m\omega$ sont asservies électroniquement l'une à l'autre. ℓ_{bar} est la position de la barre, ℓ_{lab} la position du point de pelage dans le référentiel du laboratoire.

3.2 Équations du mouvement du point de pelage

Nous allons à présent dériver les équations du mouvement du point de pelage pour cette géométrie. On considère les points suivants dans la géométrie étudiée (cf figure 3.1) :

- M le point d'enroulement du ruban sur le moteur,
- P_0 la position moyenne du point de pelage,
- P sa position au temps t .

ℓ_{lab} est la position du point de pelage dans le référentiel du laboratoire : $\ell_{lab} = \|\overrightarrow{P_0P}\|$. ℓ_{bar} est la position de la barre horizontale dans ce même référentiel. On définit la position

ℓ_p et la vitesse v_p du point de pelage dans le référentiel du substrat :

$$\boxed{\ell_p = \ell_{lab} + \ell_{bar},} \quad (3.1)$$

$$\boxed{v_p = \frac{d\ell_p}{dt} = \frac{d\ell_{lab}}{dt} + \frac{d\ell_{bar}}{dt}.} \quad (3.2)$$

On peut écrire

$$\|\overrightarrow{\text{MP}}\| = \sqrt{(\overrightarrow{\text{MP}}_0 + \overrightarrow{\text{P}_0\text{P}})^2} \quad (3.3)$$

$$= \sqrt{\|\overrightarrow{\text{MP}}_0\|^2 + \ell_{lab}^2 + 2\|\overrightarrow{\text{MP}}_0\|\ell_{lab}\cos\theta}, \quad (3.4)$$

avec θ l'angle de pelage moyen. Le déplacement ℓ_{lab} est petit devant $\|\overrightarrow{\text{MP}}_0\|$. Par exemple, pour le cas de la figure 3.4, on a $L = \|\overrightarrow{\text{MP}}_0\| = 50$ cm et un déplacement maximal de ℓ_{lab} égal à 2 mm, ce qui donne $\ell_{lab}/\|\overrightarrow{\text{MP}}_0\| \leq 4 \times 10^{-3}$. De manière générale pour les gammes de paramètres (L, θ, V) explorés on a $\ell_{lab}/\|\overrightarrow{\text{MP}}_0\| \leq 3 \times 10^{-2}$. On peut donc approcher l'équation (3.4) par :

$$\|\overrightarrow{\text{MP}}\|(t) \simeq \|\overrightarrow{\text{MP}}_0\| + \ell_{lab}\cos\theta, \quad (3.5)$$

avec une précision toujours meilleure que 0.4‰.

D'autre part, la longueur du ruban non tendu \mathcal{L} varie aussi pendant l'expérience :

$$\mathcal{L}(t) = L_0 + \int_0^t (v_p(\tau) - V \frac{\mathcal{L}(\tau)}{\|\overrightarrow{\text{MP}}\|(\tau)}) d\tau, \quad (3.6)$$

avec L_0 la longueur initiale du ruban non tendu à $t = 0$. On prend en compte ici le fait que l'on décolle le ruban non tendu de la barre horizontale à la vitesse v_p , et que l'on enroule le ruban tendu sur le moteur à la vitesse V . Cependant, comme on a toujours $\frac{\mathcal{L}}{\|\overrightarrow{\text{MP}}\|} \simeq 1$ avec une précision meilleure que 2‰, on pourra écrire :

$$\boxed{\mathcal{L}(t) = L_0 + \int_0^t (v_p(\tau) - V) d\tau.} \quad (3.7)$$

On définit l'élongation du ruban de la même manière qu'au chapitre 2 :

$$u(t) = \|\overrightarrow{\text{MP}}\|(t) - \mathcal{L}(t). \quad (3.8)$$

Sachant qu'on a $\ell_p = \ell_{lab} + \ell_{bar} = \ell_{lab} + Vt$, on peut déduire des équations (3.5), (3.7) et (3.8) :

$$\boxed{u(t) = u_0 + (\ell_p - Vt)(\cos\theta - 1),} \quad (3.9)$$

avec $u_0 = \|\overrightarrow{\text{MP}}_0\| - L_0$ l'élongation moyenne du ruban, quand la longueur de pelage initiale est choisie nulle : $\ell_p(t=0) = 0$.

Si on suppose que le ruban est uniformément tendu, on peut écrire la force s'appliquant au point de pelage :

$$\boxed{F = \frac{Ebe}{\mathcal{L}}u \simeq \frac{Ebe}{L}u.} \quad (3.10)$$

De la même manière que dans le chapitre précédent, on peut écrire le taux de restitution de l'énergie G en fonction de F :

$$\boxed{G = \frac{F}{b}(1 - \cos \tilde{\theta})}, \quad (3.11)$$

avec $\tilde{\theta}$ l'angle de pelage instantané. On peut relier $\tilde{\theta}$ à l'angle moyen θ par l'expression :

$$\cos \tilde{\theta} = \frac{\ell_{lab} + L \cos \theta}{\sqrt{L^2 + \ell_{lab}^2 + 2L\ell_{lab} \cos \theta}}. \quad (3.12)$$

En utilisant l'approximation (3.5), cette relation peut être approchée par :

$$\boxed{\cos \tilde{\theta} \simeq \cos \theta + \frac{\ell_{lab}}{L}(1 - \cos^2 \theta)}. \quad (3.13)$$

Considérant que $\ell_{lab}/L \leq 3 \times 10^{-2}$, la différence entre θ et $\tilde{\theta}$ est au plus de 3%. On peut donc approcher l'équation (3.11) par :

$$G = \frac{F}{b}(1 - \cos \theta), \quad (3.14)$$

La résolution du système d'équations encadrées dans le cas d'un pelage régulier, en supposant $\ell_p(t=0) = 0$, donne :

$$\begin{aligned} v_p(t) &= V; \ell_p(t) = Vt; \mathcal{L}(t) = L_0; \tilde{\theta}(t) = \theta \\ u(t) &= u_0 = \frac{FL_0}{Ebe} = \frac{L_0}{Ee} \frac{G}{1 - \cos \theta}; L = L_0 + u_0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Avec le système d'équations (3.15), on montre que, dans le cas d'un pelage stable, notre dispositif expérimental permet de fixer les 3 paramètres (L , θ , V) à la valeur initiale choisie.

3.3 Mesure expérimentale de la cinétique du point de pelage

3.3.1 Imagerie rapide et analyse d'images

L'expérience est filmée sur le côté à l'aide d'une caméra rapide (Photron Fastcam APX RS). La vitesse d'acquisition est adaptée en fonction de V , entre 1 000 et 20 000 images par seconde. Les images obtenues ont une taille comprise entre 896×512 et 384×224 pixels, pour une résolution de 40 à 80 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Un exemple d'une telle image est montré sur la figure 3.2.

Le point de pelage est détecté à une distance de 0.7 ± 0.1 mm de la surface du substrat. Pour cela, on extrait les niveaux de gris sur 5 lignes successives au dessus du substrat (rectangle rouge sur la figure 3.2). On fait ensuite la moyenne de ces 5 lignes, la position du ruban correspondant alors au maximum (point jaune). En répétant cette procédure pour chaque image, on obtient la position $\ell_{lab}(t)$ du ruban. Cette position ne correspond pas exactement à celle du point de pelage mais en donne une bonne estimation.

Pour détecter le mouvement du substrat, on trace les niveaux de gris d'une ligne située sous sa surface au temps t (ligne bleue sur la figure 3.2). On calcule ensuite la fonction de corrélation de cette courbe avec celle des niveaux de gris de la même ligne pour l'image au temps $t + \delta t$. La position du maximum de la fonction de corrélation correspond au déplacement du substrat pendant le temps δt . On obtient ainsi la position de la barre horizontale ℓ_{bar} . Les niveaux de gris sont obtenus sur des profils interpolés en dessous du pixel; on a donc une précision d'environ 2 μm sur ℓ_{lab} . Pour ℓ_{bar} , on choisit δt de manière

à ce que le déplacement de la barre pendant δt soit d'environ 1 mm, ce qui donne une erreur de 0.2% sur ℓ_{bar} et $d\ell_{bar}/dt$.

On calcule finalement la position et la vitesse du point de pelage dans le référentiel du substrat ℓ_p et v_p avec les équations (3.1) et (3.2).

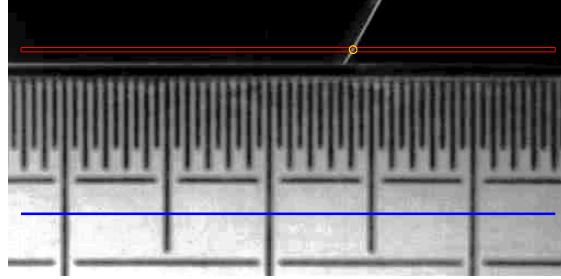


FIGURE 3.2 – Photo typique prise au temps t par la caméra au cours d'une expérience avec $\theta = 60^\circ$. On moyenne les niveaux de gris dans le rectangle rouge afin d'obtenir la position du ruban au point maximum (point jaune). On utilise les niveaux de gris de la ligne bleue pour obtenir le déplacement de la barre.

3.3.2 Pelage régulier

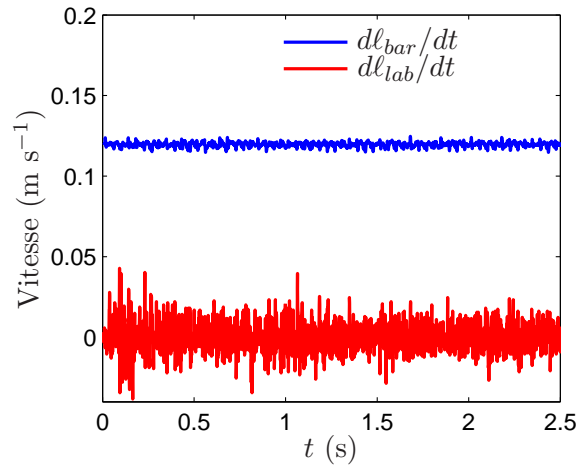


FIGURE 3.3 – Vitesse de la barre horizontale $d\ell_{bar}/dt$ et du point de pelage $d\ell_{lab}/dt$ dans le référentiel du laboratoire en fonction du temps pour $\theta = 90^\circ$, $L = 54$ cm et $V = 0.12$ m s⁻¹. Les fluctuations sont faibles, on a donc un pelage stable.

Sur la figure 3.3, on trace $d\ell_{bar}/dt$ et $d\ell_{lab}/dt$ en fonction du temps pour une expérience avec $\theta = 90^\circ$, $L = 54$ cm et $V = 0.12$ m s⁻¹. Les fluctuations de $d\ell_{lab}/dt$ étant faibles (écart-type de 8800 $\mu\text{m s}^{-1}$), on est dans le cas d'un pelage stable. Si on considère que le maximum des niveaux de gris est bien défini, on s'attend à une erreur de ± 2 μm (interpolation sub-pixel), donc à une erreur de 420 $\mu\text{m s}^{-1}$ sur $d\ell_{lab}/dt$, en considérant un intervalle de temps $dt = 0.71$ ms. La valeur mesurée de l'écart-type est plus élevée. Cela peut être dû d'une part à différentes erreurs de détection : le programme peut repérer une poussière proche du ruban à la place du ruban, ou la bande peut trembler un peu pendant l'expérience, si bien qu'elle n'est plus complètement perpendiculaire à la caméra et que l'on peut repérer un point de sa surface au lieu de sa tranche. Cela peut aussi être causé par de réelles variations de la vitesse de pelage : des hétérogénéités d'adhésion peuvent faire varier un peu la vitesse de pelage autour de sa valeur moyenne. Ces erreurs de détection restent faibles, et seront d'autant plus négligeables dans le cas du stick-slip puisque les

déplacements mesurés sont généralement plus importants. Concernant le mouvement de translation de la barre, les variations de $d\ell_{bar}/dt$ sont de $\pm 1.2\%$, plus élevées que l'erreur due à la détection (0.5%). Il s'agit ici de véritables variations de la vitesse de la barre, associées à des irrégularités du moteur. Pour des vitesses plus élevées, le servo-moteur est plus précis ; pour $V > 0.4 \text{ m s}^{-1}$, on a des fluctuations inférieures à 0.9%.

3.3.3 Pelage saccadé

Sur la figure 3.4 sont tracés ℓ_{lab} , ℓ_p , $d\ell_{bar}/dt$ et v_p pour $\theta = 60^\circ$, $L = 50 \text{ cm}$ et $V = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ sur quelques millisecondes. ℓ_{lab} présente de larges oscillations ; on est dans le cas d'un pelage avec stick-slip. $d\ell_{bar}/dt$ oscille autour de la vitesse imposée avec un écart-type de 0.83% (plus faible que dans le cas de la figure 3.3). Pour la position et la vitesse de pelage, on observe le même type de courbes que dans le chapitre précédent : ℓ_p est constitué de marches le long de la droite $\ell_p = V t$ et v_p présente de larges fluctuations, avec une succession d'événements de basses (stick) et hautes (slip) vitesses.

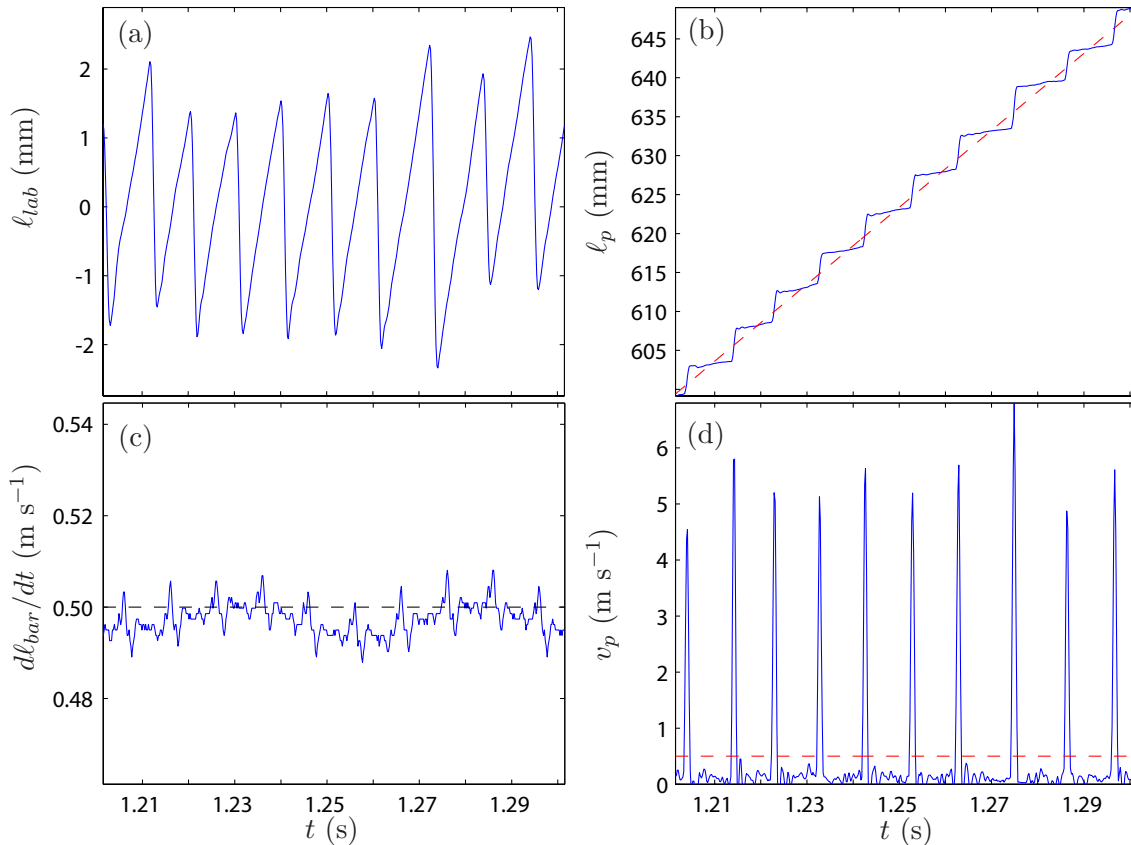


FIGURE 3.4 – ℓ_{lab} (a), ℓ_p (b), $d\ell_{bar}/dt$ (c) et v_p (d) en fonction du temps, pour $\theta = 60^\circ$, $L = 50 \text{ cm}$ et $V = 0.5 \text{ m s}^{-1}$. La ligne tiretée représente $\ell_p = V t$ (b), $d\ell_{bar}/dt = V$ (c) ou $v_p = V$ (d). Les marches sur (b) et les fluctuations sur (a,d) sont caractéristiques du stick-slip.

On peut remarquer que les oscillations de la vitesse du moteur sont corrélées au stick-slip : chaque maximum local de la courbe $\frac{d\ell_{bar}}{dt}(t)$ correspond à un minimum local de la courbe $\ell_{lab}(t)$. Cela est dû aux variations de force de pelage imposées par le stick-slip. Par rétro-action, le moteur adapte son couple pour garder une vitesse constante ; cependant, cette adaptation nécessite une durée minimale. Les variations de vitesse du moteur restent tout de même faibles, du même ordre de grandeur que dans les expériences de pelage stable. Nous estimons qu'elles n'ont donc pas d'influence sur la dynamique de pelage.

3.4 Définition des cycles de stick-slip

3.4.1 Amplitudes et périodes instantanées

Comme dans le cas de l'expérience en géométrie rouleau, on va diviser notre signal temporel de vitesse $v_p(t)$ en cycles de stick-slip. On utilise la même définition que précédemment : le $n^{\text{ème}}$ cycle commence au temps t_n tel que $v_p(t_n) = V$ et $dv_p(t_n)/dt < 0$. On trace sur la figure 3.5 la position et la vitesse du point de pelage en fonction du temps, avec une couleur différente pour chaque cycle. On mesure alors les amplitudes a_{ss} et périodes t_{ss} de stick-slip pour chaque cycle.

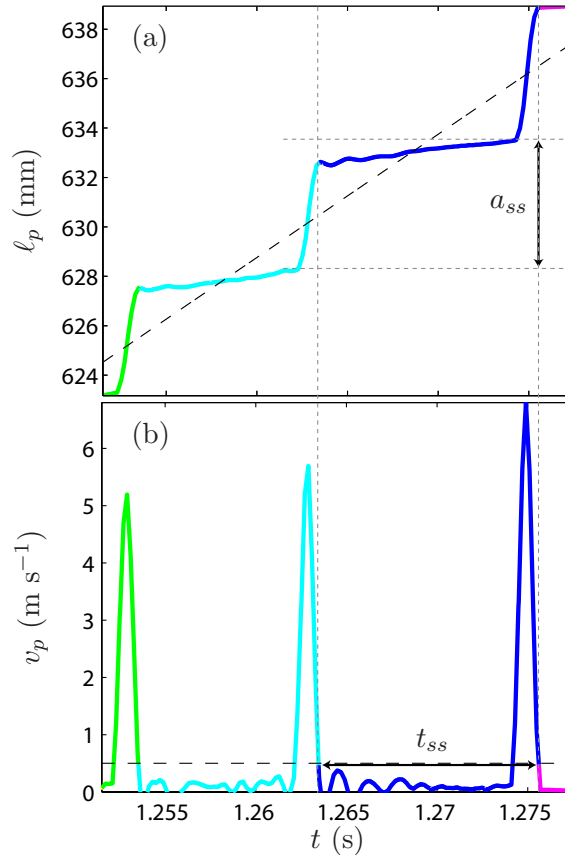


FIGURE 3.5 – ℓ_p (a) et v_p (b) en fonction du temps, pour $\theta = 60^\circ$, $L = 50$ cm et $V = 0.5$ m s $^{-1}$. Les lignes tiretées noires représentent $\ell_p = V t$ (a) ou $v_p = V$ (b). Chaque couleur représente un cycle de stick-slip. a_{ss} et t_{ss} sont les amplitudes et périodes de chaque cycle.

Sur la figure 3.6, on trace a_{ss} en fonction de t_{ss} pour 6 expériences comprenant entre 40 et 400 événements, pour $\theta = 90^\circ$ et différentes vitesses et longueurs de pelage. On obtient le même genre de figure que dans le chapitre précédent (cf figure 2.10) : les points sont situés autour des droites $a_{ss} = V t_{ss}$; on a donc $\langle v_p \rangle_{ss} \simeq V$ avec $\langle \rangle_{ss}$ la moyenne sur un cycle de stick-slip. La dispersion autour de la courbe est du même ordre que dans le cas du rouleau, au plus de 30%. Elle peut être causée par des erreurs de mesure de la position du point de pelage ou par des fluctuations intrinsèques de la dynamique de pelage. La dispersion le long de la courbe montre que les périodes et amplitudes sont distribuées statistiquement. Pour des conditions identiques, par exemple $L = 1.3$ m et $V = 0.5$ m s $^{-1}$, la dispersion est moins importante dans le cas du substrat plan (30%) que dans le cas du rouleau (62%). Dans le cas du rouleau, l'angle est fixé en moyenne sur l'expérience à

$\theta = 90^\circ$ mais il varie entre 74 et 96° (cf figure 2.20), alors que dans le cas du pelage sur la barre, l'angle est fixé en moyenne durant un cycle de stick-slip à $\theta = 90^\circ$. Cette variation d'angle pourrait être la cause d'une plus large distribution des amplitudes et périodes dans le cas du pelage sur le rouleau.

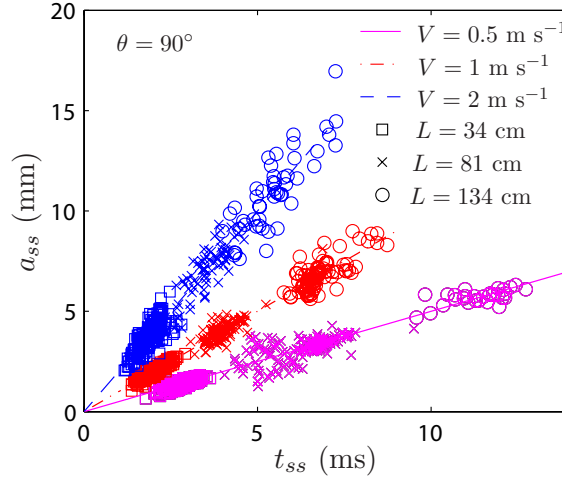


FIGURE 3.6 – a_{ss} en fonction de t_{ss} pour des expériences à $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs et vitesses de pelage. Chaque nuage de points correspond à une expérience. Les lignes représentent $a_{ss} = V t_{ss}$.

On observe également, comme au chapitre 2 : pour V fixé, les moyennes statistiques des amplitudes et des périodes augmentent avec L ; pour L fixé, les amplitudes augmentent avec V , les périodes diminuent avec V pour $V \leq 1 \text{ m s}^{-1}$ mais semblent saturer pour des plus hautes vitesses. Nous examinerons dans la suite ces dépendances plus en détail.

3.4.2 Moyennes de phase

Les trois signaux temporels permettant de caractériser la dynamique de pelage sont la position ℓ_p , la vitesse v_p du point de pelage et l'élongation du ruban u . On calcule cette dernière à une constante u_0 près à l'aide de l'équation (3.9). On divise ces trois signaux en cycles de stick-slip à partir des signaux $v_p(t)$ comme expliqué précédemment (cf figure 3.5). On obtient alors les signaux $u(t') - u_0$, $\ell_p(t')$ et $v_p(t')$, avec $t' = t/t_{ss}$. On calcule finalement les moyennes de phase $\langle \delta u \rangle = \langle u(t') - u_0 - \min(u(t') - u_0) \rangle_{ss}$, $\langle \ell_p \rangle$ et $\langle v_p \rangle$. Un exemple de ces moyennes en fonction de $t' T_{ss}$, avec T_{ss} la moyenne des périodes de stick-slip sur toute l'expérience, est représenté sur la figure 3.7 pour $L = 50 \text{ cm}$, $V = 0.50 \text{ m s}^{-1}$ et $\theta = 60^\circ$. On montre aussi, sur la même figure, les signaux ℓ_p , v_p et δu en fonction de $t' T_{ss}$ pour chaque cycle (lignes de couleur).

Les courbes de la figure 3.7 sont divisées en deux parties distinctes (la séparation est schématisée par la ligne tiretée verticale). Dans la première partie du cycle, la position $\langle \ell_p \rangle$ augmente lentement et la vitesse $\langle v_p \rangle$ est à peu près constante, proche de 0. Au début du cycle, pour $t' T_{ss} \simeq 1 \text{ ms}$, on observe une fluctuation de la vitesse. Cela est dû au fait qu'on mesure la position à 0.7 mm au dessus du point de pelage, et est la signature de l'onde qui traverse le ruban après l'importante décélération du point de pelage.¹ Pendant cette

1. Si on considère que le point de mesure se situe à 0.7 mm du substrat, l'onde a ici une vitesse de 1.25 m s^{-1} . Une onde longitudinale se propageant le long d'une corde sur laquelle on applique une force F a une vitesse $\sqrt{\frac{F}{\rho b h}}$, avec ρ la masse volumique du ruban, b sa largeur et h son épaisseur. Pour une vitesse de 1.25 m s^{-1} , on calcule que la force appliquée est $F = 0.001 \text{ N}$. Une faible valeur de la force est compatible avec une vision quasi-statique du pelage : pendant le slip toute l'élongation est relâchée.

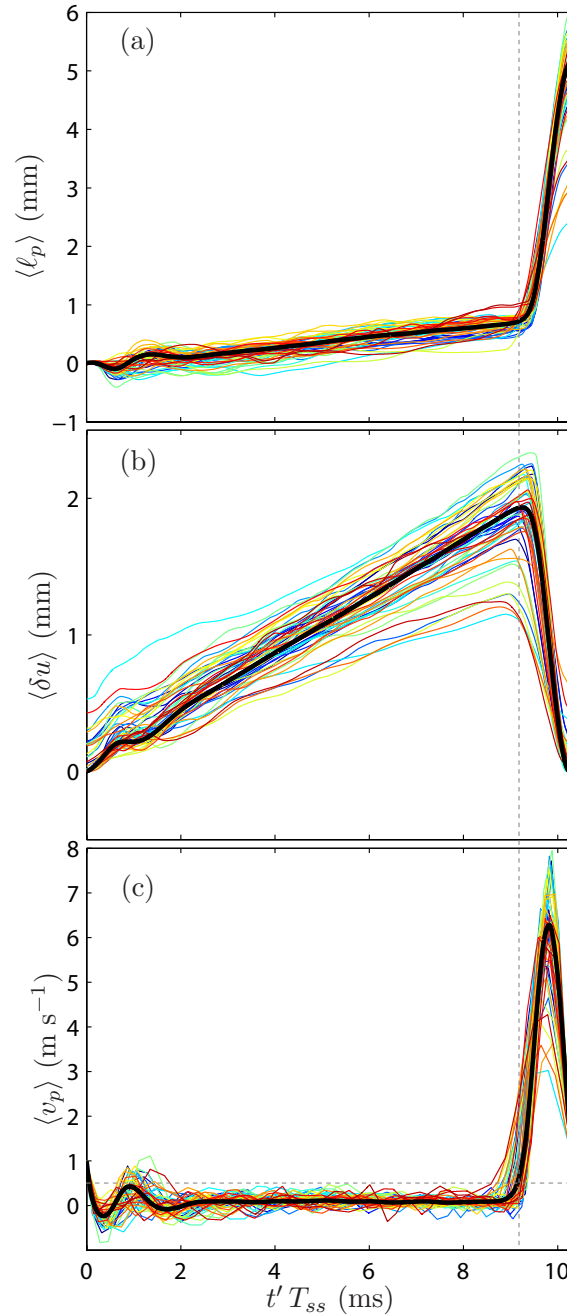


FIGURE 3.7 – En noir : moyenne de phase de la position du point de pelage $\langle \ell_p \rangle$ (a), de l'élongation $\langle \delta u \rangle$ et de la vitesse de pelage $\langle v_p \rangle$ (c) en fonction de $t' T_{ss}$ avec T_{ss} la moyenne des périodes de stick-slip sur toute l'expérience. En couleur : signaux pour chaque cycle en fonction de $t' T_{ss}$. Expérience réalisée avec $\theta = 60^\circ$, $V = 0.50 \text{ m s}^{-1}$ et $L = 50 \text{ cm}$.

première phase du cycle, l'élongation $\langle \delta u \rangle$ augmente linéairement avec le temps. À la fin de cette première phase $\langle \delta u \rangle$ atteint un maximum et décroît rapidement dans la seconde phase. Le maximum de $\langle \delta u \rangle$ correspond à $\langle v_p \rangle = V$, comme prédit par la dérivation de l'équation (3.9). Pendant cette deuxième phase, la vitesse augmente rapidement jusqu'à environ 6.5 m s^{-1} avant de diminuer rapidement, et la position augmente rapidement. Ces cycles correspondent presque à la description quasi-statique donnée par Barquins *et*

al. [28, 46] et décrite dans le chapitre précédent : on a une durée de stick (environ 9 ms) longue devant celle de slip (environ 1 ms) et des sauts de vitesse très rapides.

3.5 Caractérisation de l'instabilité

3.5.1 Une transition de caractère sous-critique

Nous allons étudier l'évolution temporelle de la vitesse de pelage $v_p(t)$ pour un angle donné ($\theta = 90^\circ$), une longueur fixe ($L = 54$ cm) et différentes vitesses. Sur la figure 3.8 est représenté un schéma résumant les différents régimes de pelage observés, et les vitesses seuils les séparant.

Pour de faibles vitesses ($V < V_{app} = 0.135 \pm 0.005$ m s⁻¹), $v_p(t)$ présente de faibles fluctuations, avec un écart-type inférieur à $0.2V$. Le pelage est stable. Un exemple est montré figure 3.9 pour $V = 0.12$ m s⁻¹.

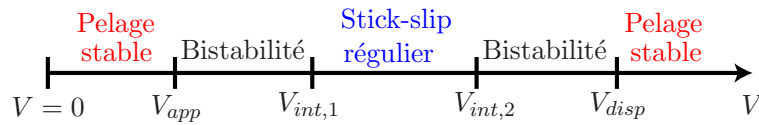


FIGURE 3.8 – Schéma des différents régimes de pelage observés, et définition des vitesses seuils entre ces régimes.

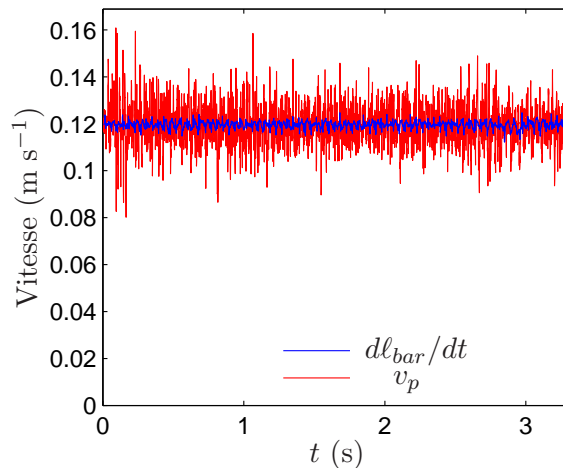


FIGURE 3.9 – Vitesses dl_{bar}/dt et v_p en fonction du temps t pour $L = 54$ cm, $\theta = 90^\circ$ et $V = 0.12$ m s⁻¹. Les fluctuations de la vitesse sont faibles (on a un écart-type de $0.07V$), le pelage est donc stable.

Pour $V_{app} = 0.135 \pm 0.005 < V < V_{int,1} = 0.45 \pm 0.05$ m s⁻¹, le signal $v_p(t)$ présente deux régimes distincts : soit de faibles fluctuations, caractéristiques d'un pelage stable, soit des fluctuations importantes et régulières, caractéristiques du stick-slip. Un exemple d'une telle expérience pour $V = 0.15$ m s⁻¹ est montré sur la figure 3.10(a). On a un pelage bistable, ou intermittent, présentant du pelage avec et sans stick-slip. Pour caractériser la présence de stick-slip, on analyse le signal par fenêtre temporelle glissante de largeur $2T$, avec T l'ordre de grandeur de la période caractéristique dans les intervalles de temps où il y a de larges fluctuations (T est donc la période de stick-slip mesurée sur quelques cycles). On calcule ensuite $\delta v_p(t) = \max(v_p(\tau), \tau \in [t - T, t + T]) - \min(v_p(\tau), \tau \in [t - T, t + T])$, représenté sur la figure 3.10(b). $\delta v_p(t)$ est important en présence de stick-slip, faible en son absence. Sur la figure 3.10(c), on trace la distribution de δv_p . On observe qu'il y a

deux valeurs piquées correspondant aux deux régimes de pelage. On va donc calculer deux valeurs moyennes Δv_p , l'une pour $\delta v_p < 1.5 V$ qui représentera le pelage stable et l'autre pour $\delta v_p > 1.5 V$, qui représentera le stick-slip.

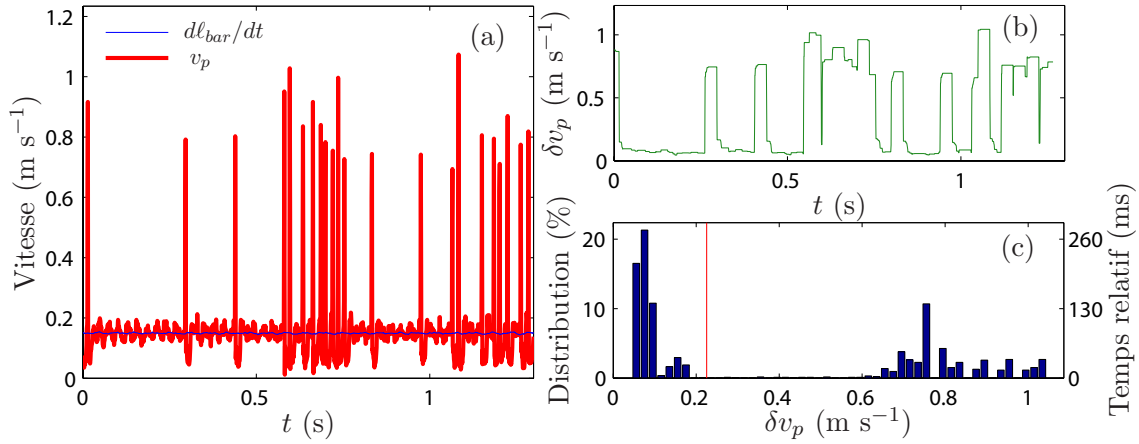


FIGURE 3.10 – (a) Vitesses dl_{bar}/dt et v_p en fonction du temps t , pour $L = 54$ cm, $\theta = 90^\circ$ et $V = 0.15$ m s $^{-1}$. (b) δv_p en fonction de t , calculé pour $T = 17$ ms. (c) Distribution de δv_p en % ou en temps passé pour chaque valeur. La ligne verticale correspond à $\delta v_p = 1.5 V$.

Pour $V_{int,1} = 0.45 \pm 0.05 < V < V_{int,2} = 2.63 \pm 0.13$ m s $^{-1}$, le signal présente de larges fluctuations sur toute la durée de l'expérience, correspondant à du stick-slip régulier (cf figure 3.11(a) pour $V = 1.40$ m s $^{-1}$). De la même manière que dans le cas bistable, on extrait δv_p sur une fenêtre glissante de largeur $2T$ avec T la période caractéristique des fluctuations (cf figure 3.11(b)). La distribution de δv_p ne présente alors qu'un seul pic pour une valeur plus grande que $1.5 V$ (cf figure 3.11(c)).

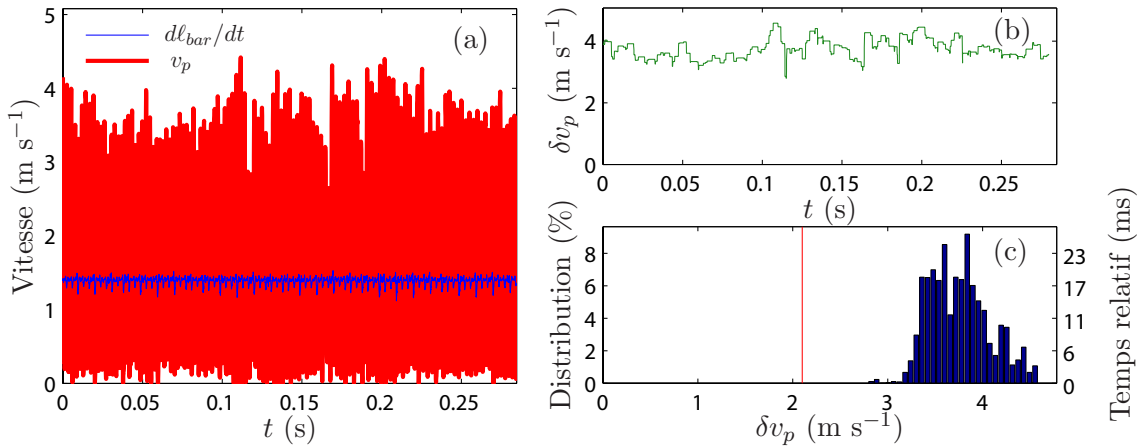


FIGURE 3.11 – (a) Vitesses dl_{bar}/dt et v_p en fonction du temps t , pour $L = 54$ cm, $\theta = 90^\circ$ et $V = 1.40$ m s $^{-1}$. (b) δv_p en fonction de t , calculé pour $T = 2.4$ ms. (c) Distribution de δv_p en % ou en temps passé pour chaque valeur. La ligne verticale correspond à $\delta v_p = 1.5 V$.

Pour $V_{int,2} = 2.63 \pm 0.13 < V < V_{disp} = 3.67 \pm 0.33$ m s $^{-1}$, les expériences sont de nouveau bistables, avec deux valeurs piquées pour la distribution de δv_p . On trace sur la figure 3.12 un exemple d'une telle expérience. Pour $V > V_{disp} = 3.67 \pm 0.33$ m s $^{-1}$, les expériences sont stables, avec un écart-type de v_p inférieur à $0.2 V$.

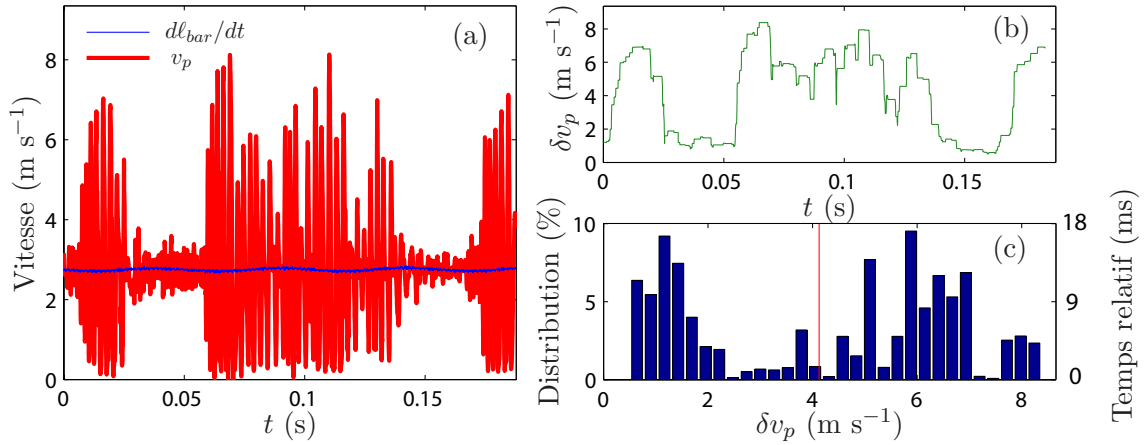


FIGURE 3.12 – (a) Vitesses $d\ell_{bar}/dt$ et v_p en fonction du temps t pour $L = 45$ cm, $\theta = 90^\circ$ et $V = 2.75$ m s $^{-1}$. (b) δv_p en fonction de t , calculé pour $T = 2.4$ ms. (c) Distribution de δv_p en % ou en temps passé pour chaque valeur. La ligne verticale correspond à $\delta v_p = 1.5V$.

Pour chaque expérience bistable ou avec stick-slip régulier, on calcule la distribution de δv_p et on en déduit une ou deux valeurs moyennes Δv_p comme décrit précédemment. On trace ensuite $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ (cf figure 3.13). Les points tels que $\Delta v_p/V < 1$ sont caractéristiques d'un pelage stable, et ceux tels que $\Delta v_p/V > 1$ caractérisent le stick-slip. Pour une vitesse donnée, la présence de deux points l'un pour $\Delta v_p/V > 1$ et l'autre pour $\Delta v_p/V < 1$ met en évidence un pelage bistable. Les valeurs telles que $\Delta v_p/V > 1$ sont indépendantes de L , ce qui permet de calculer la valeur moyenne de $\Delta v_p/V > 1$ selon les longueurs. Cette valeur moyenne augmente rapidement avec V proche du seuil d'apparition, puis diminue lentement avec V pour saturer à 2 pour $V > 2.5$ m s $^{-1}$.

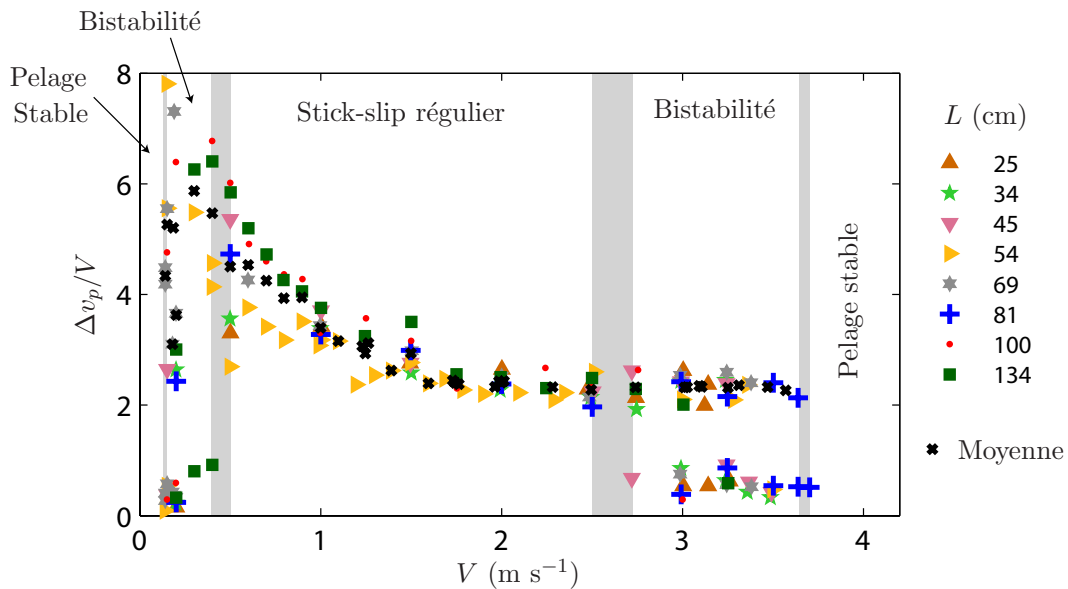


FIGURE 3.13 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V < 1$ sont caractéristiques d'un pelage stable, ceux tels que $\Delta v_p/V > 1$ caractérisent le stick-slip. Pour une vitesse donnée, la présence de deux points l'un pour $\Delta v_p/V > 1$ et l'autre pour $\Delta v_p/V < 1$ met en évidence un pelage bistable. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

Sur la figure 3.13, on observe que, pour $\theta = 90^\circ$, il existe une gamme de vitesse proche de V_{app} et une autre proche de V_{disp} pour laquelle le pelage est bistable. Ce résultat est vérifié pour les autres angles étudiés (figures montrées en annexe A). L'existence de la bistabilité suggère que, lorsque V augmente, l'apparition et la disparition du stick-slip sont associées à une bifurcation sous-critique. Cette observation expérimentale n'a jamais été faite dans le cas d'une expérience à vitesse contrôlée. Dans la géométrie rouleau présentée précédemment, on trouvait des expériences bistables, qualifiées d'intermittentes, mais cette intermittence était liée aux variations d'angles et non à une proximité des seuils. Maugis *et al.* ont développé un modèle dans la géométrie rouleau, prenant en compte l'inertie du rouleau, qui prédit une bifurcation super-critique [46], différente donc de nos observations expérimentales. Ciccotti *et al.* ont proposé un modèle proche de celui de Maugis *et al.*, mais en considérant 3 variables [59]. En faisant une analogie avec une transition de phase de Van der Waals, ils proposent une bifurcation sous-critique pour décrire l'apparition et la disparition du stick-slip, mais ils ne le montrent pas de manière formelle. Il est important de remarquer que ces modèles prennent en compte l'inertie du substrat, dont on s'est affranchi dans cette nouvelle expérience. À notre connaissance, aucun modèle ne prédit une bifurcation sous-critique dans la géométrie que nous avons étudié.

Une autre conséquence de la bistabilité est la difficulté à déterminer les seuils avec beaucoup de précision. En effet, si on est dans une gamme de vitesse où le pelage devrait être bistable, on peut observer uniquement du pelage régulier, ou uniquement du stick-slip, ou les deux, selon la durée de l'expérience. Durant un pelage bistable, les événements de stick-slip sont probablement déclenchés par des hétérogénéités d'adhésion, par des fluctuations de la vitesse de la barre, ou encore de celle de l'enroulement.

3.5.2 Influence de l'angle de pelage sur les seuils de l'instabilité

Pour tous les angles étudiés, pour $L \geq 20$ cm, il n'y a pas de dépendance claire des seuils avec la longueur. On construit donc un diagramme d'état dans l'espace (V, θ) pour toutes les expériences telles que $L \geq 20$ cm. Pour une vitesse et un angle donnés, on considère qu'il y a du stick-slip régulier (resp. un pelage stable) si toutes les expériences dans ces conditions présentent du stick-slip (resp. un pelage stable) sur toute leur durée. Dans le cas contraire, on considèrera qu'on est dans un régime bistable. On construit ainsi la figure 3.14. Les lignes de transition sont des guides pour les yeux. La gamme de vitesse avec stick-slip augmente quand θ diminue; c'est aussi le cas pour la gamme de vitesse avec bistabilité. Pour $\theta \leq 60^\circ$, on ne peut pas accéder expérimentalement aux vitesses d'apparition V_{app} et de disparition V_{disp} , ni à la vitesse de transition entre le régime bistable et le régime stable $V_{int,2}$ (pour rappel, la définition des différentes vitesses seuils est montrée sur la figure 3.8). Pour $\theta \geq 120^\circ$, les valeurs des frontières semblent saturer.

La figure 3.14 montre l'influence très importante de l'angle de pelage sur les seuils de l'instabilité. Entre $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 150^\circ$, la vitesse d'apparition est multipliée par au moins 8, tandis que la vitesse de disparition est divisée par au moins 1.3. La gamme de vitesse de présence du stick-slip est donc fortement diminuée lorsque θ augmente; il est plus facile de peler un adhésif sans faire de stick-slip à grand angle qu'à petit angle.

D'après le modèle de Barquins *et al.* [28, 46], la vitesse d'apparition de l'instabilité devrait être égale à V_a , c'est-à-dire à la vitesse pour laquelle la courbe $\Gamma(V)$ commence à décroître. La forte dépendance du seuil d'apparition avec θ pourrait être expliquée s'il existait une dépendance de la courbe $\Gamma(V)$ avec θ , en particulier une dépendance des bornes de la branche décroissante. Cependant, à notre connaissance, une telle dépendance n'a jamais été observée.

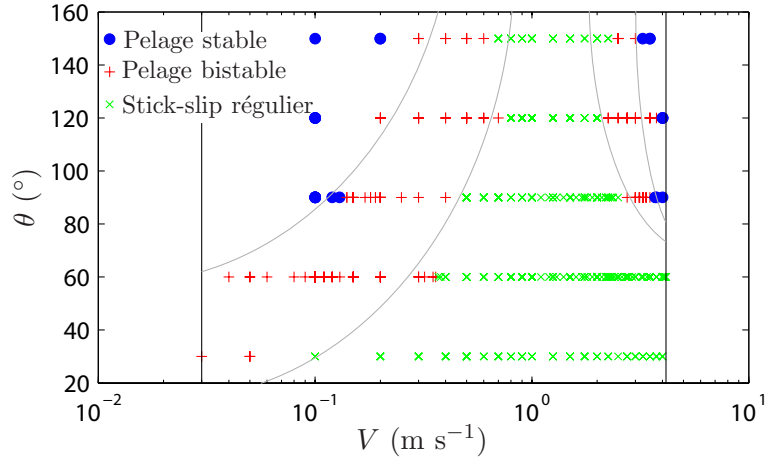


FIGURE 3.14 – Diagramme d'état du pelage dans l'espace (V, θ) pour toutes les longueurs $L \geq 20$ cm. Chaque point correspond au moins à une expérience. Les lignes de transition sont des guides pour les yeux.

Des expériences antérieures [51] ont montré qu'augmenter la raideur du système de chargement à $\theta = 90^\circ$ entraîne une réduction de la gamme de vitesse sur laquelle le stick-slip existe. Nous pourrions tenter ici de faire une analogie avec notre expérience, où l'augmentation de θ reviendrait à une augmentation d'une raideur effective. Pour tester cette idée, revenons aux équations du mouvement. À partir des équations (3.9), (3.10) et (3.11), et en supposant que la relation $G = \Gamma$ reste valide même quand le pelage n'est plus stationnaire, on peut écrire :

$$\left. \frac{d\Gamma}{dv} \right|_{v_p} \frac{dv_p}{dt} = \frac{Ee}{L} (1 - \cos \theta)^2 (V - v_p) = \frac{k_{\text{eff}}}{b} (V - v_p), \quad (3.16)$$

avec $k_{\text{eff}} = (1 - \cos \theta)^2 \frac{Eeb}{L}$ une raideur effective². Dans l'hypothèse où $\left. \frac{d\Gamma}{dv} \right|_{v_p}$ est indépendant de θ , la seule dépendance en angle de l'équation (3.16) vient du terme proportionnel à k_{eff} . Cette dépendance en θ est alors caractérisée par une raideur multipliée par 200 quand θ passe de 30° à 150° , ce qui pourrait expliquer une gamme de vitesse de présence du stick-slip plus faible à 150° . La longueur devrait aussi influencer les seuils; cependant pour $20 \leq L \leq 135$ cm nous n'observons aucune dépendance des seuils avec la longueur. Cela peut être dû au fait que la gamme de longueurs explorées est assez faible : k_{eff} est seulement divisé par 7 quand on passe de 20 à 135 cm.

3.5.3 Influence de l'angle de pelage sur l'amplitude de l'instabilité

En plus d'avoir une influence importante sur les seuils de l'instabilité, l'angle de pelage θ a aussi un impact majeur sur son amplitude. Sur la figure 3.15, on trace Δv_p moyenné sur $L \geq 20$ cm en fonction de V pour les différents angles. Pour V donné, Δv_p diminue quand θ augmente, d'abord rapidement puis de moins en moins vite quand θ augmente, pour finalement saturer pour $\theta \geq 120^\circ$. Pour de faibles vitesses, on a une différence de plus d'un ordre de grandeur pour Δv_p entre $\theta = 30^\circ$ et 150° . La dépendance de Δv_p avec V change aussi avec l'angle. Pour $\theta = 30^\circ$, Δv_p est à peu près constante alors que pour

2. Dans l'équation (3.16), on a négligé la variation de $\tilde{\theta}$ avec le temps. Si on utilise l'équation (3.13), on trouve $\left. \frac{d\Gamma}{dv} \right|_{v_p} \frac{dv_p}{dt} = \frac{k_{\text{eff}}}{b} (V - v_p) (1 + 2(1 + \cos \theta) \frac{\ell_{\text{lab}}}{L})$. À l'ordre 0 en $\frac{\ell_{\text{lab}}}{L}$, on retrouve donc la même expression. Le terme $2(1 + \cos \theta) \frac{\ell_{\text{lab}}}{L}$ est inférieur à 11%, on va donc négliger sa contribution pour notre raisonnement simple.

$\theta = 150^\circ$, Δv_p est linéaire avec V . Nous allons maintenant discuter plus en détail les deux régimes asymptotiques représentés par les lignes sur la figure 3.15.

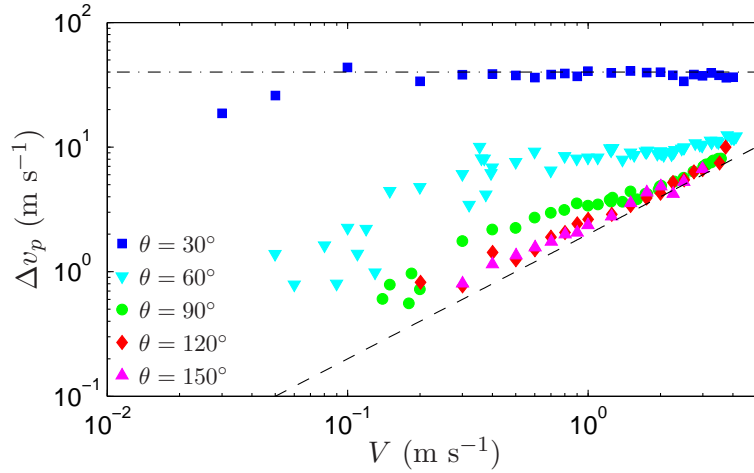


FIGURE 3.15 – Δv_p en fonction de V pour différents θ , moyennée pour les différents longueurs $L \geq 20$ cm. La ligne tiretée représente $\Delta v_p = 2V$, la ligne mixte $\Delta v_p = 40$ m s $^{-1}$.

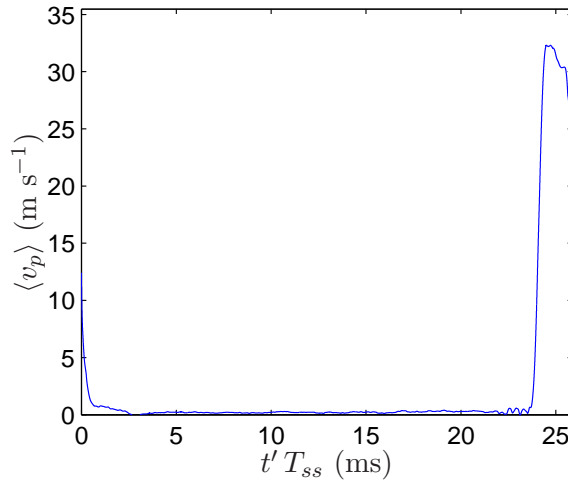


FIGURE 3.16 – Moyenne de phase de la vitesse de pelage v_p en fonction du temps $t' T_{ss}$, avec T_{ss} la moyenne de la période de stick-slip et $t' = t/t_{ss}$, avec t_{ss} la période de stick-slip de chaque cycle. Expérience réalisée avec $\theta = 30^\circ$, $V = 2.5$ m s $^{-1}$ et $L = 134$ cm.

Pour $\theta = 30^\circ$, on a $\Delta v_p \simeq 40$ m s $^{-1}$ indépendamment de V et L . Cela pourrait s'expliquer par un pelage quasi-statique suivant les branches stables "lente" et "rapide" de la courbe $\Gamma(V)$, comme décrit dans le modèle de Barquins *et al.* [28, 46] (cf figure 1.9). Comme noté précédemment, à notre connaissance, aucune étude ne montre une forte dépendance des bornes de la partie décroissante de la courbe $\Gamma(V)$ avec l'angle. Or des mesures de $G(V)$ à $\theta = 90^\circ$ dans la géométrie rouleau ont montré que la branche rapide se situait autour de 40 m s $^{-1}$ pour notre adhésif (cf figure 2.4). Cela serait donc cohérent avec la valeur $\Delta v_p \simeq 40$ m s $^{-1}$ à 30° . Sur la figure 3.16, on trace la moyenne de phase de v_p calculée sur tous les cycles de stick-slip comme expliqué dans la partie précédente. On observe que pour $\theta = 30^\circ$, $L = 134$ cm et $V = 2.5$ m s $^{-1}$, la forme de la courbe correspond à un modèle quasi-statique : une longue durée de stick et une phase de slip très courte avec un saut de vitesse presque instantané.

Pour $\theta \geq 120^\circ$, Δv_p devient linéaire avec V et tend vers l'asymptote $\Delta v_p = 2V$. Dans ce cas, la moyenne de phase de v_p évolue de manière quasi-sinusoïdale avec $t' T_{ss}$ (cf figure 3.17), de telle sorte qu'on est alors loin d'un régime quasi-statique. On observe le même phénomène que dans les expériences en géométrie rouleau : la durée de slip devient plus importante que la prédiction quasi-statique, ce qui suggère la présence d'importants effets inertiels. Dans cette expérience, nous avons supprimé l'effet de l'inertie du substrat, il faut donc considérer une autre inertie. Nous montrerons dans le chapitre suivant que l'inertie du ruban semble jouer un rôle important.

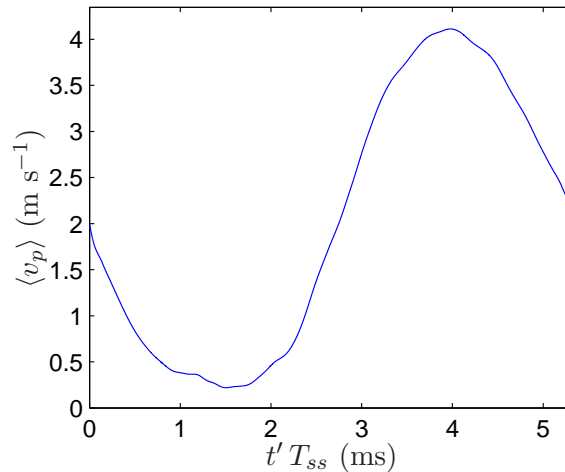


FIGURE 3.17 – Moyenne de phase de la vitesse de pelage v_p en fonction du temps $t' T_{ss}$ avec T_{ss} la moyenne de la période de stick-slip et $t' = t/t_{ss}$ avec t_{ss} la période de stick-slip de chaque cycle. Expérience réalisée avec $\theta = 120^\circ$, $V = 2 \text{ m s}^{-1}$ et $L = 134 \text{ cm}$.

3.5.4 Périodes de stick-slip

Nous allons maintenant nous intéresser aux périodes de stick-slip. Pour chaque cycle, on extrait la période t_{ss} , qu'on moyenne ensuite sur toute l'expérience pour obtenir T_{ss} . On peut de même calculer l'amplitude moyenne $A_{ss} = \langle a_{ss} \rangle$. Nous avons déjà montré qu'en moyenne $A_{ss} = V T_{ss}$ (cf figure 3.6) ; on ne va donc étudier ici que les périodes T_{ss} , les amplitudes étant proportionnelles.

Sur la figure 3.18(a), on trace T_{ss} en fonction de L pour $\theta = 60^\circ$ et différentes vitesses. On voit que T_{ss} augmente linéairement avec L (ajustements en traits tiretés). Ce résultat est compatible avec les données dans le cas du rouleau (cf figure 2.11) et avec les résultats de Barquins *et al.* [28] (cf figure 1.10). On retrouve ce même résultat pour tous les angles. Sur la figure 3.18(b), on trace T_{ss} en fonction de V pour $\theta = 60^\circ$ et $L \geq 20 \text{ cm}$. T_{ss} diminue avec V et semble diverger aux faibles vitesses, et tendre vers une constante aux hautes vitesses.

Comme, pour tous les angles, on a $T_{ss} \propto L$, on peut tracer T_{ss}/L , qui est indépendant de la longueur. On moyenne donc cette grandeur sur les différents L , puis on la trace en fonction de V pour les différents angles sur la figure 3.19. T_{ss} diminue fortement avec θ pour L et V fixé pour $\theta < 90^\circ$. Plus θ augmente, plus la dépendance avec l'angle est faible ; on approche un comportement asymptotique pour $\theta \geq 120^\circ$. On voit que, pour tous les angles, il existe un régime aux petites vitesses pour lequel $T_{ss} \propto 1/V$ (les données sont parallèles à la droite tiretée de pente -1). Pour $\theta \geq 60^\circ$, il existe un deuxième régime à haute vitesse pour lequel T_{ss} est indépendant de V . Plus θ augmente, plus la vitesse limite entre les deux régimes diminue ; à $\theta = 150^\circ$, le premier régime est presque inexistant.

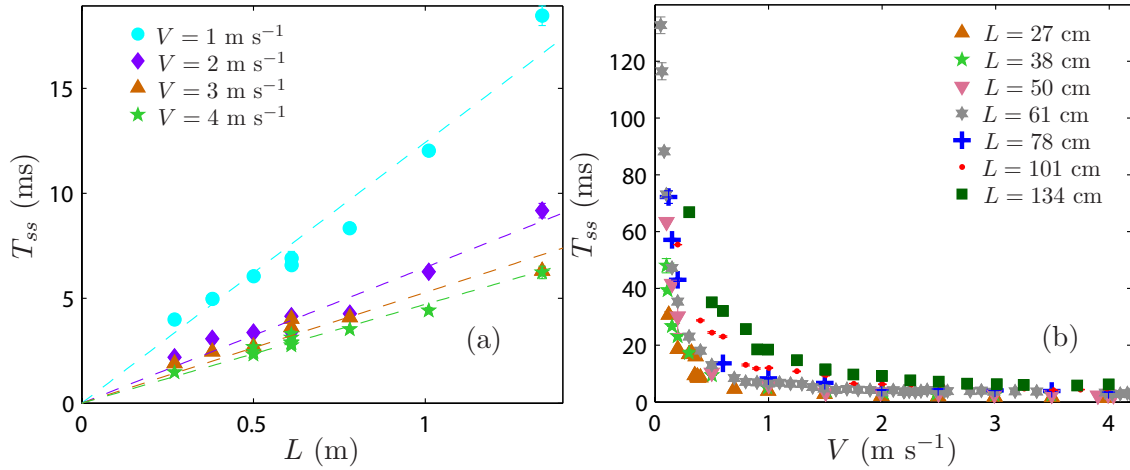


FIGURE 3.18 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 60^\circ$. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

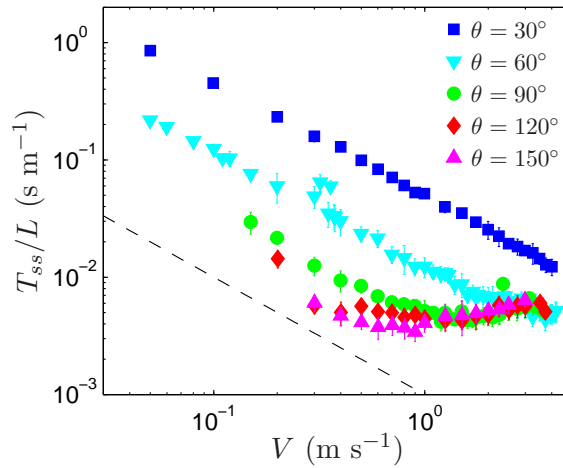


FIGURE 3.19 – T_{ss}/L en fonction de V différents angles de pelage. Les données sont moyennées selon L . La droite tiretée noire a une pente -1 .

Nous avons présenté ici les données brutes issues des expériences, et les dépendances de ces données avec les paramètres L , V et θ . Nous avons montré en particulier que T_{ss} dépend fortement de θ ; on a jusqu'à 2 ordres de grandeurs entre ses valeurs extrêmes. Dans le chapitre suivant, nous nous intéresserons à une modélisation permettant d'expliquer les différents régimes observés.

3.5.5 Variation d'élongation durant un cycle

Dans cette partie, nous allons étudier la variation d'élongation pendant un cycle, et sa dépendance avec les différents paramètres. On calcule $\delta u = u - u_0$ selon l'équation (3.9), et on extrait de la moyenne de phase $\langle \delta u \rangle$ son maximum Δu . Comme, par construction, le minimum (et la valeur initiale) de $\langle \delta u \rangle$ est nul, Δu représente en fait la variation d'élongation sur un cycle. Sur la figure 3.20(a), on trace Δu en fonction de L pour $\theta = 60^\circ$ et différentes vitesses. L'ajustement linéaire (droite tiretée) montre que Δu est proportionnelle à L et approximativement indépendante de V . Sur la figure 3.20(b), on trace Δu en fonction de V pour $\theta = 60^\circ$ et différentes longueurs. On observe que Δu dépend peu de V sur toute la gamme de paramètres étudiée pour $\theta = 60^\circ$.

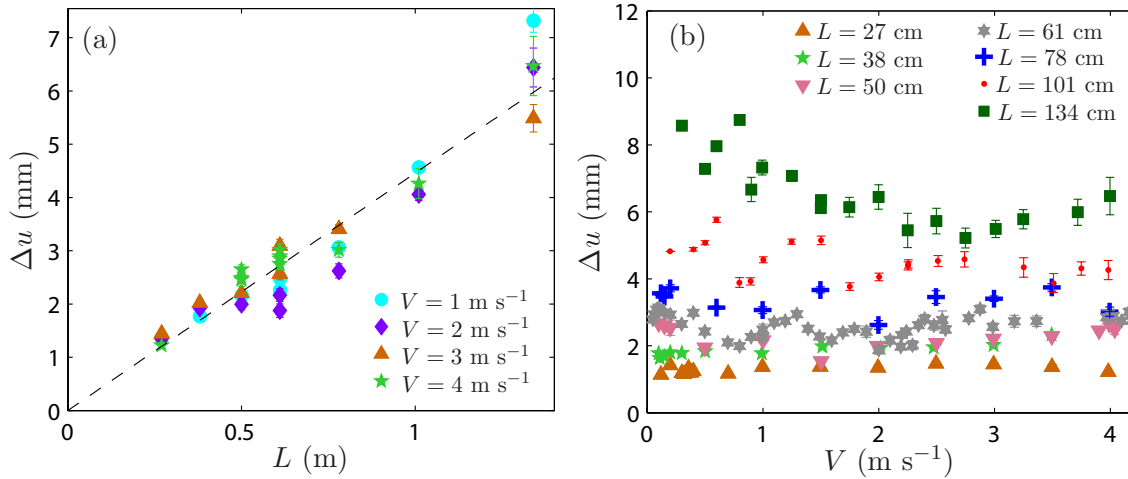


FIGURE 3.20 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 60^\circ$. Sur (a) la droite tiretée est un ajustement linéaire.

Pour tous les angles, on retrouve $\Delta u \propto L$; la grandeur $\Delta u/L$ est donc indépendante de L . On moyenne cette grandeur sur les différentes longueurs, puis on la trace en fonction de V pour les différents angles (cf figure 3.21). Les valeurs de $\Delta u/L$ sont du même ordre pour tous les angles. Cependant, la dépendance de $\Delta u/L$ avec V est très différente selon l'angle. Pour $\theta \leq 60^\circ$, $\Delta u/L$ est indépendant de V alors que pour $\theta \geq 120^\circ$, $\Delta u/L$ est proportionnel à la vitesse. Pour $\theta = 90^\circ$, on a un comportement intermédiaire.

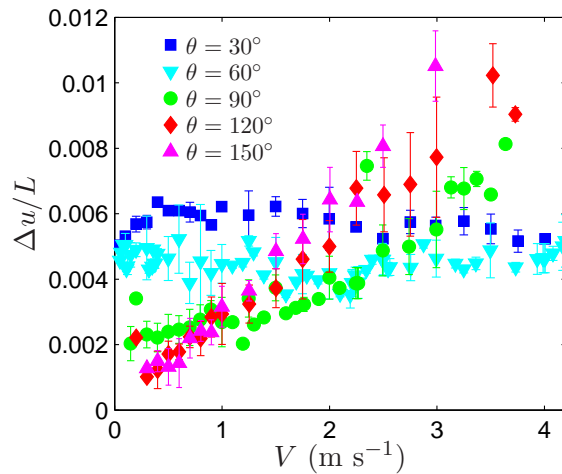


FIGURE 3.21 – $\Delta u/L$ en fonction de V différents angles de pelage. Les données sont moyennées selon L .

Ces observations de Δu montrent une forte dépendance avec l'angle. On peut déduire de Δu une estimation du taux de restitution de l'énergie $G = \frac{Ee\Delta u}{L}(1 - \cos \theta)$. Pour $\theta = 150^\circ$ cela donne une valeur maximale de G de l'ordre de 900 J m^{-2} . Cette valeur est beaucoup plus élevée que le maximum de l'énergie d'adhésion, égal à environ 100 J m^{-2} dans le cas du rouleau. Cela suggère que, si on suppose une énergie d'adhésion pas (ou peu) dépendante de l'angle, une description quasi-statique est très éloignée de la réalité; si c'est le cas, il faut certainement considérer des effets inertiels. Le chapitre suivant décrira cette nouvelle approche.

3.6 Phases de stick et de slip

Comme dans le chapitre précédent, nous allons comparer la période de stick au modèle quasi-statique décrit par Barquins *et al.* [28, 46].

3.6.1 Définition des phases de stick et de slip

Nous allons diviser la moyenne de phase $\langle v_p \rangle$ en événements de stick et de slip en considérant comme vitesse seuil $V_{seuil} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$. La phase de stick est définie comme celle où $\langle v_p \rangle < V_{seuil}$, et pour celle de slip $\langle v_p \rangle > V_{seuil}$ (cf figure 3.22). Cette vitesse seuil est celle que nous avons choisie dans le cas du rouleau. Le modèle prédit une vitesse seuil égale à $V_a = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ (mesurée en géométrie rouleau), mais comme nous repérons la position du ruban à 0.7 mm du substrat et non celle du point de pelage, les données expérimentales peuvent être biaisées. Nous choisissons donc une vitesse seuil plus élevée que la valeur théorique pour s'affranchir du biais de mesure. Choisir une vitesse seuil indépendante de l'angle est discutable puisque nous ne connaissons pas la courbe $\Gamma(V, \theta)$, et donc $V_a(\theta)$ dans cette géométrie. Nous avons montré dans la figure 3.14 que les seuils d'apparition dépendent de l'angle, ce qui suggère une vitesse V_a dépendante de θ . Cependant, comme montré par Yamazaki *et al.* [51], on peut être dans la branche décroissante de $\Gamma(V)$ et ne pas avoir de stick-slip si la raideur du système de pelage est élevée. Comme suggéré par l'équation (3.16), la raideur effective augmente avec θ . On pourrait donc avoir une valeur de V_a indépendante de l'angle, mais une vitesse d'apparition V_{app} qui augmente avec θ car la raideur effective k_{eff} augmente.

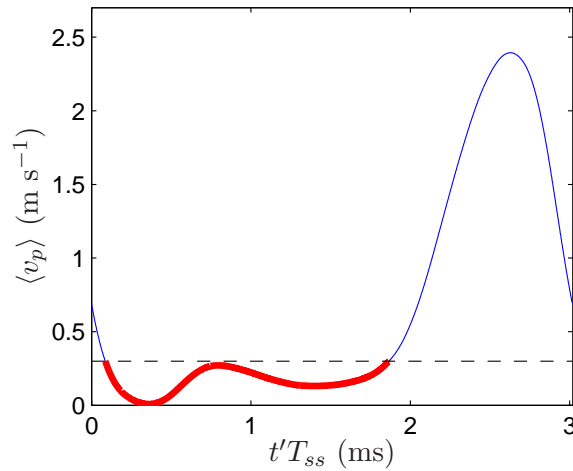


FIGURE 3.22 – Moyenne de phase de la vitesse de pelage $\langle v_p \rangle$ en fonction de $t'T_{ss}$, pour $\theta = 90^\circ$, $L = 54 \text{ cm}$ et $V = 0.7 \text{ m s}^{-1}$. La ligne horizontale tiretée représente $\langle v_p \rangle = V_{seuil} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$, le trait rouge épais représente la phase de stick ($\langle v_p \rangle < V_{seuil}$), le trait bleu fin représente celle de slip ($\langle v_p \rangle > V_{seuil}$).

3.6.2 Rapport des durées des deux phases

On définit comme précédemment les durées de stick T_{stick} et de slip T_{slip} . On trace T_{stick}/T_{slip} en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs L (figure 3.23(a)). T_{stick}/T_{slip} augmente légèrement avec L et diminue avec V . Pour $V \approx 0.1 \text{ m s}^{-1}$, on a $T_{stick}/T_{slip} \approx 6$, de telle sorte qu'on n'est pas vraiment dans le cas $T_{stick}/T_{slip} \gg 1$. Comme dans le cas du rouleau, le cycle de stick-slip ne peut donc pas être décrit entièrement par un modèle quasi-statique.

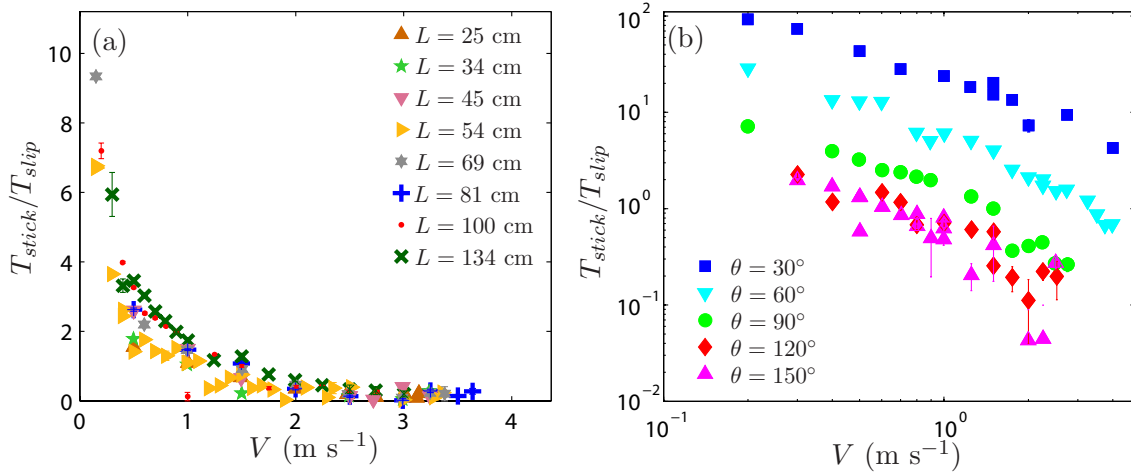


FIGURE 3.23 – T_{stick}/T_{slip} en fonction de V . (a) $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs L . (b) $L = 1$ m et différents angles θ . Les marqueurs représentent les moyennes, les barres d'erreur les écarts-types statistiques.

Sur la figure 3.23(b) on trace T_{stick}/T_{slip} en fonction de V pour $L = 1$ m et différents angles. T_{stick}/T_{slip} diminue quand θ augmente. Pour $\theta = 30^\circ$, T_{stick}/T_{slip} évolue de $T_{stick}/T_{slip} \approx 92$ pour $V = 0.2$ m s $^{-1}$ à $T_{stick}/T_{slip} \approx 4$ pour $V = 4$ m s $^{-1}$. Comme suggéré dans le paragraphe 3.5.3, le stick-slip à $\theta = 30^\circ$ est quasi-statique sur la majeure partie de la gamme étudiée. Pour $\theta \geq 60^\circ$, on ne peut presque jamais considérer $T_{stick}/T_{slip} \gg 1$; une des hypothèses principales du modèle quasi-statique n'est donc pas valable. Comme dans le cas du rouleau, nous n'allons donc tester le modèle quasi-statique que sur la phase de stick.

3.6.3 Modèle quasi-statique

On peut réécrire l'équation (1.9) pour un angle quelconque en utilisant la formule $G = \frac{F}{b}(1 - \cos \theta)$ et $\frac{du}{dt} = (1 - \cos \theta)(V - v_p)$:

$$T_{stick} = \frac{L}{Ee(1 - \cos \theta)^2} \int_{G_0}^{G_a} \frac{dG}{V - \Gamma_{lent}^{-1}(G)}. \quad (3.17)$$

Cette équation nécessite de connaître la forme de $\Gamma_{lent}(V)$, la branche stable "lente" de $G(V)$. Nous ne connaissons pas cette forme; nous allons donc simplifier l'équation en considérant $V \gg \Gamma_{lent}^{-1}(V)$ (c'est à dire en négligeant la vitesse de stick devant V) :

$$T_{stick} \simeq \frac{L}{EeV(1 - \cos \theta)^2} \Delta\Gamma, \quad (3.18)$$

avec $\Delta\Gamma = G_a - G_0$ l'évolution de l'énergie d'adhésion pendant un cycle.

On trace T_{stick}/L en fonction de V . Le modèle quasi-statique prédit $T_{stick}/L \propto \Delta\Gamma/V$ et indépendant de L . Pour $\theta = 90^\circ$ (cf figure 3.24(a)), on a bien T_{stick}/L indépendant de L . On retrouve cette indépendance pour tous les angles θ étudiés. On va donc moyenner les données pour les différentes longueurs à θ et V fixés.

Sur la figure 3.24(b) on trace $\frac{T_{stick}}{L}(1 - \cos \theta)^2$ en fonction de V pour les différents θ . Les courbes sont des droites de pente -1 en échelle logarithmique; on a donc bien $T_{stick}/L \propto 1/V$. Cela montre que, pour les vitesses étudiées, la phase de stick est quasi-statique, même pour $\theta \geq 90^\circ$. Si $\Delta\Gamma$ était indépendant de θ , les courbes se superposeraient pour les différents angles. On voit cependant que ce n'est pas le cas, ce qui suggère une

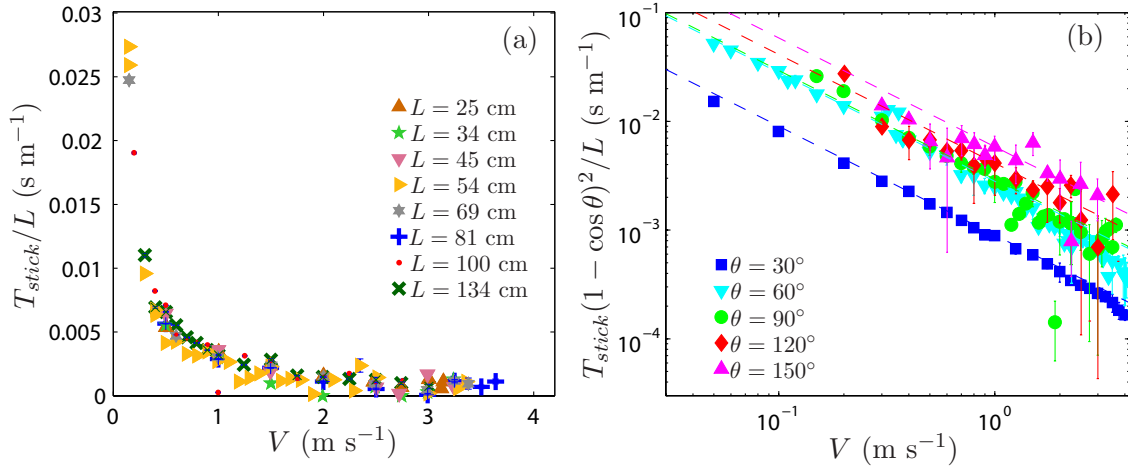


FIGURE 3.24 – (a) T_{stick}/L en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et $L \geq 20$ cm. (b) $T_{stick}(1 - \cos\theta)^2/L$ en fonction de V , les données sont moyennées sur L . Les lignes tiretées représentent des ajustements en $T_{stick}(1 - \cos\theta)^2/L \propto 1/V$. Les marqueurs représentent les moyennes, les barres d’erreur les écarts-types statistiques.

possible dépendance de $\Delta\Gamma$ avec θ . On a choisi de superposer le modèle quasi-statique aux données expérimentales avec $\Delta\Gamma(\theta)$ comme paramètre d’ajustement (lignes tiretées).

On trace finalement les valeurs obtenues de $\Delta\Gamma$ en fonction de θ sur la figure 3.25. $\Delta\Gamma$ augmente avec l’angle de pelage. Cela est en accord qualitatif avec des résultats expérimentaux antérieurs [37, 39]. Cependant, nos barres d’erreurs sont importantes. Cela est dû au fait que les données T_{stick} sont très bruitées, car il est en réalité difficile de séparer les signaux $\langle v_p \rangle$ en phases de stick et de slip. Les valeurs de $\Delta\Gamma$ déduites de cette modélisation sont assez proches de la valeur mesurée en géométrie rouleau. Pour $\theta = 90^\circ$, la mesure en géométrie rouleau est un peu plus faible. Cela peut être expliqué par la différence de substrat entre les deux géométries. Dans le cas du substrat plan, toutes les expériences ont été effectuées sur un même substrat, ce qui a pu supprimer le revêtement anti-adhésif déposé industriellement sur le dos. Cette interprétation est cohérente avec les mesures en géométrie plane (sans revêtement) qui présentent une force de pelage plus importante qu’en géométrie rouleau.

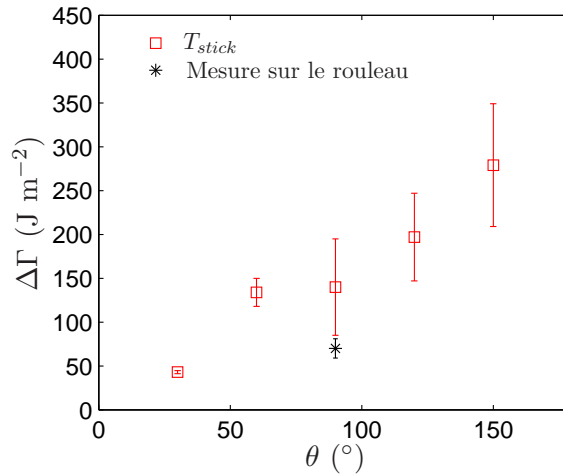


FIGURE 3.25 – $\Delta\Gamma$ obtenu en ajustant les courbes $T_{stick}(1 - \cos\theta)^2/L$ vs. V (cf figure 3.24). La mesure sur le rouleau correspond à la figure 2.4.

3.6.4 Discussion : une définition difficile des phases de stick

Pour $\theta \leq 60^\circ$, la forme des courbes $\langle v_p \rangle(t')$ reste proche de la description quasi-statique : une longue phase de stick à très faible vitesse, suivi d'une courte phase de slip avec un saut important de vitesse. La séparation en phases de stick et slip est donc assez aisée. Comme on le voit sur la figure 3.26, même pour $\theta = 60^\circ$ et $V = 4 \text{ m s}^{-1}$ (donc lorsque $T_{stick}/T_{slip} < 1$), $\langle v_p \rangle$ atteint des valeurs inférieures à V_{seuil} pendant une durée non négligeable.

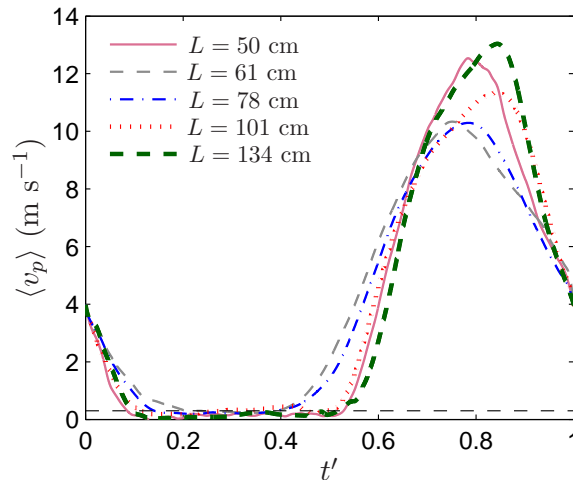


FIGURE 3.26 – Moyenne de phase $\langle v_p \rangle$ en fonction de t' avec $t' = t/t_{ss}$. $\theta = 60^\circ$, $V = 4 \text{ m s}^{-1}$ et différentes longueurs. La ligne horizontale tiretée représente $\langle v_p \rangle = V_{seuil} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$.

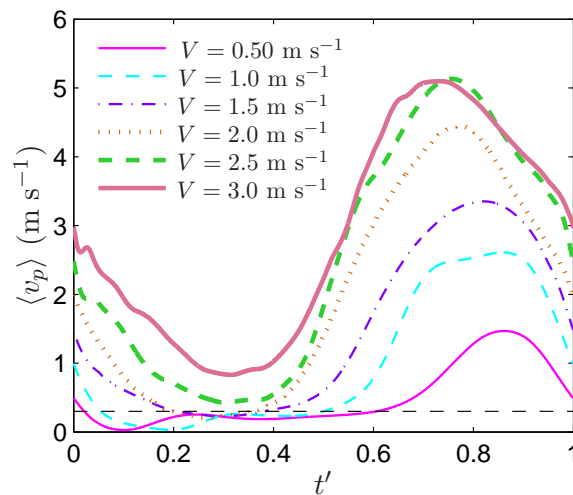


FIGURE 3.27 – Moyenne de phase $\langle v_p \rangle$ en fonction de t' avec $t' = t/t_{ss}$. $\theta = 120^\circ$, $L = 50 \text{ cm}$ et différentes vitesses V . La ligne horizontale tiretée représente $\langle v_p \rangle = V_{seuil} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$.

Cependant, quand θ et V augmentent, le signal de vitesse s'approche d'une sinusoïde (cf figure 3.17), et il est alors difficile de séparer les phases de stick et de slip. On voit sur la figure 3.27 que pour $\theta = 120^\circ$ et $L = 50 \text{ cm}$, quand V augmente, $\langle v_p \rangle$ passe de moins en moins de temps en dessous de V_{seuil} . À cause de nos mesures de vitesse biaisées, la séparation en phases de stick et slip est alors très bruitée. Pour V suffisamment grand, v_p devient purement sinusoïdal. On observe alors que le signal de vitesse ne passe même plus en dessous de V_{seuil} (cf figure 3.27 pour $V \geq 2.5 \text{ m s}^{-1}$) et T_{stick} n'est plus défini. Cela

nuance le résultat représenté sur les figures 3.24 et 3.25 (phase de stick quasi-statique, avec une énergie de fracture $\Delta\Gamma$ dépendante de l'angle θ). On a déduit de la figure 3.24(b) que, pour tous les angles et vitesses explorés, la phase de stick suivait le modèle quasi-statique. Or, quand V et θ deviennent trop importants, la phase de stick n'existe plus ; ces expériences ne sont donc pas représentées.

Pour conclure sur cette partie, le modèle quasi-statique permet bien de décrire la phase de stick, lorsque celle-ci est définie. Lorsque θ et V augmentent, le signal de vitesse devient quasi sinusoïdal, et on ne peut donc plus définir une phase de stick. On avait montré dans l'expérience sur le rouleau que le modèle quasi-statique était limité car il ne permettait de décrire que la phase de stick. On ajoute ici une nouvelle limite : quand l'angle et la vitesse deviennent trop importants, le modèle quasi-statique ne peut plus décrire du tout la dynamique. Il faut dans ce cas probablement prendre en compte des effets dynamiques importants.

3.7 Cycles $\langle \delta u \rangle$ vs. $\langle v_p \rangle$

Sur la figure 3.28, on trace les cycles $\langle \delta u \rangle$ vs. $\langle v_p \rangle$ pour $L = 135$ cm, $V = 2$ m s⁻¹ et différents angles θ . On observe que, pour $\theta \leq 60^\circ$, les cycles sont proches d'un rectangle, ce qui montre que les vitesses de stick et de slip sont approximativement constantes, et qu'il y a des sauts presque instantanés entre les deux phases. On est donc proche de la description quasi-statique du stick-slip. Cependant, on observe que les vitesses de slip sont 4 fois plus grandes pour $\theta = 30^\circ$ que pour $\theta = 60^\circ$. Cela pourrait indiquer l'existence d'une branche stable "rapide" de $\Gamma(V)$ fortement dépendante de l'angle. Toutefois, cela est peu probable, et la différence de vitesse de slip pourrait aussi être due à des effets dynamiques qui deviennent non négligeables pour $\theta = 60^\circ$ (on rappelle qu'on a alors $T_{stick}/T_{slip} \sim 1$, donc une durée de slip non négligeable). Au contraire, pour $\theta \geq 90^\circ$, les cycles sont des ellipses, les signaux $\langle \delta u \rangle$ et $\langle v_p \rangle$ sont donc proches de sinusoïdes. Dans ce cas, on ne peut pas utiliser un modèle quasi-statique ; il faut clairement prendre en compte des effets dynamiques

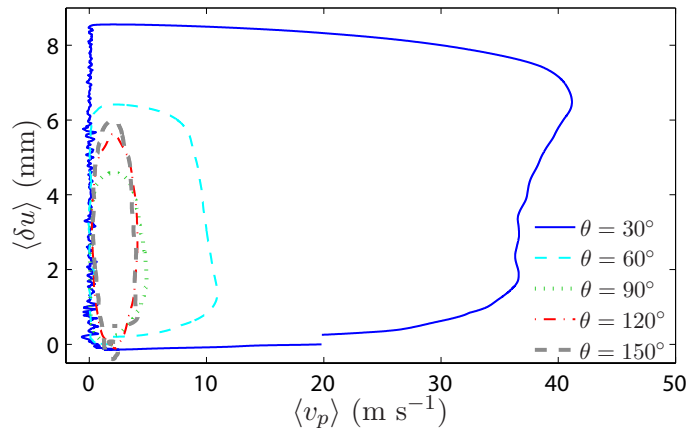


FIGURE 3.28 – $\langle \delta u \rangle$ vs. $\langle v_p \rangle$ pour $L = 135$ cm, $V = 2$ m s⁻¹ et différents angles θ .

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une expérience de pelage qui permet de fixer les paramètres de contrôle L , θ et V . Cette expérience nous a permis de mettre en évidence

différentes caractéristiques de l'instabilité de stick-slip. Tout d'abord, nous avons montré que l'apparition et la disparition du stick-slip sont liées à une bifurcation de caractère sous-critique. Nous avons ensuite caractérisé la forte dépendance angulaire des vitesses seuils, de l'amplitude en vitesse et des périodes de stick-slip. Enfin, les résultats expérimentaux montrent qu'une description quasi-statique des cycles de stick-slip ne suffit pas à décrire l'ensemble des données. Comme dans le cas de la géométrie rouleau, d'importants effets dynamiques sont à prendre en compte. Dans le cas de la géométrie rouleau, nous avons suggéré de prendre en compte l'inertie du rouleau (comme cela a été fait dans différents modèles théoriques [46,59,60,64]). Or nous retrouvons ici le même type de comportement, alors que l'inertie du substrat n'est plus à prendre en compte. Dans le chapitre suivant, nous allons donc développer un modèle prenant en compte d'autres effets inertiels, en particulier nous verrons que l'inertie du ruban peut jouer un rôle.

Chapitre 4

Modèle de dynamique de pelage prenant en compte l'inertie du ruban

Sommaire

4.1	Modélisation simple du régime inertiel	76
4.1.1	Prise en compte d'effets inertiels	76
4.1.2	Estimation expérimentale de l'inertie	77
4.2	Régimes quasi-statique et inertiels	78
4.2.1	Régime quasi-statique	78
4.2.2	Régime inertiel	78
4.2.3	Transition entre les régimes quasi-statiques et inertiels	79
4.3	Comparaison expériences-modèle, cas du substrat plan	79
4.3.1	Critère pour identifier le régime de pelage	79
4.3.2	Variation d'élongation et périodes de stick-slip	80
4.4	Vérification quantitative du modèle dans la géométrie rouleau	83
4.5	Calcul numérique à partir des équations du mouvement	84
4.5.1	Résolution numérique	85
4.5.2	Premiers résultats : présence du stick-slip	86
4.5.3	Influence de l'inertie μ	88
4.5.4	Comparaison résolution numérique-expériences : géométrie rouleau	89
4.5.5	Comparaison résolution numérique-expériences : expérience sur substrat plan	92
4.6	Conclusion	95

Nous avons montré dans les deux chapitres précédents qu'un simple modèle de pelage quasi-statique ne permet pas de décrire l'ensemble des données expérimentales. Nous allons à présent tenter de prendre en compte l'inertie du ruban pour développer un modèle de pelage dynamique. Dans un premier temps, nous allons décrire des régimes asymptotiques dans lesquels on néglige certains termes. Nous comparons ces régimes aux données expérimentales dans les géométries sur rouleau ou substrat plan. Enfin, nous présenterons une résolution numérique de notre modèle dynamique.

Ce modèle a été développé en collaboration avec Richard Villey, Matteo Ciccotti et Pierre-Philippe Cortet.

4.1 Modélisation simple du régime inertiel

4.1.1 Prise en compte d'effets inertiels

Nous avons vu dans le chapitre précédent que, pour de grands angles de pelage et de grandes vitesses, la vitesse de pelage v_p évolue de manière quasi-sinusoidale avec le temps (cf figure 4.1) ; on est alors loin d'un régime quasi-statique dans lequel la durée de la phase de slip est négligée. Pour ces conditions, la raideur effective k_{eff} est grande, ce qui impose, selon les prédictions de Barquins *et al.* [28], une faible échelle de temps pour la période de stick-slip, et donc pour les fluctuations de la vitesse. Les effets inertiels peuvent devenir importants lorsque cette échelle de temps devient suffisamment faible. On a alors probablement des écarts à la relation valable en régime quasi-statique $G = \Gamma(v_p)$. On va supposer que le pelage suit une équation dynamique de la forme :

$$\mu \ddot{\ell}_p = G - \Gamma(v_p), \quad (4.1)$$

avec μ une inertie pour l'instant inconnue. Ce genre d'équation a déjà été proposé par Webb *et al.* [66–68] pour décrire la propagation oscillante d'une fissure dans des matériaux polymères. μ était alors décrit comme "l'inertie effective" de la fissure. Dans notre géométrie, l'équation (4.1) peut se réécrire (à partir des équations (3.9), (3.10) et (3.11)) :

$$\mu \ddot{\ell}_p = \frac{Ee}{L}(1 - \cos \theta)(1 - \cos \tilde{\theta})(Vt - \ell_p) - \Gamma(v_p). \quad (4.2)$$

En supposant l'approximation du premier ordre $\cos \theta = \cos \tilde{\theta}$, l'équation précédente peut se réécrire :

$$\mu \ddot{\ell}_p = \frac{k_{\text{eff}}}{b}(Vt - \ell_p) - \Gamma(v_p), \quad (4.3)$$

avec $k_{\text{eff}} = (1 - \cos \theta)^2 \frac{Eeb}{L}$. On peut remarquer que cette équation a la même forme que celle donnée par Maugis *et al.* [46] en géométrie rouleau. Cependant, l'inertie qu'ils prenaient en compte était celle du substrat (rouleau), qui dans notre cas est infinie. De la même manière que l'équation de Maugis *et al.*, l'équation (4.3) prédit donc que l'instabilité apparaît quand $\Gamma(v_p)$ devient décroissant.

Pour l'instant, nous n'allons pas essayer de résoudre cette équation, mais simplement voir comment elle se comporte de manière asymptotique à grand θ . Nous avons montré dans le chapitre précédent que, pour de grands angles θ , G peut devenir grand devant Γ (cf figure 3.21, pour $\theta = 150^\circ$ on peut avoir $G \approx 900 \text{ J m}^{-2}$, à comparer à $\Gamma \approx 100 \text{ J m}^{-2}$ mesuré en géométrie rouleau). On va alors supposer que $\Gamma(v_p)$ devient négligeable, et l'équation (4.3) se simplifie :

$$\mu \ddot{\ell}_p = \frac{k_{\text{eff}}}{b}(Vt - \ell_p). \quad (4.4)$$

Cette équation se résout facilement en supposant $v_p(t=0) = 0$ et $u(t=0) = 0$, ce qui est le cas quand le ruban n'est pas encore chargé. On obtient la solution asymptotique :

$$\ell_p = Vt - \frac{V}{\omega} \sin(\omega t), \quad (4.5)$$

$$v_p = V \left(1 - \cos(\omega t) \right), \quad (4.6)$$

$$\text{avec } \omega = \sqrt{\frac{k_{\text{eff}}}{b\mu}}. \quad (4.7)$$

Cette solution asymptotique est cohérente avec la forme expérimentale de $v_p(t)$. Sur la figure 4.1, on a tracé $v_p(t)$ et l'équation (4.6) avec comme paramètre d'ajustement la période de stick-slip $T_{ss} = 5.3 \pm 0.09$ ms. Avec notre adhésif, on a $k_{\text{eff}} = 1.52 \times 10^3$ N m⁻¹, ce qui donne $\mu = 0.057 \pm 0.0019$ kg m⁻¹. Cette valeur est proche de celle de la masse du ruban par unité de largeur du front de fissure : $\rho h L = 0.059$ kg m⁻¹. Ce serait donc l'inertie du ruban entier qui jouerait un rôle dans l'avancée de la fissure.

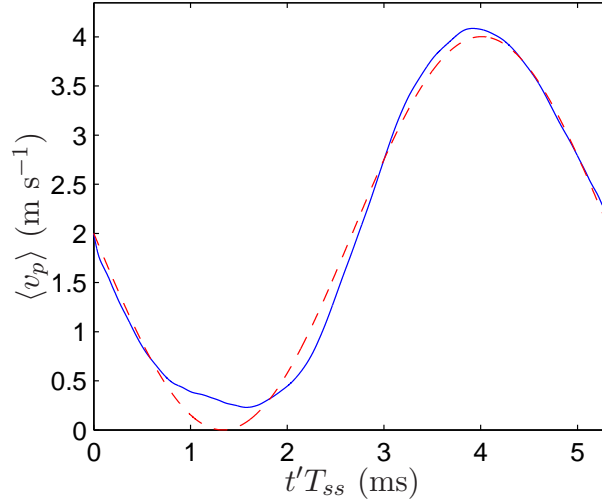


FIGURE 4.1 – Moyenne de phase de la vitesse de pelage v_p en fonction de $t'T_{ss}$, avec t' le temps adimensionné par la période de stick-slip de chaque cycle, et T_{ss} la période moyenne de stick-slip. En trait plein bleu : données expérimentales. En trait tireté rouge : ajustement selon l'équation (4.6), avec ω comme paramètre d'ajustement. Expérience réalisée avec $\theta = 120^\circ$, $V = 2$ m s⁻¹ et $L = 1.34$ m.

4.1.2 Estimation expérimentale de l'inertie

Nous allons maintenant considérer que les expériences sont dominées par le régime inertiel quand $\Delta v_p/V \approx 2$ (cf figure 3.15). Pour $\theta \leq 60^\circ$, le pelage n'est jamais inertiel, mais pour de plus grands angles il existe une gamme de vitesse avec un régime inertiel : $V > 2.4$ m s⁻¹ pour $\theta = 90^\circ$, $V > 1.75$ m s⁻¹ pour $\theta = 120^\circ$ et $V > 1.5$ m s⁻¹ pour $\theta = 150^\circ$. Pour ces expériences, on a T_{ss} indépendant de la vitesse (cf figure 3.19), comme prédit par le modèle en régime inertiel. On trace sur la figure 4.2 les périodes de stick-slip en fonction de L pour ces expériences. T_{ss} est linéaire avec L et indépendant de θ . On peut ajuster les données expérimentales par $T_{ss} = \alpha L$, avec $\alpha = 5 \pm 0.8$ ms m⁻¹.

On rappelle la relation entre l'inertie μ et la période de stick-slip T_{ss} obtenue au paragraphe 4.1.1 :

$$\mu = \frac{Ee(1 - \cos \theta)^2}{L} \left(\frac{T_{ss}}{2\pi} \right)^2. \quad (4.8)$$

Comme on a expérimentalement $T_{ss} = \alpha L$, on peut écrire :

$$\mu = \frac{\alpha^2 Ee}{(2\pi)^2} L(1 - \cos \theta)^2. \quad (4.9)$$

On peut comparer le terme $\frac{\alpha^2 Ee}{(2\pi)^2} = 0.03 \pm 0.01$ kg m⁻² à $\rho h = 0.04$ kg m⁻². Les deux valeurs sont très proches ; l'inertie est donc approximativement égale à la masse par unité de largeur $\rho h L$, à un facteur géométrique $(1 - \cos \theta)^2$ près.

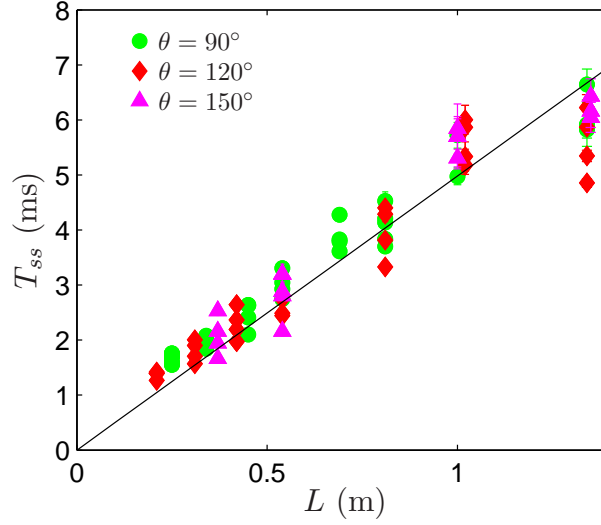


FIGURE 4.2 – T_{ss} en fonction de L pour différents angles pour les expériences en régime inertiel, c'est-à-dire $V > 2.4 \text{ m s}^{-1}$ pour $\theta = 90^\circ$, $V > 1.75 \text{ m s}^{-1}$ pour $\theta = 120^\circ$ et $V > 1.5 \text{ m s}^{-1}$ pour $\theta = 150^\circ$. La ligne noire pleine représente un ajustement linéaire.

4.2 Régimes quasi-statique et inertiels

4.2.1 Régime quasi-statique

On rappelle que, dans le cas du régime quasi-statique, on suppose $G(v_p) = \Gamma(v_p)$ durant toute l'expérience. La vitesse de pelage suit alors les branches stables "lente" et "rapide" de la courbe $\Gamma(v_p)$, avec deux sauts instantanés de vitesse entre ces branches. La durée de slip est alors négligeable devant celle de stick, et on a :

$$T_{ss}^{(qs)} \simeq \frac{L}{Ee(1 - \cos \theta)^2} \frac{\Delta \Gamma}{V}, \quad (4.10)$$

avec $\Delta \Gamma = G_a - G_0$ la variation d'énergie de fracture pendant un cycle de stick-slip.

La description du régime quasi-statique permet aussi de quantifier directement la variation d'élongation Δu pendant un cycle de stick-slip. En supposant le ruban uniformément tendu, on a :

$$\Delta u^{(qs)} = \frac{L}{Ee(1 - \cos \theta)} \Delta \Gamma. \quad (4.11)$$

4.2.2 Régime inertiel

Dans la partie précédente, on a montré que, pour de grandes vitesses de pelage et des angles importants, la dynamique du point de pelage peut être décrite par l'équation (4.6). On a montré de manière empirique que l'inertie mise en jeu est proche de l'inertie du ruban, associée à un facteur géométrique : $\mu = \rho h L (1 - \cos \theta)^2$. On peut donc prédire la valeur de la période de stick-slip dans le régime inertiel :

$$T_{ss}^{(i)} = 2\pi L \sqrt{\frac{\rho h}{Ee}}. \quad (4.12)$$

On reconnaît la vitesse correspondant à la propagation d'ondes longitudinales le long du ruban $c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$. Cette période est donc probablement liée à la propagation de ces ondes,

à un facteur géométrique près. Dans le régime inertiel on peut aussi déduire l'élongation en fonction du temps avec les équations (4.6) et (3.9) :

$$u = u_0 + \frac{V}{2\pi} T_{ss}^{(i)} \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{ss}^{(i)}}\right), \quad (4.13)$$

et la variation d'élongation pendant un cycle :

$$\Delta u^{(i)} = 2VL\sqrt{\frac{\rho h}{Ee}}. \quad (4.14)$$

4.2.3 Transition entre les régimes quasi-statiques et inertiels

On peut extraire une vitesse caractéristique entre les deux régimes limites en égalant leur temps caractéristique $T_{ss}^{(i)}(V_c) = T_{ss}^{(qs)}(V_c)$:

$$V_c = \frac{\Delta\Gamma}{2\pi\sqrt{\rho h E e}(1 - \cos\theta)^2}. \quad (4.15)$$

Pour $V \gg V_c$, on est dans le cas inertiel alors que pour $V \ll V_c$ on est dans le cas quasi-statique. Pour $V \simeq V_c$ on est dans un régime intermédiaire, et une résolution de l'équation (4.3) est nécessaire pour décrire le mouvement du point de pelage.

4.3 Comparaison aux données expérimentales dans le cas du pelage sur substrat plan

4.3.1 Critère pour identifier le régime de pelage

Nous allons à présent considérer un nouveau critère pour identifier le régime de pelage. On définit R_T comme la portion du cycle de stick-slip telle que la moyenne de phase $\langle v_p \rangle < V$. Dans le régime quasi-statique, la phase de slip est négligée, on a donc $R_T = 1$. Dans le régime inertiel, l'équation (4.6) prédit une oscillation sinusoïdale de la vitesse autour de $v_p = V$, R_T sera donc égal à 0.5.

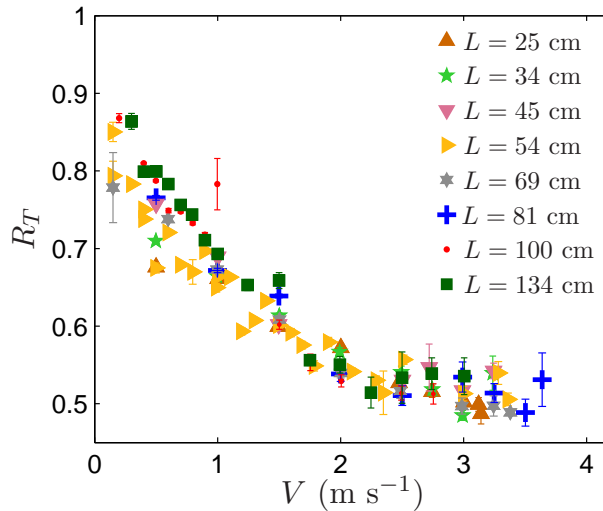


FIGURE 4.3 – Portion du cycle R_T telle que $\langle v_p \rangle < V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs.

Pour chaque expérience, on calcule R_T . Sur la figure 4.3, on trace R_T en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$. On observe que R_T diminue avec V et tend vers 0.5 pour $V > 2.4 \text{ m s}^{-1}$. R_T est indépendant de L , et cette indépendance est vérifiée pour les différents angles étudiés. On pourra donc calculer la moyenne sur les différentes longueurs.

À partir des valeurs moyennées sur les différentes longueurs, on interpole les données selon V et θ pour pouvoir tracer une carte des valeurs de R_T dans l'espace (V, θ) (cf figure 4.4). On superpose sur cette carte la vitesse critique V_c donnée par l'équation (4.15), en considérant $\Delta\Gamma = G_a$, le point où $\Gamma(V)$ commence à diminuer, mesuré dans le cas du rouleau (cf figure 2.4). On voit que $V_c(\theta)$ suit une tendance proche des lignes iso-valeurs de R_T , et passe par $R_T \approx 0.75$ pour tous les angles. Il est intéressant de noter que, sans aucun paramètre d'ajustement, on parvient à trouver le bon ordre de grandeur et la bonne évolution avec l'angle de cette vitesse critique.

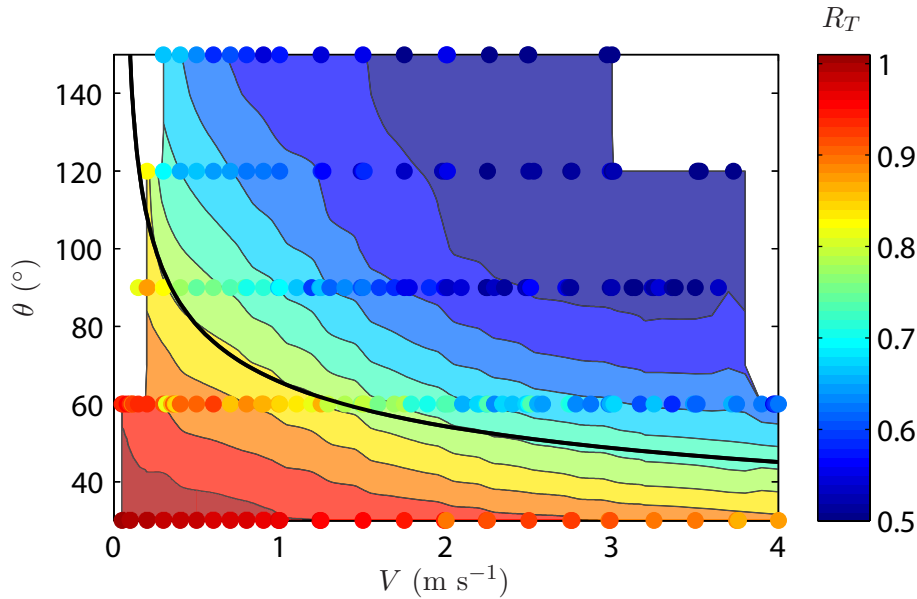


FIGURE 4.4 – Représentation de la portion du cycle R_T telle que $\langle v_p \rangle < V$ dans le plan (V, θ) . La ligne noire représente $V = V_c$, avec V_c la vitesse critique donnée par l'équation (4.15).

4.3.2 Variation d'élongation et périodes de stick-slip

Les équations (4.10)–(4.14) montrent que, dans les deux régimes limites inertiel et quasi-statique, Δu et T_{ss} sont proportionnels à L , ce qui est en accord avec nos résultats expérimentaux (cf figures 3.18(a) et 3.20(a)).

Régime inertiel

Dans le régime inertiel, le modèle prédit :

$$\begin{aligned} T_{ss}^{(i)} &= 2\pi L \sqrt{\frac{\rho h}{Ee}} \\ \Delta u^{(i)} &= 2VL \sqrt{\frac{\rho h}{Ee}}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Sur la figure 4.5, nous traçons T_{ss}/L et $\Delta u/L$ en fonction de V . Comme ces quantités sont indépendantes de L , pour V et θ fixés, nous avons calculé la moyenne sur les différentes

longueurs. Les lignes noires pleines représentent le modèle dans le régime inertiel, sans paramètre ajustable. Pour les grands angles et les grandes vitesses, les données expérimentales se rapprochent du modèle inertiel. On atteint donc le régime inertiel, comme prédit par la valeur de R_T sur la figure 4.4.

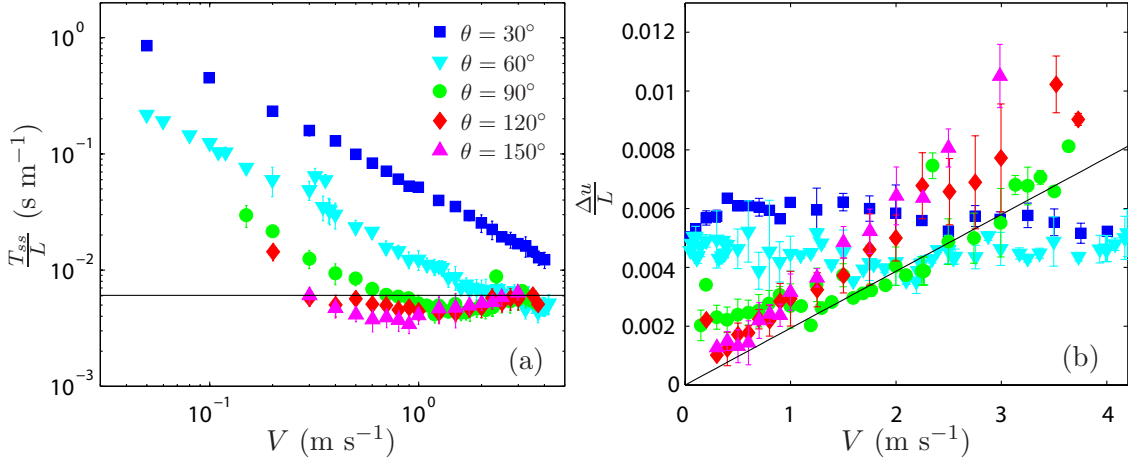


FIGURE 4.5 – $\frac{T_{ss}}{L}$ (a) ou $\frac{\Delta u}{L}$ (b) en fonction de V pour différents angles. Les données de vitesse et d'angle identiques ont été moyennées sur les longueurs $L \geq 20$ cm. Les lignes noires pleines représentent le régime inertiel sans paramètre ajustable.

Régime quasi-statique

Dans le régime quasi-statique, le modèle prédit :

$$\begin{aligned} T_{ss}^{(qs)} &\simeq \frac{L}{Ee(1 - \cos \theta)^2} \frac{\Delta \Gamma}{V} = \frac{L \Delta \Gamma}{VEe} g_{qs}(\theta), \\ \Delta u^{(qs)} &= \frac{L}{Ee(1 - \cos \theta)} \Delta \Gamma = \frac{L \Delta \Gamma}{Ee} f_{qs}(\theta). \end{aligned} \quad (4.17)$$

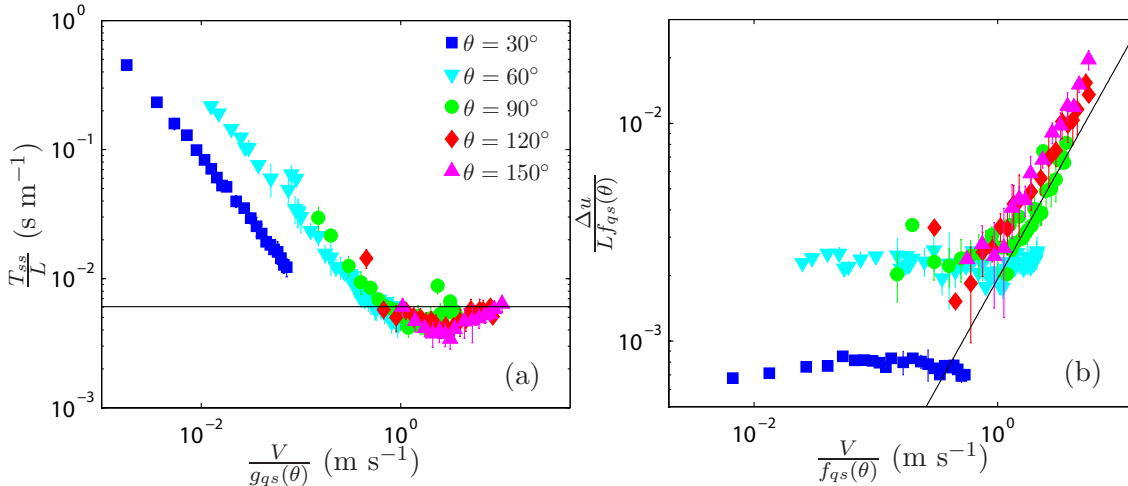


FIGURE 4.6 – $\frac{T_{ss}}{L}$ en fonction de $\frac{V}{g_{qs}(\theta)}$ (a) ou $\frac{\Delta u}{L f_{qs}(\theta)}$ en fonction de $\frac{V}{f_{qs}(\theta)}$ (b) pour différents angles et $L \geq 20$ cm. Les données de vitesse et d'angle identiques ont été moyennées sur les longueurs. Les lignes noires pleines représentent le régime inertiel sans paramètre ajustable.

Sur la figure 4.6, on trace $\frac{T_{ss}}{L}$ en fonction de $\frac{V}{g_{qs}(\theta)}$ (a) et $\frac{\Delta u}{L f_{qs}(\theta)}$ en fonction de $\frac{V}{f_{qs}(\theta)}$ (b). On trace en ligne noire pleine la prédiction inertielle. Pour $\theta = 30^\circ$, T_{ss} est proportionnelle

à $1/V$ et Δu est indépendant de V dans toute la gamme de vitesses explorée ; on est donc dans le régime quasi-statique. Pour $\theta = 60^\circ$, le pelage est quasi-statique pour une majorité des vitesses étudiées. Pour $V \geq 2.5 \text{ m s}^{-1}$, les valeurs de T_{ss} et Δu se rapprochent de la prédiction inertielle, et on est alors dans un régime intermédiaire. Pour $\theta = 90^\circ$, le comportement de T_{ss} et Δu est compatible avec un régime quasi-statique pour $V \leq 1 \text{ m s}^{-1}$. Pour des vitesses plus importantes, les valeurs se rapprochent de la prédiction inertielle. Pour $\theta \geq 120^\circ$ le comportement est majoritairement inertiel.

Si on avait une valeur unique de $\Delta\Gamma$, indépendante de l'angle θ , les courbes se superposeraient pour les différents angles. Comme ce n'est pas le cas, cela suggère que l'énergie d'adhésion pourrait être dépendante de l'angle. Sur la figure 4.7, on trouve pour chaque angle θ une valeur $\Delta\Gamma$ afin de superposer les courbes de la figure 4.6. Une unique évolution $\Delta\Gamma(\theta)$ ne permet pas de superposer à la fois les données de périodes et d'élongation. On calcule donc deux séries de valeurs $\Delta\Gamma_T(\theta)$ et $\Delta\Gamma_u(\theta)$.

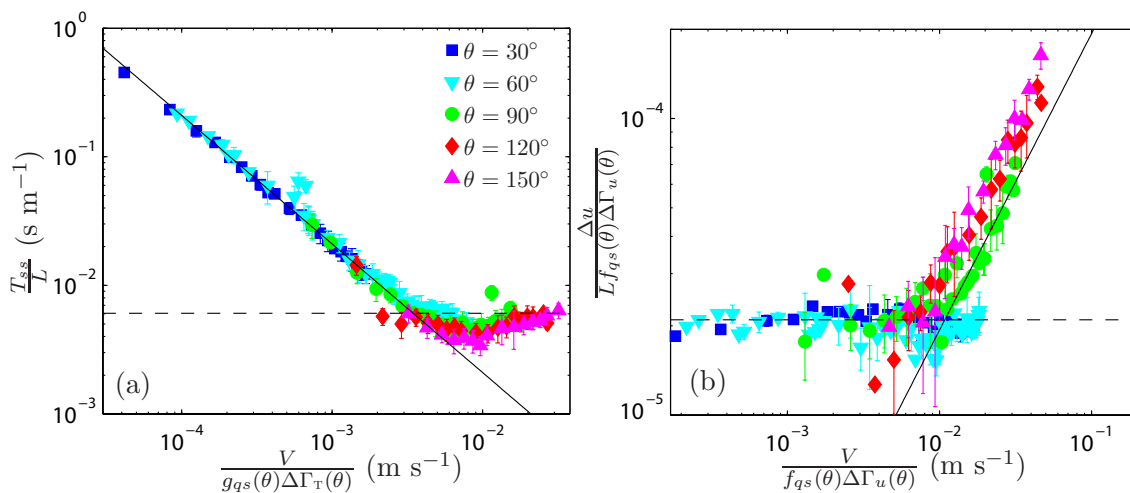


FIGURE 4.7 – $\frac{T_{ss}}{L}$ en fonction de $\frac{V}{g_{qs}(\theta)\Delta\Gamma_T(\theta)}$ (a) ou $\frac{\Delta u}{L f_{qs}(\theta)\Delta\Gamma_u(\theta)}$ en fonction de $\frac{V}{f_{qs}(\theta)\Delta\Gamma_u(\theta)}$ (b) pour différents angles et $L \geq 20 \text{ cm}$. Les données de vitesse et d'angle identiques ont été moyennées sur les longueurs. Les lignes noires pleines représentent le régime inertiel sans paramètre ajustable. Les valeurs de $\Delta\Gamma_T(\theta)$ et $\Delta\Gamma_u(\theta)$ ont été choisies pour avoir une superposition des données. Les lignes noires tiretées représentent le régime quasi-statique.

On trace les deux valeurs de $\Delta\Gamma$ obtenues indépendamment l'une de l'autre (à partir du comportement de T_{ss} et Δu) en fonction de θ sur la figure 4.8. Pour $\theta \leq 60^\circ$, les valeurs issues des ajustements de période et d'élongation sont proches l'une de l'autre ; on peut donc considérer qu'on est bien dans un régime purement quasi-statique et $\Delta\Gamma$ représente bien la variation d'énergie de fracture pendant un cycle de stick-slip. $\Delta\Gamma$ augmente avec l'angle entre 30 et 60° , et la valeur est proche de celle mesurée dans le cas du rouleau (étoile noire¹). Cela est cohérent avec des observations directes issues d'autres expériences de la littérature et pourrait être dû à une mixité des modes (plus de cisaillement à faible angle) [37], à une déformation plastique de l'adhésif [69,70] ou à un effet de la courbure [39].

Pour $\theta \geq 90^\circ$, les deux valeurs issues des ajustements de période et d'élongation sont très différentes (différence d'au moins 50%). Pour ces angles, on n'est jamais dans un

1. On s'attend à avoir des valeurs de force, et donc d'énergies de fracture plus importantes dans cette géométrie plane que dans la géométrie rouleau. En effet, dans la géométrie rouleau, le substrat est le dos du Scotch[®]600 "intact", c'est à dire avec un revêtement facilitant de décollement (release coating), alors que dans le cas de la géométrie plane, les expériences répétées ont enlevé ce revêtement, entraînant une force d'adhésion plus importante.

régime quasi-statique, mais dans un régime intermédiaire. $\Delta\Gamma$ n'est pas exactement la valeur de l'énergie de fracture mais seulement le paramètre d'ajustement des courbes.

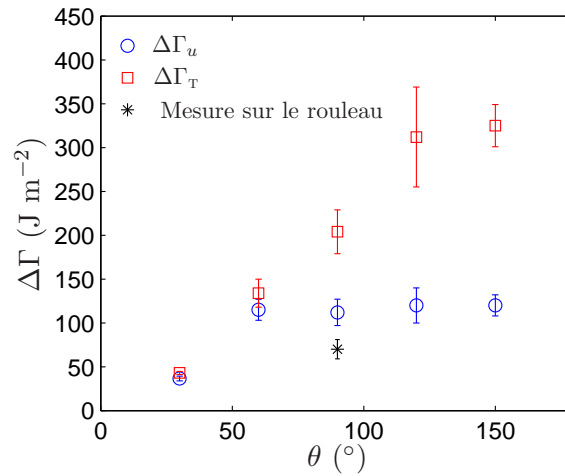


FIGURE 4.8 – $\Delta\Gamma$ obtenu pour superposer les courbes de la figure 4.6 et ainsi obtenir la figure 4.7. La mesure sur le rouleau correspond à la figure 2.4.

Il serait intéressant de pouvoir comparer cette valeur à une mesure directe de la force, ce qui est difficilement réalisable expérimentalement. Une première méthode serait d'utiliser un capteur de force suffisamment rapide pour résoudre les cycles de stick-slip et obtenir directement $\Delta\Gamma$. Une seconde manière serait de mesurer $\Gamma(V)$ sur les branches stables "lente" et "rapide". Des résultats préliminaires d'une telle mesure donnent une énergie de fracture maximale à la fin de la branche "lente" (égale à G_a) qui augmente avec l'angle, ce qui est cohérent avec nos résultats. Cependant, une mesure de l'énergie de fracture au début de la branche "rapide" (égale à G_0) est aussi nécessaire. Pour cela, il faudrait mesurer la force sur la branche stable "rapide", à des vitesses supérieures à 20 m s^{-1} , ce qui n'est pas possible dans nos conditions expérimentales actuelles.

Nos résultats expérimentaux donnent finalement une validation du modèle dans les cas asymptotiques. Il faudrait maintenant mieux comprendre le régime intermédiaire. Pour cela il faudrait résoudre l'équation (4.3). Une résolution numérique de cette équation sera présentée dans la partie 4.5.

4.4 Vérification quantitative du modèle dans la géométrie rouleau

Nous avons vu dans le chapitre 2 que, pour $V < 0.5 \text{ m s}^{-1}$, les périodes de stick-slip peuvent être prédites par un modèle de pelage quasi-statique. Cependant, pour des vitesses plus élevées, la phase de slip devient d'une durée comparable à celle de stick, et nous avons conclu que d'importants effets dynamiques sont à prendre en compte. Nous allons à présent vérifier que le modèle décrit dans la partie 4.2 peut expliquer les résultats en géométrie rouleau, et que les effets dynamiques sont liés à l'inertie du ruban pelé.

Dans cette géométrie, pour $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$, on considère que l'angle de pelage est à peu près constant, égal à 90° . Les équation (4.10) et (4.12) s'écrivent donc :

$$T_{ss}^{(qs)} = \frac{L\Delta\Gamma}{VEe}, \quad (4.18)$$

$$T_{ss}^{(i)} = 2\pi L \sqrt{\frac{\rho h}{Ee}}.$$

Nous avons mesuré la force moyenne de pelage dans un cas stable, et calculé $\Delta G = 80 \pm 10 \text{ J m}^{-2}$ (cf figure 2.4). Comme ΔG a été mesuré en pelage stable, on peut considérer $\Delta\Gamma = \Delta G$ et on peut donc déduire la valeur de la période de stick-slip dans les deux régimes limites sans aucun paramètre ajustable. Sur la figure 4.9, on trace T_{ss}/L en fonction de V , et les prédictions des régimes inertiel (ligne pleine noire) et quasi-statique (ligne tiretée noire). Comme montré dans le chapitre 2, le régime quasi-statique permet de décrire les données pour $V < 0.5 \text{ m s}^{-1}$. Pour des vitesses plus importantes, le modèle inertiel donne le bon ordre de grandeur et on retrouve l'indépendance avec la vitesse. Cependant, les valeurs expérimentales sont un peu plus faibles que la prédiction du modèle inertiel. On rappelle que notre modèle est très simplifié et a été établi à partir d'observations expérimentales. D'autre part, dans cette géométrie, l'inertie du rouleau pourrait affecter la dynamique. Il est aussi possible qu'il manque un facteur géométrique, qui permettrait un meilleur accord entre données expérimentales et prédiction analytique.

Les régimes limites permettent de décrire les données aux hautes et basses vitesses. On ne peut cependant pas vérifier le modèle pour $V \geq 1.5 \text{ m s}^{-1}$ car le mouvement pendulaire devient important et on ne peut plus considérer l'angle constant.

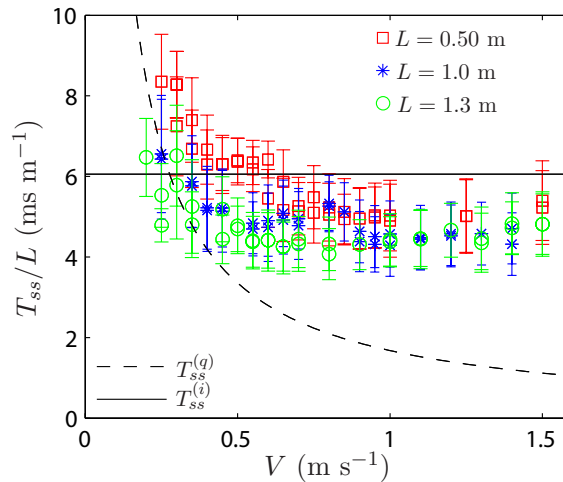


FIGURE 4.9 – T_{ss}/L en fonction de V pour les expériences en géométrie rouleau. La ligne tiretée représente le régime limite quasi-statique et la ligne pleine le régime inertiel, sans paramètre ajustable dans les deux cas.

Le modèle prenant en compte l'inertie du ruban permet donc d'expliquer les effets dynamiques observés dans le cas du rouleau. Dans cette géométrie, comme proposé dans diverses modélisations [46, 59, 60, 64], l'inertie du rouleau joue peut-être aussi un rôle. La dépendance résiduelle de T_{ss}/L avec L observée dans la figure 4.9 pourrait en particulier être due à cet effet.

4.5 Calcul numérique à partir des équations du mouvement

Afin d'évaluer l'influence de l'inertie dans les régimes non asymptotiques, nous allons à présent résoudre numériquement l'équation (4.3) à l'aide du logiciel Matlab.

4.5.1 Résolution numérique

Mise en équation

L'équation (4.3) est en fait une approximation. Pour l'obtenir, on a supposé que l'angle de pelage variait peu pendant un cycle, de telle sorte que $\cos \tilde{\theta}(t) = \cos \theta$, avec $\tilde{\theta}(t)$ l'angle de pelage instantané, et θ l'angle de pelage moyen. On rappelle la relation entre ces deux angles :

$$\cos \tilde{\theta} = \frac{L \cos \theta + \ell_p - Vt}{\sqrt{L^2 + (\ell_p - Vt)^2 + 2L(\ell_p - Vt) \cos \theta}}. \quad (4.19)$$

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\mu \ddot{\ell}_p = \frac{k}{b}(1 - \cos \theta) \left(1 - \frac{L \cos \theta + \ell_p - Vt}{\sqrt{L^2 + (\ell_p - Vt)^2 + 2L(\ell_p - Vt) \cos \theta}} \right) H(Vt - \ell_p) - \Gamma(v_p), \quad (4.20)$$

avec $H(x)$ la fonction de Heaviside. On a ici supposé $u_0 = 0$, c'est à dire que le ruban n'est pas tendu à l'instant initial.

On résout numériquement cette équation en divisant le temps t en pas de temps dt , et en calculant à chaque pas de temps la position et la vitesse du point de pelage :

$$\begin{aligned} \dot{\ell}_p(t + dt) &= \dot{\ell}_p(t) + \ddot{\ell}_p(t)dt, \\ \ell_p(t + dt) &= \ell_p(t) + \dot{\ell}_p(t)dt. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Ce modèle prédit un pelage stable pour $V < V_a$, avec V_a la vitesse pour laquelle la courbe $\Gamma(v_p)$ devient décroissante, ainsi que pour $V > V_c$, avec V_c la vitesse pour laquelle $\Gamma(v_p)$ redevient croissante.

Paramètres du calcul

Nous utilisons les caractéristiques du Scotch[®] 3M 600 pour calculer le mouvement du point de pelage. Sauf indication contraire, on utilisera $\mu = \rho h L (1 - \cos \theta)^2$, qui est proche de la valeur expérimentale mesurée (cf figure 4.2).

Du fait de la fonction de Heaviside et de la discrétisation, des oscillations peuvent apparaître autour de la valeur $Vt - \ell_p = 0$. Nous avons vérifié que ces oscillations de la vitesse $v_p(t)$ sont d'amplitude faible comparée au stick-slip, et diminue quand le pas de temps dt diminue. Nous avons donc choisi un pas de temps suffisamment faible pour minimiser ces oscillations, mais assez élevé pour garder un temps de calcul raisonnable. Selon l'angle de pelage, on a choisi $dt = 10^{-5}$ ou 10^{-6} s. Le nombre de points est varié selon les paramètres, afin d'avoir au minimum 3 cycles de stick-slip.

Les conditions initiales choisies sont $\ell_p(t = 0) = 0$ et $v_p(t = 0) = V + 0.01 \text{ m s}^{-1}$, avec une élongation nulle pour $t = 0$.

Le dernier paramètre à définir est la courbe $\Gamma(V)$. Nous utiliserons une courbe proche de celle mesurée dans la géométrie rouleau, montrée sur la figure 4.10. Les données expérimentales sont celles décrites dans le chapitre 2, sur la figure 2.4. Il s'agit de la seule courbe expérimentale à notre disposition pour cet adhésif, elle est composée de nos mesures expérimentales et de données de Barquins et Ciccotti [32]. Pour les branches croissantes, nous utilisons des lois de puissance, pour la branche décroissante et les raccordements on choisit une forme arbitraire proche des données expérimentales.

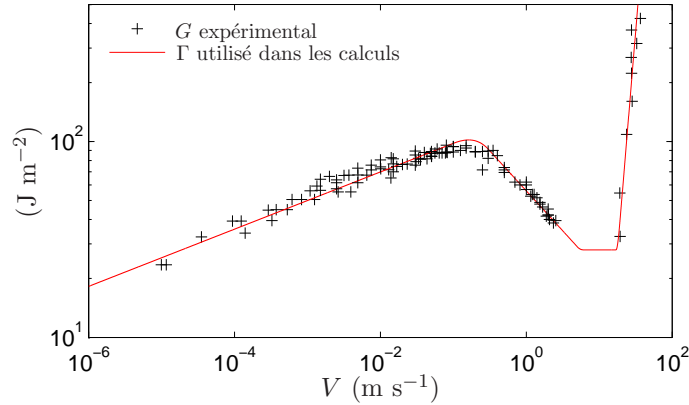


FIGURE 4.10 – $G = F/b(1 - \cos \theta)$ mesuré en géométrie rouleau, les mesures sont décrites dans le chapitre 2. La courbe $\Gamma(V)$ utilisée dans les calculs est choisie pour être proche des données expérimentales.

4.5.2 Premiers résultats : présence du stick-slip

Sur la figure 4.11, on trace v_p en fonction de t pour deux exemples issus du calcul numérique, pour $\theta = 90^\circ$ et $L = 1$ m, avec $dt = 10^{-5}$ s. Sur la figure 4.11(a), on a $V = 0.08 \text{ m s}^{-1} < V_a$, vitesse pour laquelle on s'attend à observer un pelage stable. La vitesse chute d'abord brutalement à 0 avant de remonter à une valeur proche de V pour $t > 0.04$ s. On voit sur l'insert (ii) que ce régime initial correspond à l'allongement du ruban jusqu'à une valeur constante. Ce régime est donc dû au choix fait pour le calcul numérique : $u(t = 0) = 0$. En regardant sur la figure principale on a l'impression que pour $t > 0.04$ s le pelage est stable avec $v_p = V$. Cependant le zoom de l'insert (i) montre que la vitesse oscille légèrement autour de V avec une période de 6 ms. Cette période correspond exactement à la période en régime inertiel $2\pi L \sqrt{\frac{\rho h}{Ee}}$, qui est proche de la période des ondes longitudinales dans le ruban. Nous avons vérifié qu'on a bien une proportionnalité entre la période de ces oscillations sinusoïdales et L , ainsi qu'entre la période et $\sqrt{\rho h}$. Avec notre modèle, même lorsque qu'on a $V < V_a$, on a donc une oscillation du ruban. Cependant, l'amplitude de cette oscillation est très faible, puisque $\Delta v_p/V = 0.0021$, et on ne considère donc pas cette oscillation comme du stick-slip. Il est important de noter qu'il serait impossible de détecter cette oscillation expérimentalement, notre bruit de mesure étant plus élevé que son amplitude.

Sur la figure 4.11(b) est représenté le résultat d'un calcul pour $V = 1 \text{ m s}^{-1} > V_a$. On observe que le signal de vitesse présente de fortes oscillations de périodes régulières entre $v_p = 0$ et $v_p = 3.16 \text{ m s}^{-1}$, correspondant à du stick-slip.

De la même manière que pour les données expérimentales, on va diviser le signal en cycles de stick-slip et calculer les moyennes de phase $\langle v_p \rangle(t')$ et $\langle \ell_p \rangle(t')$. Nous allons aussi extraire les caractéristiques T_{ss} (période de stick-slip), R_T (portion du cycle telle que $\langle v_p \rangle < V$) et Δv_p (écart entre le maximum et le minimum de $\langle v_p \rangle$ pendant un cycle). Comme le calcul donne une succession de cycles exactement identiques, un cycle suffit à décrire la dynamique.

Notre modèle prédit que l'instabilité de stick-slip sera présente tant que $\Gamma(V)$ est décroissant (cf équation (4.3)). La courbe $\Gamma(V)$ utilisée dans les calculs devient décroissante pour $V > 0.16 \text{ m s}^{-1}$, puis constante pour $V > 5.6 \text{ m s}^{-1}$ et enfin à nouveau croissante pour $V > 17 \text{ m s}^{-1}$. Sur la figure 4.12, on trace T_{ss} et $\Delta v_p/V$ en fonction de V . Pour $V \leq 0.16 \text{ m s}^{-1}$, le pelage est stable, comme montré sur la figure 4.11(a). Il présente une légère oscillation autour de V de période $T_{ss}^{(i)}$ (ligne tiretée sur la figure 4.12(a)). Pour

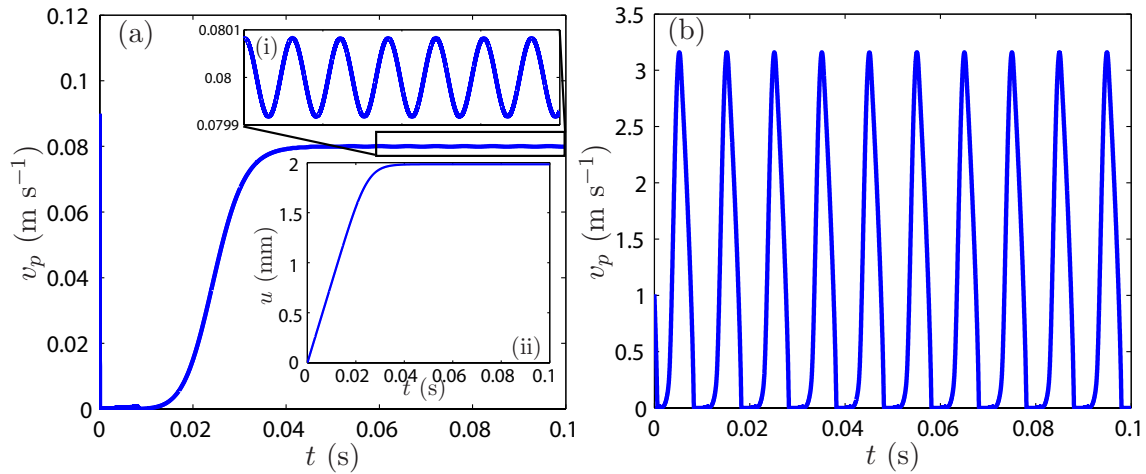


FIGURE 4.11 – Vitesse v_p en fonction du temps t calculée numériquement avec l'équation (4.20), avec $\theta = 90^\circ$ et $L = 1$ m. (a) $V = 0.08$ m s $^{-1}$ $< V_a$, il n'y a pas de stick-slip. $dt = 10^{-6}$ s. L'insert (i) est un zoom sur la zone encadrée. Dans l'insert (ii) est représentée l'élongation u en fonction du temps. (b) $V = 1$ m s $^{-1}$, on observe du stick-slip régulier. $dt = 10^{-5}$ s.

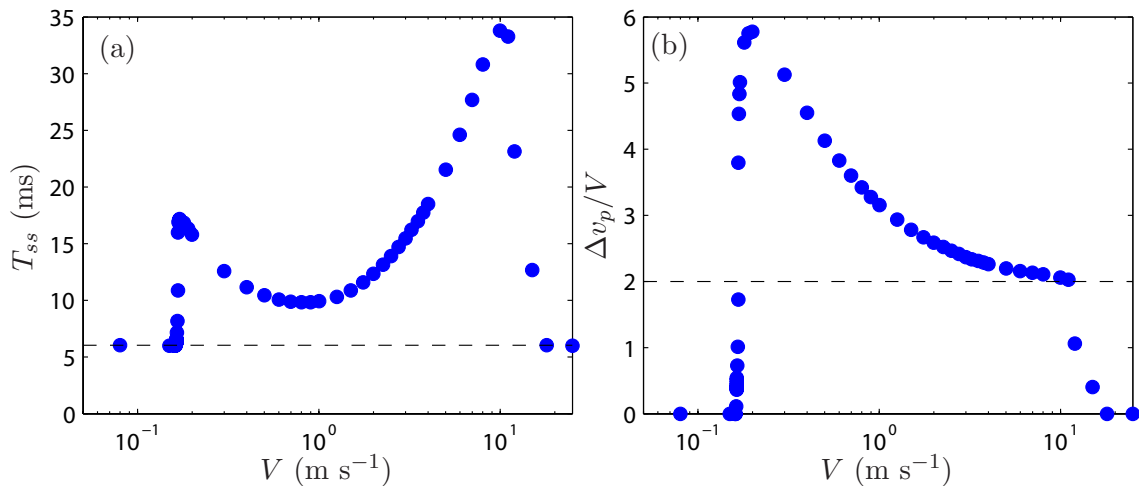


FIGURE 4.12 – Résultats des calculs pour $\theta = 90^\circ$, $L = 1$ m et $dt = 10^{-5}$ s. (a) T_{ss} en fonction de V . La ligne tiretée représente la période $T_{ss}^{(i)}$. (b) $\Delta v_p/V$ en fonction de V . La ligne tiretée représente la limite du régime inertiel $\Delta v_p/V = 2$.

$V > 0.16$ m s $^{-1}$, on observe du stick-slip. Proche du seuil d'apparition, les quantités T_{ss} et $\Delta v_p/V$ augmentent rapidement avant d'atteindre un maximum local pour $V = 0.18$ m s $^{-1}$. Ensuite, comme pour les expériences, pour $V \leq 11$ m s $^{-1}$, $\Delta v_p/V$ diminue avec V jusqu'à la valeur prédite dans le régime inertiel $\Delta v_p/V = 2$. T_{ss} diminue pour $V \leq 1$ m s $^{-1}$, puis augmente fortement jusqu'à $V = 11$ m s $^{-1}$. Cette forte augmentation n'est pas observée expérimentalement et n'est pas en accord avec le régime inertiel précédemment décrit. En effet, dans le régime inertiel, on s'attend à ce que la période sature à la valeur $T_{ss}^{(i)}$ pour des vitesses importantes. On voit ici que T_{ss} est toujours plus grand que la période inertielle (ligne tiretée). Pour $11 < V \leq 17$ m s $^{-1}$, on se situe proche du seuil de disparition, mais on observe toujours du stick-slip, avec T_{ss} et $\Delta v_p/V$ qui diminuent progressivement jusqu'à leur valeur limite, atteinte quand le stick-slip disparaît (pour $V > 17$ m s $^{-1}$). Lorsque le pelage est stable à haute vitesse, on observe le même comportement qu'à basse vitesse

($V < 0.16 \text{ m s}^{-1}$) : une faible oscillation sinusoïdale de la vitesse autour de V , de période $T_{ss}^{(i)}$.

Le comportement près des seuils d'apparition et de disparition montre une limite importante du modèle : celui-ci prédit une bifurcation super-critique, sans intermittence possible et avec une augmentation progressive de l'amplitude de l'instabilité, alors qu'on observe des expériences bistables. D'autre part, la gamme de vitesse pour laquelle le stick-slip est présent est uniquement déterminée par la partie décroissante de $\Gamma(V)$. L'importante influence de l'angle sur les seuils d'apparition et de disparition observée expérimentalement (cf figure 3.14) serait donc, dans le cadre de ce modèle, uniquement due à une grande différence de la courbe $\Gamma(V)$, en particulier de la gamme de vitesse pour laquelle elle est décroissante. Or, à notre connaissance, aucune étude n'a montré une telle dépendance. D'autre part, nous savons qu'il est possible d'avoir un pelage stable alors que $\Gamma(V)$ est décroissante [51], ce que le modèle ne permet pas. Nous allons voir dans la suite que, malgré ces limitations, ce modèle simple permet tout de même de retrouver les mêmes ordres de grandeurs et les mêmes évolutions en fonction des paramètres que dans les expériences.

4.5.3 Influence de l'inertie μ

Dans un premier temps, nous allons étudier l'influence de la valeur de l'inertie μ sur les différentes caractéristiques du stick-slip. D'après l'analyse des données expérimentales, on a μ proche de $\mu_0 = \rho h L (1 - \cos \theta)^2$. Nous allons ici calculer la dynamique du point de pelage pour des multiples de μ_0 . Sur la figure 4.13, on trace la moyenne de phase $\langle v_p \rangle$ en fonction de t' ainsi que les caractéristiques T_{ss} , R_T et $\Delta v_p/V$ en fonction de μ pour $L = 1 \text{ m}$, $V = 1 \text{ m s}^{-1}$ et $\theta = 90^\circ$. La forme du cycle évolue avec μ : pour une faible inertie, le cycle présente un saut de vitesse assez rapide (R_T proche de 1) jusqu'à un maximum important, alors que, pour une forte inertie, on a un cycle plus lisse, avec $R_T \approx 0.5$ et $\Delta v_p/V \approx 2$. On retrouve bien ici la valeur $\Delta v_p/V \approx 2$ pour une forte inertie, comme prédit dans la partie 4.1 avec l'équation (4.6). Cependant, le cycle n'a pas une forme sinusoïdale : le temps de montée de v_p est plus court que le temps de descente, et v_p reste égal à 0 pendant une durée donnée (contrairement à une sinusoïde, pour laquelle le passage à 0 est instantané). Cette remarque est d'ailleurs générale : pour tous les angles et pour $V < 4 \text{ m s}^{-1}$ (c'est-à-dire les conditions explorées expérimentalement), tant qu'on observe du stick-slip, v_p reste égale à 0 pendant un temps donné, Δv_p est donc égal au maximum de la vitesse pendant le cycle.

On observe sur la figure 4.13(b) que la période augmente avec μ . Pour μ tendant vers 0 on a $T_{ss} = T_0 = 5.6 \text{ ms}$. Cette valeur est plus grande que $T_{ss}^{(qs)} \simeq 2 \text{ ms}$ prédite par notre modèle simple dans le régime quasi-statique (cf équation (4.10)). Nous avons aussi effectué des séries de calcul pour une courbe $G(V)$ un peu différente, avec $G(V_a < V < V_c) = G_0$, avec V_a correspondant au maximum de la branche croissante "lente", et V_c et G_0 correspondant au minimum de la branche croissante "rapide". Dans ce cas, on trouve une période de stick-slip qui tend vers 1.8 ms quand μ tend vers 0, on est donc plus proche de la valeur prédite par le régime quasi-statique. Cependant, pour $\mu = \mu_0$, ce calcul donne des valeurs plus importantes de T_{ss} , et donc plus éloignées des mesures expérimentales (cf figure 4.15(b)). Nous choisissons donc de conserver la courbe $G(V)$ de la figure 4.10 pour le calcul.

La figure 4.13 montre bien qu'on tend vers un régime quasi-statique quand l'inertie tend vers 0 (Δv_p augmente et R_T tend vers 1). On voit aussi qu'à grande inertie on tend vers un régime inertiel avec $\Delta v_p/V = 2$ et $R_T = 0.5$. Ces valeurs sont identiques à celles

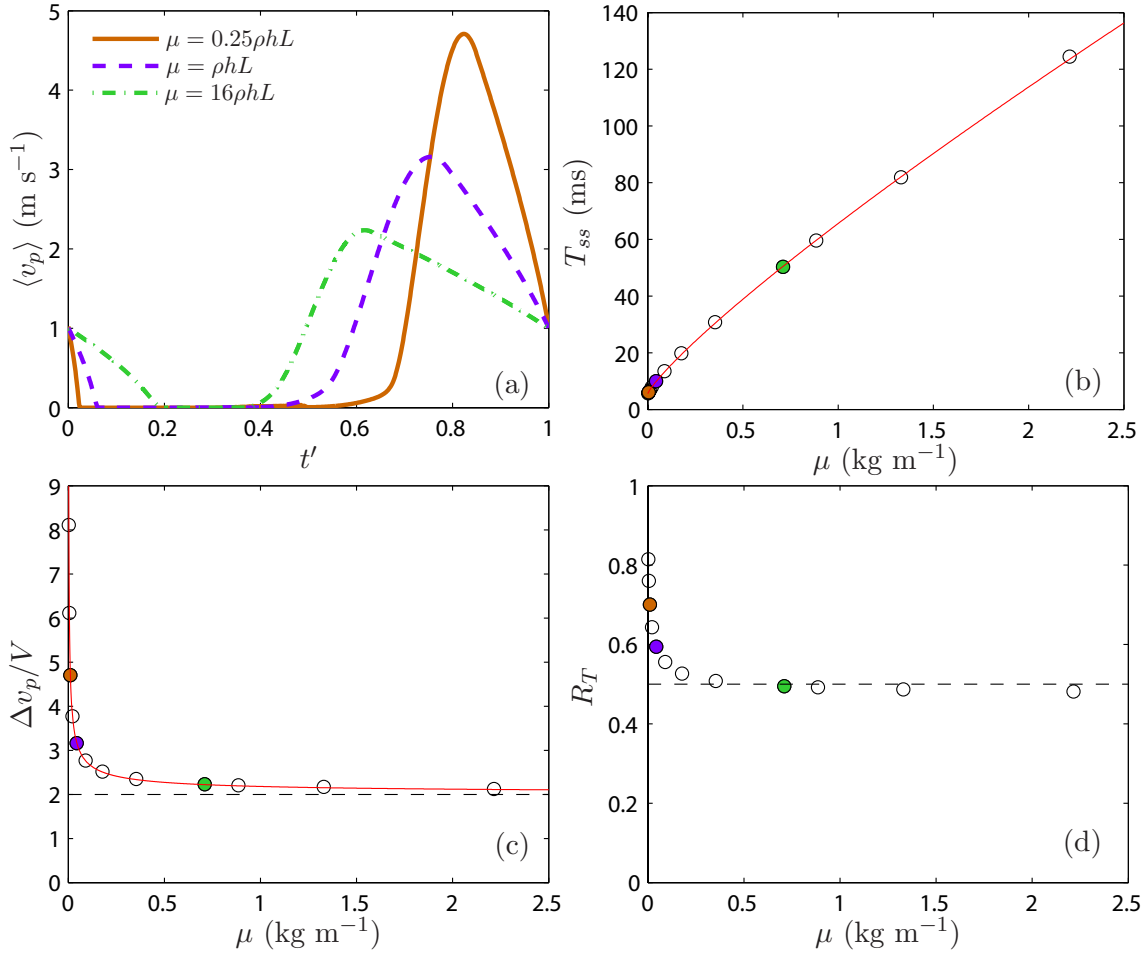


FIGURE 4.13 – (a) $\langle v_p \rangle$ en fonction du temps adimensionné t' pour différentes inerties μ . (b) T_{ss} en fonction de μ , la ligne rouge représente un ajustement $T_{ss} = 0.06\mu^{0.85} + T_0$ avec $T_0 = 5.6$ ms. (c) $\Delta v_p/V$ fonction de μ , la ligne noire tiretée représente la limite asymptotique à grande inertie $\Delta v_p/V = 2$, la ligne pleine rouge représente un ajustement $\Delta v_p/V = \frac{0.18}{\mu^{0.8}} + 2$. (d) R_T fonction de μ , la ligne tiretée noire représente le régime inertiel décrit dans la partie précédente, $R_T = 0.5$. Sur (b-d), les points colorés correspondent à la figure (a). Calculs effectués avec $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$, $V = 1$ m s $^{-1}$ et $dt = 10^{-5}$ s.

données par notre modèle simple. Cependant la forme du cycle est différente : le modèle simple prédit une sinusoïde, ce qui n'est pas le cas pour le calcul.

4.5.4 Comparaison résolution numérique-expériences : géométrie rouleau

Nous allons maintenant comparer les résultats de la résolution numérique aux résultats expérimentaux. Dans un premier temps, Nous allons nous intéresser aux résultats en géométrie rouleau, qui correspond à la géométrie dans laquelle la courbe $G(V)$ a été mesurée.

Sur la figure 4.14, on trace les moyennes de phase $\langle \ell_p \rangle(t')$ et $\langle v_p \rangle(t')$, pour $L = 1$ m, $V = 1$ m s $^{-1}$ et $\mu = \mu_0$. L'amplitude de stick-slip est deux fois plus faible pour l'expérience que pour le calcul. Comme on a $A_{ss} = VT_{ss}$, on peut en déduire qu'il en est de même pour la période de stick-slip. On observe par contre que les formes expérimentale et calculée de $\langle v_p \rangle(t')$ sont très proches et les valeurs de R_T sont presque identiques. Le maximum de la vitesse est un peu plus faible expérimentalement, alors que le minimum est plus élevé.

Cela peut s'expliquer par notre manière de mesurer la position du point de pelage : on la repère sur le ruban, un peu au dessus de la surface. Pour limiter l'erreur due à ce biais de mesure, dans la suite nous allons considérer le maximum v_{pM} de $\langle v_p \rangle(t')$ au lieu de Δv_p . Dans le cas du calcul, on aura exactement $v_{pM} = \Delta v_p$. Dans le cas de l'expérience, cette dernière égalité est exacte si on considère que le minimum de v_p est nul. Une valeur non nulle mesurée serait alors uniquement due à une erreur de mesure.

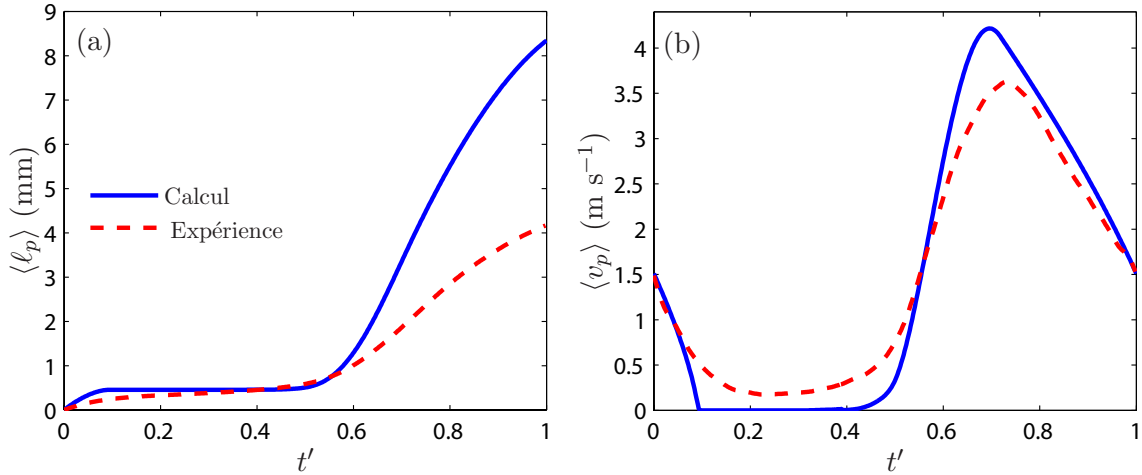


FIGURE 4.14 – $\langle \ell_p \rangle$ (a) ou $\langle v_p \rangle$ (b) en fonction du temps adimensionné t' pour $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$, $V = 1$ m s⁻¹, $\mu = \mu_0$ et $dt = 10^{-5}$ s.

Dans le cas de l'expérience représentée sur la figure 4.14, la période expérimentale est donc deux fois plus courte que la période calculée. Sur la figure 4.13(b), on voit qu'une période deux fois plus courte correspond approximativement à une inertie 4 fois plus faible. On remarque d'ailleurs que lors du calcul de l'inertie avec le modèle simple on avait trouvé une inertie plus faible que μ_0 (0.03 au lieu de 0.04 kg m⁻¹), il n'est donc pas aberrant de considérer une inertie plus faible. Dans la suite, les calculs présentés ont été effectués avec une inertie égale à μ_0 ou $0.25\mu_0$.

Sur la figure 4.15, on trace différentes caractéristiques du stick-slip extraites des calculs, ainsi que les données expérimentales en géométrie rouleau. Sur la figure 4.15(a) est représentée T_{ss} en fonction de L pour $V = 1$ m s⁻¹. Les calculs donnent le même ordre de grandeur que les expériences, les valeurs les plus proches des données expérimentales étant celles calculées avec une inertie plus faible. Comme pour les expériences, on trouve que la période de stick-slip est proportionnelle à la longueur. Cette proportionnalité est vérifiée pour toutes les vitesses étudiées expérimentalement ($0.1 < V < 4$ m s⁻¹). Sur la figure 4.15(b), on trace la période de stick-slip en fonction de la vitesse du moteur pour $L = 1$ m. Pour les trois séries de données représentées, pour de faibles vitesses, la période diminue avec V . Pour les expériences et les calculs avec une inertie $\mu = 0.25\mu_0$, T_{ss} sature pour $V > 1$ m s⁻¹, alors que, pour une inertie plus importante $\mu = \mu_0$, T_{ss} devient croissant avec V^2 . On a superposé sur la même figure les prédictions des régimes limites quasi-statique (ligne tiretée) et inertiel (ligne pleine). Pour $V > 1$ m s⁻¹, les calculs avec $\mu = 0.25\mu_0$ sont proches des valeurs prédites par le régime inertiel. Cependant, même pour les vitesses les plus faibles, les valeurs sont assez éloignés de celles du régime quasi-statique. Cela est en accord avec la figure 4.15(c), où on a tracé R_T en fonction de V . R_T n'atteint jamais 1, ce qui montre qu'on n'est jamais dans un régime quasi-statique. Les valeurs de

2. On peut tout de même souligner le fait que pour $\mu = 0.25\mu_0$, T_{ss} devient aussi croissant pour $V > 3.5$ m s⁻¹.

R_T calculées sont proches et suivent la même évolution que les données expérimentales. Finalement, sur la figure 4.15(d) est représenté v_{pM}/V en fonction de V . Pour toutes les données représentées v_{pM}/V diminue avec V et semble tendre vers 2, valeur prédite dans le régime inertiel. Contrairement aux périodes de stick-slip, ici c'est le calcul avec une inertie plus importante qui est le plus proche de données, celui avec $\mu = 0.25\mu_0$ donne des valeurs plus élevées. On s'attend à ce que les valeurs v_{pM} expérimentales soient plus faibles que celles issues du calcul, puisque notre mesure se fait à 0.7 mm du substrat, on a donc tendance à obtenir un maximum des vitesses plus faible.

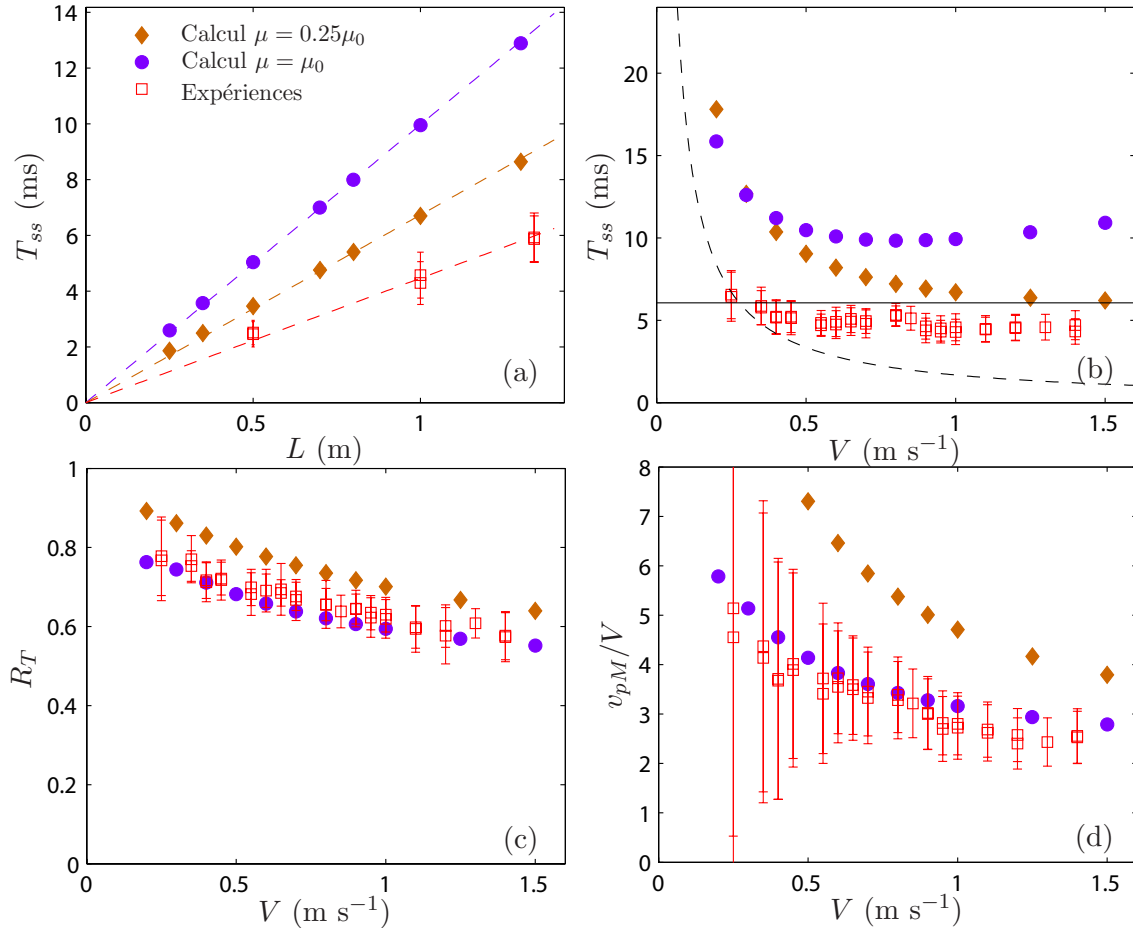


FIGURE 4.15 – Comparaison entre la résolution numérique et les expériences dans la géométrie rouleau. (a) T_{ss} fonction de L pour $V = 1 \text{ m s}^{-1}$. Les lignes tiretées représentent des ajustements linéaires. T_{ss} (b), R_T (c) et v_{pM}/V (d) en fonction de V pour $L = 1 \text{ m}$. Sur (b) la ligne tiretée représente le régime quasi-statique, et la ligne continue le régime inertiel (cf partie 4.2). Les calculs sont réalisés avec $dt = 10^{-5} \text{ s}$. Les barres d'erreur représentent les écarts-types.

La figure 4.15 met en évidence un bon accord entre les expériences et la résolution numérique. On trouve une même dépendance des caractéristiques avec V et L , et des valeurs très proches. Cependant, l'inertie qu'il faut prendre en compte dans le modèle est plus faible que celle du ruban (d'un facteur d'au moins 0.25), ce qui pourrait remettre en cause la validité de notre modèle. Dans cette géométrie, l'inertie du substrat (le rouleau) joue peut-être un rôle et influence le stick-slip. Nous allons dans la suite nous intéresser à la géométrie sur substrat plan d'inertie infinie.

4.5.5 Comparaison résolution numérique-expériences : expérience sur substrat plan

Nous allons à présent essayer de prendre en compte l'influence de l'angle de pelage sur la dynamique prédite par le modèle. Nous allons utiliser la même fonction $\Gamma(v_p)$ que précédemment, c'est-à-dire la courbe expérimentale mesurée dans la géométrie rouleau (cf figure 4.10). La dépendance avec l'angle sera donc comprise dans la dépendance géométrique de G , ainsi que dans l'inertie. Prendre la même courbe que dans la géométrie rouleau est discutable : étant donné que nos résultats issus de l'analyse du régime quasi-statique montre que l'écart $\Delta\Gamma$ dépend de l'angle (cf figure 4.8), il est légitime d'en déduire que la courbe $\Gamma(V)$ dépend elle aussi de θ . Cependant, nous n'avons pour l'instant pas accès à une courbe expérimentale $\Gamma(V, \theta)$.

Sur les figures 4.16 et 4.17, on trace T_{ss} , R_T et v_{pM}/V en fonction de V pour $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 120^\circ$. Pour ces deux angles, les calculs prenant en compte une inertie $\mu_0/4$ sont plus proches des données expérimentales (en particulier la période T_{ss}). Les évolutions avec V sont identiques pour les trois caractéristiques étudiées. Il est intéressant de noter qu'à $\theta = 120^\circ$, le calcul prédit une augmentation de T_{ss} avec V pour $V > 1 \text{ m s}^{-1}$. Ce résultat n'est pas prédit par notre modélisation simple du régime inertiel (cf partie 4.2), mais est tout de même observé expérimentalement.

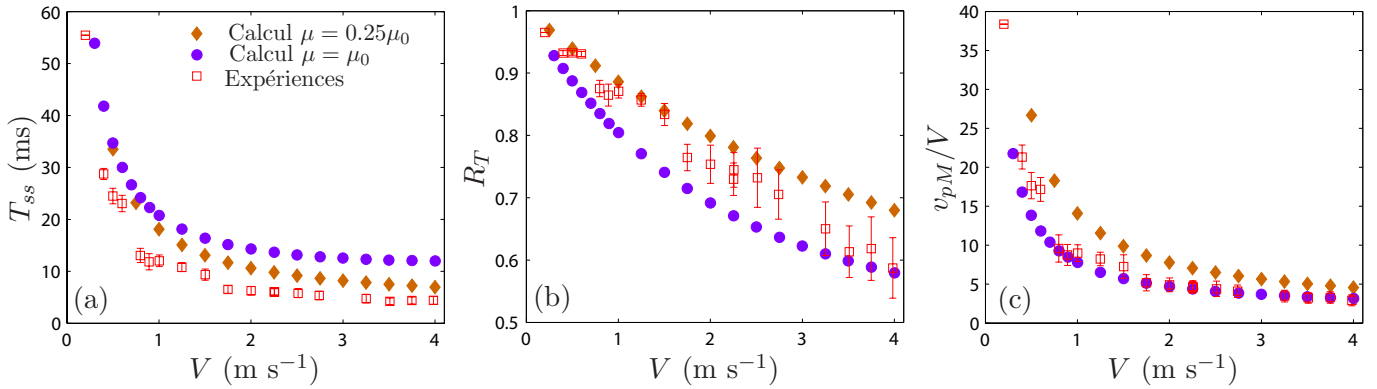


FIGURE 4.16 – T_{ss} (a), R_T (b) et v_{pM} (d) en fonction de V pour $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 60^\circ$. Les calculs sont réalisés avec $dt = 10^{-6} \text{ s}$. Les barres d'erreur représentent les écarts-types.

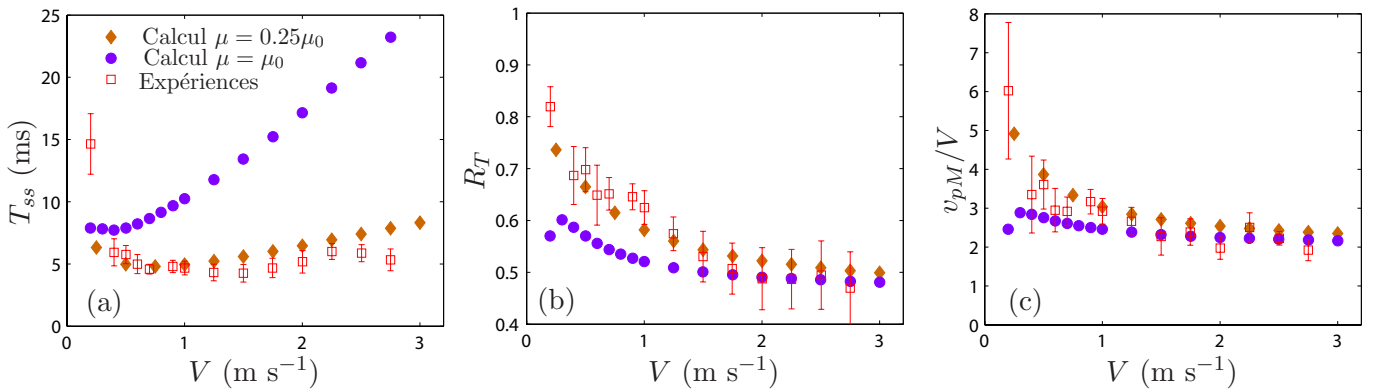


FIGURE 4.17 – T_{ss} (a), R_T (b) et v_{pM} (d) en fonction de V pour $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 120^\circ$. Les calculs sont réalisés avec $dt = 10^{-6} \text{ s}$. Les barres d'erreur représentent les écarts-types.

Sur la figure 4.18, on trace les caractéristiques T_{ss} , R_T et v_{pM}/V en fonction de θ pour $L = 1$ m et $V = 1$ m s⁻¹. Les évolutions sont identiques pour les expériences et les calculs, qui montrent que les trois quantités diminuent avec l'angle de pelage. Pour tous les angles, les valeurs de R_T calculées sont très proches des expériences. Pour T_{ss} et v_{pM}/V , les valeurs sont plus éloignées pour $\theta = 30^\circ$ que pour $\theta \geq 60^\circ$. Cela peut être dû au fait qu'on prend la même courbe $\Gamma(V)$ pour tous les angles, alors qu'on a trouvé des indications dans la partie 4.2 que $\Delta\Gamma$ pourrait dépendre de l'angle, et serait en particulier 3 fois plus faible à 30° qu'à 60° (cf figure 4.8). Il faudrait avoir accès à la courbe $\Gamma(V, \theta)$ dans nos conditions d'expériences pour affiner notre calcul. Il est cependant intéressant de noter que, même en prenant une énergie de fracture indépendante de l'angle, on reproduit bien l'évolution des caractéristiques du stick-slip en fonction de l'angle.

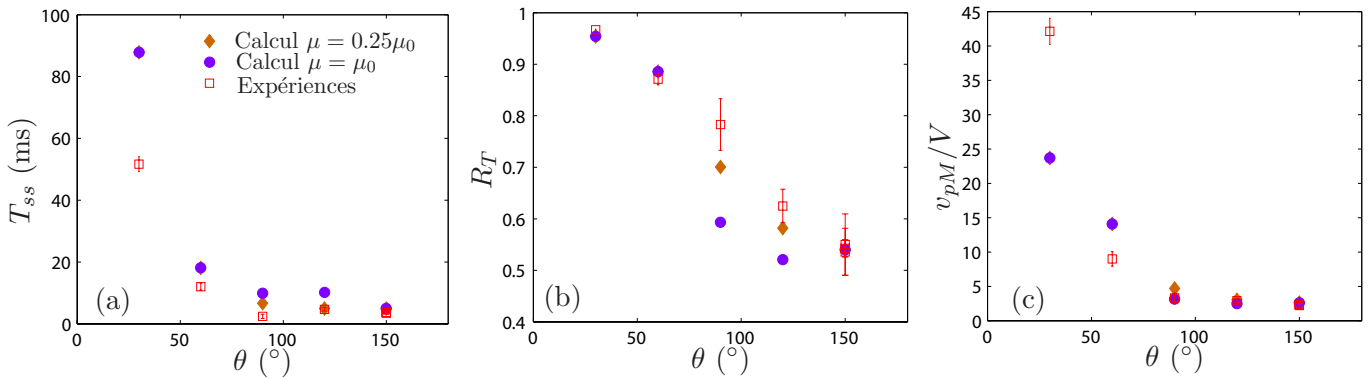


FIGURE 4.18 – T_{ss} (a), R_T (b) et v_{pM}/V (d) en fonction de θ pour $L = 1$ m et $V = 1$ m s⁻¹. Les calculs sont réalisés avec $dt = 10^{-6}$ s. Les barres d'erreur représentent les écarts-types.

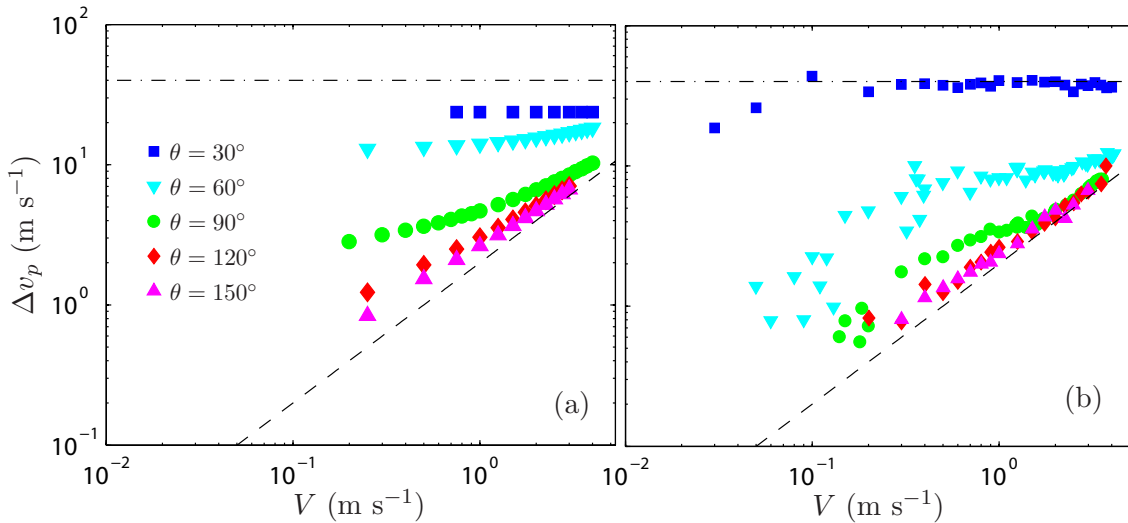


FIGURE 4.19 – Δv_p fonction de V : comparaison des calculs (a) et des données expérimentales (b). La ligne mixte représente le régime asymptotique quasi-statique pour les données expérimentales : $\Delta v_p = 40$ m s⁻¹. La ligne tiretée représente le régime inertiel $\Delta v_p = 2V$. Calculs avec $\mu = \mu_0/4$.

Sur la figure 4.19, on trace Δv_p en fonction de V , et on superpose les prédictions des régimes quasi-statique et inertiel. L'évolution de Δv_p est la même pour les expériences et la résolution numérique. Pour $\theta = 30^\circ$, on tend vers un régime quasi-statique avec Δv_p indépendant de V . La valeur donnée par le calcul est plus faible que la valeur expérimentale. Cela peut être lié à une branche croissante de $\Gamma(V, \theta = 30^\circ)$ différente de celle observée dans

le rouleau. Pour vérifier cela, nous avons calculé, pour des mêmes conditions, la dynamique du point de pelage en considérant différentes évolutions pour la branche croissante “rapide” de $\Gamma(v)$. Les trois différentes évolutions utilisées sont montrées sur la figure 4.20(a). Sur la figure 4.20(b), on trace les vitesses de pelage calculées correspondantes. On voit que l'utilisation de différentes courbes $\Gamma(V)$ a un impact important sur les caractéristiques du stick-slip, en particulier sur Δv_p . Une branche croissante différente pour $\theta = 30^\circ$ pourrait donc justifier l'écart entre les valeurs de Δv_p calculées et expérimentales.

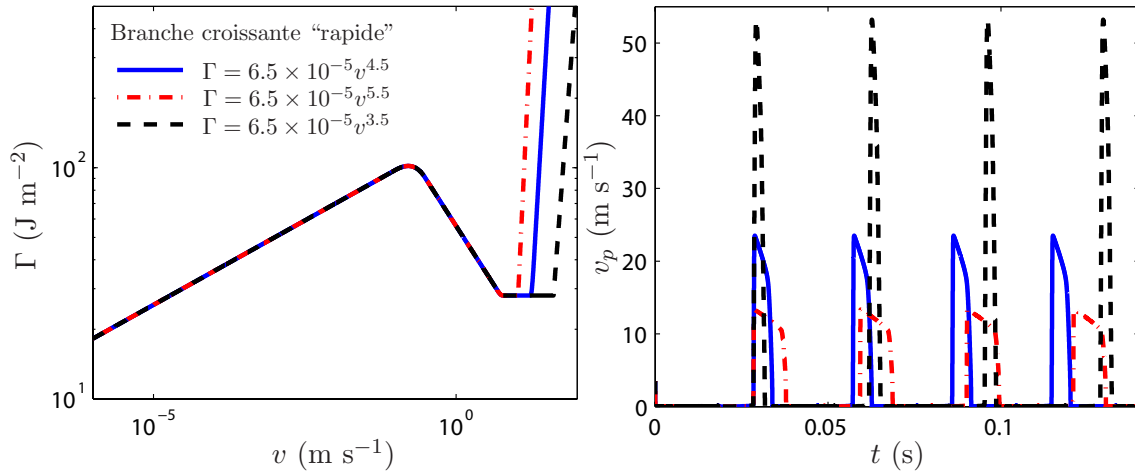


FIGURE 4.20 – (a) $\Gamma(v)$ utilisé dans les calculs numériques. La courbe expérimentale mesurée en géométrie rouleau correspond à la branche croissante “rapide” $\Gamma = 6.5 \times 10^{-5} v^{4.5}$. (b) v_p en fonction du temps pour $\theta = 30^\circ$, $L = 1$ m et $V = 3.5$ m s $^{-1}$. Pour chaque courbe, on a utilisé l'énergie de fracture $\Gamma(v)$ montrée sur la figure(a).

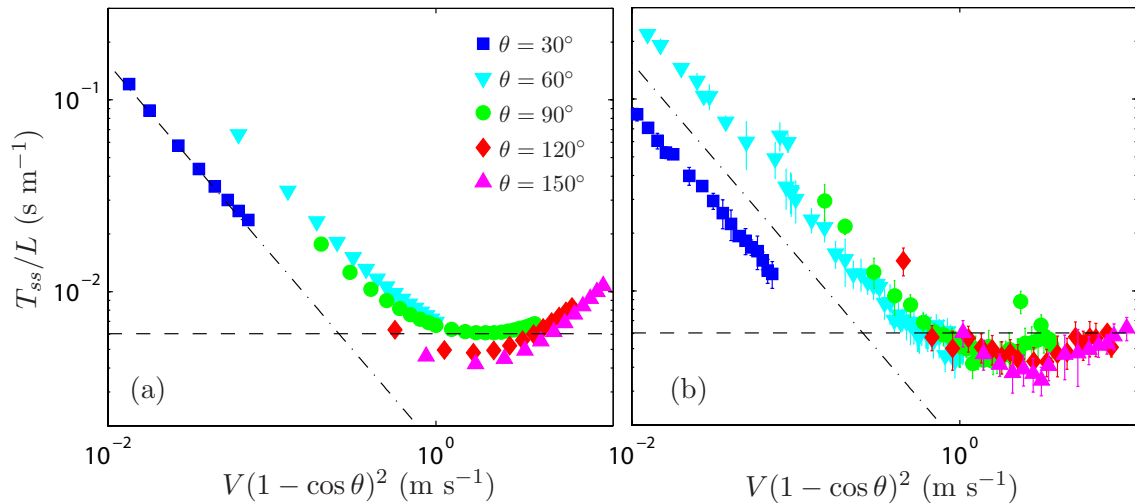


FIGURE 4.21 – T_{ss}/L fonction de $V(1 - \cos \theta)^2$: comparaison des calculs (a) et des données expérimentales (b). La ligne mixte représente le régime asymptotique quasi-statique avec $\Delta \Gamma = 74$ J m $^{-2}$ (valeur utilisée dans la résolution numérique). La ligne tiretée représente le régime inertiel. Calculs avec $\mu = \mu_0/4$.

Sur la figure 4.21, on représente T_{ss}/L fonction de $V(1 - \cos \theta)^2$. Les périodes expérimentales et calculées ont des comportements très proches : une évolution en $\frac{1}{V(1 - \cos \theta)^2}$ pour de faibles valeurs de $V(1 - \cos \theta)^2$, et une faible augmentation, avec des valeurs proches de $T_{ss}^{(i)}$ (ligne tiretée) pour des valeurs importantes de $V(1 - \cos \theta)^2$. Les

données expérimentales ne se superposent pas parfaitement pour les différents angles, ce qui suggère une dépendance de Γ avec l'angle.

Pour conclure, les calculs numériques issus du modèle donnent des résultats très proches des expériences, même si on a choisi une énergie de fracture indépendante de l'angle. La principale limitation de ce modèle est qu'il ne prédit pas l'intermittence observée expérimentalement près des seuils d'apparition et de disparition. Il ne permet pas non plus d'observer l'existence de pelage stable sur la courbe décroissante de $\Gamma(V)$, alors qu'elle est observée expérimentalement. Enfin, la valeur de l'inertie qui donne des résultats au plus proche des mesures expérimentales est 4 fois plus faible que l'inertie totale du ruban. Malgré ces limitations, un modèle très simple permet de retrouver de nombreux résultats expérimentaux.

4.6 Conclusion

Pour conclure, nos résultats expérimentaux nous ont permis de développer un modèle empirique prenant en compte l'inertie du ruban. À faible angle et faible vitesse, le pelage est quasi-statique, caractérisé par une longue phase de stick à faible vitesse suivie d'une courte phase de slip à haute vitesse (environ 40 m s^{-1}). Des sauts très rapides de vitesse relient les deux phases. Pour des angles importants et des vitesses importantes, le pelage est inertiel. L'inertie du ruban joue alors un rôle, et le taux de restitution de l'énergie G devient plus grand que l'énergie d'adhésion Γ . Durant un cycle, la vitesse de pelage est alors sinusoïdale d'amplitude $2V$.

Nos résultats expérimentaux sont en accord avec la description des régimes limites. Dans le régime inertiel, on a un accord quantitatif, sans paramètre d'ajustement pour l'amplitude de la vitesse de pelage, la période de stick-slip et la variation d'élongation. Dans le régime quasi-statique, en géométrie rouleau, on montre aussi un accord quantitatif sans paramètre d'ajustement, sur une gamme très limitée de vitesses. En géométrie plane, on a un accord semi-quantitatif dans le régime quasi-statique : on a bien une phase de slip de durée négligeable devant celle de stick et des périodes T_{ss} proportionnelles à $1/V$ comme prédit par le modèle. Cependant, nous ne connaissons pas la valeur de $\Delta\Gamma$ dans cette géométrie. En utilisant $\Delta\Gamma$ comme paramètre d'ajustement, on trouve que l'énergie d'adhésion devrait augmenter avec l'angle de pelage. Cela est cohérent avec des observations directes issues d'autres expériences de la littérature [37, 39, 69, 70].

Une résolution numérique du modèle permet un accord qualitatif avec les données expérimentales (mêmes évolutions avec les paramètres V , L et θ). Cependant, un accord quantitatif nécessiterait de prendre en compte une inertie 4 fois plus faible que celle du ruban, ce que nous ne parvenons pas à expliquer. D'autre part, ce modèle ne permet pas d'expliquer la nature sous-critique de la bifurcation liée à l'apparition et à la disparition du stick-slip. Il ne permet pas non plus de comprendre l'influence importante de l'angle de pelage sur les vitesses seuils. Il est cependant remarquable d'avoir été capable de retrouver de nombreuses caractéristiques du pelage observées expérimentalement en considérant un modèle très simple.

Chapitre 5

Micro stick-slip

Sommaire

5.1	Dispositif expérimental	98
5.2	Analyse d'image de visualisation du front	99
5.3	Domaine d'existence de la micro instabilité	102
5.4	Caractérisation du micro stick-slip	104
5.5	Influence des paramètres sur la taille et la durée des micro stick-slips	106
5.5.1	Influence de la longueur	106
5.5.2	Influence de la vitesse	108
5.5.3	Influence de l'angle	108
5.5.4	Influence du système adhésif-substrat	109
5.6	Visualisation de côté	110
5.6.1	Profils du ruban	110
5.6.2	Extraction de la force de pelage	111
5.6.3	Évolution de la force pendant un évènement de slip	113
5.7	Modèle	114
5.8	Signaux acoustiques	115
5.8.1	Signaux temporels	116
5.8.2	Spectres	118
5.9	Conclusion	118

Dans les parties précédentes, nous avons considéré le déplacement du ruban à 0.7 mm au dessus du point de pelage. Afin de mieux comprendre le phénomène de stick-slip, et en particulier les effets dynamiques pendant un événement de slip, nous allons maintenant observer le mouvement du front de pelage.

Une telle expérience a été étudiée récemment par Thoroddsen *et al.* [58]. Le front de pelage était alors visualisé à une vitesse d'acquisition de 1 million d'images par seconde, l'adhésif étant pelé à la main depuis une plaque de microscope, avec un angle de pelage de $\theta \approx 45^\circ$. Thoroddsen *et al.* ont observé que le front se propage de manières différentes pendant un événement de stick et un événement de slip. Pendant un événement de stick, la propagation est continue, alors que pendant le slip, l'avancée est saccadée, et se fait sous forme de fractures transverses de vitesse proche de 300 m s^{-1} . Ces fractures transverses s'initient le plus souvent sur les bords de l'adhésif et sont séparées d'une distance d'environ $200 \mu\text{m}$.

Dans ce chapitre, nous souhaitons observer et caractériser de manière détaillée l'avancée saccadée du front de pelage lors d'un slip, et étudier son évolution en fonction des différents paramètres influant sur le stick-slip : longueur L , vitesse V et angle θ .

5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (cf figure 5.1) permet de visualiser le côté de l'adhésif ainsi que le front de pelage à travers le substrat. Il est constitué d'une plaque de microscope en verre sur laquelle on a collé une couche de ruban adhésif. On pèle l'adhésif à l'aide d'un moteur (Moteur Brushless Schneider) qui permet de contrôler la vitesse de pelage V . On filme l'expérience à l'aide d'une caméra rapide (PHOTRON SA5) montée sur un microscope (Zeiss), soit à travers le substrat, soit de côté (cf les deux images typiques représentées sur la figure 5.1). La plaque de microscope étant fixée, la longueur du ruban pelé L et l'angle de pelage θ varient pendant l'expérience. La plaque mesure 2.6 cm de largeur, mais notre champ de vision n'a qu'une largeur de 2.4 mm. La distance minimale entre l'axe du moteur et le substrat est $L = 15$ cm. Pour $\theta = 90^\circ$, on a une variation de la longueur de 0.4% sur l'expérience et de 0.003% dans notre champ de visualisation. L'angle varie au plus de 5.7% durant l'expérience, cette variation étant limitée à 0.6% pour notre champ d'observation. Nous négligerons donc, dans la suite, ces variations et considérerons que nous travaillons à V , L , et θ fixés.

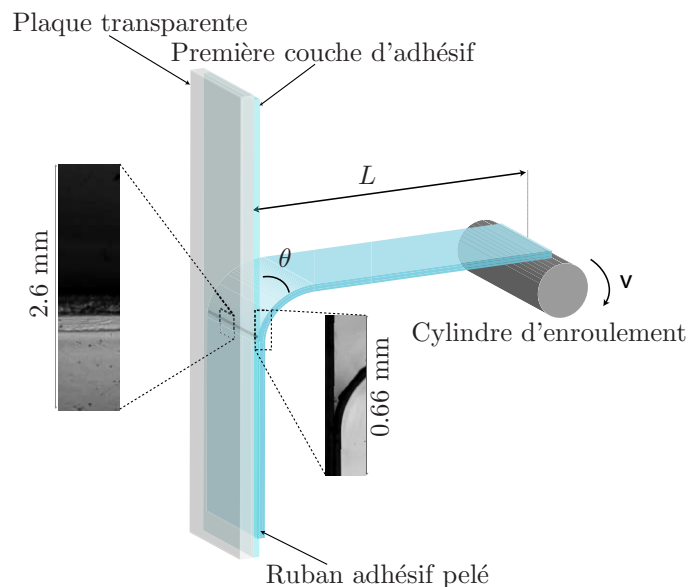


FIGURE 5.1 – Schéma de l'expérience. La dynamique de pelage est filmée soit à travers le substrat (photo de gauche) ou de côté (photo de droite). Les paramètres de contrôle sont la longueur de ruban pelé L , l'angle de pelage θ et la vitesse imposée par le moteur V .

Nous utilisons deux types de substrats. Le premier est une couche de Scotch[®]600, décollée du rouleau commercial et collée sur la plaque de verre. On nettoie cette couche avec de l'éthanol, puis les expériences successives sont effectuées sur ce même substrat. Nous appellerons ce substrat le substrat “nettoyé”, noté (n). Le second est une couche de Scotch[®]600 décollée du rouleau commercial et collée sur la plaque de verre. L'expérience est ensuite faite directement, sans nettoyage du substrat. Ce substrat est ensuite changé entre chaque expérience. Nous appellerons ce substrat le substrat “changé”, noté (c).

Lors d'une expérience, une couche de ruban adhésif est décollée doucement (sans stick-slip) du rouleau commercial et collée sur le substrat. Les expériences ont été effectuées à une température de $19.4 \pm 2.5^\circ\text{C}$ et une humidité de $38.3 \pm 3.4\%$.

5.2 Analyse d'image de visualisation du front

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la visualisation du front de pelage à travers le substrat. La fréquence d'acquisition et la taille des images sont changées en fonction de la vitesse de pelage, entre 300 000 images par seconde (ips) pour des images de 256×64 px et 525 000 ips pour 192×32 px. La résolution spatiale est fixée à $9.5 \mu\text{m}/\text{px}$. Un exemple d'image obtenue avec la caméra est montré sur la figure 5.2(a). La zone gris clair correspond au ruban encore collé, la zone noire au ruban pelé. On soustrait à cette image l'image initiale, correspondant au ruban entièrement collé, afin de s'affranchir des défauts initialement présents sur le substrat (cf figure 5.2(b)). On extrait ensuite les niveaux de gris sur une ligne parallèle à la propagation du front (ligne bleue ou noire sur les figure 5.2(a) et (b)), niveaux de gris représentés sur la figure 5.2(c)). La valeur des niveaux de gris est faible pour le ruban encore collé (proche de zéro car cette partie de l'image correspond à l'image initiale) et élevée pour le ruban pelé. La position ℓ_f du front de pelage est donc le dernier point où les niveaux de gris sont plus élevés qu'une valeur seuil, ici égale à 100. Ce point est représenté par un cercle rouge sur les figures 5.2(a-c). Grâce à cette analyse, on obtient la position du front en fonction du temps $\ell_f(t)$.

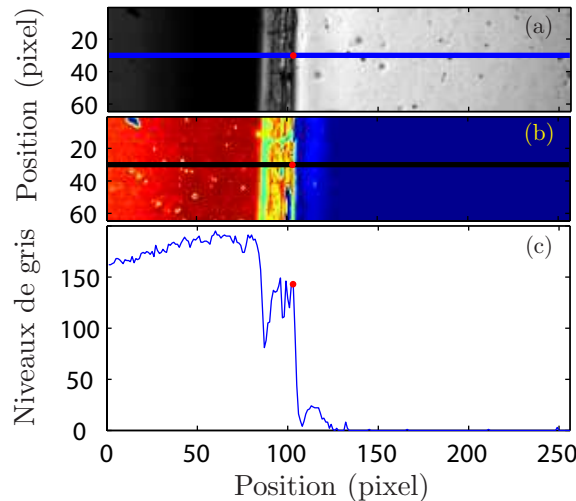


FIGURE 5.2 – (a) Image issue de la caméra. (b) Même image à laquelle on a soustrait l'image initiale (ruban encore entièrement collé). (c) Niveaux de gris le long de la ligne noire de l'image (b). Le point rouge correspond à la position ℓ_f du front de pelage.

Dans un premier temps, nous montrons à titre illustratif sur la figure 5.3 un exemple de $\ell_f(t)$, pour une moins bonne résolution que les expériences qui seront utilisées pour l'analyse statistique. La vitesse d'acquisition est de 210 000 images par seconde, avec une résolution de $19 \mu\text{m}/\text{px}$. Cela permet d'observer deux types d'événements pour deux échelles temporelles et spatiales distinctes. À l'échelle de temps de quelques cycles de stick-slip (cf figure 5.3(a)), on observe le même type de courbes que dans les chapitres précédents. Cependant, à des échelles de temps plus courtes (figure 5.3(b)), on voit que, pendant la phase de slip, l'avancée du front est saccadée, constituée de marches d'environ $150 \mu\text{m}$ et de temps d'attente d'environ $50 \mu\text{s}$.

Un exemple de $\ell_f(t)$, avec les résolutions temporelles et spatiales utilisées pour l'analyse, est montré sur la figure 5.4, pour $L = 1$ m et $V = 0.73$ m s⁻¹. On observe deux comportements différents. Au début de l'expérience ($t < 0.4$ ms), le front se propage de manière continue, moins vite que la vitesse imposée (trait bleu tireté). Cela correspond à une phase de stick. Pour $t \geq 0.4$ ms, la propagation du front est saccadée, sous forme de

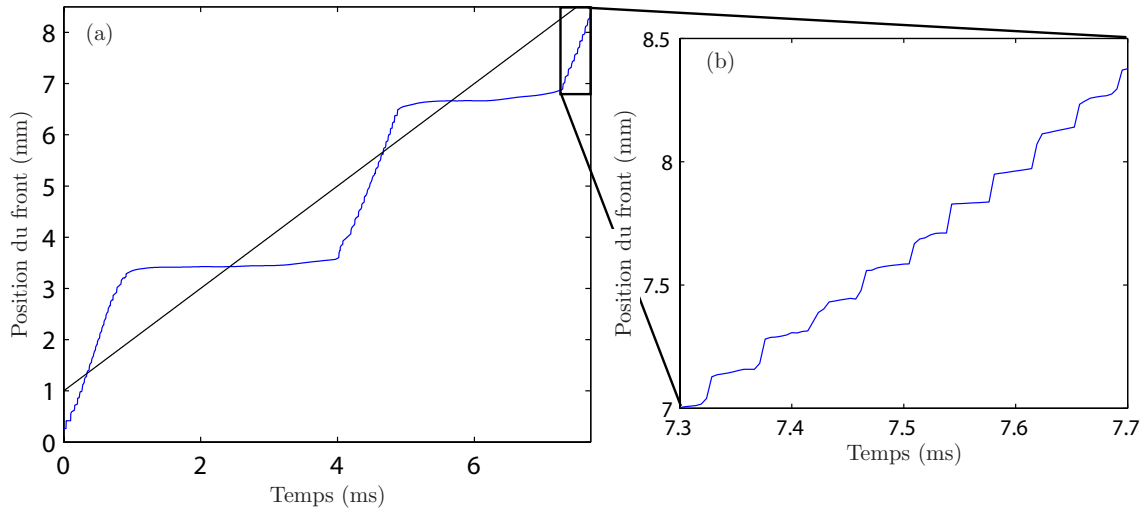


FIGURE 5.3 – Position du front de pelage en fonction du temps pour $L = 80$ cm, $\theta = 90^\circ$, $V = 1$ m s $^{-1}$ et le Scotch[®]600. (a) On voit 2 cycles complets de stick-slip. (b) Zoom pendant un slip : le pelage se fait de manière saccadée.

marches. La vitesse moyenne du front pendant cette propagation saccadée est plus élevée que la vitesse imposée, ce qui correspond à une phase de slip.

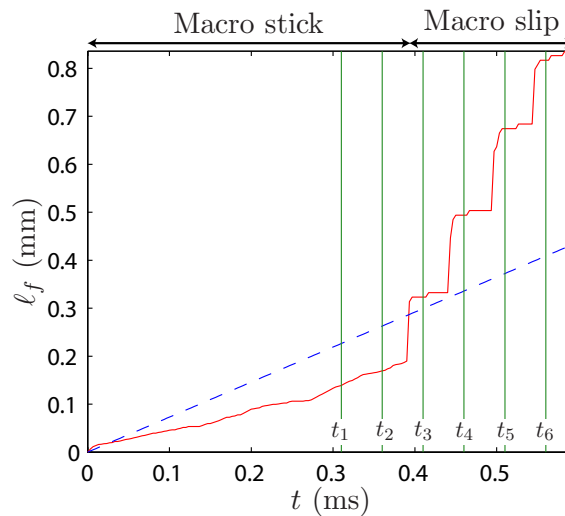


FIGURE 5.4 – Position du front de pelage en fonction du temps. La ligne tiretée bleue correspond à $\ell_f = Vt$. On observe un stick avec pelage continu (pente plus faible que la ligne tiretée) suivi d'un slip avec un pelage saccadé. Expérience réalisée avec du Scotch[®]600, avec comme substrat son propre dos nettoyé, $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$ et $V = 0.73$ m s $^{-1}$.

Sur la figure 5.5, on montre une succession d'images prises au temps t_i , avec i compris entre 0 et 6, correspondant aux lignes vertes verticales sur la figure 5.4. Chaque image est séparée d'un temps $\Delta t = 0.05$ ms de la suivante. Pendant la phase de stick (t_1 et t_2), le front avance peu. Le ruban pelé apparaît très noir, avec des rugosités, ce qui met en évidence une propagation par cavitation. Pendant la phase de slip, chaque "marche" correspond à un saut du front de pelage. D'après Thoroddsen *et al.*, il s'agit de fractures transverses, qui s'amorcent à une distance caractéristique en avant du front, et qui se propagent à des vitesses d'environ 300 m s $^{-1}$ [58]. Pour les images présentées ici, nous n'avons pas la résolution temporelle suffisante pour les observer. Dans notre champ de vision, la position

du front de pelage est identique sur chaque ligne parallèle à la propagation du front, c'est pourquoi nous n'en considérons qu'une seule pour caractériser $\ell_f(t)$.

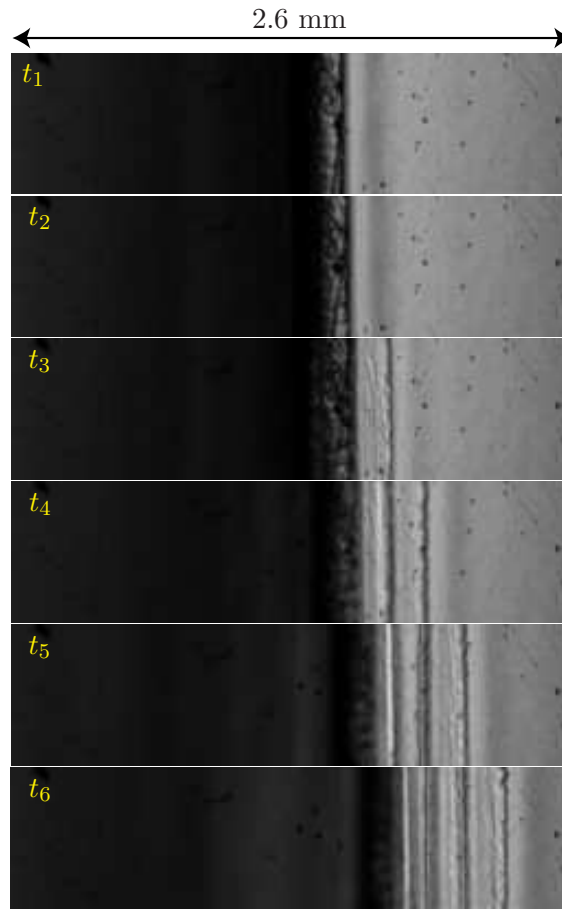


FIGURE 5.5 – Images correspondant au temps t_i (lignes verticales vertes sur la figure 5.4). En partant de la gauche on observe une zone noire, correspondant au ruban déjà pelé, puis une zone gris clair, correspondant au ruban encore collé. Les temps t_1 et t_2 sont durant la phase de stick, les temps suivants sont durant la phase de slip. Expérience réalisée avec du Scotch[®]600, avec comme substrat son propre dos nettoyé, $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$ et $V = 0.73$ m s⁻¹.

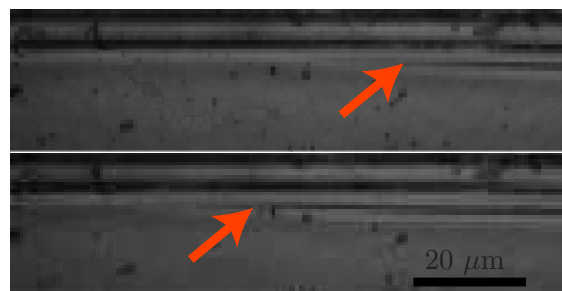


FIGURE 5.6 – Deux images successives, obtenues avec la résolution spatiale de $19 \mu\text{m}/\text{px}$ et une vitesse d'acquisition de 700 000 ips. Les flèches rouges indiquent la position de l'extrémité de la fracture transverse en train de se développer. Le front se propage ici de haut en bas. Expérience réalisée avec du Scotch[®]600, avec comme substrat son propre dos nettoyé, $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$ et $V = 4.2$ m s⁻¹.

Afin de mesurer nous-même la vitesse des ondes transverses, nous avons filmé l'avancée du front de pelage à une vitesse d'acquisition de 700 000 ips et une résolution de $19 \mu\text{m}/\text{px}$.

Un exemple de deux images consécutives obtenues est montré sur la figure 5.6. Le front se propage alors de haut en bas, et on voit deux lignes noires caractéristiques de fractures transverses s'étant propagées sur toute la largeur du front. Une troisième fracture transverse est visible, son extrémité étant montrée par la flèche rouge. On voit que cette fracture avance de droite à gauche entre les deux images. Une telle succession d'images permet de déduire une vitesse transverse $V_t = 650 \text{ m s}^{-1}$. L'ordre de grandeur est le même que dans les expériences décrites par Thoroddsen *et al.* (ils trouvaient $V_t \approx 300 \text{ m s}^{-1}$), le fait qu'on trouve une vitesse deux fois plus élevée n'est pas aberrant compte tenu du fait que le substrat et l'angle de pelage sont différents. Il est difficile de faire une analyse statistique de cette vitesse transverse à cause de la qualité médiocre des images, due à une trop faible résolution spatiale. À partir des données de quelques expériences, V_t semble indépendante de la vitesse imposée V , et on obtient en moyenne $V_t = 620 \pm 175 \text{ m s}^{-1}$.

En considérant une vitesse transverse $V_t = 620 \text{ m s}^{-1}$, le temps nécessaire pour que la fracture transverse se propage sur la largeur $b = 19 \text{ mm}$ de la bande est d'environ $30 \mu\text{s}$, ce qui correspond environ au temps d'attente entre deux sauts (cf figure 5.4). L'origine de ces "temps d'attente" pourrait être attribuée à deux mécanismes différents : ils peuvent correspondre à des événements de stick (le front est arrêté avant de se propager rapidement) ou simplement au temps de propagation de la fracture transverse sur la largeur du ruban. Pour différencier les deux mécanismes, nous avons effectué des expériences sur des bandes coupées de largeur 1.9 mm . Nous observons alors la bande dans toute sa largeur, ce qui permet de voir qu'une fracture transverse se propage sur toute la bande en 2 images, correspondant à un temps de $3 \mu\text{s}$ et donc à une vitesse proche de 600 m s^{-1} . On observe ensuite un temps d'attente de $44 \mu\text{s}$ pendant lequel le front n'avance pas. On retrouve donc le même temps caractéristique que pour une bande de largeur 19 mm , où on n'observait qu'une partie de la bande totale. Cela montre que ces fractures transverses suivent bien une dynamique de stick-slip, et nous les appellerons donc "micro stick-slips". Dans la suite, pour distinguer les stick-slips aux deux échelles, nous parlerons de "macro stick-slip" pour le stick-slip à l'échelle de la milliseconde décrit dans les chapitres précédents.

5.3 Domaine d'existence de la micro instabilité

Nous avons montré sur la figure 5.4 qu'il existe deux comportements différents pour la propagation du front de pelage à petites échelles temporelle et spatiale : continue (sans micro stick-slip) ou saccadée (avec micro stick-slip). Dans cette partie, nous allons présenter deux séries d'expériences à $L = 70 \text{ cm}$ et $L = 100 \text{ cm}$, pour $\theta = 90^\circ$ et différentes vitesses afin de caractériser le comportement de la propagation du front en fonction de la vitesse. L'adhésif utilisé est le Scotch®600, pelé sur son propre dos nettoyé à l'éthanol.

La première série, à $L = 100 \text{ cm}$, est faite à vitesse contrôlée, et nous permet d'atteindre une vitesse de $V = 15 \text{ m s}^{-1}$. Cette série nous donne accès à la nature macroscopique du pelage, c'est-à-dire s'il y a du macro stick-slip ou non. Comme décrit dans les chapitres précédents, on considère le pelage régulier quand les fluctuations sur la vitesse du front v_f sont inférieures à 20%. Lorsque les fluctuations sont plus importantes, on a du macro stick-slip. On définit alors les vitesses caractéristiques v_{stick} et v_{slip} , correspondant aux vitesses moyennes sur un événement de stick ou de slip (on considère ici un critère de séparation entre stick et slip donné par $v_f = V$). On trace sur la figure 5.7, en fonction de V , les vitesses caractéristiques v_{stick} et v_{slip} lorsqu'il y a du macro stick-slip, et la vitesse moyenne $\langle v_f \rangle$ lorsque le pelage est régulier. On observe que le pelage est régulier pour $V \leq 0.26 \pm 0.05 \text{ m s}^{-1}$, et qu'il y a du macro stick-slip pour $0.26 \pm 0.05 \leq V \leq 5.6 \pm 1.4 \text{ m s}^{-1}$.

Pour $V = 4.19 \text{ m s}^{-1}$, on observe deux comportements différents selon les expériences, ce qui indique que l'on est dans un régime bistable.

Connaître la vitesse imposée est essentiel pour déterminer le seuil de disparition du stick-slip. En effet, pour $V > 1 \text{ m s}^{-1}$, dans ces conditions d'expériences, nous avons vu au chapitre 3 que T_{ss} sature à environ 4 ms (cf figure 3.19). On sait de plus que $A_{ss} = VT_{ss}$, ce qui donne des amplitudes de stick-slip de 4 mm pour $V = 1 \text{ m s}^{-1}$. Notre champ de vision étant de 2.6 mm, observer uniquement une propagation rapide saccadée sur toute la durée de l'expérience ne nous permet donc pas de conclure sur la nature du pelage. Par contre, si la vitesse moyenne du front de pelage est égale à V , nous pouvons déduire que le pelage est globalement régulier, sans stick-slip. La vitesse de disparition du stick-slip correspond alors à $V = 5.6 \pm 1.4 \text{ m s}^{-1}$, avec une vitesse de slip $v_{slip} = 8.5 \pm 1.1 \text{ m s}^{-1}$. Les valeurs seuils de l'instabilité de macro stick-slip sont relativement cohérentes avec celles trouvées dans l'expérience à angle contrôlé : on avait alors l'apparition pour $V = 0.135 \pm 0.005 \text{ m s}^{-1}$ et la disparition pour $V = 3.67 \pm 0.03 \text{ m s}^{-1}$. Les différences observées pourraient venir des différentes provenances des lots d'adhésif, ou du vieillissement des adhésifs. En effet, les expériences du chapitre 3 ont été effectuées avec des rouleaux neufs, alors que pour les expériences présentées ici, les rouleaux ont été stockés pendant deux ans après leur achat.

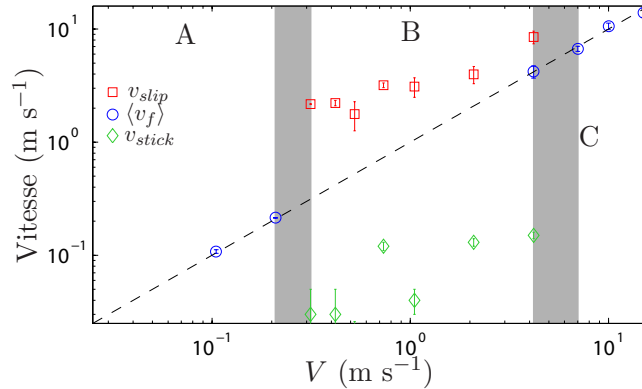


FIGURE 5.7 – Pour les expériences sans macro stick-slip, moyenne $\langle v_f \rangle$ de la vitesse du front en fonction de V , la vitesse imposée. Pour les expériences avec macro stick-slip, v_{stick} et v_{slip} en fonction de V . On distingue trois régions distinctes caractérisant le comportement macroscopique du front de pelage : A : $V \leq V_{app}$, pelage régulier ; B : $V_{app} \leq V \leq V_{disp}$, macro stick-slip ; C : $V \geq V_{disp}$, pelage régulier. La ligne tiretée bleue correspond à $v_f = V$.

La deuxième série est faite à $L = 70 \text{ cm}$, mais la vitesse imposée n'est pas contrôlée. Le moteur utilisé, accouplé à un axe d'enroulement de rayon 5 cm, peut atteindre des vitesses de 47 m s^{-1} (9000 trs/min). Cependant, pour atteindre ces vitesses, le temps d'accélération est de plusieurs centaines de milli-secondes. Si le ruban était collé à l'axe d'enroulement dès le début de l'accélération, il faudrait qu'il fasse plusieurs dizaines de mètres de longueur, ce qui n'est pas envisageable. La procédure choisie est donc de laisser tourner le moteur à la vitesse voulue et de venir y coller le ruban de manière rapide. Cette procédure ne permet pas de connaître avec certitude la vitesse appliquée au ruban. L'expérience étant sur de très faibles distances et durées, nous considérerons que la vitesse imposée V est quasi constante. Le paramètre de contrôle considéré ici est v_m , la moyenne de la vitesse de propagation du front mesuré pour un comportement microscopique défini (continu ou saccadé). Cette moyenne est faite à une échelle de temps plus petite que celle du macro stick-slip, environ $500 \mu\text{s}$. Pour les expériences avec macro stick-slip, on aura v_m égale à v_{stick} ou v_{slip} , tandis que, pour les expériences sans macro stick-slip v_m sera égale à la moyenne de v_f sur toute l'expérience (cf figure 5.7).

On trace sur la figure 5.8 le comportement microscopique du front en fonction de v_m . On superpose des lignes verticales correspondant aux seuils d'apparition et de disparition du macro stick-slip (correspondant aux frontières entre les régions A, B et C de la figure 5.7). Pour $6 \times 10^{-3} \leq v_m \leq 0.21 \text{ m s}^{-1}$, on observe un pelage continu, qui correspond soit à des expériences sans macro stick-slip, soit à des phases de macro stick. Pour $0.21 < v_m \leq 20 \text{ m s}^{-1}$ on observe une propagation saccadée, typique du micro stick-slip. Pour $v_m \leq 8.5 \pm 1.1 \text{ m s}^{-1}$, cette propagation saccadée correspond soit à une phase de slip dans du macro stick-slip (pour $V \leq 5.6 \pm 1.4 \text{ m s}^{-1}$), soit à une expérience sans macro stick-slip ($5.6 \pm 1.4 \leq V \leq 8.5 \pm 1.1 \text{ m s}^{-1}$). Pour $8.5 \pm 1.1 \leq v_m \leq 20 \text{ m s}^{-1}$, on sait que le pelage macroscopique est régulier ; il existe cependant une instabilité à l'échelle microscopique via la propagation saccadée du front. Nous pouvons en déduire que le micro stick-slip n'est pas nécessairement lié au macro stick-slip : il existe aussi dans le cas d'un pelage stable. Pour des vitesses $v_m > 20 \text{ m s}^{-1}$, la propagation du front est continue. Cette vitesse de disparition du micro stick-slip est proche de la vitesse de la seconde branche croissante de la courbe $\Gamma(V)$, mesurée en géométrie rouleau (cf figure 2.4). Le micro stick-slip pourrait donc être un comportement associé à la branche décroissante de la courbe $\Gamma(V)$.

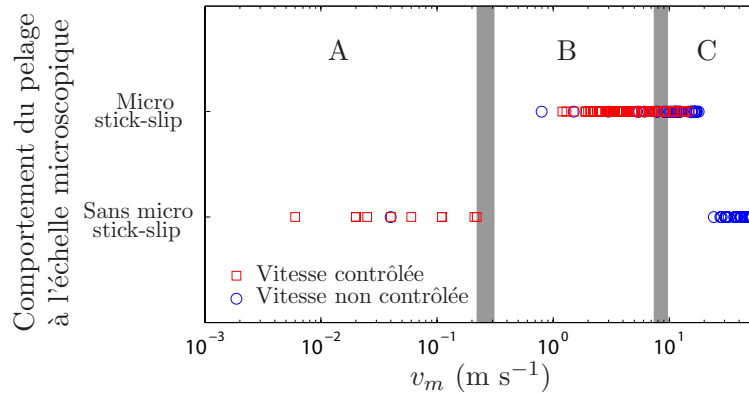


FIGURE 5.8 – Comportement microscopique du pelage en fonction de v_m . Expériences réalisées avec $\theta = 90^\circ$ et le Scotch[®]600. Les carrés rouges correspondent à des expériences à vitesse V contrôlée, avec $L = 1 \text{ m}$. Les cercles bleus correspondent à des expériences où la vitesse V n'est pas contrôlée, mais supposée constante sur toute l'expérience, avec $L = 70 \text{ cm}$. Les régions A, B et C sont caractéristiques du comportement macroscopique, et sont décrites sur la figure 5.7.

On ne voit pas de différence pour les seuils entre les deux séries pour deux longueurs différentes. Ce résultat était attendu, puisque dans l'expérience du chapitre précédent, la longueur n'avait pas d'impact sur les seuils pour $L \geq 20 \text{ cm}$.

5.4 Caractérisation du micro stick-slip

Nous allons à présent mesurer l'amplitude A_{mss} et la durée T_{mss} des micro stick-slips. Pour cela, on calcule la vitesse de propagation du front v_f en dérivant la position ℓ_f , et on définit le début d'un micro stick-slip comme le moment où $v_f = V_{mss}$ et $\frac{dv_f}{dt} > 0$, avec V_{mss} choisi arbitrairement égal à 10 m s^{-1} . On trace sur la figure 5.9 la position et la vitesse du front pour $L = 1 \text{ m}$ et $V = 0.73 \text{ m s}^{-1}$. La ligne tiretée noire correspond à la vitesse seuil choisie et les cercles rouges au début de chaque micro stick-slip. Les périodes et les amplitudes semblent régulières sur toute l'expérience.

Pour un système adhésif-substrat et un ensemble de paramètres (L, V, θ) donnés, on effectue une série d'expériences afin de calculer les distributions des amplitudes et des durées

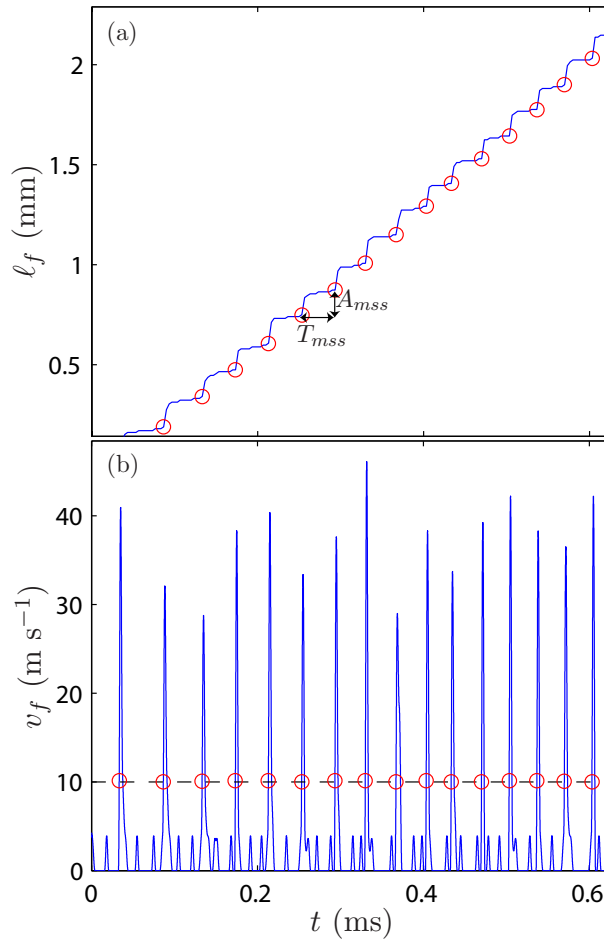


FIGURE 5.9 – Position (a) et vitesse (b) du front de pelage en fonction du temps pour $L = 1$ m et $V = 0.73$ m s⁻¹. Sur (b) la ligne tiretée correspond au seuil choisi pour séparer les micro stick-slips : $V_{mss} = 10$ m s⁻¹. Les cercles rouges correspondent au début de chaque micro stick-slip.

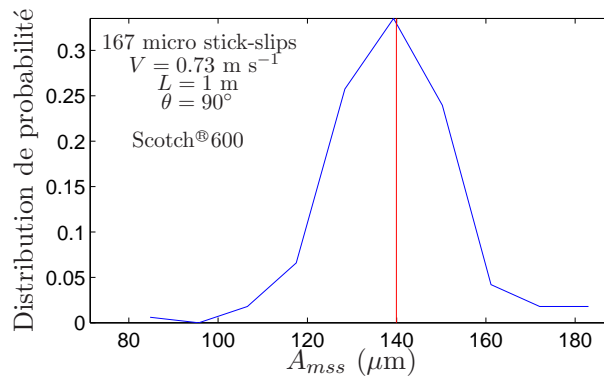


FIGURE 5.10 – Distribution de probabilité des amplitudes de micro stick-slips A_{mss} . La distribution est calculée à partir de 167 événements, correspondant à 12 expériences, réalisées avec du Scotch[®]600, avec comme substrat son propre dos nettoyé, avec $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$ et $V = 0.73$ m s⁻¹, soit $v_m = 3.24 \pm 0.17$ m s⁻¹.

des micro stick-slips. On obtient des distributions statistiques, avec une moyenne correspondant à la valeur la plus probable. Un exemple d'une telle distribution est représenté sur la figure 5.10. On trouve des distributions de forme identique pour les durées. Dans la

suite, les valeurs représentées correspondront à la valeur moyenne, avec des barres d'erreur correspondant à l'écart-type. Sauf indication contraire, les moyennes sont calculées sur une centaine d'événements.

5.5 Influence des paramètres sur la taille et la durée des micro stick-slips

Nous souhaitons comprendre l'influence des paramètres L , θ et V sur les grandeurs A_{mss} et T_{mss} . Pour cela, nous effectuons une série d'expérience avec un système donné : le Scotch[®]600, sur un substrat Scotch[®]600, nettoyé à l'éthanol (n).

5.5.1 Influence de la longueur

Pour étudier l'influence de la longueur, nous mettons en place une série d'expériences à angle fixé $\theta = 90^\circ$.

Longueurs $L \geq 15$ cm

Dans un premier temps, nous fixons $V = 1 \text{ m s}^{-1}$, $\theta = 90^\circ$ et nous faisons varier la longueur L entre 15 et 100 cm. On observe sur la figure 5.11 que l'amplitude semble indépendante de la longueur L . Les périodes semblent aussi indépendantes de L , mais les écarts-types sont plus importants. On remarque que cette indépendance des périodes de micro stick-slip avec L est à l'opposé de la dépendance linéaire de la période de macro stick-slip.

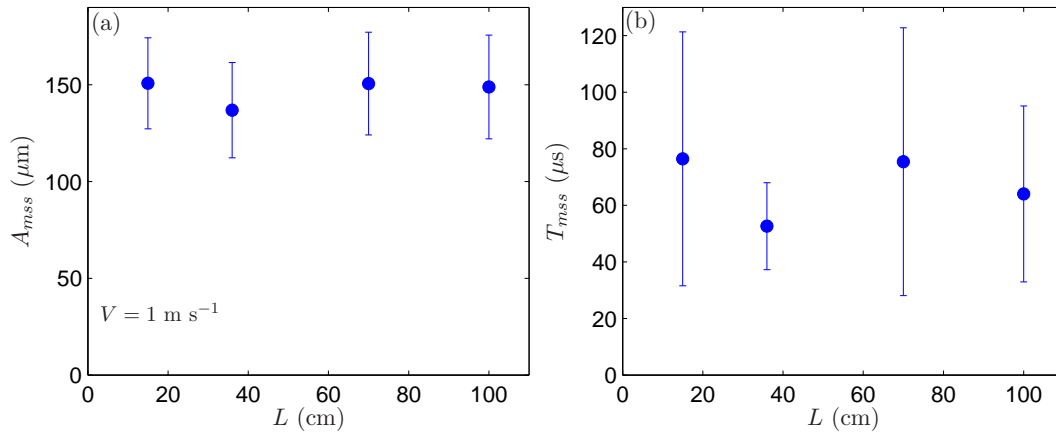


FIGURE 5.11 – A_{mss} (a) et T_{mss} (b) fonction de L pour $V = 1 \text{ m s}^{-1}$, $\theta = 90^\circ$ et le Scotch[®]600.

Petite longueur : $L = 10$ cm

Nous avons vu précédemment que les amplitudes de macro stick-slip augmentaient linéairement avec L (pour la géométrie sur substrat plan, la figure 3.18(a) montre que T_{ss} est proportionnel à L , et la figure 3.6 montre que $A_{ss} = VT_{ss}$). Comme l'amplitude des micro stick-slip A_{mss} est, au contraire, indépendante de L , on en déduit que le nombre de micro stick-slips dans un macro slip diminue quand L diminue. Nous allons à présent nous intéresser à de faibles longueurs L , afin d'observer la dynamique de pelage quand les amplitudes de micro et macro stick-slip sont presque égales. Il faut être conscient que, pour $L = 10$ cm, les variations de longueur et d'angle durant l'expérience sont plus importantes :

L varie de 0.8% durant l'expérience, et de 0.007% dans notre champ de visualisation ; θ varie de 8% durant l'expérience, et de 0.8% dans le champ de visualisation.

Pour $L = 10$ cm et $\theta = 90^\circ$, on observe du stick-slip (micro et macro) pour $V \geq 0.55$ m s⁻¹. Pour $V = 0.55$ m s⁻¹, un cycle de macro stick-slip est composé d'un ou deux micro stick-slips, avec une amplitude $A_{ss} = 367 \pm 20$ μm (cf figure 5.12(a)). Comme il existe des macro stick-slips avec un seul micro-slip on ne peut pas évaluer A_{mss} , mais seulement A_{mslip} , l'amplitude des micro slips. On a $A_{mslip} = 155 \pm 67$ μm . Il est intéressant de noter que les deux premiers macro stick-slips sont composés d'un seul micro slip. Contrairement aux micro slips observés précédemment, le front n'avance pas de manière instantanée, mais il avance progressivement. C'est aussi le cas pour le deuxième micro-slip dans les slips suivants. Cela est peut être dû au fait qu'on est proche du seuil de l'instabilité, et que le micro et le macro stick-slip ont des amplitudes similaires, si bien que les mécanismes à l'origine des deux phénomènes pourraient se mélanger.

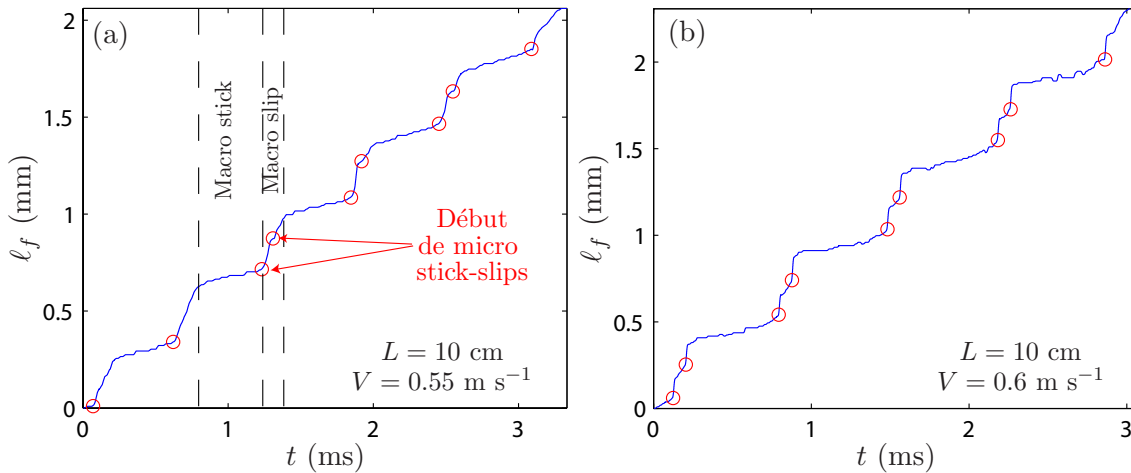


FIGURE 5.12 – Position du front de pelage ℓ_f en fonction du temps pour $L = 10$ cm et $V = 0.55$ m s⁻¹ (a) ou $V = 0.6$ m s⁻¹ (b). Les cercles rouges représentent le début des événements de micro stick-slip.

Pour $V = 0.6$ m s⁻¹, on observe des événements de macro slips avec systématiquement deux micro stick-slips (cf figure 5.12(b)). Les fractures transverses apparaissent alors instantanément, comme observé aux plus grandes longueurs. On a $A_{mss} = 186 \pm 15$ μm (moyenne effectuée sur 4 événements), ce qui est compatible avec les données de la figure 5.11(a).

On n'observe donc pas de stick-slip (macro ou micro) pour $V \leq 0.5$ m s⁻¹. Pour ces vitesses, on est pourtant dans la branche décroissante de la courbe $G(V)$. On a en effet mesuré cette branche dans cette géométrie, avec $L = 1$ m (cf figure 2.4) et on a montré dans le chapitre 2 qu'elle ne dépendait pas de la longueur. La branche décroissante de $G(V)$ commence à $V \approx 0.2$ m s⁻¹. Des expériences ont été faites sur le dispositif de pelage sur substrat plan, à angle contrôlé, pour cette longueur, elles sont présentées dans l'annexe A. On observe alors sur la figure A.18(a) que, pour $V \approx 0.5$ m s⁻¹, T_{ss} tend vers une constante quand V augmente. On a donc une amplitude de macro stick-slip A_{ss} qui diminue quand V diminue, les amplitudes de macro slip devraient donc devenir plus faibles que A_{mss} pour des vitesses plus faibles. Cela semble impossible, puisque l'instabilité disparaît pour $V \leq 0.5$ m s⁻¹. Cela suggère que l'instabilité de macro stick-slip pourrait être empêchée par la quantification en micro stick-slips : on ne peut pas avoir de slip d'amplitude inférieure à A_{mss} .

5.5.2 Influence de la vitesse

Nous fixons maintenant $L = 1$ m et faisons varier V pour le même système que dans la partie précédente : le Scotch[®]600, sur un substrat Scotch[®]600, nettoyé à l'éthanol. On va considérer comme paramètre de contrôle v_m , la valeur de la vitesse du front v_f moyennée sur plusieurs événements de micro stick-slips. En tenant compte des barres d'erreur, on observe sur la figure 5.13(a) que A_{mss} est indépendante de v_m . En moyenne, on obtient, sur toutes les expériences, $\langle A_{mss} \rangle = 120 \pm 14 \mu\text{m}$ (ligne tiretée rouge sur la figure 5.13(a)). La figure 5.13(b) montre que T_{mss} est proportionnel à $1/v_m$, ce qui confirme que A_{mss} est indépendant de v_m (on a $\langle A_{mss} \rangle = v_m T_{mss}$).

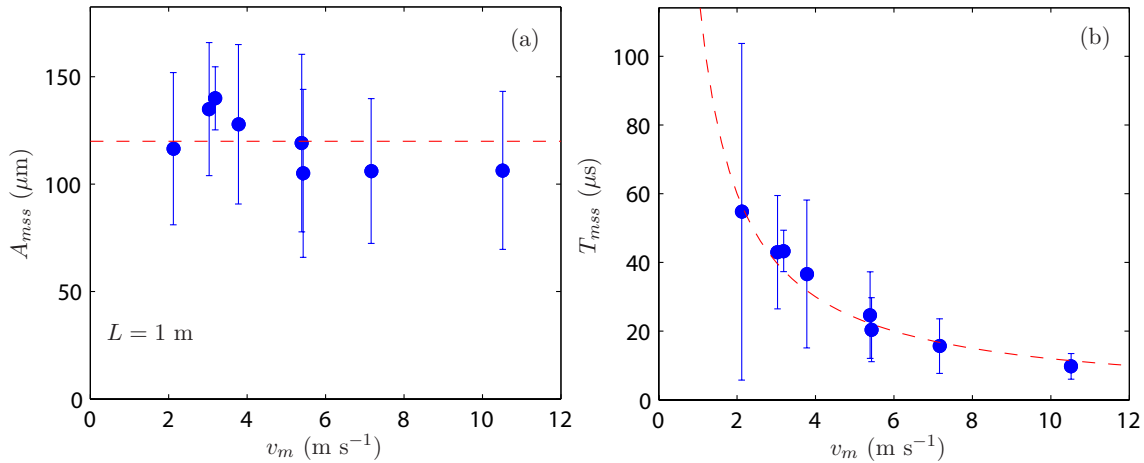


FIGURE 5.13 – A_{mss} (a) et T_{mss} (b) fonction de v_m . La ligne tiretée correspond la moyenne de l'amplitude sur toutes les expériences $\langle A_{mss} \rangle = 120 \pm 14 \mu\text{m}$ (a) ou à $T_{mss} = \langle A_{mss} \rangle / v_m$ (b). Les expériences ont été réalisées avec $L = 1$ m, $\theta = 90^\circ$ et le Scotch[®]600.

5.5.3 Influence de l'angle

Nous effectuons une série d'expériences pour $V = 1 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1$ m et différents angles θ . La variation de longueur (resp. d'angle) dans une expérience est au plus de 1.1% (resp. 12%) en parcourant le substrat entièrement, et au plus de 0.1% (resp. 8%) dans le champ de vision.

Dans le cas où $\theta = 120^\circ$, il est difficile de repérer le front de pelage de manière automatique (le ruban pelé se retrouve dans le champ de la caméra). Nous avons observé la présence de micro stick-slips, mais les difficultés expérimentales ne nous ont pas permis d'estimer les valeurs caractéristiques de la micro instabilité.

Pour $\theta = 30^\circ$, nous savons que les vitesses de slip sont très importantes, de l'ordre de 40 m s^{-1} (cf figure 3.15). En visualisant le front, on observe que, pendant un slip, il se propage de manière continue. Ceci est compatible avec les résultats de la figure 5.8 : l'existence des micro stick-slips n'est pas liée au macro stick-slip mais à la vitesse de pelage. Pour des angles $\theta \geq 60^\circ$, on a des vitesses de slip entre 1 et 20 m s^{-1} et on observe alors des franges ; pour $\theta = 30^\circ$, on a des vitesses de slip supérieures à 20 m s^{-1} et on observe une propagation continue du front.

Dans le tableau 5.1, on reporte les valeurs obtenues pour l'amplitude A_{mss} pour $\theta = 60^\circ$ et 90° . Compte tenu des barres d'erreur, A_{mss} semble ne pas dépendre de θ pour les deux valeurs étudiées.

θ ($^\circ$)	$A_{m,ss}$ (μm)
60	123 ± 37
90	135 ± 31

TABLE 5.1 – $A_{m,ss}$ pour deux angles θ , pour $V = 1 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$ et le Scotch[®]600, avec comme substrat son propre dos nettoyé à l'éthanol.

5.5.4 Influence du système adhésif-substrat

Description des systèmes

Nous avons fait des séries d'expériences avec différents Scotch[®] que l'on peut trouver dans le commerce. Leur propriétés sont indiquées dans le tableau 5.2. Ces adhésifs ont tous la même largeur $b = 19 \text{ mm}$, par contre les autres propriétés varient.

Nom	Dos	Adhésif	Épaisseur dos e (μm)	Épaisseur totale (μm)	Module d'Young E (GPa)
600	UPVC	Acrylic	34 ± 1.2	50.2 ± 1.2	1.41 ± 0.11
550	BOPP Bioriented Polypropylene	Synthetic Acrylic	30.8 ± 1.6	49.2 ± 1.2	2.67 ± 0.32
810	Matte acetate of cellulose	Synthetic acrylics	38 ± 2	62.5	1.64 ± 0.02

TABLE 5.2 – Propriétés des différents adhésifs commerciaux utilisés.

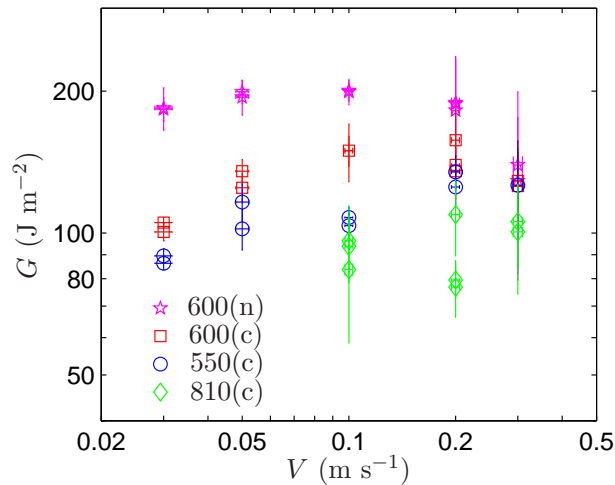


FIGURE 5.14 – $G = F/b$, avec F la force moyenne de pelage, en fonction de V , pour les différents systèmes adhésif-substrat. Pour le Scotch[®]600, 2 manières de préparer le substrat (dos du Scotch[®]600) sont utilisées. Dans le cas (n), le substrat est nettoyé à l'éthanol et gardé identique entre les différentes expériences. Pour le cas (c), le substrat est changé entre chaque expérience. Expériences réalisées avec $V = 0.73 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 90^\circ$.

Le substrat utilisé est le dos du Scotch[®]600. Nous remarquons que les différents adhésifs laissent des traces (résidus d'adhésifs) sur le substrat. Pour plus de reproductibilité, nous avons donc changé le substrat entre chaque expérience. Nous avons effectué des séries d'expériences avec les Scotch[®]600, 550 et 810 sur un substrat changé entre chaque expérience, noté (c). D'autre part, nous allons comparer ces systèmes aux expériences précédentes, effectuées sur le Scotch[®]600 pelé depuis son propre dos nettoyé à l'éthanol (substrat noté (n)).

Avec notre dispositif expérimental, nous pouvons mesurer la force au niveau du moteur d'enroulement à l'aide d'un couplemètre (SCAIME DR2500). En mesurant la force moyenne au cours d'une expérience, on peut tracer la courbe $F(V)$. Comme la plaque est petite (2.6 cm), nous ne pouvons pas mesurer la force pour des vitesses supérieures à 0.3 m s^{-1} . En effet, pour tous les systèmes utilisés, le stick-slip apparaît pour des vitesses aux alentours de 0.2 m s^{-1} . On a alors de larges fluctuations de la force dues au stick-slip. Pour des vitesses d'environ 0.3 m s^{-1} , les durées de stick-slip sont du même ordre que celle de l'expérience. On ne peut donc pas obtenir une moyenne satisfaisante pour la force de pelage. Pour les différents systèmes adhésif-substrat étudiés, on mesure la courbe $G(V) = \frac{F(V)}{b}$ à $\theta = 90^\circ$ pour $V \leq 0.3 \text{ m s}^{-1}$. On observe sur la figure 5.14 que les niveaux de force sont différents pour les différents systèmes. En particulier, la force d'adhésion est plus élevée après avoir nettoyé le substrat à l'éthanol. Ce résultat est assez prévisible : les dos des adhésifs industriels sont recouvert d'un revêtement anti-adhésif pour aider au décollement. En nettoyant le substrat à l'éthanol, on enlève ce revêtement et on augmente donc l'adhésion.

Étude du micro-stick-slip

De la même manière que précédemment, on mesure l'amplitude du micro stick-slip A_{mss} pour les différents systèmes. Les valeurs correspondantes sont reportées dans le tableau 5.3. Chaque système ayant des propriétés différentes, il est logique de trouver des valeurs de l'amplitude différentes.

Type adhésif	Substrat	A_{mss} (μm)
600	(n)	139 ± 15
600	(c)	181 ± 55
550	(c)	200 ± 52
810	(c)	277 ± 82

TABLE 5.3 – A_{mss} en fonction du système adhésif-substrat. Pour le Scotch[®]600, 2 manières de préparer le substrat (dos du Scotch[®]600) sont utilisées. Les deux substrats utilisés sont : (n) le substrat est nettoyé à l'éthanol et gardé identique entre les différentes expériences; (c) le substrat est changé entre chaque expérience. Expériences réalisées avec $V = 0.73 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 90^\circ$.

5.6 Visualisation de côté

5.6.1 Profils du ruban

Pour mieux comprendre la dynamique de propagation des micro stick-slips, on place la caméra perpendiculairement au substrat afin d'observer le mouvement du ruban de côté (cf figure 5.1). On filme à 150 000 (resp. 300 000) images par secondes pour des images de taille 512×80 pixels (resp. 256×64 pixels) et une résolution de $4 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Un exemple d'image obtenue est montré sur la figure 5.15(a).

Pour analyser les images, on effectue un seuillage des niveaux de gris afin de repérer le bord du ruban. Comme l'adhésif peut être endommagé pendant le pelage, il peut apparaître rugueux. Pour faciliter l'analyse d'image, on choisit donc d'extraire le profil du dos de l'adhésif pelé (cf ligne rouge sur la figure 5.15(b)).

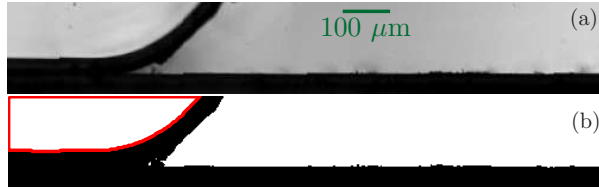


FIGURE 5.15 – (a) Image typique d’une expérience de visualisation de côté avec le Scotch[®]600, sur le substrat (n). (b) Image seuillée pour extraire le profil, représenté par le trait rouge.

On repère le profil sur chaque image du film, et on trace sur la figure 5.16 l’évolution temporelle de ce profil pour le Scotch[®]600, pelé depuis le substrat (n), avec $V = 0.73 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 90^\circ$. Le ruban se déplace de droite à gauche. Au début de l’expérience, on observe de nombreux profils rapprochés les uns des autres, le ruban avance donc peu (de 0.4 mm) pendant une longue durée (environ 4 ms) : il s’agit d’un événement de stick. On observe ensuite peu de profils sur une grande distance, ce qui correspond à un ruban qui avance rapidement (de 0.9 mm en 0.3 ms) lors d’une phase de slip. Pendant cette phase de slip, on voit les micro slips, caractérisés par une avancée rapide du profil entre deux images. La distance parcourue pendant de tels micro slips est égale à l’amplitude A_{mss} , mesurée en visualisant le front. La superposition des profils autour de $y = 0.1 \text{ mm}$ correspond au substrat. À cause de poussières ou de faibles vibrations, le substrat apparaît à différents niveaux selon les images, d’où une superposition de profils sur une plage de 16 μm , correspondant à 4 pixels.

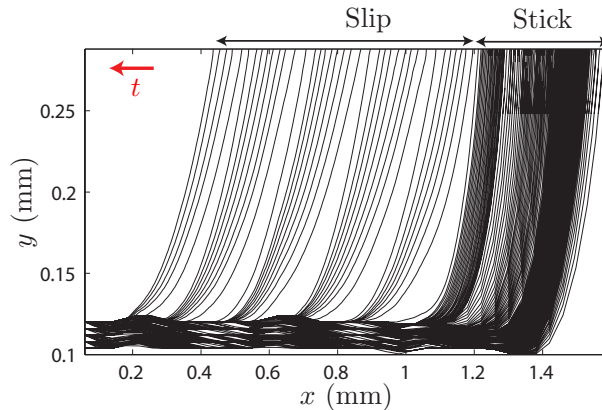


FIGURE 5.16 – Profils extraits d’une expérience de visualisation de côté, pour le Scotch[®]600 sur substrat (n), avec $V = 0.73 \text{ m s}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$ et $\theta = 90^\circ$. Le ruban avance de la droite vers la gauche. On observe un événement de stick (le front avance peu pendant une longue durée) et un événement de slip (le front avance beaucoup, rapidement).

5.6.2 Extraction de la force de pelage

Nous allons à présent extraire la force de pelage à partir des profils du ruban. Pour ce faire, nous allons utiliser l’approximation d’un ruban inextensible, de longueur L grande devant une longueur caractéristique de la courbure $r = \sqrt{\frac{EI}{F}}$, avec I le moment d’inertie de la section du ruban, $I = \sqrt{\frac{be^3}{12}}$. Cette dernière hypothèse est vérifiée dans nos expériences, puisque $r \simeq 1 \text{ mm}$ pour une force minimale d’environ 0.1 N, et les expériences ont été réalisées avec $L = 1 \text{ m}$. Nous allons considérer le ruban adhésif comme une ligne élastique soumise à une force F , représentée sur la figure 5.17. Chaque point M de la ligne a une

abscisse curviligne s et un angle de rotation α . L'équation de l'elastica donne l'évolution de α en fonction de s (le détail des calculs est présenté en Annexe B) :

$$\alpha = \theta - 4 \operatorname{atan} \left(e^{-s/r} \tan \frac{\theta}{4} \right), \quad (5.1)$$

avec $r = \sqrt{\frac{EI}{F}}$ et $I = \sqrt{\frac{be^3}{12}}$.

Nous allons calculer α et s à partir des profils extraits des images. Nous allons devoir utiliser les différentielles de x et y . Les images étant assez pixelisées nous allons lisser x et y sur une vingtaine de pixels. Nous calculons ensuite :

$$\tan \alpha = \frac{dy}{dx}, \quad (5.2)$$

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2}, \quad (5.3)$$

$$s = \int_0^s ds. \quad (5.4)$$

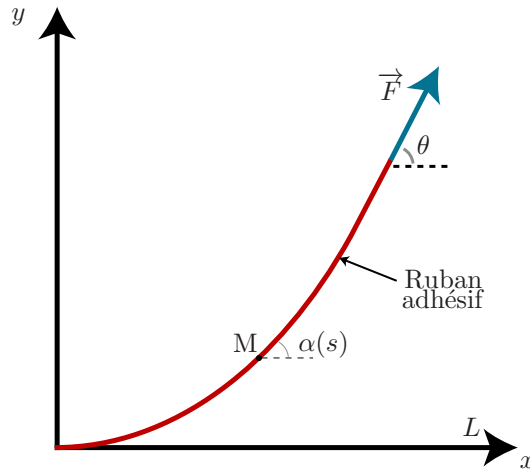


FIGURE 5.17 – Schématisation du ruban adhésif comme une ligne élastique au bout de laquelle on applique une force F avec un angle θ par rapport à l'horizontale. Chaque point M de la ligne a une abscisse curviligne s et un angle de rotation α .

On trace sur la figure 5.18 une courbe $\alpha(s)$ obtenue pour un profil typique de l'expérience de la figure 5.16 (points noirs). On définit comme le point $(0, 0)$ le point de pelage, c'est-à-dire le premier point pour lequel on a $dy > 0$. On effectue ensuite un ajustement de cette courbe avec l'équation (5.1), avec F comme paramètre d'ajustement. Cet ajustement est montré en ligne rouge tiretée sur la figure 5.18, pour une force $F = 0.34$ N.

On fait le même ajustement pour tous les profils d'une expérience, et on en déduit l'évolution de la force en fonction du temps. Une telle courbe est montrée sur la figure 5.19, pour la même expérience que la figure 5.16. On superpose la valeur $F_a = G_a b$ (correspondant au moment où la courbe de force moyenne $F(V)$ devient décroissante) mesurée indépendamment au niveau de l'enrouleur à l'aide d'un couplemètre (cf figure 5.14). Pendant la phase de stick, la force augmente en moyenne, jusqu'à atteindre une valeur proche de F_a . Les fluctuations de la force, en particulier au début du stick (vers $t = 0.5$ ms), pourraient être causées par le passage de l'onde déclenchée à la fin d'un événement de slip, lorsque le front ralentit brutalement pour entrer dans une phase de stick. À la fin de la phase de stick, la force chute brutalement, ce qui correspond au premier micro slip. La

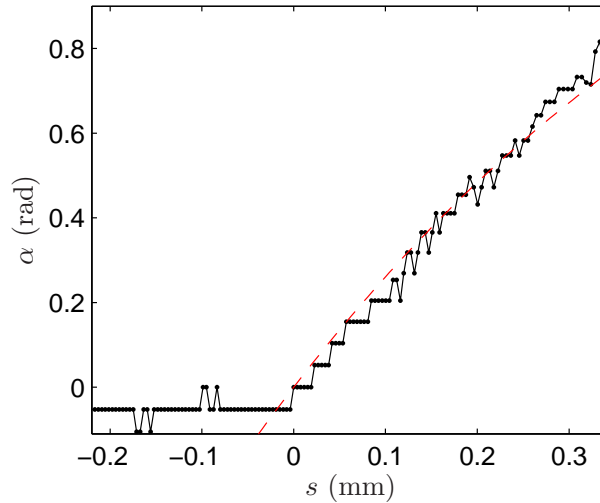


FIGURE 5.18 – Angle de rotation α en fonction de l’abscisse curviligne s . Les points noirs sont calculés à partir des profils expérimentaux, la ligne tiretée rouge représente un ajustement selon l’équation (5.1), avec $F = 0.34$ N.

chute de force correspond au relâchement presque total de l’énergie élastique d’allongement stockée dans le ruban, puisqu’on passe de $F \approx F_a$ à F proche de zero. On observe ensuite une légère oscillation de la force pendant la phase de slip. Nous allons étudier cette phase plus en détail dans la partie suivante.

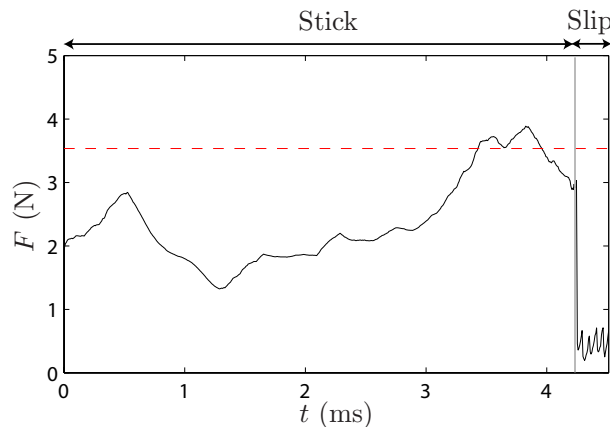


FIGURE 5.19 – Force de pelage F en fonction du temps t pour la même expérience que la figure 5.16. La ligne tiretée rouge correspond à $F_a = bG_a$ mesurée indépendamment (cf figure 5.14).

5.6.3 Évolution de la force pendant un évènement de slip

On s’intéresse à présent uniquement à la phase de slip. Sur la figure 5.20, on trace l’évolution du profil du ruban, ainsi que la courbe $F(t)$ pendant la phase de slip correspondant à l’expérience de la figure 5.16. Chaque micro slip est visible sur l’évolution des profils, puisqu’il correspond à une avancée importante du profil entre deux images. On identifie les profils juste avant un micro slip (couleurs chaudes) et juste après (couleurs froides). On superpose à la courbe $F(t)$ les points correspondant dans des couleurs identiques. Le premier micro slip est caractérisé par une importante chute de la force de $F \simeq F_a$ à $F \simeq 0.5$ N. Ensuite chaque micro stick est accompagné d’une augmentation progressive de la force, et chaque micro slip déclenche une chute brutale de la force. Les forces

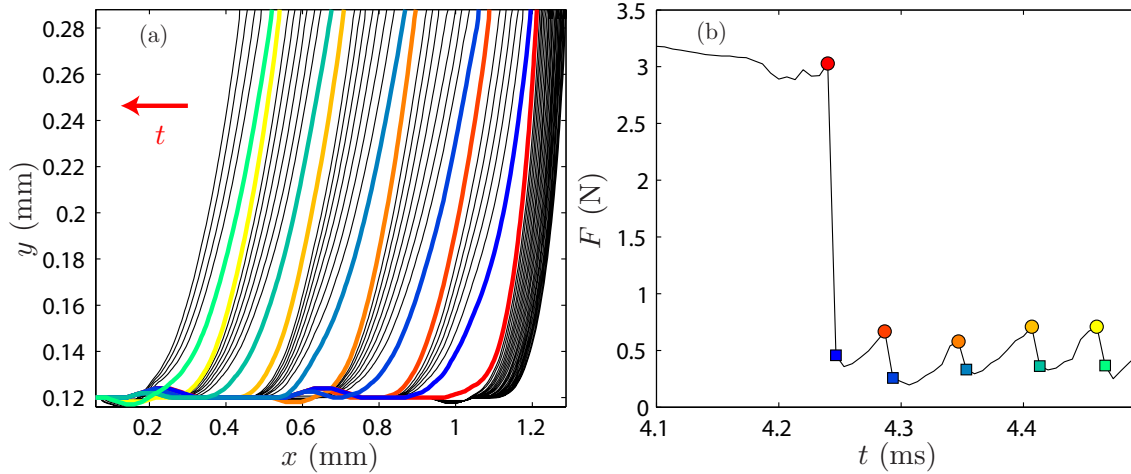


FIGURE 5.20 – Profils du ruban (a) et force de pelage F en fonction du temps t (b) pour la même expérience que les figures 5.16 et 5.19, pendant l'événement de slip. On identifie les profils juste avant et juste après les micro slips par des couleurs identiques sur les figures (a) et (b). Les couleurs chaudes (cercles sur (b)) correspondent aux temps juste avant un micro slip, et les couleurs froides (carrés sur (b)) aux temps juste après.

maximales et minimales sont approximativement les mêmes pour chaque micro stick-slip. Ces observations sont générales pour toutes les expériences effectuées.

5.7 Modèle

On peut déduire de la valeur de la force la valeur de l'énergie de courbure stockée dans le ruban selon l'équation (les calculs menant à cette équation sont détaillés dans l'annexe B) :

$$E_c = 4\sqrt{EIF} \sin^2 \frac{\theta}{4}. \quad (5.5)$$

Sur la figure 5.20, on observe que, pour chaque micro slip, la courbure est relâchée, ce qui correspond à une diminution de la force de pelage, et donc à une diminution de l'énergie de courbure. On suppose que l'énergie de courbure relâchée pendant un micro slip, notée ΔE_c , est utilisée pour faire avancer la fissure d'un pas A_{mss} . On note Γ_{mss} l'énergie de fracture associée à l'avancée d'un micro slip (avancée d'une fissure dans la direction transverse à la propagation du front de pelage, à une vitesse proche de 600 m s^{-1}). En équilibrant l'énergie de courbure avec l'énergie de fracture, on a alors la relation :

$$\Delta E_c = \Gamma_{mss} A_{mss} b. \quad (5.6)$$

On a vu sur la figure 5.20 que, mis à part pour le premier micro slip, les forces maximales et minimales sont les mêmes pour les différents micro stick-slip. Cela signifie que ΔE_c est le même pour chaque micro slip, et comme A_{mss} est aussi identique, on en déduit que Γ_{mss} est constant. Dans le tableau 5.4, on reporte les valeurs de ΔE_c , moyennées sur une quarantaine de micro slips, en ne considérant pas le premier micro slip d'une phase de slip. On calcule ensuite Γ_{mss} en utilisant les valeurs de A_{mss} obtenues en visualisant le front dans les mêmes conditions. On observe que, dans les barres d'erreur, pour le Scotch[®]600, Γ_{mss} semble indépendant du substrat et de l'angle de pelage. On a $\Gamma_{mss} \approx 13 \text{ J m}^{-2}$, ce qui correspond environ au minimum de la courbe $G(V)$ mesurée en géométrie rouleau (cf

figure 2.4). Il est intéressant de noter que cette mesure avait été effectuée en considérant $G = F/b$, ce qui diffère de la méthode utilisée ici. On a vérifié que, pour un système adhésif substrat donné (Scotch[®] 600 sur son dos nettoyé) et $L = 1$ m, ΔE_c est indépendant de v_m pour deux valeurs distinctes de v_m ($v_m = 1.8$ m s⁻¹ et $v_m = 3.2$ m s⁻¹). Comme A_{mss} est indépendante de v_m pour $2 \leq v_m \leq 11$ m s⁻¹, on va aussi estimer que c'est le cas pour ΔE_c , et donc pour Γ_{mss} . Pour les expériences sans macro stick-slip, mais avec micro stick-slip, v_m se situe vers la fin de la branche décroissante de $\Gamma(V)$. Pour ces expériences, le pelage se fait uniquement selon des micro stick-slips, et l'énergie de fracture est donc en moyenne égale à Γ_{mss} . Il est donc cohérent de trouver une valeur de Γ_{mss} proche de G mesuré au début de la branche "rapide" croissante de $\Gamma(V)$ (qui est proche de la fin de la branche décroissante).

On a vu que, pour un adhésif donné, l'énergie de fracture Γ_{mss} est indépendante du substrat ou de l'angle de pelage. Cela signifie que, durant un micro stick-slip, les mécanismes qui entrent en jeu dans l'avancée de la fissure doivent majoritairement être situés dans l'adhésif. On observe d'autre part que Γ_{mss} est différent pour les autres Scotch[®] (cf tableau 5.4), ce qui n'est pas surprenant puisque les adhésifs utilisés sont différents. On trouve cependant des valeurs proches. Il serait intéressant d'avoir accès à la courbe complète $\Gamma(V)$ pour ces adhésifs afin de vérifier que Γ_{mss} est égal au minimum de la branche décroissante de $\Gamma(V)$.

Type adhésif	Substrat	Angle θ (°)	$10^5 \times \Delta E_c$ (J)	Γ_{mss} (J m ⁻²)
600	(n)	90	3.57 ± 0.29	13.5 ± 1.3
600	(c)	90	4.19 ± 0.39	12.2 ± 1.8
550	(c)	90	8.73 ± 0.97	23 ± 3.7
810	(c)	90	5.21 ± 0.43	9.9 ± 1.5
600	(n)	60	2.17 ± 0.55	9.3 ± 3.8

TABLE 5.4 – ΔE_c et Γ_{mss} pour les différents systèmes adhésif-substrat, et différents angles. Expériences réalisées avec $V = 0.73$ m s⁻¹ (pour $\theta = 90^\circ$) ou $V = 1$ m s⁻¹ (pour $\theta = 60^\circ$) et $L = 1$ m.

Sur la figure 5.20, on observe que le premier micro slip est accompagné d'une diminution de force, et donc d'énergie de courbure, plus importante que les suivants. Cependant, nous n'avons pas observé une différence dans les amplitudes A_{mss} entre le premier micro-slip et les suivants. Cela signifie que l'énergie de fracture Γ_{mss} , calculée selon l'équation (5.6), est plus élevée. Cette augmentation peut être expliquée par le mécanisme de fracture durant la phase de stick : on observe de la cavitation et de la fibrillation de l'adhésif. La phase de stick étant longue (devant celle de micro stick), la cavitation est importante, ce qui peut entraîner une force d'adhésion plus grande [42, 44]. Cela pourrait aussi s'expliquer d'une manière différente : une partie de l'énergie élastique pourrait être rayonnée, et ne pas servir à faire avancer le front de pelage, l'équation (5.6) ne serait alors pas valable.

5.8 Signaux acoustiques

Durant les expériences de visualisation du front, un signal acoustique est enregistré à l'aide d'un microphone (Bruel & Kjaer, type 4190) situé à une distance $3 < d < 9$ cm du centre du substrat, avec une fréquence d'échantillonnage $f_{ac} = 500$ kHz. Les acquisitions de l'acoustique et de la vidéo sont normalement déclenchées par un même signal électrique provenant du moteur (signal envoyé lorsque la vitesse réelle devient égale à la vitesse de consigne). Cependant, le signal acoustique est mesuré à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument, alors que la caméra a son propre système électronique de

déclenchement. Pour synchroniser l'acoustique avec l'image, on a fait des essais en laissant tomber une bille devant la caméra. On voit que deux effets sont à prendre en compte. La caméra est déclenchée après un délai qui varie selon les expériences. Pour connaître ce délai, on enregistre un signal sortie de la caméra qui passe de 0 à 1 quand la caméra commence à enregistrer des images. Un autre effet de décalage temporel est l'éloignement du microphone par rapport au point de pelage. Comme on regarde des échelles de temps très petites, le temps mis par le son pour aller du point de pelage jusqu'au microphone n'est pas négligeable. Pour chaque expérience on prend donc en compte ce temps caractéristique.

5.8.1 Signaux temporels

Sur la figure 5.21(a), on trace le signal acoustique en fonction du temps pour $L = 100$ cm, le Scotch[®]600 et $V = 0.5$ m s⁻¹. Le signal est composé d'une succession de bouffées, séparées les unes des autres par un temps de 7.3 ± 1.4 ms. Ce temps est proche de la période de stick-slip mesurées dans des conditions similaires (cf chapitre 3, $T_{ss} = 9.3 \pm 0.1$ ms). Cela semble indiquer que les bouffées sont corrélées aux macro stick-slips. Pour vérifier cela, on trace sur la figure 5.21(c) la vitesse d'avancée du front v_f en fonction du temps, et le signal acoustique correspondant sur la figure 5.21(b). Les lignes tiretées verticales correspondent au début et à la fin de l'évènement de macro stick (quand $v_f = V$). On voit que ces lignes correspondent respectivement à la fin ou au début d'une bouffée acoustique. Chaque bouffée correspond donc à un évènement de slip, et presque aucun son n'est émis durant les évènements de stick.

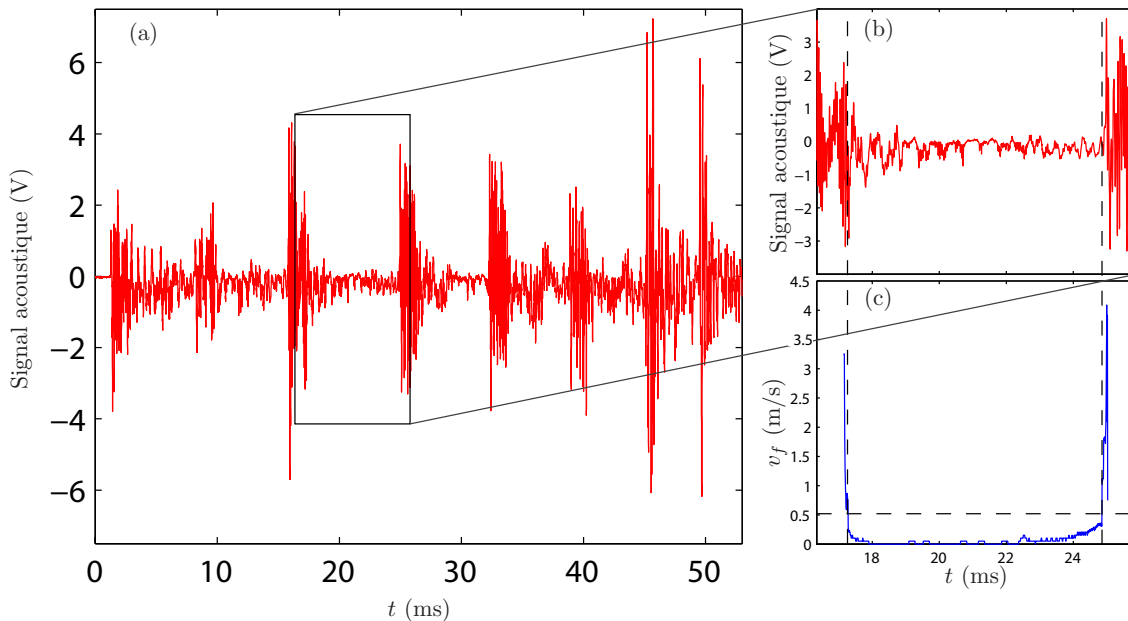


FIGURE 5.21 – (a-b) Signal acoustique en fonction du temps. (c) Vitesse du front en fonction du temps. La ligne tiretée horizontale représente $v_f = V$. Les lignes tiretées verticales correspondent au début et à la fin de l'évènement de macro stick (quand $v_f = V$). Expérience réalisée avec $L = 100$ cm, le Scotch[®]600 et $V = 0.5$ m s⁻¹.

Nous allons à présent comparer les signaux pendant un évènement de slip. Sur la figure 5.22(a), on voit que chaque maximum local des émissions acoustiques correspond à un saut dans la position. Les émissions acoustiques sont donc la conséquence de l'avancée saccadée du point de pelage. Pour vérifier ce phénomène de manière systématique, on mesure l'écart temporel T_{ac} entre deux maxima locaux successifs du signal acoustique

pendant la durée du film, et on compare cette valeur à T_{mss} . Sur la figure 5.22(b), on trace T_{ac} en fonction de T_{mss} . La plupart des points expérimentaux sont proches de la droite de pente 1 (éloignés en moyenne de 12%). On a donc en moyenne $T_{mss} = T_{ac}$. On peut conclure ici que les émissions acoustiques sont causées par les fractures transverses pendant les événements de slip. Ce résultat est valable pour $0.5 \leq V \leq 2 \text{ m s}^{-1}$.

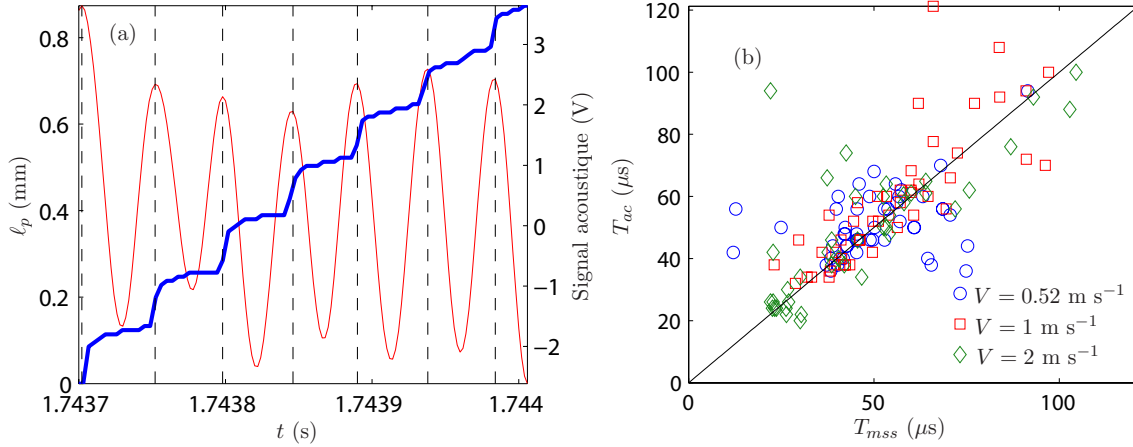


FIGURE 5.22 – (a) En rouge : signal acoustique. En bleu : position du front de pelage. Lignes pointillées : temps correspondant aux maxima locaux du signal acoustique. Expérience réalisée avec $L = 100 \text{ cm}$, le Scotch[®]600 et $V = 0.5 \text{ m s}^{-1}$. (b) T_{ac} , temps entre deux maxima locaux du signal acoustique, fonction de T_{mss} mesuré sur les signaux $\ell_p(t)$. La ligne continue est de pente 1, on a donc en moyenne $T_{mss} = T_{ac}$. Expériences réalisées avec $L = 1 \text{ m}$ et différentes vitesses.

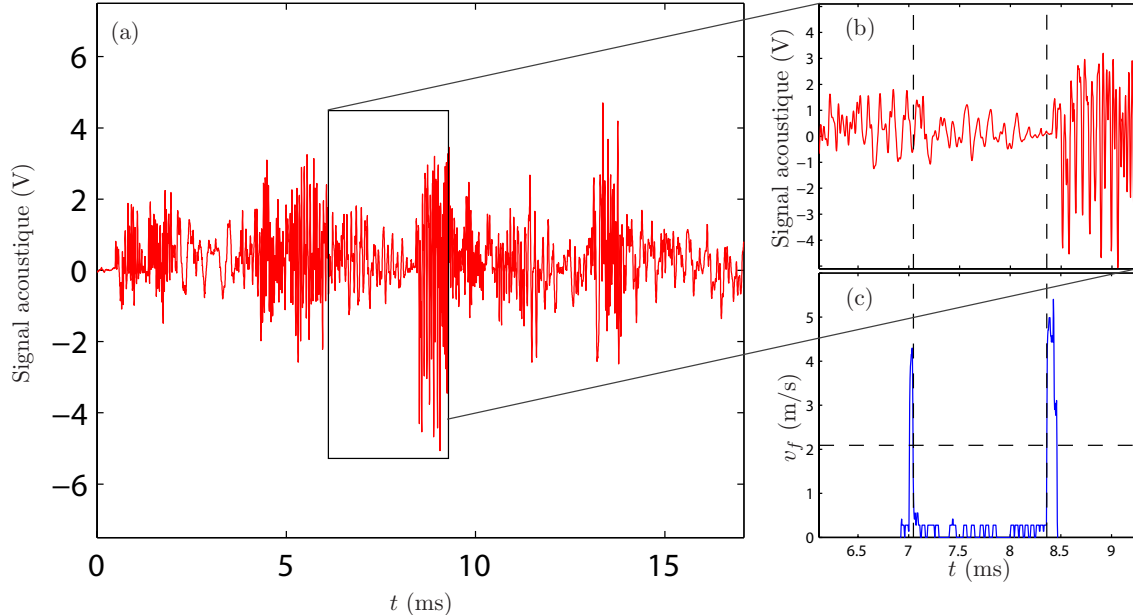


FIGURE 5.23 – (a-b) Signal acoustique en fonction du temps. (c) Vitesse du front en fonction du temps. La ligne tiretée horizontale représente $v_f = V$. Les lignes tiretées verticales correspondent au début et à la fin de l'évènement de macro stick (quand $v_f = V$). Expérience réalisée avec $L = 100 \text{ cm}$, le Scotch[®]600 et $V = 2 \text{ m s}^{-1}$.

Cependant, pour $V > 1 \text{ m s}^{-1}$, le signal acoustique est plus compliqué que celui présenté sur la figure 5.21. Un tel exemple est montré sur la figure 5.23, où les bouffées ne sont pas clairement séparées. D'autre part, en comparant le signal de vitesse du front

(figures 5.23(b) et (c)), on observe que les émissions acoustiques pendant un événement de macro stick ne sont pas d'amplitude négligeable par rapport à celles émises pendant un macro slip. Cela pourrait être dû au fait que T_{ss} diminue quand V augmente. À la fin de chaque événement de slip, une onde est relâchée dans la bande à cause de l'arrêt abrupt du pelage. Cette onde se propage à une vitesse $v_{onde} = \sqrt{\frac{F}{\rho bh}}$. Si on suppose que la force est entre 0 et 3 N, cela donne une vitesse¹ entre 0 et 60 m s⁻¹. Si la bande mesure 1 m, l'onde met donc plus de 34 ms pour revenir au point de pelage (en supposant qu'elle se réfléchit sur le moteur d'enroulement). Plus T_{ss} est petit, plus il y a d'ondes qui se propagent en même temps sur la bande. Ces ondes peuvent se réfléchir sur le moteur d'enroulement, interférer, et revenir proche du microphone. Le signal acoustique est alors une combinaison du son émis pendant un événement de slip et du son émis par les ondes se propageant le long de la bande.

5.8.2 Spectres

L'analyse précédente est effectuée en parallèle de l'analyse d'image : on déduit de cette dernière un intervalle de temps correspondant à un événement de slip, on mesure alors les périodes caractéristiques du signal acoustique pendant cette durée. Il serait cependant intéressant de pouvoir déduire des informations sur le stick-slip à partir du signal acoustique uniquement. L'analyse serait alors moins lourde que l'analyse d'image, et on aurait une expérience sur une longueur plus grande (la taille totale de la plaque de 2.6 cm au lieu du seul champ de visualisation de 2.4 mm).

Sur la figure 5.24, on représente les spectres correspondant aux figures 5.21 et 5.23. Pour la figure 5.24(a), le spectre présente 2 pics à $f_1 = 3.8$ kHz et $f_2 = 18$ kHz. La valeur de f_2 correspond à $T_{mss} = 55$ μ s, par contre f_1 n'est pas associé à un temps caractéristique du stick-slip. Alors que sur le signal temporel on pouvait extraire la durée globale de stick-slip en séparant les bouffées, ici aucun pic en fréquence n'est associé à cette valeur ($T_{ss} = 9.2$ ms correspondant à $f_{ss} = 108$ Hz). Sur la figure 5.24(b), on ne repère qu'un seul pic $f_2 \approx 30$ kHz, qui est assez peu marqué. Ce pic correspond à $T_{mss} = 37$ μ s. Encore une fois, aucun pic n'est associé au temps de stick-slip global $T_{ss} = 5.4$ ms.

Les spectres des émissions acoustiques peuvent nous donner accès à T_{mss} . Cependant cette valeur n'est pas évidente à obtenir directement : pour les basses vitesses (ici $V = 0.5$ m s⁻¹) on a d'autres pics en fréquence. Pour des vitesses plus élevées (ici $V = 2$ m s⁻¹) le pic est difficile à voir car d'amplitude faible. Une solution pour les basses vitesses est de faire des spectres uniquement sur les bouffées. On retrouve alors un pic très marqué correspondant à T_{mss} (cf insert dans la figure 5.24(a)).

Pour des vitesses suffisamment faibles ($V \leq 1$ m s⁻¹), on est capable de déterminer T_{ss} à partir du signal acoustique temporel car on a des bouffées bien séparées à chaque événement de slip. Cependant dès que la vitesse devient trop élevée le signal acoustique est perturbé par les ondes se propageant le long du ruban, et on ne peut plus extraire T_{ss} .

En conclusion, le signal acoustique seul n'est pas suffisant pour obtenir, par une analyse simple, les périodes de macro et de micro stick-slip sur une large gamme de vitesse.

5.9 Conclusion

Pour conclure, nous avons montré qu'un phénomène de micro stick-slip – à des échelles de temps d'environ 50 μ s et à des échelles d'espace de la centaine de microns – peut

1. À partir des expériences de visualisation du front, on est capable de mesurer un ordre de grandeur de la vitesse de ces ondes, qui se situe autour de 20 m s⁻¹.

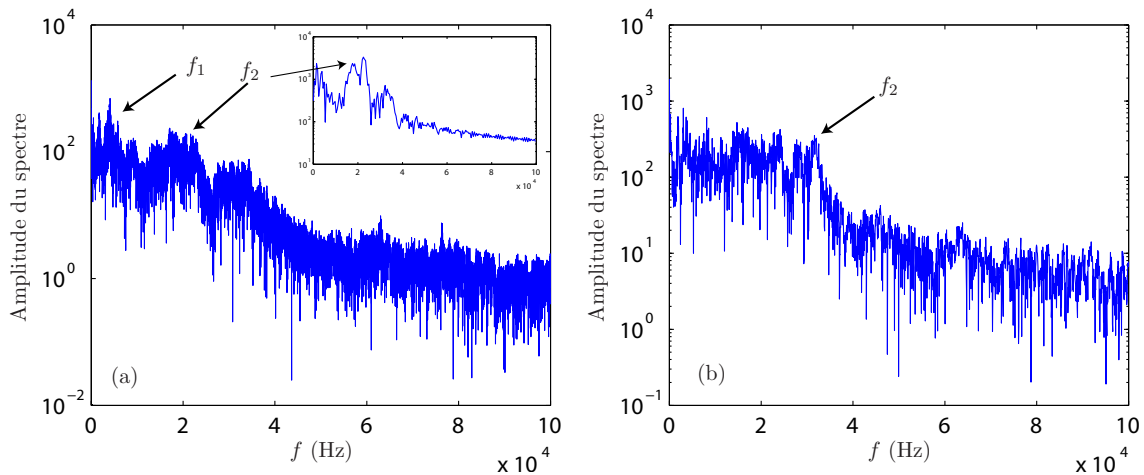


FIGURE 5.24 – Spectres des signaux acoustiques des figures 5.21 et 5.23. Expériences réalisées avec $L = 100$ cm, le Scotch[®]600 et $V = 0.5$ m s⁻¹ (a) ou $V = 2$ m s⁻¹ (b). Les fréquences f_1 et f_2 indiquées correspondent aux pics du spectre. f_2 correspond à T_{mss} . L’insert de (a) représente le spectre effectué sur une seule bouffée du signal temporel.

apparaître lors du pelage d’un adhésif. Cette dynamique peut co-exister avec le macro stick-slip décrit dans les chapitres précédents, ou exister seule. L’amplitude des micro stick-slips est indépendante de la longueur de ruban pelé et de la vitesse de pelage. La propagation de ces micro stick-slips est associée à l’émission d’ondes acoustiques.

Nous avons développé un modèle permettant d’expliquer l’amplitude des micro stick-slips. Alors que le macro stick-slip est causé par l’énergie élastique d’élongation stockée dans le ruban, le micro stick-slip est lui causé par l’énergie de courbure stockée au niveau du coude, proche du point de pelage. Le front se propage alors dans la direction transverse à la propagation du front de pelage, et l’énergie de fracture associée est de l’ordre du minimum de la branche décroissante de $\Gamma(V)$.

Conclusion et perspectives

Nous avons décrit différents dispositifs expérimentaux, avec pour but de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de l'instabilité de stick-slip lors du pelage d'adhésifs.

La première série d'expériences discutée a été effectuée en pelant un rouleau commercial à vitesse imposée V . En étudiant le pelage pour différentes longueurs de ruban pelé L , et différentes vitesses $V \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$, nous avons montré que la phase de stick est quasi-statique : le ruban reste tendu et l'énergie de fracture en fonction de la vitesse suit la courbe $\Gamma(V)$ mesurée en pelage stable. Ces considérations nous permettent de prédire la durée de la phase de stick. Pendant la phase de slip, d'importants effets dynamiques rentrent en jeu, et nous ne sommes alors plus capables de prédire les durées de slip par un simple modèle quasi-statique. Il faut prendre en compte des effets inertiels, dus au rouleau ou au ruban. Cette géométrie n'est pas idéale pour une étude plus poussée. En effet, comme le rouleau est sur une poulie libre, de lentes oscillations peuvent apparaître, faisant varier l'angle de pelage θ . Cela perturbe la dynamique et crée de l'intermittence : pour $V \geq 1.6 \text{ m s}^{-1}$, dans une même expérience, on observe une alternance de pelage stable et de stick-slip. Cette alternance est corrélée aux variations de l'angle, et met en évidence son influence, et la nécessité de pouvoir le contrôler.

Nous avons donc ensuite présenté un dispositif où le ruban est pelé depuis un substrat plan, d'inertie infinie, et pour lequel la vitesse V , la longueur de ruban pelé L et l'angle de pelage θ sont fixés durant les mesures. Grâce à des séries de mesures faisant varier les trois paramètres, nous avons mis en évidence l'influence capitale de l'angle θ sur le stick-slip. La gamme de vitesses de présence de l'instabilité est plus étendue pour de faibles angles que pour de grands angles. Cela peut s'expliquer par l'augmentation d'une raideur effective avec θ : le système est plus raide pour de grands angles, ce qui empêche le développement du stick-slip. D'autre part, l'angle de pelage joue un rôle important sur toutes les caractéristiques du stick-slip : amplitude en vitesse, durées de stick-slip, de stick et de slip, variation d'élongation, forme de l'évolution temporelle de la vitesse de pelage... Nous avons aussi montré l'existence d'un comportement bistable au voisinage des vitesses d'apparition et de disparition de l'instabilité, suggérant une bifurcation sous-critique. Pour finir, nous avons essayé d'appliquer le même modèle quasi-statique que dans la géométrie rouleau pour comprendre la phase de stick. Ne connaissant pas la courbe $\Gamma(V)$ dans cette géométrie, la différence $\Delta\Gamma$ entre les maxima et minima locaux de cette courbe est alors un paramètre d'ajustement. Nous estimons que $\Delta\Gamma$ devrait être croissant avec l'angle θ .

À faible angle, un modèle quasi-statique permet de retrouver les résultats expérimentaux. La vitesse de pelage v_p présente alors une longue phase de stick, suivie d'un saut rapide à des vitesses élevées. L'amplitude Δv_p , correspondant à l'écart entre les vitesses maximum et minimum pendant un cycle, est indépendante de la vitesse imposée V , et de l'ordre de grandeur des vitesses mesurées sur la branche croissante "rapide" de $\Gamma(V)$. Pour un angle important, un modèle quasi-statique ne permet plus de décrire les données expérimentales. Un modèle prenant en compte l'inertie du ruban peut alors le faire.

Pour ce régime inertiel, les prédictions d'un tel modèle sont cohérentes avec nos résultats expérimentaux pour $\theta \geq 120^\circ$. L'évolution temporelle de v_p est alors quasi-sinusoïdale autour de V . Une intégration numérique du modèle, en considérant $\Gamma(V)$ indépendant de l'angle, donne un accord qualitatif avec les résultats expérimentaux pour tous les angles étudiés. L'évolution des périodes et des amplitudes Δv_p avec les paramètres, ainsi que leurs ordres de grandeur sont proches pour les résultats expérimentaux et la résolution numérique. À partir d'un modèle très simple, nous sommes donc capables de reproduire de nombreux résultats expérimentaux, ce qui est encourageant. Cependant, ce modèle a quelques défauts. Il prédit une bifurcation *super-critique*, alors que, selon les données expérimentales, la bifurcation est *sous-critique*. Le modèle prédit aussi que le stick-slip est présent pour toutes les vitesses de la branche décroissante de $\Gamma(V)$, alors que nous observons expérimentalement du pelage stable sur une partie de cette branche.

Dans le dernier chapitre de cette thèse, nous avons montré que, pendant un événement de slip, la propagation du front n'est pas continue, mais se fait de manière saccadée, sous la forme de micro stick-slips. Ces micro stick-slips apparaissent pour la même vitesse que les macro stick-slips. Cependant, le macro stick-slip disparaît pour des vitesses plus basses que le micro stick-slip. La vitesse de disparition des micro stick-slips correspond au début de la branche croissante "rapide" de $\Gamma(V)$. L'amplitude des micro stick-slips est indépendante de la longueur de ruban pelé L , de la vitesse V et de l'angle de pelage θ , et ne semble dépendre que du système adhésif-substrat. En visualisant le profil du ruban, nous sommes capables d'estimer la force de pelage à partir de la courbure. Nous montrons en particulier que, lors de chaque micro slip, la courbure est fortement relâchée. Nous avons donc développé le modèle suivant : l'énergie de courbure relâchée est entièrement convertie pour faire avancer le front de pelage. À partir des valeurs des amplitudes, on extrait une valeur Γ_{mss} correspondant à l'énergie de fracture d'un micro slip. Cette énergie est de l'ordre de grandeur du minimum de la branche croissante "rapide" de $\Gamma(V)$. Pour aller plus loin dans l'étude des micro stick-slips, il faudrait mesurer le minimum de cette branche "rapide" pour les différents systèmes étudiés, afin de vérifier qu'on obtient bien la valeur Γ_{mss} . Une telle mesure est pour l'instant impossible expérimentalement. D'autre part, une mesure du couple au niveau de l'enrouleur serait intéressante, afin de la comparer à la mesure de la force extraite de la courbure. Cette comparaison nous permettrait de mieux comprendre comment l'information se propage le long du ruban.

De nombreuses perspectives peuvent être envisagées pour mieux comprendre le stick-slip. Une mesure de la courbe moyenne $\Gamma(V, \theta)$ permettrait de confirmer notre observation expérimentales selon laquelle $\Delta\Gamma$ augmente avec l'angle. Nous pourrions aussi implémenter cette courbe dans notre modèle de pelage décrivant le macro stick-slip, et voir si les prédictions sont plus proches des expériences que pour la courbe mesurée en géométrie rouleau. La mesure de la branche "lente" est en cours (dans le cadre du post-doctorat de Richard Villey), et des résultats préliminaires montrent que $G_a(\theta)$ est effectivement croissante. Cependant, l'expérience ne permet de mesurer la courbe que pour $V \leq 4.3 \text{ m s}^{-1}$, ce qui ne permet pas d'atteindre la branche "rapide". La courbe $\Gamma(V, \theta)$, pour $V \leq 4.3 \text{ m s}^{-1}$, pourrait tout de même être utilisée dans le calcul numérique pour $\theta \geq 90^\circ$ et $V < 1 \text{ m s}^{-1}$, puisque, d'après les expériences, on s'attend à une vitesse de pelage v_p inférieure à 4 m s^{-1} . Il serait aussi intéressant de mesurer la force instantanée $\tilde{F}(v_p)$ pendant le stick-slip. Cela permettrait de mieux comprendre la dynamique, et de la comparer aux prédictions du modèle. Cependant, une telle mesure nécessite un couplemètre avec une importante résolution temporelle. Des études préliminaires montrent que cette mesure n'est possible pour le moment qu'à faible angle, pour de grandes périodes de stick-slip. Il serait intéressant de comparer la mesure du couplemètre à notre mesure

indirecte de la force, calculée à partir de l'élongation et/ou à partir de la courbure. Cela permettrait de valider – ou non – notre hypothèse selon laquelle le ruban est constamment tendu. L'utilisation d'une caméra infrarouge pourrait d'autre part être envisagée, pour évaluer l'influence des effets d'auto-échauffement sur la dynamique saccadée. Des expériences préliminaires ont montré en particulier une élévation de température lors des événements de stick.

Pour finir, d'autres expériences peuvent être envisagées afin de mieux comprendre le stick-slip aux différentes échelles. Des adhésifs sur-mesure pourraient être étudiés. Dans le travail présenté dans cette thèse, nous avons fait varier les paramètres physiques de la géométrie de pelage, mais il serait intéressant de voir aussi l'impact de la rhéologie, ou de l'épaisseur de l'adhésif sur l'instabilité. Des expériences préliminaires ont été effectués avec des adhésifs fournis par l'entreprise 3M[®], elles sont présentées en annexe C. Enfin, une caractérisation acoustique plus poussée de l'instabilité pourrait être envisagée. Nous avons montré qu'une source de bruit est la propagation des micro stick-slips. Il serait intéressant de comprendre comment les différents paramètres peuvent influencer la fréquence et l'amplitude des émissions acoustiques. D'autre part, il serait intéressant de peler le ruban depuis un substrat hétérogène. Selon la taille et la distribution des hétérogénéités, le stick-slip pourrait être modifié à différentes échelles. Certaines configurations pourraient peut-être permettre de supprimer l'instabilité à une échelle spatiale donnée, et ainsi de limiter les nuisances sonores, ou l'endommagement de l'adhésif.

Annexe A

Pelage sur substrat plan, à angle, vitesse et longueur de pelage contrôlés - Figures supplémentaires

Sommaire

A.1 Périodes de stick-slip	126
A.2 Élongation maximale durant un cycle	128
A.3 Amplitude de l'instabilité	130
A.4 Expériences aux faibles longueurs	132

Dans le chapitre 3, nous n'avons montré qu'une sélection de figures montrant l'évolution des périodes, de l'élongation ou de l'amplitude de l'instabilité en fonction de L ou V , pour différents angles. Nous allons ici montrer les figures complémentaires, correspondant à tous les angles étudiés. Nous allons aussi présenter les expériences pour de faibles longueurs $L \leq 20$ cm pour lesquelles les caractéristiques du stick-slip ont une évolution différentes de celles aux grandes longueurs.

A.1 Périodes de stick-slip

Les figures présentées ici sont un complément du paragraphe 3.5.4 dans laquelle nous avons présenté les périodes de stick-slip en fonction de L et V pour $\theta = 60^\circ$ (cf figure 3.18).

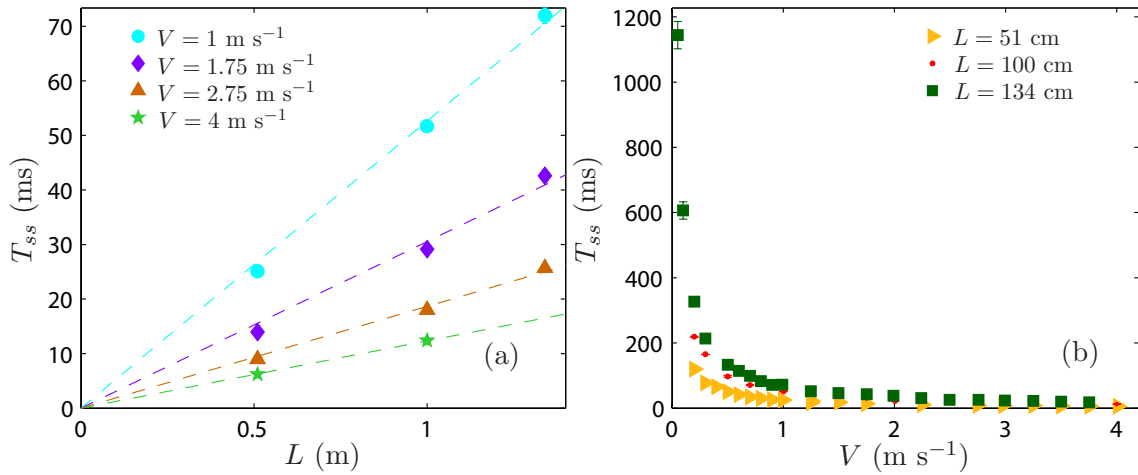


FIGURE A.1 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 30^\circ$ et $L \geq 20 \text{ cm}$. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

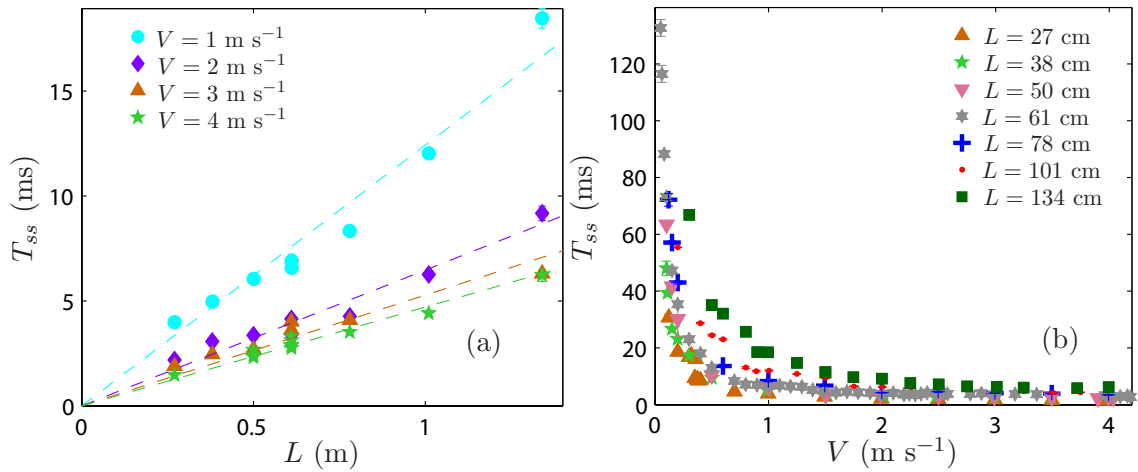


FIGURE A.2 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 60^\circ$ et $L \geq 20 \text{ cm}$. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

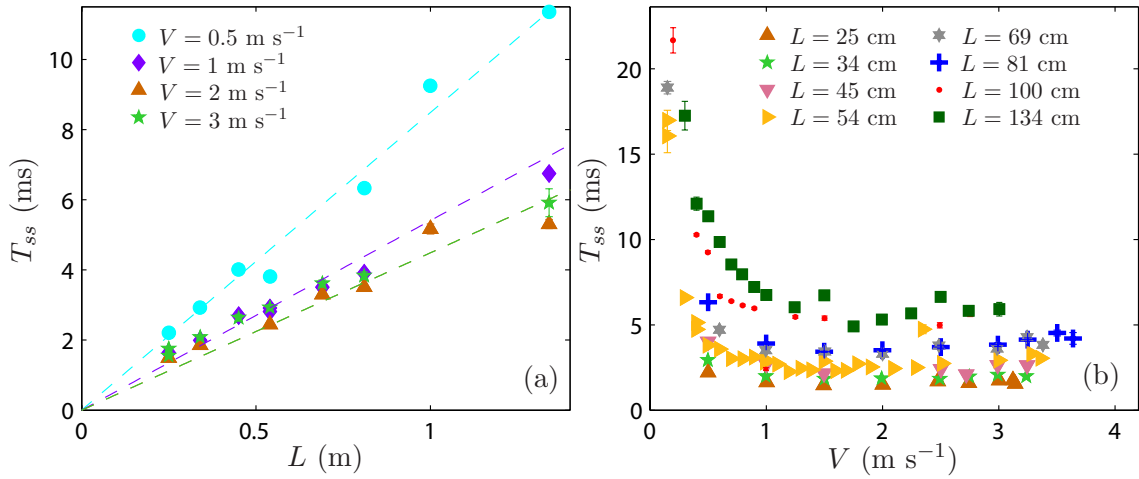


FIGURE A.3 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 90^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

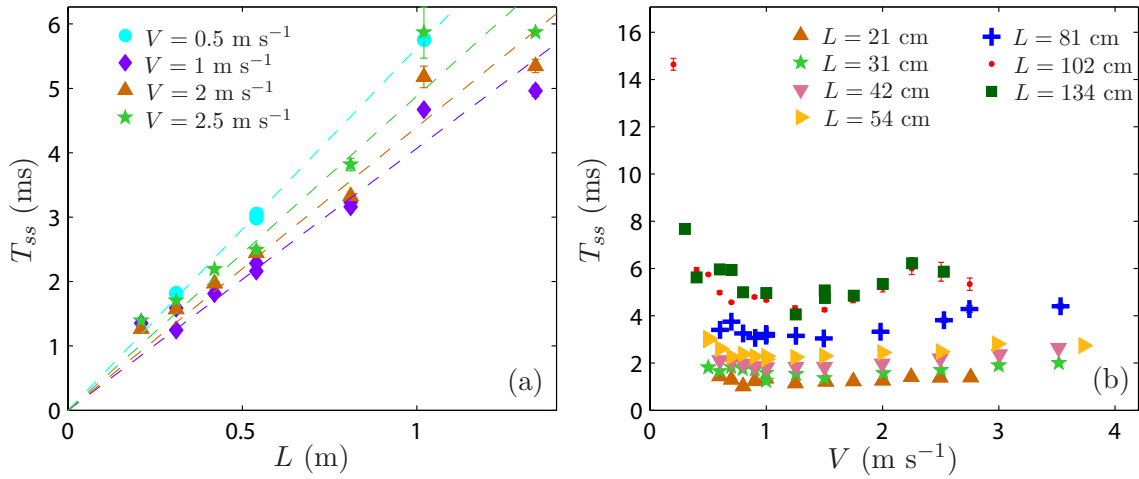


FIGURE A.4 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 120^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

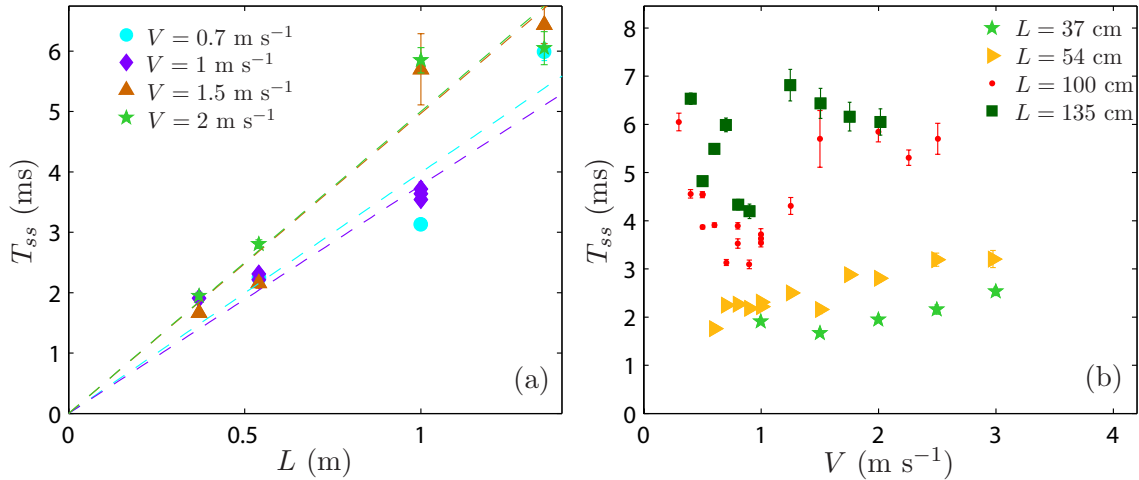


FIGURE A.5 – T_{ss} en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 150^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les lignes tiretées correspondent à des ajustements linéaires.

A.2 Élongation maximale durant un cycle

Les figures présentées ici sont un complément du paragraphe 3.5.5 dans laquelle nous avons présenté l'élongation maximale au cours d'un cycle de stick-slip Δu en fonction de L et V pour $\theta = 60^\circ$ (cf figure 3.20).

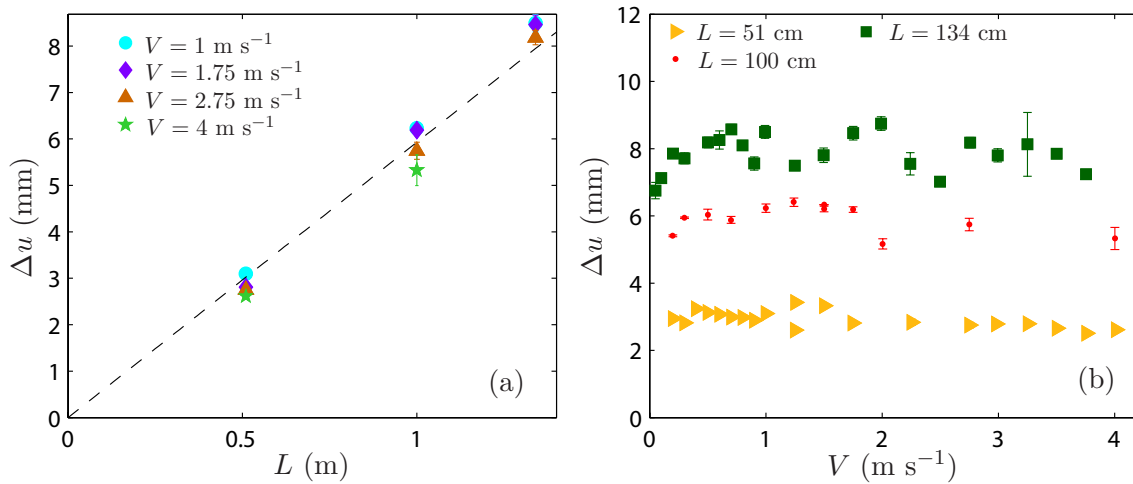


FIGURE A.6 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 30^\circ$ et $L \geq 20 \text{ cm}$. Sur (a) la droite tiretée est un ajustement linéaire.

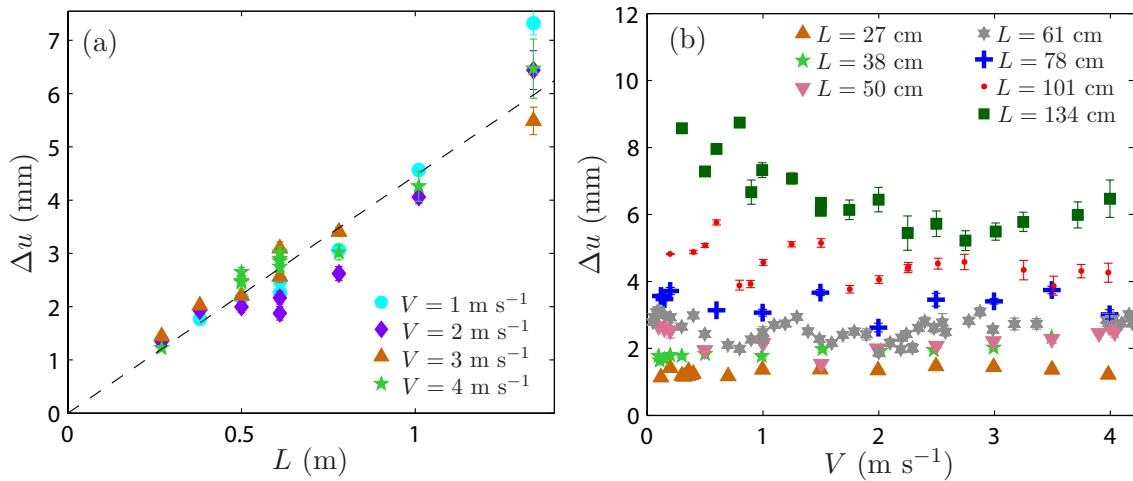


FIGURE A.7 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 30^\circ$ et $L \geq 20 \text{ cm}$. Sur (a) la droite tiretée est un ajustement linéaire.

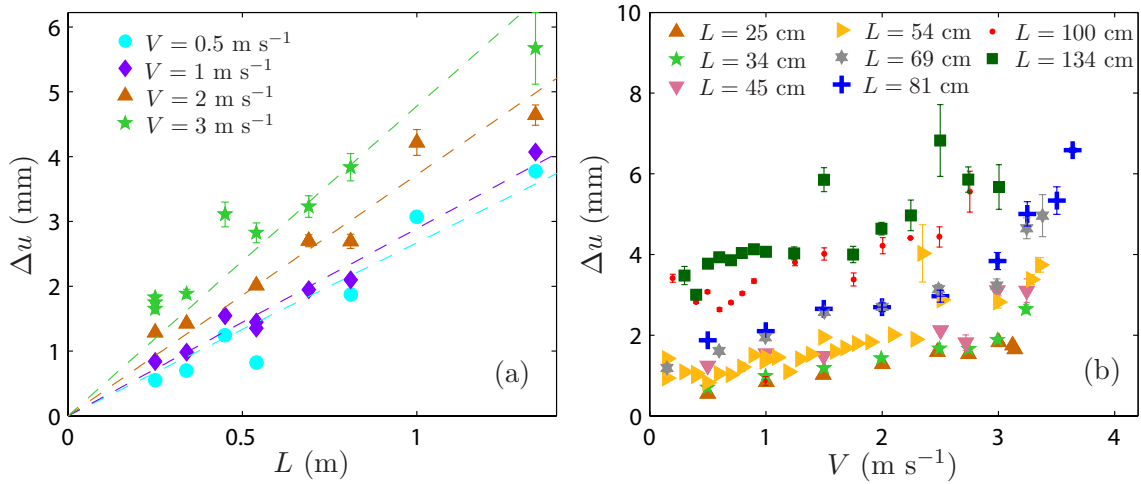


FIGURE A.8 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 90^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les droites tiretées sont des ajustements linéaires.

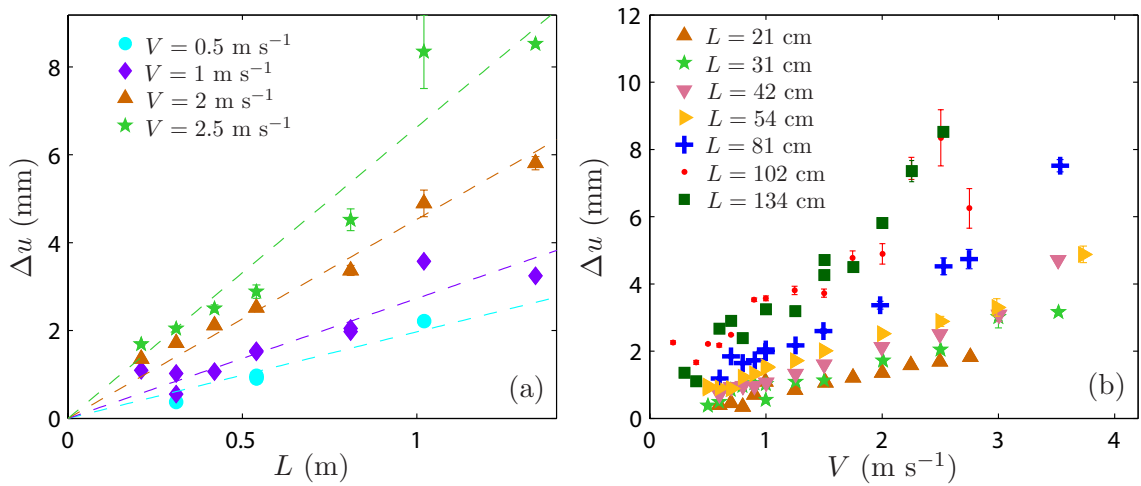


FIGURE A.9 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 120^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les droites tiretées sont des ajustements linéaires.

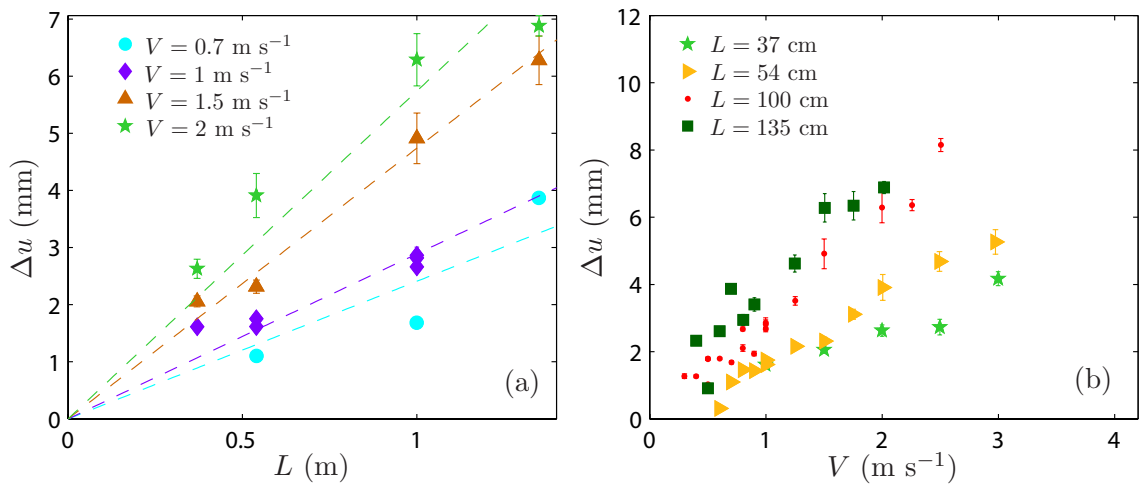


FIGURE A.10 – Δu en fonction de L (a) ou V (b) pour $\theta = 150^\circ$ et $L \geq 20$ cm. Sur (a) les droites tiretées sont des ajustements linéaires.

A.3 Amplitude de l'instabilité

Dans le paragraphe 3.5.1 nous avons étudié les différents régimes de pelage. La courbe $\Delta v_p/V$ en fonction de V nous permettait de montrer les seuils et l'amplitude de l'instabilité. Sur la figure 3.13, cette courbe est représentée pour $\theta = 90^\circ$. Nous la représentons ici pour les différents angles.

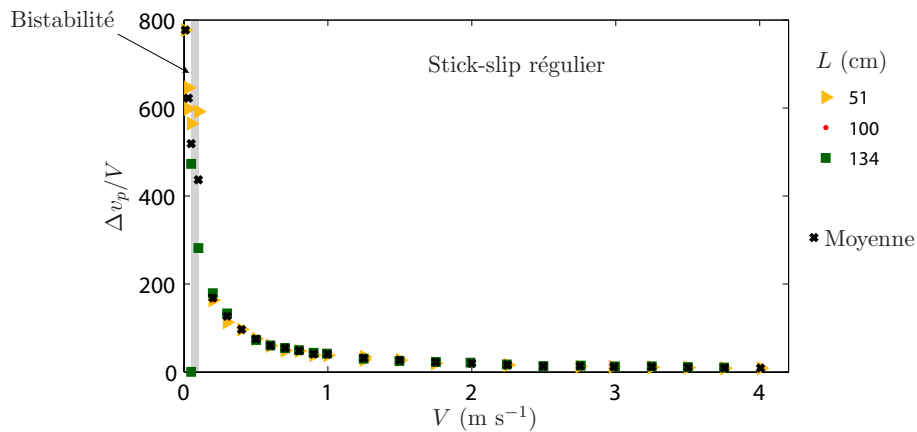


FIGURE A.11 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 30^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

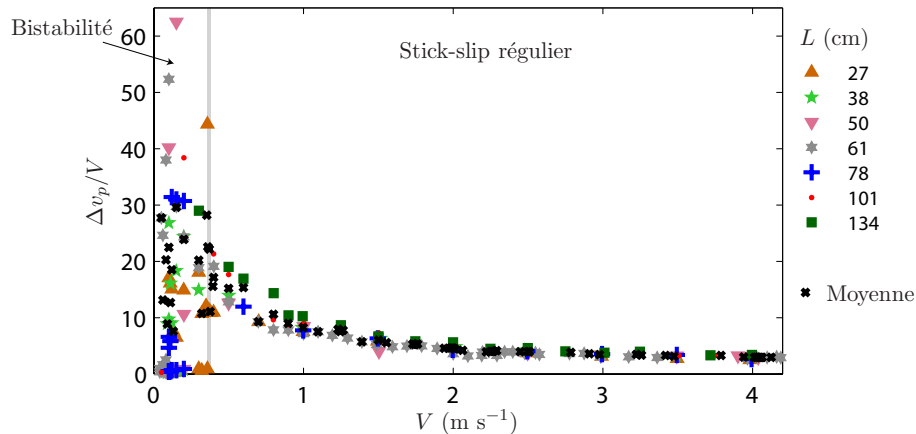


FIGURE A.12 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 60^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

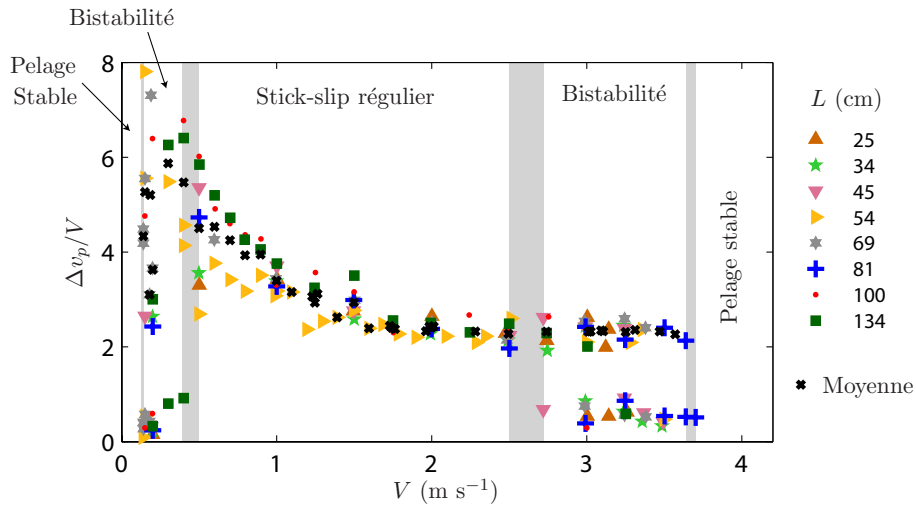


FIGURE A.13 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

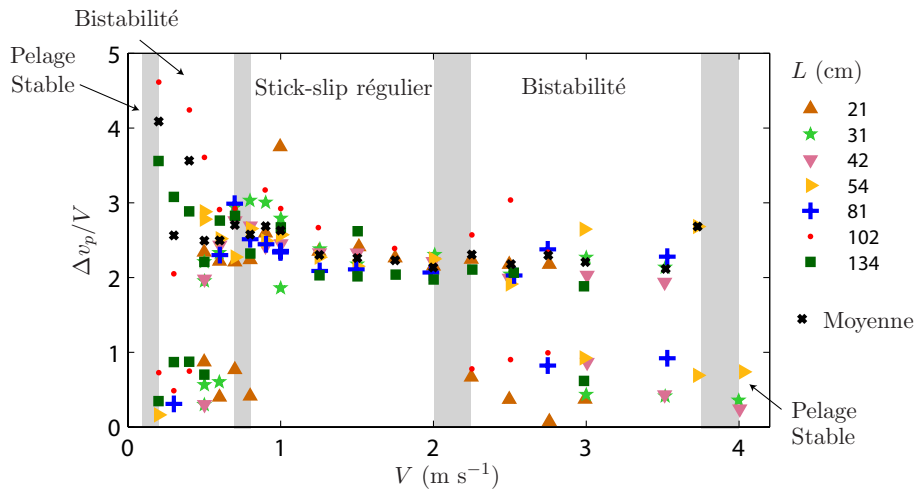


FIGURE A.14 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 120^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

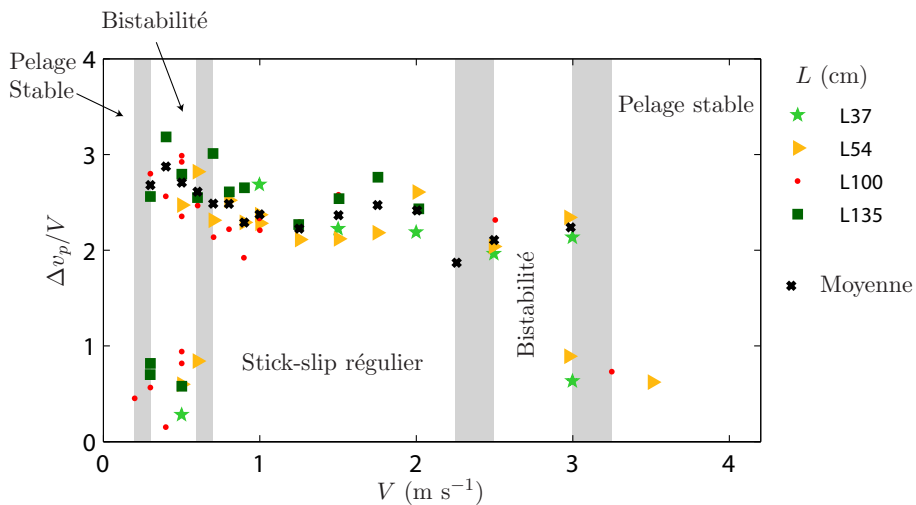


FIGURE A.15 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 150^\circ$ et différentes longueurs $L \geq 20$ cm. Les points tels que $\Delta v_p/V > 1$ ne dépendent pas de la longueur, on calcule donc la moyenne pour les différents L pour chaque vitesse (croix noires).

A.4 Expériences aux faibles longueurs

Nous avons effectué des expériences pour des longueurs plus faibles : $L < 20$ cm. Sur la figure A.16 sont tracées plusieurs moyennes de phase de la vitesse $\langle v_p \rangle$ en fonction du temps adimensionné t' , pour $\theta = 90^\circ$ et $V = 1 \text{ m s}^{-1}$. On observe que, plus L diminue, plus la vitesse tend vers une sinusoïde, rappelant le régime inertiel. On observe que les vitesses de stick augmentent avec L alors que celles de slip diminuent, Δv_p augmente donc fortement avec L .

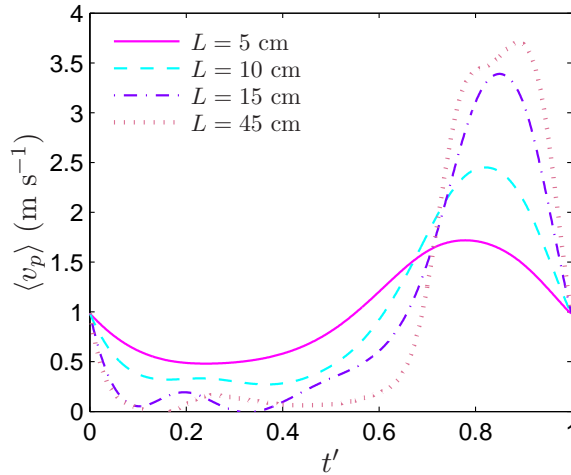


FIGURE A.16 – Moyennes de phase $\langle v_p \rangle$ en fonction de t' avec $t' = t/t_{ss}$. $\theta = 90^\circ$, $V = 1 \text{ m s}^{-1}$ et différentes longueurs L . Pour $L \geq 20$ cm cette moyenne de phase devient indépendante de L .

Sur la figure A.17, on représente $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et $L < 20$ cm ainsi que sa valeur moyenne pour $L \geq 20$ cm. On voit que, pour des faibles vitesses, $\Delta v_p/V$ est plus faible aux petites longueurs. Pour des vitesses élevées $\Delta v_p/V$ tend vers la même asymptote qu'à forte longueur : $\Delta v_p/V = 2$. D'autre part, alors que les seuils étaient indépendants de L pour $L \geq 20$ cm, la zone de vitesse où le pelage présente du stick-slip rétrécit avec L pour les faibles longueurs. Les expériences pour ces faibles longueurs sont plus proches du seuil d'apparition du stick-slip. Dans ce cas, notre modèle n'est plus valable, il faudrait donc prendre en compte d'autres phénomènes dans la modélisation.

D'autre part, si on trace T_{ss}/L et $\Delta u/L$ en fonction de V , on remarque que ces grandeurs diminuent quand L augmente (cf figure A.18). Plus L est petit, plus T_{ss}/L et $\Delta u/L$ sont éloignées de la courbe moyenne aux grandes longueurs. Cela pourrait être dû au fait que, pour ces longueurs, comme démontré dans l'annexe B (équations (B.44) et B.45), les énergies élastiques de courbure et d'élongation sont du même ordre de grandeur. Notre modèle décrivant le macro stick-slip, qui ne prend en compte que l'énergie d'élongation, n'est donc plus vraiment valable. D'autre part, on a montré dans le chapitre 5 que, pour ces longueurs, les amplitudes de micro et macro stick-slips sont équivalentes (cf figure 5.12). Les mécanismes à l'origine des deux phénomènes se retrouvent donc mélangés, ce qui doit certainement modifier la dynamique de pelage.

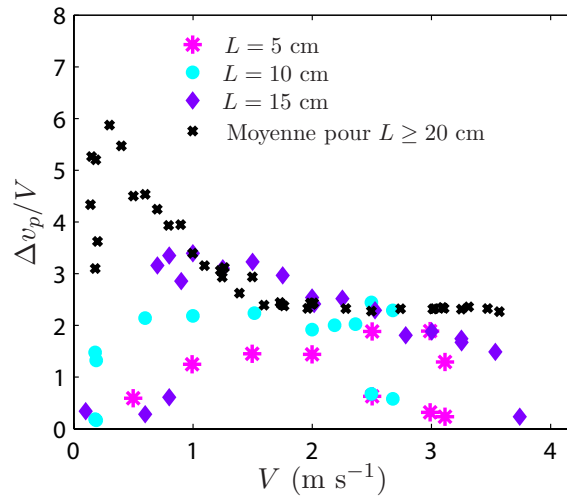


FIGURE A.17 – $\Delta v_p/V$ en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$ et $L < 20$ cm. On trace aussi la moyenne pour $L \geq 20$ cm correspondant, à la figure A.13.

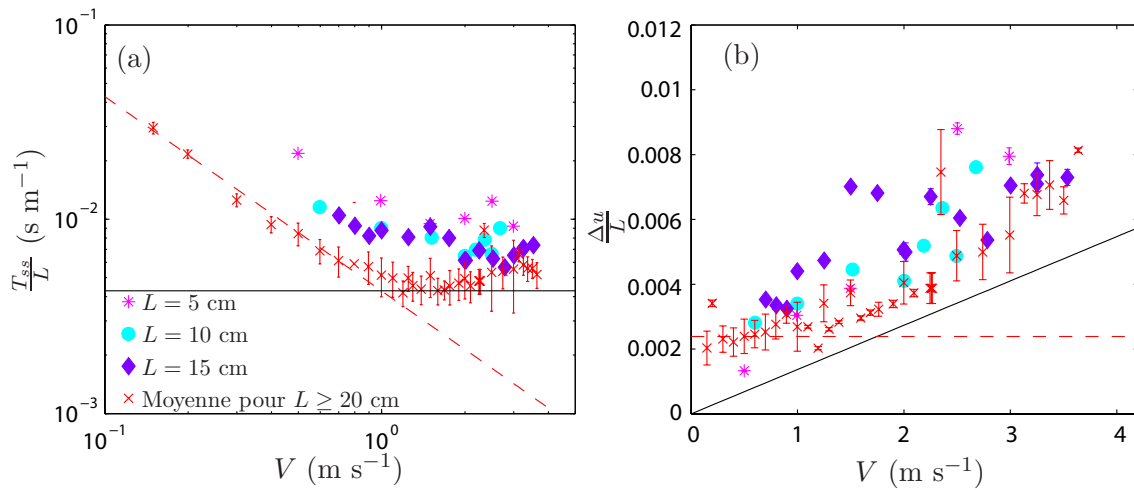


FIGURE A.18 – T_{ss}/L (a) et $\Delta u/L$ (b) en fonction de V pour $\theta = 90^\circ$, pour $L < 20$ cm, ainsi que leur moyenne pour $L \geq 20$ cm. La ligne noire représente le modèle dans le régime inertiel, la ligne tiretée rouge le modèle dans le régime quasi-statique.

Annexe B

Forme du ruban

Sommaire

B.1 Calcul analytique	136
B.1.1 Cas d'un ruban inextensible	136
B.1.2 Cas d'un ruban extensible	138
B.2 Simulations numériques	140
B.2.1 Système d'équations	140
B.2.2 Résolution numérique	141
B.3 Comparaison des résultats	141
B.3.1 Forme du ruban	142
B.3.2 Énergie de courbure	143
B.3.3 Énergie élastique	144
B.4 Comparaison à des données expérimentales	145
B.5 Conclusion	146

Dans cette partie, nous allons essayer d'établir la forme du ruban à l'équilibre dans la géométrie de pelage. Dans un premier temps, nous allons faire une prédiction analytique, puis calculer numériquement cette forme. Nous pourrions extraire de ces calculs les énergies qui entrent en jeu lorsque le ruban se déforme : l'énergie de courbure E_c et l'énergie élastique d'allongement E_{el} . Finalement, nous comparerons nos calculs à des résultats expérimentaux.

B.1 Calcul analytique

B.1.1 Cas d'un ruban inextensible

Cas général

On considère le repère (x, y) , représenté sur la figure B.1 de vecteur de base (\vec{e}_x, \vec{e}_y) . On modélise le ruban adhésif par une ligne élastique de longueur L , attachée en $x = y = 0$. Au repos elle est confondue avec l'axe des abscisses. On applique à son extrémité ($x = L$, $y = 0$) une force :

$$\vec{F} = F \cos \theta \vec{e}_x + F \sin \theta \vec{e}_y. \quad (\text{B.1})$$

Le ruban se déforme alors comme montré sur la figure B.1. On note s l'abscisse curviligne du ruban et $x(s)$ et $y(s)$ ses coordonnées cartésiennes. Pour chaque déplacement infinitésimal \vec{ds} , on définit l'angle de rotation α . On a les relations suivantes :

$$\vec{ds} = ds(\cos \alpha \vec{e}_x + \sin \alpha \vec{e}_y), \quad (\text{B.2})$$

$$x(s) = \int_0^s \cos \alpha ds, \quad (\text{B.3})$$

$$y(s) = \int_0^s \sin \alpha ds. \quad (\text{B.4})$$

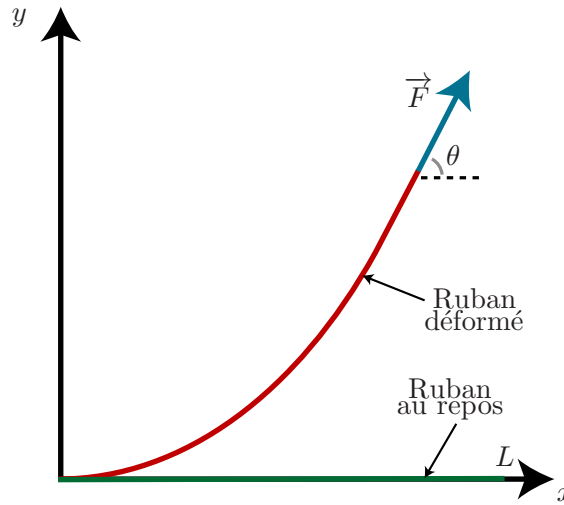


FIGURE B.1 – Schéma de la géométrie de pelage. Le ruban de longueur L au repos est sur l'axe des abscisses. Une force F est appliquée au bout d'un ruban, avec un angle θ par rapport à l'horizontale, et déforme le ruban.

À l'équilibre, la résultante des forces est nulle, donc toute portion \vec{ds} est soumise, dans l'état déformé, à la force \vec{F} en $s + ds/2$ et $-\vec{F}$ en $s - ds/2$. On note $\vec{\mathcal{M}}(s + ds/2)$ le moment par rapport à l'axe Oz passant par le centre de masse de l'élément \vec{ds} , exercé par les contraintes en $s + ds/2$. Le moment exercé sur \vec{ds} en $s - ds/2$ est $-\vec{\mathcal{M}}(s - ds/2)$. À l'équilibre, la somme des moments agissant sur \vec{ds} est nulle, on a donc :

$$\vec{\mathcal{M}}(s + ds/2) - \vec{\mathcal{M}}(s - ds/2) + \frac{1}{2} \vec{ds} \wedge \vec{F} + \frac{1}{2} (-\vec{ds}) \wedge (-\vec{F}) = \vec{0}, \quad (\text{B.5})$$

qu'on peut réécrire :

$$d\vec{\mathcal{M}} = -\vec{ds} \wedge \vec{F}. \quad (\text{B.6})$$

La courbure du ruban est reliée au moment $\vec{\mathcal{M}}$ par la relation :

$$EI \frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial s} = \vec{\mathcal{M}}, \quad (\text{B.7})$$

avec E le module d'Young du ruban et I le moment d'inertie de sa section, $I = \frac{e^3 b}{12}$, avec e l'épaisseur du ruban et b sa largeur.

En dérivant à nouveau par rapport à s , on obtient l'équation différentielle vérifiée par α :

$$EI \frac{\partial^2 \vec{\alpha}}{\partial s^2} = \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial s}. \quad (\text{B.8})$$

On peut réécrire l'équation (B.8) à l'aide des équations (B.1), (B.2) et (B.6) :

$$EI \frac{\partial^2 \vec{\alpha}}{\partial s^2} = -(\cos \alpha \vec{e}_x + \sin \alpha \vec{e}_y) \wedge F(\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y) \quad (\text{B.9})$$

$$= -F(\cos \alpha \sin \theta - \sin \alpha \cos \theta) \vec{e}_z \quad (\text{B.10})$$

$$= -F \sin(\theta - \alpha) \vec{e}_z. \quad (\text{B.11})$$

On retrouve alors l'équation de l'elastica [71, 72]. On peut extraire deux invariants à partir de l'équation (B.11). En intégrant par rapport à s après avoir multiplié par $\frac{\partial \alpha}{\partial s}$ on obtient :

$$\frac{1}{2} EI \left(\frac{\partial \alpha}{\partial s} \right)^2 + F \cos(\theta - \alpha) = \text{Constante}. \quad (\text{B.12})$$

Par intégration directe, on peut écrire, avec les équations (B.3) et (B.4) :

$$EI \frac{\partial \alpha}{\partial s} + F(x(s) \sin \theta - y(s) \cos \theta) = \text{Constante}. \quad (\text{B.13})$$

Pour évaluer les constantes, nous avons besoin de conditions aux limites. Le moment et donc la courbure sont nuls à l'extrémité du ruban en $s = L$: $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial s} \right) \Big|_{s=L} = 0$. Le ruban est attaché au substrat au point de pelage, on a donc $x(0) = y(0) = 0$. En appliquant l'équation (B.13) en $s = 0$ et $s = L$ on obtient :

$$\frac{EI}{R_0} = F(x(L) \sin \theta - y(L) \cos \theta), \quad (\text{B.14})$$

avec $R_0 = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial s} \right)^{-1}$ le rayon de courbure du ruban à l'origine.

Hypothèse d'un ruban long

On va supposer ici qu'on a $\alpha(L) = \theta$, ce qui revient à supposer que la longueur du ruban est grande devant la taille caractéristique de l'équation différentielle (B.11) : $L \gg r = \sqrt{\frac{EI}{F}}$. En appliquant l'équation (B.12) en $s = 0$ et $s = L$, avec comme condition aux limites que le ruban est tangent au substrat à l'origine : $\alpha(0) = 0$, on obtient :

$$\frac{EI}{2R_0^2} + F \cos \theta = F. \quad (\text{B.15})$$

Le rayon de courbure à l'origine s'écrit donc :

$$R_0 = \sqrt{\frac{EI}{2F(1 - \cos \theta)}}. \quad (\text{B.16})$$

On peut aussi appliquer l'équation (B.12) aux points d'abscisses s et $s = L$:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial s} = \frac{\sqrt{2}}{r} \sqrt{1 - \cos(\theta - \alpha)}, \quad (\text{B.17})$$

$$= \frac{2}{r} \sin\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right). \quad (\text{B.18})$$

Cette équation différentielle peut se résoudre analytiquement :

$$\alpha = \theta - 4 \operatorname{atan}\left(e^{-s/r} \tan \frac{\theta}{4}\right). \quad (\text{B.19})$$

On peut déduire de cette expression l'énergie linéique de courbure :

$$e_c = \frac{EI}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial s}\right)^2 = \frac{8EI}{r^2} \frac{e^{-2s/r} \tan^2 \frac{\theta}{4}}{(1 + e^{-2s/r} \tan^2 \frac{\theta}{4})^2}. \quad (\text{B.20})$$

En intégrant sur tout le ruban, on obtient l'énergie de courbure totale :

$$E_c = \int_0^L e_c ds, \quad (\text{B.21})$$

$$\boxed{E_c = \frac{4EI}{r} \sin^2 \frac{\theta}{4}}. \quad (\text{B.22})$$

Cette expression est la même que celle trouvée par Roman [73] en considérant un ruban inextensible.

Ruban long, avec $\theta \ll 1$

En gardant l'hypothèse $L \gg r$ et en supposant aussi $\theta \ll 1$, l'équation (B.22) devient :

$$E_c \simeq \frac{EI\theta^2}{4r} = \frac{\sqrt{EIF}}{4} \theta^2. \quad (\text{B.23})$$

B.1.2 Cas d'un ruban extensible

Cas général

On fait l'hypothèse que l'équation d'équilibre pour la courbure reste inchangée lorsque l'allongement de la ligne élastique est non nul. On suit donc le même raisonnement que précédemment pour obtenir $\alpha(s)$. L'extrémité du ruban est maintenant en $s = L_e$, où L_e est la longueur de la ligne en prenant en compte l'extension créée par la force appliquée. Pour obtenir la déformation élastique locale, on peut écrire qu'elle est créée par la force projetée dans la direction de l'élément \vec{ds} :

$$F_e = \frac{\vec{ds} \cdot \vec{F}}{ds} = F \cos(\theta - \alpha(s)). \quad (\text{B.24})$$

La déformation ϵ s'écrit donc :

$$\epsilon(s) = \frac{F}{Ebe} \cos(\theta - \alpha(s)) = \epsilon_L \cos(\theta - \alpha(s)). \quad (\text{B.25})$$

Ruban long : $L \gg r$

En remplaçant α par l'expression (B.19), l'équation (B.25) devient :

$$\epsilon(s) = \epsilon_L \cos \left[4 \operatorname{atan} \left(e^{-s/r} \tan \frac{\theta}{4} \right) \right]. \quad (\text{B.26})$$

On souhaite obtenir l'énergie élastique contenue dans le ruban :

$$E_{el} = \int_0^{L_e} e_{el} ds, \quad (\text{B.27})$$

avec e_{el} la densité linéique d'énergie élastique :

$$e_{el} = \frac{1}{2} E e b \epsilon^2. \quad (\text{B.28})$$

L'énergie élastique n'est pas intégrable analytiquement, on peut utiliser des expressions approchées pour avoir un ordre de grandeur. Dans l'intégrale (B.27) on va prendre comme borne supérieure L au lieu de L_e . Cela revient à supposer que l'allongement est négligeable devant la longueur du ruban. Cette hypothèse est raisonnable compte tenu du fait qu'on a déjà fait l'hypothèse d'un ruban long $L \gg r$. Pour ϵ nous allons considérer son expression approchée, valable pour $s \gg r$. On néglige ainsi les variations de l'élongation proche du point de pelage.

$$\epsilon(s) = \epsilon_L \left(1 - 8e^{-2s/r} \tan^2 \frac{\theta}{4} \right). \quad (\text{B.29})$$

Cette approximation est aussi valable pour s quelconque et un faible angle θ , l'écart entre les équations (B.26) et (B.29) est inférieur à 2% pour $\theta < 40^\circ$.

On obtient :

$$E_{el} \simeq \frac{1}{2} \frac{F^2}{E e b} \left(L + 4r \tan^2 \frac{\theta}{4} (e^{-2L/r} - 1) \right). \quad (\text{B.30})$$

Comme on a $L \gg r$, cette expression se réécrit :

$$E_{el} = \frac{1}{2} \frac{F^2}{E e b} \left(L - 4r \tan^2 \frac{\theta}{4} \right). \quad (\text{B.31})$$

Au premier ordre cette équation devient :

$$E_{el} = \frac{1}{2} \frac{F^2}{E e b} L. \quad (\text{B.32})$$

Cas $L \gg r$ et $\theta \ll 1$

Aux petits angles, l'équation (B.19) devient :

$$\alpha \simeq \theta (1 - e^{-s/r}). \quad (\text{B.33})$$

L'écart entre les équations (B.19) et (B.33) reste faible pour des valeurs de $\theta < 40^\circ$ (on a alors un écart inférieur à 2%).

L'allongement s'écrit, pour $s \gg r$:

$$\epsilon(s) \simeq \epsilon_L \left(1 - \frac{\theta^2}{2} e^{-\frac{2s}{r}} \right). \quad (\text{B.34})$$

On note que la déformation approche exponentiellement de sa valeur limite sur une échelle de longueur deux fois plus petite que celle de l'évolution de la courbure.

B.2 Simulations numériques

B.2.1 Système d'équations

Dans cette partie, nous allons calculer numériquement la forme du ruban en utilisant l'algorithme *fsolve* du logiciel Matlab. Comme précédemment, on considère une ligne élastique au repos sur l'axe des abscisses, de longueur L , à l'extrémité de laquelle on vient appliquer une force \vec{F} (cf figure B.2). La ligne est discrétisée en N éléments de longueur dx au repos. Chaque point M_n de la bande a pour coordonnées (X_n, Y_n) , avec $1 \leq n \leq N$.

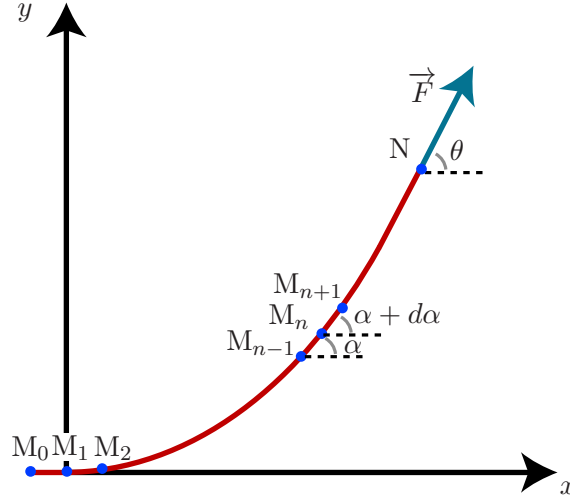


FIGURE B.2 – Schéma de la géométrie de pelage. La force F est appliquée au bout d'un ruban de longueur L , avec un angle θ par rapport à l'horizontale. La bande est discrétisée en N éléments de longueur dx au repos.

La force élastique appliquée à chaque élément \vec{ds} s'écrit :

$$F_e = \frac{\vec{F} \cdot \vec{ds}}{\|\vec{ds}\|}, \quad (\text{B.35})$$

$$= \frac{F [\cos \theta (X_n - X_{n-1}) + \sin \theta (Y_n - Y_{n-1})]}{\sqrt{(X_n - X_{n-1})^2 + (Y_n - Y_{n-1})^2}}. \quad (\text{B.36})$$

F_e peut aussi s'écrire en fonction de l'allongement relatif ϵ : $F_e = Ebe$, avec :

$$\epsilon = \frac{\|\vec{ds}\|}{dx} - 1, \quad (\text{B.37})$$

$$= \frac{\sqrt{(X_n - X_{n-1})^2 + (Y_n - Y_{n-1})^2}}{dx} - 1. \quad (\text{B.38})$$

Pour prendre en compte l'effet du moment sur la déformation du ruban, on peut utiliser l'équation (B.13) établie précédemment, en l'appliquant au point d'abscisse s et à l'extrémité du ruban N :

$$EI \frac{d\alpha}{ds} = F [(X_N - X_n) \sin \theta - (Y_N - Y_n) \cos \theta]. \quad (\text{B.39})$$

Pour le calcul de $\frac{d\alpha}{ds}$, on définit l'incrément ds_c autour du point M_n :

$$ds_c = \sqrt{\left(\frac{X_n - X_{n-1}}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y_n - Y_{n-1}}{2}\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{X_{n+1} - X_n}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y_{n+1} - Y_n}{2}\right)^2}. \quad (\text{B.40})$$

L'incrément $d\alpha$ s'obtient à partir des équations :

$$\tan(\alpha) = \frac{Y_n - Y_{n-1}}{X_n - X_{n-1}}, \quad (\text{B.41})$$

$$\tan(\alpha + d\alpha) = \frac{Y_{n+1} - Y_n}{X_{n+1} - X_n}. \quad (\text{B.42})$$

Pour clore le système d'équations, nous avons besoin de conditions aux limites. Le ruban est attaché au substrat, on a donc $X_1 = Y_1 = 0$. On va considérer que le ruban est tangent au substrat au point de pelage. On introduit le point M_0 de coordonnées $(-dx, 0)$ et on applique l'équation (B.39) pour $n = 1$. On obtient finalement le système de $2N$ équations pour $2N$ inconnues :

$$\begin{aligned} \frac{F}{ebE} \frac{(X_n - X_{n-1}) \cos \theta + (Y_n - Y_{n-1}) \sin \theta}{\sqrt{(X_n - X_{n-1})^2 + (Y_n - Y_{n-1})^2}} = \\ \frac{\sqrt{(X_n - X_{n-1})^2 + (Y_n - Y_{n-1})^2}}{dx} - 1, \quad 2 \leq n \leq N, \\ \frac{F}{EI} [(X_N - X_n) \sin \theta - (Y_N - Y_n) \cos \theta] = \\ \frac{d\alpha(X_n, X_{n-1}, X_{n+1}, Y_n, Y_{n-1}, Y_{n+1})}{\sqrt{\left(\frac{X_n - X_{n-1}}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y_n - Y_{n-1}}{2}\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{X_{n+1} - X_n}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y_{n+1} - Y_n}{2}\right)^2}}, \quad 1 \leq n \leq N - 1, \\ X_1 = 0, \\ Y_1 = 0, \end{aligned} \quad (\text{B.43})$$

B.2.2 Résolution numérique

Pour résoudre numériquement le système d'équations (B.43), on utilise l'algorithme *fsolve* de Matlab, avec pour inconnues X_n et Y_n pour $2 \leq n \leq N$. Comme les deux types d'équation "courbure" et "allongement" convergent à des vitesses très différentes, on les résout l'une après l'autre. La fonction qui minimise les équations de courbure fait appel à une fonction qui minimise les équations d'allongement. Comme les équations d'allongement convergent rapidement, on les fait converger à chaque itération de la fonction.

Pour $\theta < 70^\circ$, on utilise comme solution initiale à optimiser la solution donnée par l'équation (B.33) et $\epsilon = \epsilon_L$. Quand l'angle augmente, en particulier quand il passe au-dessus de 90° , le ruban présente une tangente verticale dans le repère (\vec{e}_x, \vec{e}_y) . Pour $\theta > 70^\circ$ on se place dans un nouveau repère $(-\vec{e}_y, \vec{e}_x)$. On prend alors comme solution initiale à optimiser la solution trouvée pour un angle proche plus faible.

Dans tous les cas, on obtient des solutions satisfaisantes (les fonctions minimisées sont inférieures à 10^{-10}) pour des angles $2 \leq \theta \leq 170^\circ$, pour des forces $0.1 \leq F \leq 2$ N, des épaisseurs $e = 58 \mu\text{m}$ (valeur proche de l'épaisseur du dos avec adhésif pour le Scotch[®]600) ou $e = 38 \mu\text{m}$ (valeur proche de l'épaisseur du dos), $E = 1.15$ GPa (valeur proche de celle du Scotch[®]600), $b = 19$ mm et différentes longueurs.

B.3 Comparaison des résultats

Dans cette partie, nous allons comparer les résultats issus du calcul numérique à ceux issus du calcul analytique.

B.3.1 Forme du ruban

Simulation numérique - Influence de l'angle de pelage

Les solutions présentées sur la figure B.3 sont calculées pour $L = 5 \text{ mm}$, $F = 1 \text{ N}$ et $e = 58 \text{ }\mu\text{m}$. On obtient alors $r = 0.6 \text{ mm}$, qui ne vérifie pas vraiment $L \gg r$. On voit sur la figure B.3 que le ruban se courbe progressivement avec l'angle.

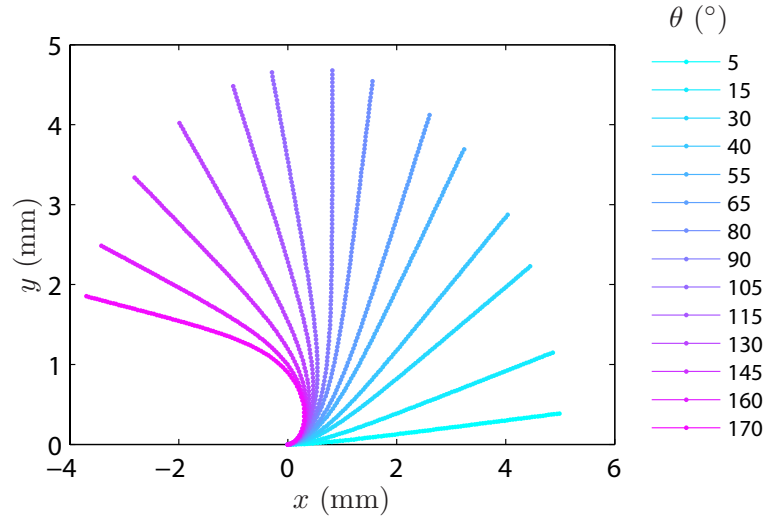


FIGURE B.3 – Forme du ruban pour différents angles θ . $L = 5 \text{ mm}$, $N = 100$, $e = 58 \text{ }\mu\text{m}$ et $F = 1 \text{ N}$.

Simulation numérique - Influence de la force imposée

Les solutions présentées sur la figure B.4 sont calculées pour $L = 1 \text{ cm}$, $0.1 \leq F \leq 1.9 \text{ N}$, $\theta = 90^\circ$ et $e = 58 \text{ }\mu\text{m}$. On a alors $1.9 \geq r \geq 0.4 \text{ mm}$, on ne peut donc pas vraiment considérer que $L \gg r$ pour toutes les forces. On voit en effet sur la figure B.4 que pour les forces les plus faibles, la tangente à l'extrémité du ruban n'est pas orientée selon $\theta = 90^\circ$. La forme évolue très rapidement avec F pour de faibles forces, mais beaucoup plus lentement quand F augmente.

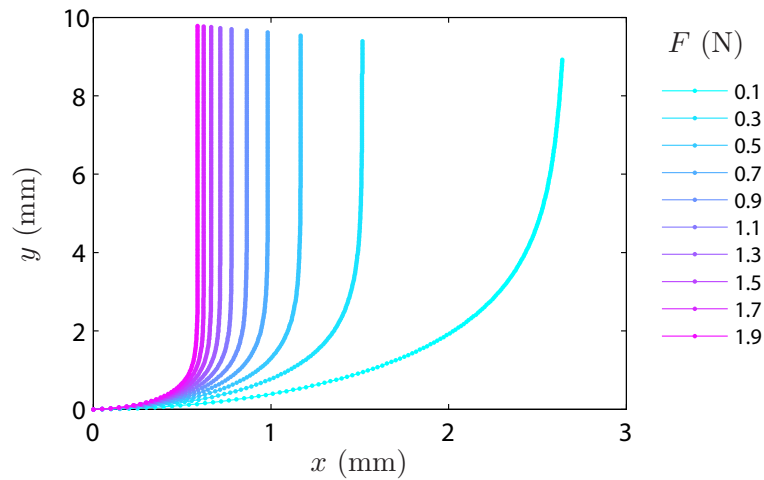


FIGURE B.4 – Forme du ruban pour différentes forces F . $L = 1 \text{ cm}$, $N = 200$, $e = 58 \text{ }\mu\text{m}$ et $\theta = 90^\circ$.

Comparaison entre le calcul analytique, la simulation numérique et un calcul de la littérature [74]

On va ici comparer la forme du ruban prédite par le calcul analytique dans les hypothèses d'un ruban long ($L \gg r$), sans allongement (cf équation (B.19)), à nos calculs numériques. Les solutions présentées ici sont calculées pour $L = 5$ mm, $F = 0.98$ N et $e = 38$ μm . On a alors $r = 0.3$ mm, on peut donc bien considérer que $L \gg r$.

D'autre part, Kendall avait fait un calcul analytique similaire, avec les mêmes hypothèses de travail, dans un repère différent [74]. Les repères étant très différents, il n'est pas possible de relier les expressions analytiques de manière simple. La solution de Kendall est d'ailleurs implicite, tandis que nous avons pu établir une solution explicite. Nous allons donc comparer les résultats pour des paramètres donnés.

Sur la figure B.5, on trace les calculs analytiques et la simulation numérique pour deux angles différents. À l'échelle du ruban, les trois calculs semblent être similaires. Si on regarde à une échelle plus faible, près du point de pelage (cf inserts), on voit que la simulation numérique est en fait différente. Cela est dû au fait que les calculs analytiques ne prennent pas en compte l'allongement. On peut d'ailleurs observer que le ruban est plus long dans le cas de la simulation numérique. D'autre part, comme on pouvait s'y attendre, les deux calculs analytiques, celui de Kendall et le nôtre, donnent exactement le même résultat.

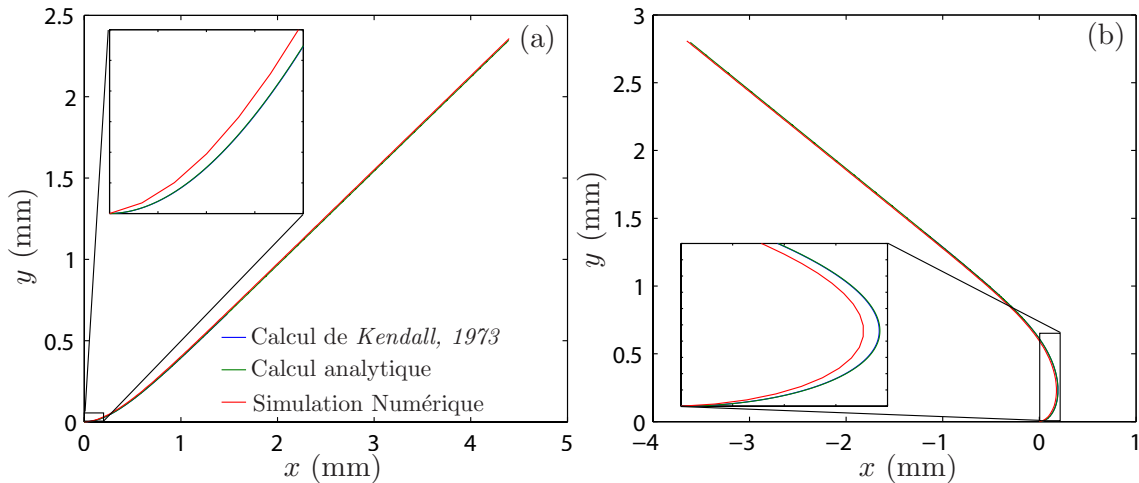


FIGURE B.5 – Forme du ruban pour $L = 5$ mm, $F = 0.98$ N et $e = 38$ μm . Pour la simulation numérique, $N = 150$. (a) $\theta = 30^\circ$. (b) $\theta = 150^\circ$.

B.3.2 Énergie de courbure

Dans l'hypothèse d'un ruban inextensible, avec $L \gg r$, on peut calculer l'énergie de courbure dans le ruban avec l'équation (B.22). Dans le cas d'un faible angle de pelage $\theta \ll 1$ cette expression peut se simplifier pour donner l'équation (B.23). On trace sur la figure B.6 ces expressions, ainsi que les valeurs obtenues avec les simulations numériques. Sur la figure B.6(a), on trace E_c en fonction de θ pour $F = 1$ N, $e = 58$ μm et différentes longueurs. Pour les longueurs telles que $L > 10r$ les calculs analytiques et les simulations numériques donnent le même résultat (cercles pleins). Pour certaines longueurs telles que $L < 10r$, la simulation numérique donne des valeurs plus basses (carrés rouges). Ce résultat est attendu : quand le ruban n'est pas suffisamment long, la tangente à son extrémité a un angle plus faible que θ , l'énergie de courbure stockée est donc plus faible. Le calcul pour un angle de pelage faible donne une bonne estimation pour $\theta \lesssim 90^\circ$.

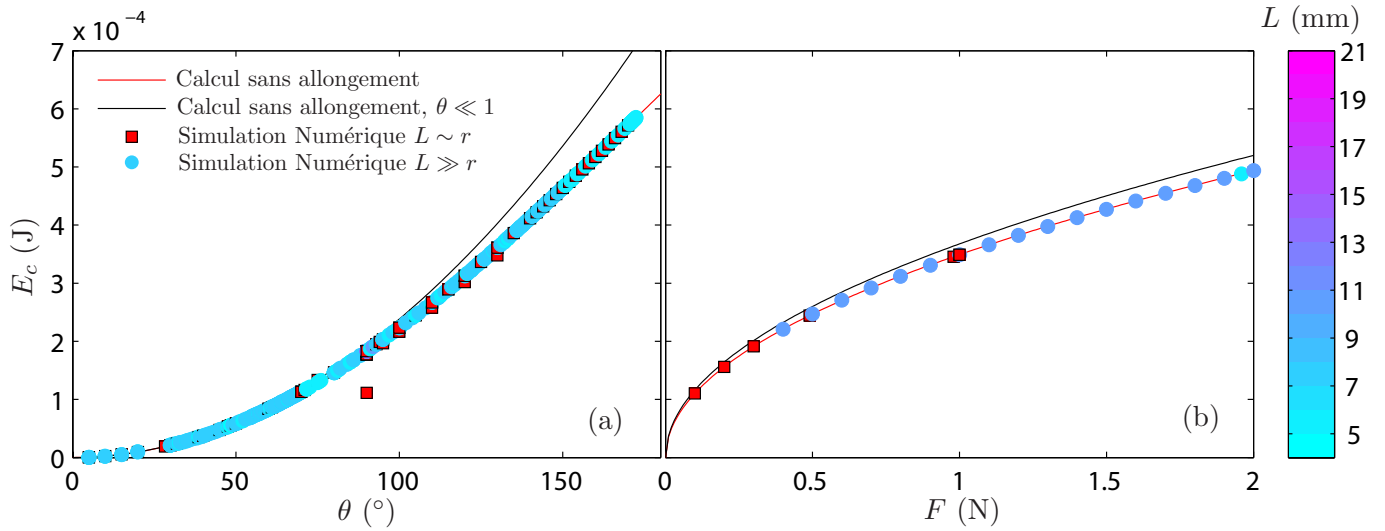


FIGURE B.6 – Énergie de courbure E_c en fonction de θ (a) ou F (b). Le calcul sans allongement correspond au calcul analytique donné par l'équation (B.22). Le calcul sans allongement, avec $\theta \ll 1$ correspond à l'équation (B.23). Ces deux calculs analytiques sont faits avec l'hypothèse $L \gg r$. Les simulations numériques sont faites pour différentes longueurs. Les longueurs telles que $L > 10r$ sont représentées par des cercles pleins, dont la couleur dépend de L . Les longueurs où $L < 10r$ sont représentées par des carrés rouges. (a) $F = 1$ N, $e = 58 \mu\text{m}$, $r = 0.3$ mm et $0.01 \leq dx \leq 0.05$ mm. (b) $\theta = 90^\circ$, $e = 38 \mu\text{m}$ et $dx = 0.05$ mm.

Sur la figure B.6(b), on trace E_c en fonction de F pour $\theta = 90^\circ$, $e = 38 \mu\text{m}$ et différentes longueurs de ruban. On observe que, même pour des longueurs telles que $L < 10r$, le calcul analytique donne une bonne estimation.

B.3.3 Énergie élastique

Le calcul analytique donne une expression intégrale de l'énergie élastique en supposant $L \gg r$. On a aussi calculé des expressions approchées en prenant en compte de nombreuses approximations supplémentaires. Pour l'énergie élastique linéique, on considère l'expression telle que $s \gg r$, on néglige donc les modifications d'élongation proche du point de pelage. L'énergie linéique est intégrée entre $s = 0$ et $s = L$, on néglige donc l'allongement devant la longueur totale du ruban. On obtient finalement au premier ordre l'expression (B.32) indépendante de θ . L'approximation au deuxième ordre rend compte d'une dépendance avec l'angle (cf équation (B.31)).

On trace sur la figure B.7(a), E_{el} en fonction de θ pour $L = 0.005$ m, $e = 38 \mu\text{m}$, $F = 0.98$ N. On voit tout d'abord que les prédictions analytiques donnent le même ordre de grandeur que la simulation numérique. Cependant la dépendance avec θ n'est pas la même. On retrouve bien une décroissance dans les deux cas, mais la simulation numérique prédit une saturation de E_{el} pour les angles importants, alors que les prédictions analytiques prévoient des valeurs divergentes. Il faut cependant remarquer que l'évolution avec θ est très faible (au plus de 8%), les prédictions analytiques donnent donc de bonnes estimations.

On trace, sur la figure B.7(b), E_{el} en fonction de F pour $\theta = 90^\circ$, $L = 0.01$ m, $e = 58 \mu\text{m}$. Pour ces paramètres, l'évolution de E_{el} avec F est la même pour les simulations numériques et les calculs analytiques. Les deux approximations analytiques sont proches l'une de l'autre, l'approximation au second ordre étant notablement plus proche des calculs numériques. Dans ces conditions, le calcul intégral et l'approximation au second ordre sont superposés.

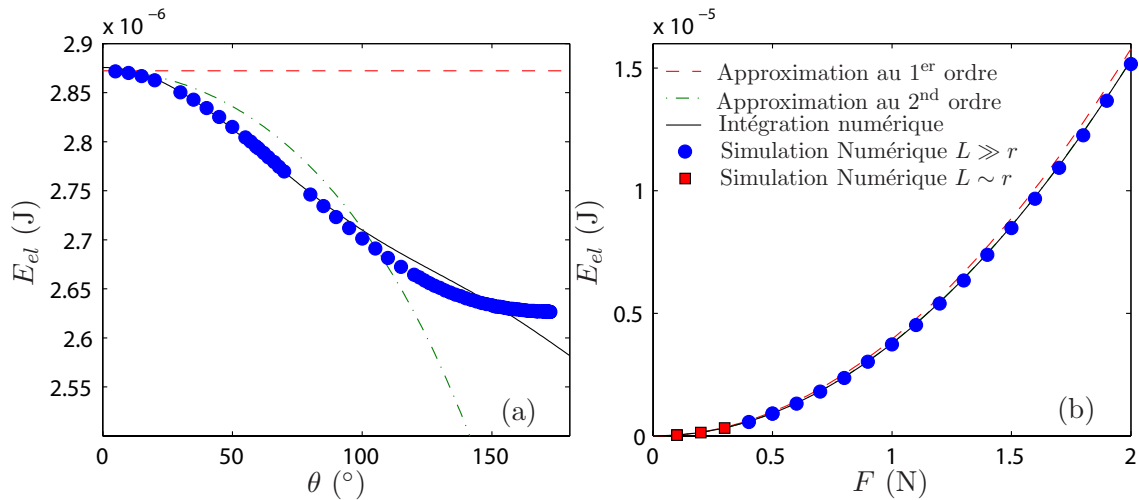


FIGURE B.7 – Énergie élastique d'allongement E_{el} en fonction de θ (a) ou F (b). L'approximation au premier ordre correspond à l'équation (B.32), celle au second ordre à l'équation (B.31) et l'expression intégrale à l'équation (B.27). (a) $L = 0.005$ m, $e = 38$ μ m, $F = 0.98$ N et $N = 150$. (b) $\theta = 90^\circ$, $L = 0.01$ m, $e = 58$ μ m et $N = 200$.

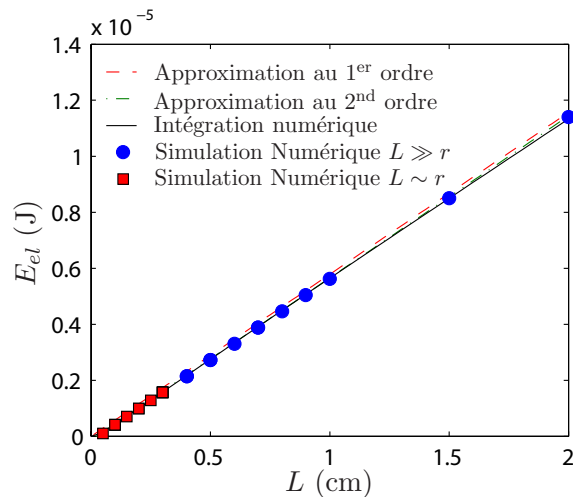


FIGURE B.8 – Énergie élastique d'allongement E_{el} en fonction de L , pour $\theta = 90^\circ$, $e = 38$ μ m, $F = 0.98$ N et $0.01 \leq dx \leq 0.05$ mm. L'approximation au premier ordre correspond à l'équation (B.32), celle au second ordre à l'équation (B.31) et l'expression intégrale à l'équation (B.27).

Sur la figure B.8, on trace E_{el} en fonction de L pour $\theta = 90^\circ$, $e = 38$ μ m et $F = 0.98$ N. Les simulations numériques suivent bien la linéarité prédite par les approximations analytiques, et les ordres de grandeurs sont les mêmes, même lorsque l'approximation $L \gg r$ n'est pas valable (carrés rouges).

B.4 Comparaison à des données expérimentales

Pour comparer nos simulations numériques à la forme du ruban adhésif, nous avons effectué des expériences à F et θ constants. On colle une première couche d'adhésif sur un substrat rigide. L'adhésif utilisé est le Scotch[®]600. On colle ensuite une seconde couche d'adhésif au bout de laquelle on attache une masse m (cf figure B.9). On choisit $m = 90$ g

telle que le ruban ne se décolle pas et est donc à l'équilibre. On prend ensuite une photo du ruban près du point de pelage avec un microscope.

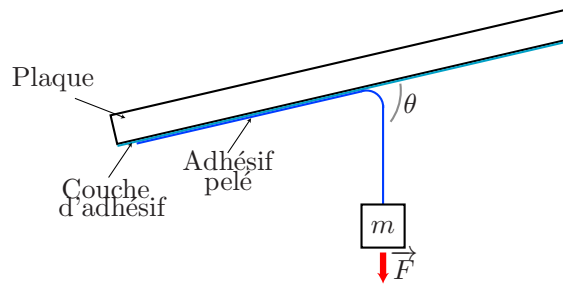


FIGURE B.9 – Schéma de l'expérience à force fixée.

Des exemples de photos sont montrés sur la figure B.10, pour $\theta = 61^\circ$ et 150.8° . Pour $\theta = 61^\circ$, la simulation numérique est très proche de l'expérience. Cependant, pour $\theta = 150.8^\circ$ la simulation est plus éloignée, et prévoit un rayon de courbure plus grand que sa valeur expérimentale. Il est important de noter que, pour les simulations numériques, on a considéré que l'adhésion était ponctuelle et n'imposait qu'une tangente nulle à l'origine. On observe cependant sur les photos que la colle se fibrille le long de la bande près du point de pelage sur une longueur non négligeable devant le rayon de courbure. Il faudrait donc prendre en compte une force d'adhésion sur une certaine distance après le point de pelage. Une idée serait de modéliser la force par des ressorts représentant les fibrilles. Cependant, en ajoutant cette force dans le système d'équation (B.43), l'algorithme *fsolve* que nous utilisons ne parvient plus à converger. Il faudrait donc envisager un tel calcul avec un algorithme plus puissant.

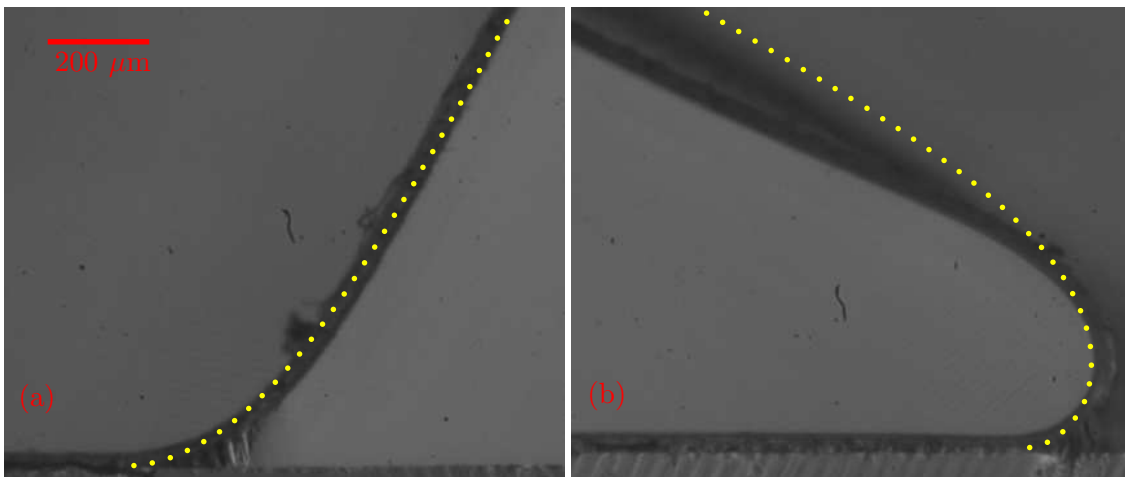


FIGURE B.10 – Photos issues de l'expérience montrée en figure B.9, avec $m = 90$ g, et $\theta = 61^\circ$ (a) ou 150.8° (b). En jaune : calculs numériques avec $e = 38 \mu\text{m}$, $F = 0.98$ N, $L = 0.005$ m, $E = 1.15$ GPa et $N = 100$.

B.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons modélisé le ruban par une ligne élastique attachée au point de pelage. Avec certaines approximations, nous avons été capables d'établir des expressions analytiques pour l'énergie de courbure et l'énergie élastique. Nous avons aussi calculé numériquement la forme du ruban. Nous avons montré que les résultats du cal-

cul analytique approché étaient proches de ceux du calcul numérique. D'autre part, une comparaison avec des expériences a montré que nos prédictions numériques étaient assez proches de la réalité. Nous pouvons donc considérer que les énergies de courbure et d'allongement s'écrivent :

$$E_c \simeq \frac{4EI}{r} \sin^2 \frac{\theta}{4}, \quad (\text{B.44})$$

$$E_{el} \simeq \frac{1}{2} \frac{F^2}{Eeb} L. \quad (\text{B.45})$$

Grâce à ces expressions, on peut déduire une longueur critique pour laquelle ces deux énergies sont égales :

$$L_c = 8 \left(\frac{E}{F} \right)^{3/2} \sqrt{I} e b \sin^2 \frac{\theta}{4}. \quad (\text{B.46})$$

Pour $\theta = 90^\circ$, on a $L_c = 31$ cm. Cette valeur pourrait peut-être expliquer que dans nos expériences de pelage à angle fixe les expériences pour $L \leq 20$ cm étaient très différentes des autres (cf partie A.4). Dans ce cas, l'énergie de courbure joue en effet un rôle important.

Annexe C

Rubans adhésifs sur-mesure - Étude préliminaire

Sommaire

C.1 Propriétés des adhésifs	150
C.1.1 Rhéologie	150
C.1.2 Structure de l'interface	150
C.2 Périodes de stick-slip	151
C.3 Micro stick-slip	152
C.4 Mesure de couple	153
C.5 Conclusion	154

Par l'intermédiaire de Costantino Creton, Dave Yarusso, un ingénieur de 3M[®] nous a fourni des adhésifs faits sur-mesure en laboratoire, afin d'étudier l'impact de la rhéologie de l'adhésif sur le stick-slip. Dans ce chapitre, nous allons présenter une étude préliminaire pour la caractérisation du stick-slip et du micro stick-slip. Les expériences décrites dans ce chapitre sont faites sur le dispositif de visualisation du front de pelage décrit dans le chapitre 5.

C.1 Propriétés des adhésifs

C.1.1 Rhéologie

Les adhésifs sont des mélanges constitués de différents polymères qui sont réticulés puis déposés sur une épaisseur de $15 \mu\text{m}$ sur des bandes de PET de 1.27 cm de largeur. Les mélanges de polymères sont donnés dans le tableau C.1. Il y a 6 formulations différentes, qui sont ensuite réticulées en utilisant le réticulant Aluminum ACAC. Deux quantités de réticulants sont utilisées : 0.2 g (noté A) et 0.4 g (noté B), ce qui donne 12 types de systèmes.

La rhéologie des adhésifs non réticulés a été obtenue par analyse mécanique dynamique. Sur la figure C.1, sont tracés le module complexe G' et le facteur de perte $\tan \delta$ en fonction de la température.

Formulation	2EHA	BA	MA	AA	IOTG	Vazo 67	EtOAc
1	95	0	0	5	0.00	0.2	150
2	0	95	0	5	0.05	0.2	150
3	0	70	25	5	0.08	0.2	150
4	70	0	25	5	0.04	0.2	150
5	0	85	10	5	0.07	0.2	150
6	85	0	10	5	0.02	0.2	150

TABLE C.1 – Formulation des adhésifs fournis par 3M[®]. Les sigles représentent : 2EHA :2-ethyl hexyl acrylate; BA : n-butyl acrylate; MA : methyl acrylate; AA : acrylic acid; IOTG : iso-octyl thio glycolate; Vazo 67 : thermal initiator; EtOAc : ethyl acetate. Les quantités sont donnée en poids

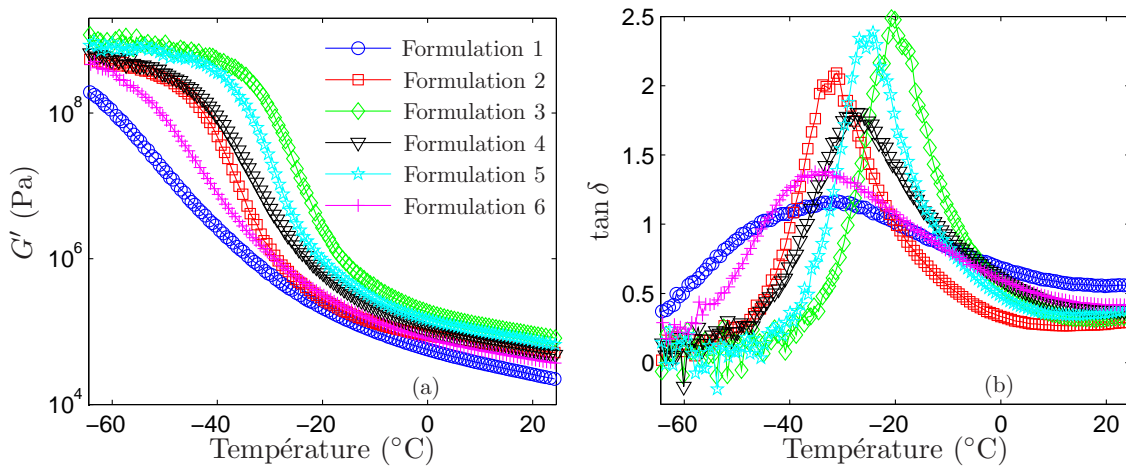


FIGURE C.1 – Propriétés rhéologiques des adhésifs fournis par 3M[®], non réticulés.

C.1.2 Structure de l'interface

On visualise la surface de certains adhésifs avec un microscope $\times 40$. Pour cela on dépose un bout d'adhésif sur une plaque de microscope, avec l'adhésif sur le dessus. On dépose une goutte d'eau sur l'adhésif et on vient recouvrir avec une lamelle de microscope. De cette manière l'adhésif n'entre pas en contact avec un substrat, juste avec l'eau. Le défaut de cette méthode est qu'on ne connaît pas l'impact de l'eau sur l'adhésif. Pour le Scotch[®]600, au bout de quelques dizaines de secondes, l'adhésif devient blanc. Pour

les adhésifs sur-mesure, on ne voit pas d'effet de l'eau à l'œil nu. Sur la figure C.2, on représente une image typique en contraste de phase pour un adhésif sur mesure (le 5A (a)) et pour le Scotch[®]600 (b). Ce qui apparaît blanc correspond à un amas de matière, on pense ici qu'il s'agit de petits tas de colle. On n'observe pas de différence entre les adhésifs sur mesure observés (5A, 6A, 5B, 6B). Par contre on observe que, pour le Scotch[®]600, il y a beaucoup moins d'hétérogénéités. La taille typique des hétérogénéités est de $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$.

Ces hétérogénéités sont certainement dues au décollement de l'adhésif de son rouleau. En effet on décolle l'adhésif à basse vitesse pour éviter d'avoir du stick-slip. À ces basses vitesses, on observe de la fibrillation de l'adhésif : des fibrilles sont étirées jusqu'à ce qu'elles cassent, elles se rétractent ensuite sur le ruban. Les amas de colle seraient ces fibrilles rétractées. On observe ces hétérogénéités de manière plus importante sur les rouleaux faits sur-mesure parce qu'ils sont fait en laboratoire, contrairement aux rouleaux commerciaux qui sont fait de manière industrielle. Il est aussi important de souligner qu'on observe des hétérogénéités à plus grande échelle sur les rouleaux sur mesure : des bulles d'environ 1 mm de diamètre. On supprime ces bulles quand on recolte la bande sur le substrat d'étude, mais comme l'adhésif a été stocké avec ces bulles, il est possible qu'il ait été endommagé.

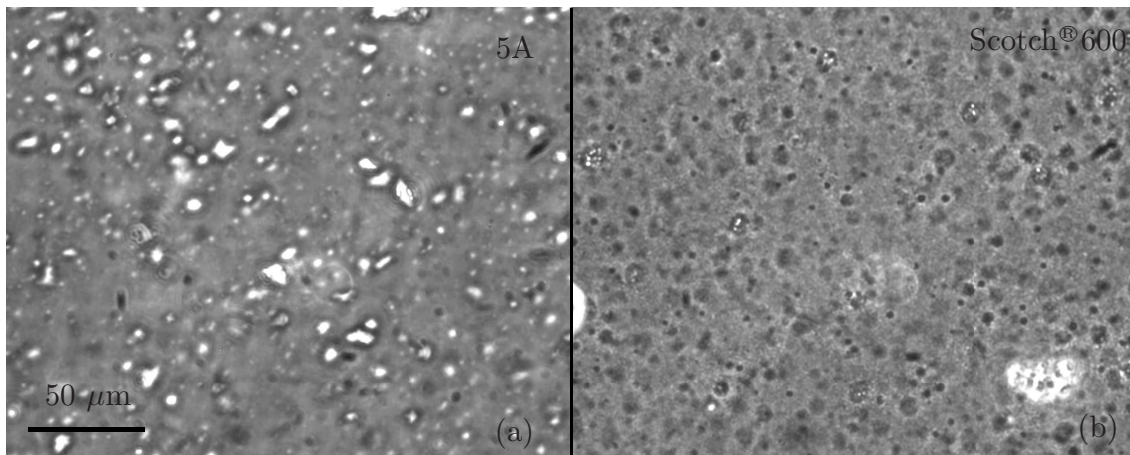


FIGURE C.2 – Image au microscope $\times 40$ en contraste de phase de l'adhésif sur mesure 5A(a) et du Scotch[®]600 (b).

C.2 Périodes de stick-slip

La première observation est que la gamme de présence du stick-slip est décalée vers des vitesses plus basses que pour le Scotch[®]600. En effet, pour $V = 0.1\ \text{m s}^{-1}$ on observe du stick-slip sur toute la durée de l'expérience pour ces adhésifs, alors qu'on avait un pelage régulier pour le Scotch[®]600. Nous présentons ici des expériences réalisées dans la géométrie décrite dans le chapitre 5 et représentée sur la figure 5.1. La longueur de pelage est $L = 70\ \text{cm}$, et le substrat est le Scotch[®]600, nettoyé à l'alcool et gardé identique entre les différentes expériences.

Pour $V = 0.1\ \text{m s}^{-1}$, on peut séparer le signal acoustique en bouffées et en déduire la période de stick-slip (cf figure C.6). On voit sur la figure C.3 qu'il n'y a pas de dépendance significative de la période avec le type d'adhésif. Cependant, il faudrait faire des expériences de visualisation en géométrie rouleau ou sur substrat plan à angle contrôlé pour obtenir une meilleure statistique, et en particulier étudier l'évolution avec les différents paramètres.

On peut noter que, pour ces adhésifs, les périodes de stick-slip sont deux fois plus grandes que celles mesurées dans des conditions similaires avec le Scotch[®]600.

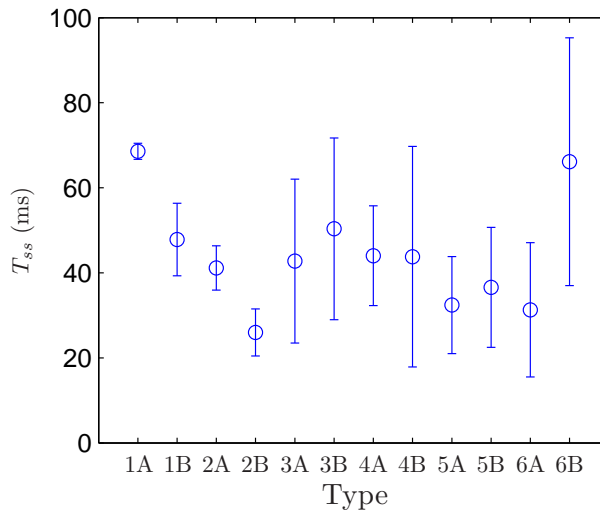


FIGURE C.3 – T_{ss} issue de l'analyse des bouffées du signal acoustique en fonction du type d'adhésif pour $L = 70$ cm et $V = 0.1$ m s⁻¹.

C.3 Micro stick-slip

Nous avons étudié la dynamique de micro stick-slips pour certains de ces adhésifs sur mesure. On remarque que les amplitudes de micro stick-slip sont beaucoup moins régulières que dans le cas du Scotch[®]600. Sur la figure C.4 est représentée la position en fonction du temps, avec une image correspondant au temps t_i (ligne tiretée verticale). On observe des micro stick-slips de différentes amplitudes.

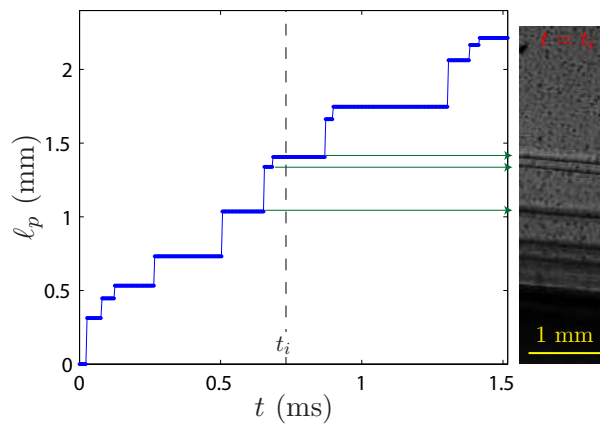


FIGURE C.4 – Position du front de pelage en fonction du temps pour l'adhésif 6A, avec $L = 70$ cm et $V = 0.1$ m s⁻¹. Une partie d'un événement de slip est représenté. La photo en insert correspond au temps t_i (ligne tiretée). Les flèches montrent les correspondances entre les traits horizontaux sur la photo et les sauts sur la position en fonction du temps.

On effectue une analyse statistique, avec environ 80 événements pour chaque condition. Les expériences sont faites pour les adhésifs 5A, 5B, 6A et 6B, à deux vitesses de pelage différentes. Pour une vitesse donnée (cf figure C.5(a), avec $V = 1$ m s⁻¹), les distributions pour les 4 adhésifs sur mesure présentent un pic pour $A_{mss} \approx 100$ μ m, valeur plus basse

que pour le Scotch[®]600 où on a $A_{mss} = 135 \pm 31 \mu\text{m}$. Cependant les distributions pour les adhésifs sur-mesure sont assez larges, on a en particulier des événements avec de grandes amplitudes. La valeur moyenne, d'environ $125 \mu\text{m}$ est donc plus élevée que la valeur la plus probable, ce qui est différent du Scotch[®]600.

Pour un type d'adhésif donné (cf figure C.5(b), avec le 5A), les distributions pour 2 vitesses différentes présentent un pic pour une même valeur d'environ $100 \mu\text{m}$. Pour $V = 0.1 \text{ m s}^{-1}$, on voit apparaître un deuxième pic pour $235 \mu\text{m}$. Contrairement aux adhésifs commerciaux, l'amplitude de micro stick-slip n'est plus distribuée autour d'une unique valeur moyenne, il est donc difficile d'attribuer une valeur A_{mss} pour une condition donnée.

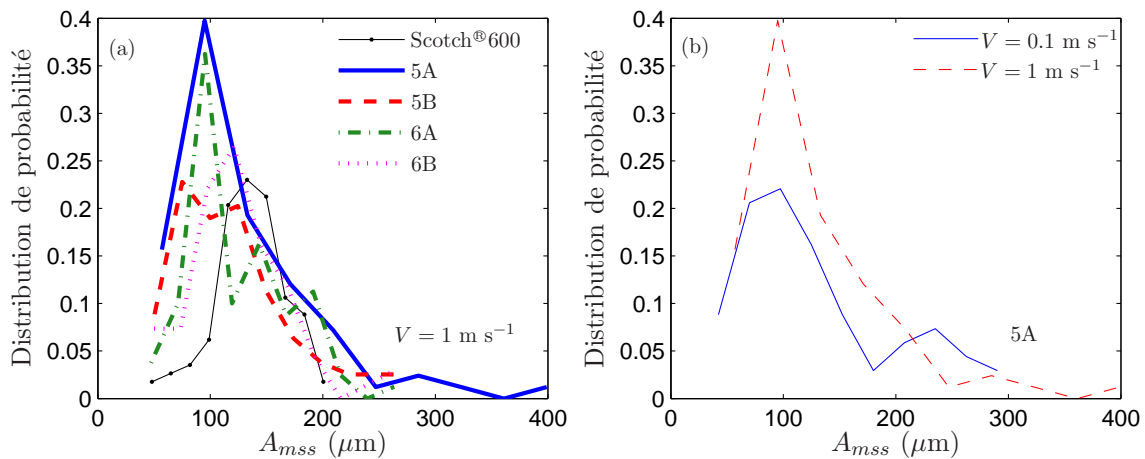


FIGURE C.5 – Distribution de probabilité normalisée des amplitudes de micro stick-slips A_{mss} . Les distributions sont chacune calculées à partir d'environ 80 événements, avec $L = 70 \text{ cm}$ et $\theta = 90^\circ$.

L'amplitude des micro stick-slips est beaucoup moins régulière que dans le cas des adhésifs commerciaux. On peut supposer que cette irrégularité est due aux hétérogénéités, qui déclencheraient des fractures transverses après des temps d'attente plus courts que dans le cas d'un adhésif homogène.

C.4 Mesure de couple

On remarque sur la figure C.3 que les périodes de stick-slip à $V = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ sont d'environ 40 ms, soit 2 fois plus grandes que les périodes maximales de stick-slip dans le cas du Scotch[®]600 (cf figure A.3). Le couplemètre associé au moteur a un temps de réponse suffisamment court pour pouvoir résoudre le couple pendant un stick-slip. On trace sur la figure C.6 le signal acoustique et la force au point d'enroulement pendant 3 cycles de stick-slip. On voit que, pendant un stick (peu d'émissions acoustiques), la force augmente, jusqu'à atteindre un maximum pour $F = 2.1 \text{ N}$. Le maximum de la force correspond au début d'une bouffée acoustique, donc au début du slip. La force diminue ensuite jusqu'à une valeur proche de 0 puis augmente à nouveau.

On remarque d'autre part que la force oscille avec une période de 1.5 ms, qui pourrait correspondre à la fréquence propre du capteur.

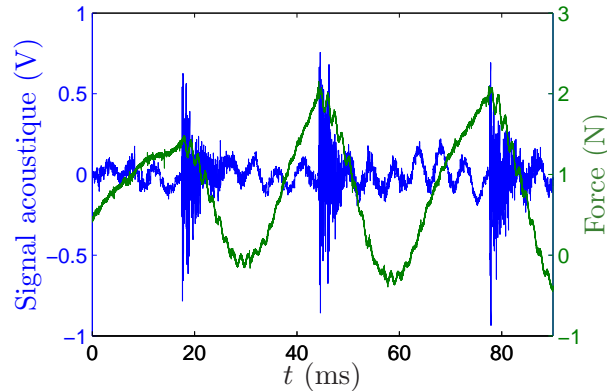


FIGURE C.6 – Signal acoustique et force au point d’enroulement en fonction du temps. Chaque bouffée du signal acoustique correspond à un événement de slip. Expérience réalisée avec $L = 70$ cm, $V = 0.1$ m s⁻¹ et l’adhésif 5A.

C.5 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie une série d’expériences effectuées avec des adhésifs sur-mesure. Les résultats sur le stick-slip macroscopique ne sont pas satisfaisants, car ils sont issus d’une caractérisation indirecte via les émissions acoustiques, possible uniquement à basse vitesse. Une étude systématique sur le dispositif de pelage sur substrat plan à angle, vitesse et longueur de pelage fixés serait nécessaire.

D’autre part, nous n’observons pas d’effet important de la rhéologie sur les micro stick-slips. Cependant, l’étude des micro stick-slips est difficile, l’adhésif présentant de nombreux défauts, la distribution des amplitudes est très large et peut présenter plusieurs pics. Cela met en évidence l’influence que peuvent avoir des défauts sur le micro stick-slip. Une étude systématique avec des adhésifs homogènes et un substrat avec des défauts contrôlés permettrait de mieux comprendre leur effet.

Finalement, ces adhésifs sur-mesure présentent un avantage important par rapport aux adhésifs commerciaux utilisés dans le reste de cette thèse. Le stick-slip existe pour des vitesses très faibles ($V < 0.1$ m s⁻¹ pour $\theta = 90^\circ$) et les périodes de stick-slip sont plus grandes que pour les adhésifs commerciaux. On peut ainsi mesurer l’évolution de la force instantanée et obtenir les signaux synchronisés de force, de position et des émissions acoustiques. Une telle information obtenue de manière systématique serait très utile pour confirmer le modèle décrit dans le chapitre 4.

Annexe D

Répulsion et attraction entre deux fissures

Dans le cadre d'une collaboration avec Mikko Alava et Juha Koivisto, de l'université Aalto (Helsinki, Finlande), nous avons étudié l'interaction entre deux fissures dans une feuille de plastique. La suite de ce chapitre est une ébauche d'article, qui sera soumis prochainement.

Repulsion and attraction in a couple of cracks

Marie-Julie Dalbe,^{1,2} Juha Koivisto,³ Loïc Vanel,²
Amandine Miksic,³ Osvanny Ramos,² Mikko Alava,³, Stéphane Santucci,¹

¹ *Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, CNRS and Université de Lyon, France*

² *Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon, France*

³ *COMP Center of Excellence, Department of Applied Physics, Aalto University, Finland*

We study experimentally the interaction of two cracks in a plastic sheet submitted to uniaxial stress at a constant imposed velocity. Depending on the geometrical parameters, the two cracks interact in different ways. We often observe a repulsive regime, where the cracks deviate with an angle θ , which depends on the system and the geometrical parameters. This is similar to previous results in a paper sheet, but it was not observed in other materials such as gelatin. A second, attractive regime is observed in all the experiments.

Introduction – The propagation of cracks in solids can weaken structures and lead to catastrophic failures, thus it is important to understand its mechanisms. Different studies focused on the propagation of a single crack [1–4] and showed that its path can be straight, or deviated by dynamical instabilities or heterogeneities. However, one single crack is rarely at the origin of catastrophic failures, which are more often caused by an array of cracks. The interaction of different cracks leads to kinked trajectories because of the modification of the stress fields around the crack tips. It is observed that cracks often coalesce around a 90° angle, in examples such as drying films [5] or fault dynamics [6–9]. In particular, many geophysical studies show that two cracks interacting often result in a “hook-shaped” path: the crack ends diverge and then converge towards each other. This shape was observed in nature at different scales: from 25 cm quartz-feldspar veins in granite to 25 km-long oceanic ridges [7]. Some experiments were done to reproduce this pattern in glass [10], PMMA [11, 12] or gelatin sheets [13]. A geometrical model was developed to explain the parabolic shape of the attractive path [13]. Some experiments in paper sheets [14] showed two different behaviors: the cracks attracted each other from the beginning of the trajectory, or first deviated from each other (in a repulsive regime) first. Different theoretical studies also predicted repulsive or attractive paths [15–20]. However, few works focus on the repulsive part of the trajectory, and especially on the amount of deviation. We study the interaction of two cracks in a plastic sheet submitted to uni-axial stress. Depending on the parameters, we observe different paths. In some cases, the two cracks deviate from each other, and we measure the deviation angle. We show how this angle depends on the geometrical parameters and the material properties.

Experimental set-up – The samples are clamped in a tensile testing machine, and pulled from one side at a fixed velocity $v = 0.02 \text{ mm s}^{-1}$ while the other side is

fixed (figure 1). The first set of experiments presented here was done with PET Mylar® sheets. The samples are $80 \times 120 \text{ mm}^2$, so that when they are clamped, the actual area of study is a square of $80 \times 80 \text{ mm}^2$. The samples are $190 \mu\text{m}$ thick. We prepare two notches, separated vertically by a distance d and vertically by a length L . We vary these two parameters, so that $0 < d < 4 \text{ cm}$ and $1 < L < 8 \text{ cm}$. During the experiment, we use a standard digital grayscale camera to take two pictures per second. The Young modulus of the material is $E = 1.8 \pm 0.1 \text{ GPa}$. The maximum force measured for our experiments is approximately 800 N, corresponding to an elongation of 0.24 cm.

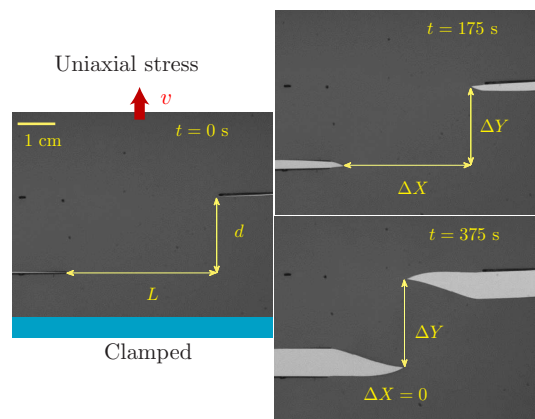


Figure 1: Pictures taken during an experiment with $d = 2 \text{ cm}$ and $L = 4 \text{ cm}$ in PET Mylar®, for different times t .

During the experiment, each crack grows quasi-statically. The two cracks interact with each other, and their trajectories do not stay perpendicular to the applied stress. In figure 1, we show typical images from the experiments.

With image analysis, we are able to detect the crack tips of coordinates (X_1, Y_1) and (X_2, Y_2) . We define the variables $\Delta X = X_2 - X_1$ and $\Delta Y = Y_2 - Y_1$ correspond-

ing to the horizontal and vertical distances between the two crack tips (cf figure 1). To characterize the interaction of the cracks, we define $\Delta y = \Delta Y - d - \Delta v$, with Δv the elastic elongation; $\Delta v \simeq \Delta Y_m - d$, with ΔY_m being the distance between the axes of the two cracks in the deformed state.

At one point (typically when $\Delta X \approx 0$ cm), the sample goes strongly out of plane due to plastic deformations in the zone between the two crack tips. We stop the analysis when this happens.

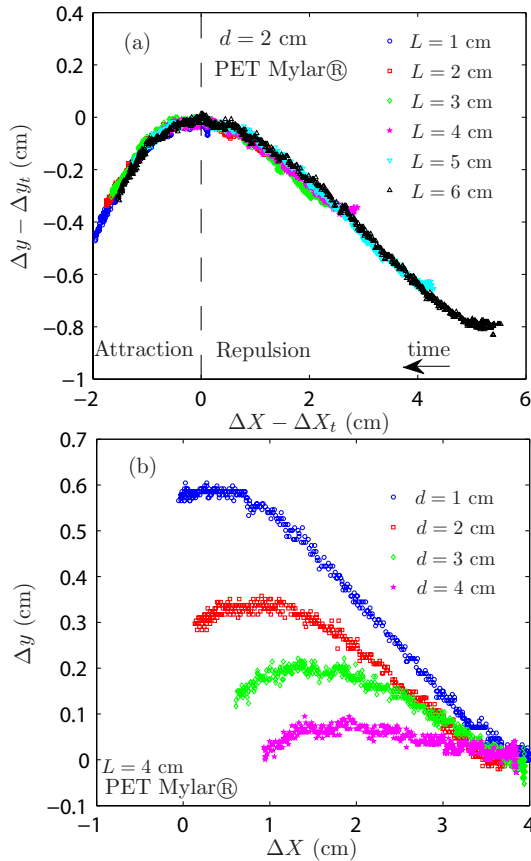


Figure 2: (a) $\Delta Y - \Delta Y_t$ vs. $\Delta X - \Delta X_t$ for $d = 2$ cm. (b) $\Delta Y - d$ vs. ΔX for $L = 4$ cm. Experiments with PET Mylar®. The trajectories depend strongly on d but not on L .

Trajectories – We study the plots Δy vs. ΔX for different values of the parameters. In most cases, we observe that when ΔX decreases (which corresponds to the time increasing), Δy first increases: the two cracks repel each other. Then, Δy reaches a maximum at the point $(\Delta X_t, \Delta y_t)$ and finally decreases: the two cracks attract each other. On figure 2(a), we can observe this typical behavior for $d = 2$ cm and different L , for PET Mylar®. We plot $\Delta y - \Delta y_t$ vs. $\Delta X - \Delta X_t$ in order to have the maximum point at $y = 0$ and $x = 0$ so that we can compare quantitatively the trajectories. We observe that they do not depend on L . As a consequence, when decreasing L , we can reach a typical value below which no repulsion is observed, in this case $L \leq 1$ cm.

In figure 2(b), we plot Δy vs. ΔX for a given L and different d for PET Mylar® sheets. The trajectory de-

pends a lot on d , and the repulsion seems to decrease when d increases: when the cracks are further away, they interact less.

It is interesting to notice in figure 2(b) that the two cracks interact and even start to attract each other for $\Delta X > 0$ cm. This is very different from the experimental observation in gelatin sheets [13]. The authors observed no repulsion between cracks and both experimental and theoretical results predicted an attraction starting when $\Delta X = 0$ cm.

In the following, we will focus on the dependence of the repulsive part with the different parameters. We were able to fit the attractive part with a parabolic shape (corresponding to the shape found in ref. [13]). It is however difficult to study this part in more details due to the out-of-plane component.

Repulsive part – We consider only the repulsive part of the Δy vs. ΔX curves, which we fit by a linear expression: $\Delta y = \alpha \Delta X + \beta$. The coefficient α corresponds to a repulsion angle θ . We saw in figure 2(a) that θ is independent of L . Its evolution with d is shown in figure 3.

θ decreases with d and is maximal for $d = 0$ cm, that is to say when the cracks are in front of each other. θ tend towards zero for large distance d , meaning that, if the cracks are too far from each other, they will not feel each other and their trajectories will be straight.

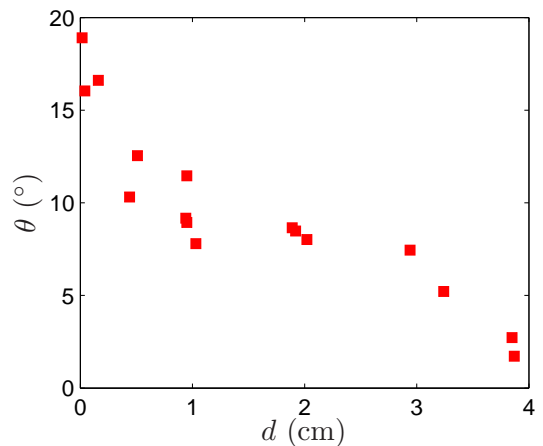


Figure 3: Repulsion angle θ vs. d for a given $L = 4$ cm, for PET Mylar® sheets.

Diagrams – We plot a phase diagram in the (L, d) space, showing when the beginning of the trajectories are attractive or repulsive (figure 4) for PET Mylar® sheets. In the case of repulsion, we color the points depending on the intensity of the repulsion.

Since the trajectories are independent of L , from the experiments at large L , we can extrapolate the limit value of L below which the trajectories will be attractive. We add these points in grey in the diagrams. Thanks to this diagram, we can predict the behavior of the beginning of the trajectory for a given set of parameters (d, L) .

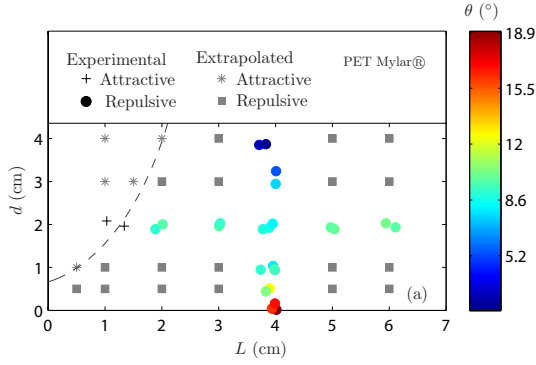


Figure 4: Phase diagram in the (L, d) space for PET Mylar® sheets. For the repulsion, we color the points depending on the intensity of the repulsion (see colorbar). We plot both experimental (black and color) and extrapolated (gray) data. The dashed line is a guide for the eyes.

Interaction in other materials– We have used samples of a different type of PET sheets : PET Lumirror®. The two PET have different aspects : PET Mylar® has a milky aspect, while PET Lumirror® is transparent. However we measured the same strain-stress curves, thus they have the same Young modulus. We plot the repulsion angle θ as a function of d in figure 5 for the two types of PET and $L = 4$ cm.

For identical sets of parameters, we sometimes observed two different behaviors: one with a clear interaction between the cracks (non-zero angle) and one with no interaction ($\theta = 0^\circ$). We reported these different values in figure 3. In the case of Lumirror®, we observed the two different behaviors in most conditions. These PET sheets tend to present more defects than the Mylar® sheets, the different behaviors may be caused by these defects.

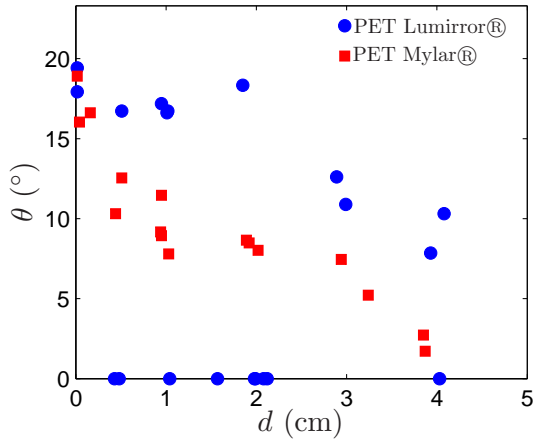


Figure 5: Repulsion angle θ vs. d for a given $L = 4$ cm, for the two types of PET sheets.

The values of θ depend on the material: the value $\theta(d = 0\text{cm})$ is the same for both PET, however it decreases more quickly for Mylar® than for Lumirror®. This is surprising because both PET have the same stress vs. strain curves, so the same Young modulus.

We can compare the values of θ to previous results in paper sheets [14]: the maximum angle was of 25° , and the

curve $\theta(d)$ was decreasing. Their values are not too far from ours. Besides it is interesting to notice that, in their experiments, just as in ours, the authors observed 2 kinds of behaviors for identical sets of parameter: either attractive or repulsive behavior. According to the authors, the different behaviors were due to the heterogeneities in the material.

We have also used samples of a different material : polycarbonate. These samples are $100 \times 120 \text{ mm}^2$ so that when they are clamped, the actual area of study is a square of $100 \times 100 \text{ mm}^2$. The polycarbonate sheets used are of two different thicknesses: $e = 125$ and $250 \mu\text{m}$. In this material, it has already been observed that a centimetric flame-shaped process zone appears in front of the crack (see figure 6) [3].

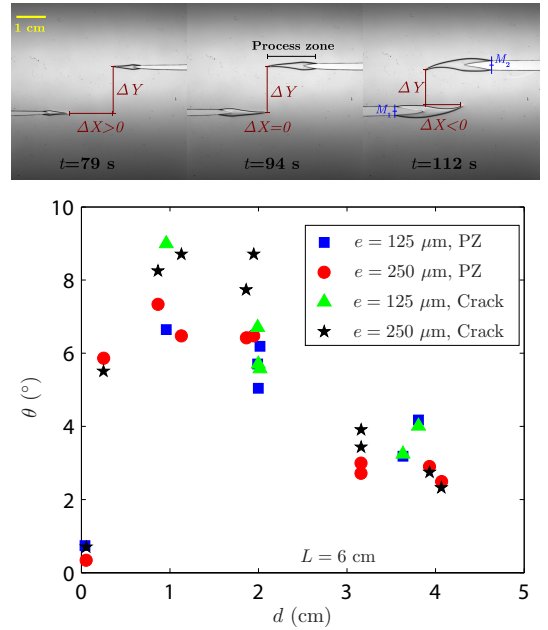


Figure 6: Top: Images of a typical experiment with polycarbonate sheets with $d = 2$ cm, $e = 250 \mu\text{m}$ and $L = 1$ cm, for different times t . In front of both crack tips, we observe a flame-shaped process zone. Bottom: Repulsion angle θ vs. d for a given $L = 6$ cm, for polycarbonate sheets, for the process zone (PZ) and crack tip. 2 different thicknesses $e = 125$ and $250 \mu\text{m}$.

In polycarbonate sheets, the two process zones and the two cracks interact with each other. We analyse the images the same way as in the PET samples : we extract the position of the process zone and crack tips, we then subtract elastic deformation, and calculate the variables ΔX_c and Δy_c (for the crack) and ΔX_{pz} and Δy_{pz} (for the process zone). As in PET, the curves ΔX vs. Δy do not depend on L but depend on d .

For polycarbonate sheets, we measured θ for the process zone tip and also for the crack tip (figure 6). We see that the values of θ are the same for both tips, meaning that, at least for the repulsive part, the crack tip trajectory is the same as the process zone tip trajectory, just delayed in time. Besides, we observe that θ does not depend on the thickness of the studied sample. For our

range of parameters, it goes from 0 to 9°. Those values are smaller than the ones observed for PET.

In polycarbonate sheets, the evolution of θ is non monotonic : there is a maximum for $d \approx 1$ cm, which would correspond roughly to the size of the process zone. The decrease of θ with d is compatible with the curves for the PET sheets. In the case of PET, we do not see any process zone, which might be the reason why the maximum of θ is for $d \approx 0$ cm.

Discussion –A lot of theoretical studies assume that the crack follows the local symmetry principle: the direction of propagation is the one where the tangential stress is maximum, equivalent to $K_{II} = 0$, with K_{II} the stress intensity factor of mode II [12, 17, 19, 21, 22]. In most of the theoretical studies (for cracks with no process zone propagating in an elastic material), $K_{II} = 0$ for $d = 0$, meaning a straight path [17,19]. However, experimentally we observe a maximal deviation for $d = 0$ (cf figure 3). Besides, these studies are based on the elastic properties of the material, so cracks propagating in materials with the same elastic parameters should have the same paths, which is not what we observe.

Since theoretical studies seem to fail to predict the experimental data, we could try to understand experimentally how the stress and strain fields are modified by the second crack. For example, putting tracers on the material could allow us to obtain the strain fields through digital image correlation. Besides, we could consider using photo-elasticity in order to measure the stress fields. We have already done some experiments using polarizers (cf figure 7). We see that the colored areas, corresponding to the areas where the stress fields are influenced by the propagating cracks, overlap each other very early in the experiment. This shows that the two cracks interact even when they are far from each other.

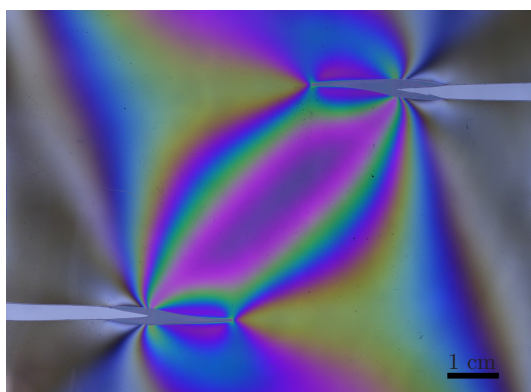


Figure 7: Typical image for an experiment where the sample is lit with white light and placed between two polarizers. The colored areas correspond to the areas where the stress fields are influenced by the propagating cracks. Experiment with a polycarbonate sheet of thickness $e = 250 \mu\text{m}$, with $L = 6$ cm and $d = 4$ cm.

Bibliography

- [1] R. Schapery, *Int. J. Fracture*, **11**, p.141 (1975).
- [2] M. Marder and S. Gross, *J. Mech. Phys. Solids*, **43**, p.1 (1995).
- [3] P.-P. Cortet, S. Santucci, L. Vanel and S. Ciliberto, *EPL*, **71**, p. 242 (2005).
- [4] S. Santucci, L. Vanel and S. Ciliberto, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 095505 (2004).
- [5] S. Bohn, L. Pauchard and Y. Couder, *Phys. Rev. E*, **71**, 046214 (2005).
- [6] K. Macdonald, J.-C. Sempere and P. Fox, *J. Geophys. Res.–Sol. Ea.*, **89**, p. 6049 (1984).
- [7] D. D. Pollard and A. Aydin, *J. Geophys. Res.–Sol. Ea.*, **89**, p. 10017 (1984).
- [8] V. Acocella, A. Gudmundsson and R. Funicello, *J. Struc. Geol.*, **22**, p. 1233 (2000).
- [9] T. Candela and F. Renard, *J. Struc. Geol.*, **45**, p. 87 (2012).
- [10] M. Swain and J. Hagan, *Eng. Fract. Mech.*, **10**, p. 299 (1978).
- [11] A. Eremenko, S. Novikov and A. Pogorelov, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **20**, p. 477 (1979).
- [12] S. Melin, *Int. J. Fracture*, **23**, p. 37 (1983).
- [13] M. Fender, F. Lechenault and K. Daniels, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 125505 (2010).
- [14] P.-P. Cortet, G. Huillard, L. Vanel and S. Ciliberto, *J. Stat. Mech.- Theory E.*, **10**, P10022 (2008).
- [15] J.-C. Sempere and K. C. Macdonald, *Tectonics*, **5**, p. 151 (1986).
- [16] H. Chan, *Eng. Fract. Mech.*, **39**, p. 433 (1991).
- [17] M. Kachanov (Academic Press INC, 1994), pp. 259–445.
- [18] P. Baud and T. Reuschlé, *Geophys. J. Int.*, **130**, p. 460 (1997).
- [19] T. Seelig and D. Gross, *J. Mech. Phys. Solids*, **47**, p. 935 (1999).
- [20] Z. C. Xia and J. W. Hutchinson, *J. Mech. Phys. Solids*, **48**, p. 1107 (2000).
- [21] F. Erdogan and G. Sih, *J. Fluid Eng.*, **85**, p. 519 (1963).
- [22] B. Cotterell and J. Rice, *Int. J. Fracture*, **16**, p. 155 (1980).

Bibliographie

- [1] R. I. MURAHATA, M. G. TAYLOR, J. DAMIA et G. L. GROVE, « Preliminary studies on the relationship among peel force, quantitative measures of skin damage and subjective discomfort », *Skin Research and Technology*, vol. 14, no. 4, p. 478–483, 2008.
- [2] S. GIANNIS, R. D. ADAMS, L. J. CLARK et M. A. TAYLOR, « The use of a modified peel specimen to assess the peel resistance of aircraft fuel tank sealants », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 28, no. 4–5, p. 158–175, 2008.
- [3] A. K. GEIM, S. V. DUBONOS, I. V. GRIGORIEVA, K. S. NOVOSELOV, A. A. ZHUKOV et S. Y. SHAPOVAL, « Microfabricated adhesive mimicking gecko foot-hair », *Nature Materials*, vol. 2, 2003.
- [4] K. AUTUMN, A. DITTMORE, D. SANTOS, M. SPENKO et M. CUTKOSKY, « Frictional adhesion : a new angle on gecko attachment », *Journal of Experimental Biology*, vol. 209, no. 18, p. 3569–3579, 2006.
- [5] C. CRETON, E. J. KRAMER, H. R. BROWN et C.-Y. HUI, « Adhesion and fracture of interfaces between immiscible polymers : from the molecular to the continuum scale », in *Molecular Simulation Fracture Gel Theory*, p. 53–136, Springer, 2002.
- [6] L. LÉGER et C. CRETON, « Adhesion mechanisms at soft polymer interfaces », *Philosophical transactions of the Royal Society A*, vol. 366, p. 1425–1442, 2008.
- [7] T. BAUMBERGER et C. CAROLI, « Solid friction from stick-slip down to pinning and aging », *Advances in Physics*, vol. 55, no. 3, p. 279–348, 2006.
- [8] R. J. YOUNG et P. W. BEAUMONT, « Crack propagation and arrest in epoxy resins », *Journal of Materials Science*, vol. 11, no. 4, p. 776–779, 1976.
- [9] S. NASUNO, A. KUDROLLI, A. BAK et J. GOLLUB, « Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers », *Physical Review E*, vol. 58, no. 2, p. 2161, 1998.
- [10] C. CRETON, « Pressure-sensitive adhesives : an introductory course », *MRS bulletin*, vol. 28, no. 06, p. 434–439, 2003.
- [11] D. R. MOORE, « An introduction to the special issue on peel testing », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 28, p. 153–157, 2008.
- [12] K. KENDALL, « Thin-film peeling - the elastic term », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 8, p. 1449–1452, 1975.
- [13] R. RIVLIN, « The effective work of adhesion », *Paint Technology*, vol. 9, no. 106, p. 215–216, 1944.
- [14] A. STEVEN-FOUNTAIN, A. ATKINS, G. JERONIMIDIS, J. VINCENT, D. FARRAR et R. CHIVERS, « The effect of flexible substrates on pressure-sensitive adhesive performance », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 22, no. 6, p. 423 – 430, 2002.

- [15] J. RENVOISE, D. BURLOT, G. MARIN et C. DERAİL, « Peeling of PSAs on viscoelastic substrates : a failure criterion », *The Journal of Adhesion*, vol. 83, no. 4, p. 403–416, 2007.
- [16] J. L. RACICH et J. A. KOUTSKY, « Slip-stick peel failure of a semicrystalline adhesive », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 19, no. 5, p. 1479–1482, 1975.
- [17] M. LAMBLET, E. VERNEUIL, T. VILMIN, A. BUGUIN, P. SILBERZAN et L. LÉGER, « Adhesion enhancement through micropatterning at polydimethylsiloxane-acrylic adhesive interfaces », *Langmuir*, vol. 23, p. 6966–6974, 2007.
- [18] S. XIA, L. PONSON, G. RAVICHANDRAN et K. BHATTACHARYA, « Toughening and asymmetry in peeling of heterogeneous adhesives », *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 196101, 2012.
- [19] M. THOULESS et Q. YANG, « A parametric study of the peel test », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 28, no. 4, p. 176–184, 2008.
- [20] B.-m. Z. NEWBY et M. K. CHAUDHURY, « Effect of interfacial slippage on viscoelastic adhesion », *Langmuir*, vol. 13, no. 6, p. 1805–1809, 1997.
- [21] J. G. WILLIAMS, « Root rotation and plastic work effects in the peel test », *The Journal of Adhesion*, vol. 41, no. 1-4, p. 225–239, 1993.
- [22] D. KAELBLE, « Theory and analysis of peel adhesion : rate-temperature dependence of viscoelastic interlayers », *Journal of Colloid Science*, vol. 19, no. 5, p. 413–424, 1964.
- [23] A. GENT et R. PETRICH, « Adhesion of viscoelastic materials to rigid substrates », *Proceedings of the Royal Society of London A*, vol. 302, no. 1502, p. 433–448, 1969.
- [24] E. ANDREWS et A. J. KINLOCH, « Mechanics of adhesive failure. I », *Proceedings of the Royal Society of London A*, vol. 332, p. 385–399, 1973.
- [25] J. GARDON, « Peel adhesion. I. Some phenomenological aspects of the test », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 7, no. 2, p. 625–641, 1963.
- [26] D. AUBREY, G. WELDING et T. WONG, « Failure mechanisms in peeling of pressure-sensitive adhesive tape », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 13, p. 2193–2207, 1969.
- [27] D. W. AUBREY et M. SHERRIFF, « Peel adhesion and viscoelasticity of rubber-resin blends », *Journal of Polymer Science : Polymer Chemistry Edition*, vol. 18, no. 8, p. 2597–2608, 1980.
- [28] M. BARQUINS, B. KHANDANI et D. MAUGIS, « Propagation saccadée de fissure dans le pelage d'un solide viscoélastique », *Compte Rendu de l'Académie des Sciences Paris*, vol. 303, no. 17, p. 1517–1519, 1986.
- [29] Y. URAHAMA, « Effect of peel load on stringiness phenomena and peel speed of pressure-sensitive adhesive tape », *Journal of Adhesion*, vol. 31, no. 1, p. 47–58, 1989.
- [30] C. DERAİL, A. ALLAL, G. MARIN et P. TORDJEMAN, « Relationship between viscoelastic and peeling properties of model adhesives. Part 1. Cohesive fracture », *The Journal of Adhesion*, vol. 61, p. 123–157, 1997.
- [31] C. DERAİL, A. ALLAL, G. MARIN et P. TORDJEMAN, « Relationship between viscoelastic and peeling properties of model adhesives. Part 2. The interfacial fracture domains », *The Journal of Adhesion*, vol. 68, p. 203–228, 1998.
- [32] M. BARQUINS et M. CICCOTTI, « On the kinetics of peeling of an adhesive tape under a constant imposed load », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 17, no. 1, p. 65–68, 1997.

- [33] A. N. GENT, « Adhesion and strength of viscoelastic solids : Is there a relationship between adhesion and bulk properties? », *Langmuir*, vol. 12, no. 19, p. 4492–4496, 1996.
- [34] J. D. FERRY et H. S. MYERS, « Viscoelastic properties of polymers », *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 108, no. 7, p. 142C–143C, 1961.
- [35] D. MAUGIS et M. BARQUINS, « Fracture mechanics and the adherence of viscoelastic bodies », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 11, no. 14, p. 1989, 1978.
- [36] D. KAELBLE, « Theory and analysis of peel adhesion : mechanisms and mechanics », *Journal of Rheology*, vol. 3, no. 1, p. 161–180, 1959.
- [37] J. A. WILLIAMS et J. J. KAUZLARICH, « Peeling shear and cleavage failure due to tape prestrain », *The Journal of Adhesion*, vol. 80, no. 5, p. 433–458, 2004.
- [38] N. AMOUROUX, J. PETIT et L. LÉGER, « Role of interfacial resistance to shear stress on adhesive peel strength », *Langmuir*, vol. 17, p. 6510–6517, 2001.
- [39] A. KINLOCH, C. LAU et J. WILLIAMS, « The peeling of flexible laminates », *International Journal of Fracture*, vol. 66, no. 1, p. 45–70, 1994.
- [40] J. A. WILLIAMS et J. J. KAUZLARICH, « The influence of peel angle on the mechanics of peeling flexible adherends with arbitrary load–extension characteristics », *Tribology International*, vol. 38, no. 11, p. 951–958, 2006.
- [41] M. NASE, B. LANGER et W. GRELLMANN, « Fracture mechanics on polyethylene polybutene-1 peel films », *Polymer Testing*, vol. 27, no. 8, p. 1017–1025, 2008.
- [42] D. KAELBLE, « Peel adhesion : micro-fracture mechanics of interfacial unbonding of polymers », *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 9, no. 2, p. 135–163, 1965.
- [43] D. KAELBLE, « Peel adhesion : influence of surface energies and adhesive rheology », *The Journal of Adhesion*, vol. 1, no. 2, p. 102–123, 1969.
- [44] F. NIESIOŁOWSKI et D. W. AUBREY, « Stress distribution during peeling of adhesive tapes », *The Journal of Adhesion*, vol. 13, no. 1, p. 87–98, 1981.
- [45] I. CHIKINA et C. GAY, « Cavitation in adhesives », *Physical Review Letters*, vol. 85, p. 4546–4549, Nov 2000.
- [46] D. MAUGIS et M. BARQUINS, *Stick-Slip and Peeling of Adhesive Tapes*. Elsevier ASP, London, 1988.
- [47] P. G. de GENNES, « Soft adhesives », *Langmuir*, vol. 12, no. 19, p. 4497–4500, 1996.
- [48] F. SAULNIER, T. ONDARÇUHU, A. ARADIAN et E. RAPHAËL, « Adhesion between a viscoelastic material and a solid surface », *Macromolecules*, vol. 37, no. 3, p. 1067–1075, 2004.
- [49] E. BARTHEL et C. FRETIGNY, « Adhesive contact of elastomers : effective adhesion energy and creep function », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 42, no. 19, 2009.
- [50] G. CARBONE et B. PERSSON, « Hot cracks in rubber : origin of the giant toughness of rubberlike materials », *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 11, p. 114301, 2005.
- [51] Y. YAMAZAKI et A. TODA, « Pattern formation and spatiotemporal behavior of adhesive in peeling », *Physica D*, vol. 214, p. 120–131, 2006.
- [52] G. RYSCHENKOW et H. ARRIBART, « Adhesion failure in the stick-slip regime : optical and AFM characterizations and mechanical analysis », *The Journal of Adhesion*, vol. 58, no. 1-2, p. 143–161, 1996.

- [53] M. GANDUR, M. KLEINKE et F. GALEMBECK, « Complex dynamic behavior in adhesive tape peeling », *Journal of Adhesion Science and Technology*, vol. 11, no. 1, p. 11–28, 1997.
- [54] M. CICCOTTI, B. GIORGINI et M. BARQUINS, « Complex dynamics in the peeling of an adhesive tape », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 24, p. 143–151, 2004.
- [55] J. KUMAR, M. CICCOTTI et G. ANANTHAKRISHNA, « Hidden order in crackling noise during peeling of an adhesive tape », *Physical Review E*, vol. 77, no. 045202, p. 045202, 2008.
- [56] C. G. CAMARA, J. V. ESCOBAR, J. R. HIRD et S. J. PUTTERMAN, « Correlation between nanosecond X-ray flashes and stick-slip friction in peeling tape », *Nature*, vol. 455, p. 1089–1093, 2008.
- [57] P.-P. CORTET, M. CICCOTTI et L. VANEL, « Imaging the stick-slip peeling of an adhesive tape under a constant load », *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 3, p. 03005, 2007.
- [58] S. THORODDSEN, H. NGUYEN, K. TAKEHARA et T. ETOTH, « Stick-slip substructure in rapid tape peeling », *Physical Review E*, vol. 82, p. 046107, 2010.
- [59] M. CICCOTTI, B. GIORGINI et M. BARQUINS, « Stick-slip in the peeling of an adhesive tape : evolution of theoretical model », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 18, p. 35–40, 1998.
- [60] D. C. HONG et S. YUE, « Deterministic chaos in failure dynamics : dynamics of peeling of adhesive tape », *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 2, p. 254–257, 1995.
- [61] R. DE, A. MAYBHATE et G. ANANTHAKRISHNA, « Dynamics of stick-slip in peeling of an adhesive tape », *Physical Review E*, vol. 70, p. 046223, 2004.
- [62] R. DE et G. ANANTHAKRISHNA, « Missing physics in stick-slip dynamics of a model for peeling of an adhesive tape », *Physical Review E*, vol. 71, p. 055201, 2005.
- [63] R. DE et G. ANANTHAKRISHNA, « Dynamics of the peel front and the nature of acoustic emission during peeling of an adhesive tape », *Physical Review Letters*, vol. 97, p. 165503, 2006.
- [64] R. DE et G. ANANTHAKRISHNA, « Lifting the singular nature of a model for peeling of an adhesive tape », *European Physical Journal B*, vol. 61, no. 4, p. 475–483, 2008.
- [65] J. O. MARSTON, P. W. RIKER et S. T. THORODDSEN, « Generation of ultra-sound during tape peeling », *Scientific reports*, vol. 4, 2014.
- [66] T. WEBB et E. AIFANTIS, « Oscillatory fracture in polymeric materials », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 32, no. 17/18, p. 2725–2743, 1995.
- [67] T. WEBB et E. AIFANTIS, « Crack growth resistance curves and stick-slip fracture instabilities », *Mechanics Research Communications*, vol. 24, no. 2, p. 123–130, 1997.
- [68] T. WEBB et E. AIFANTIS, « Loading rate dependence of stick-slip fracture in polymers », *Mechanics Research Communications*, vol. 24, no. 2, p. 115–121, 1997.
- [69] Y. WEI et J. HUTCHINSON, « Interface strength, work of adhesion and plasticity in the peel test », *International Journal of Fracture*, vol. 93, no. 1-4, p. 315–333, 1998.
- [70] M. NASE, A. ZANKEL, B. LANGER, H. J. BAUMANN, W. GRELLMANN et P. POELT, « Investigation of the peel behavior of polyethylene/polybutene-1 peel films using in situ peel tests with environmental scanning electron microscopy », *Polymer*, vol. 49, no. 25, p. 5458 – 5466, 2008.

-
- [71] A. LOVE, *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Dover Publications, 1944.
- [72] L. LANDAU et E. LIFSHITZ, *Theory of Elasticity, vol. 7*. 1986.
- [73] B. ROMAN, « Fracture path in brittle thin sheets : a unifying review on tearing », *International Journal of Fracture*, vol. 182, no. 2, p. 209–237, 2013.
- [74] K. KENDALL, « The shapes of peeling solid films », *The Journal of Adhesion*, vol. 5, no. 2, p. 105–117, 1973.