

Epreuve d'ADS

Analyse de documents scientifiques

Titre : Dynamique du frottement solide

Contenu :

- Un article de Tristan Baumberger, LPMC (CNRS)

Temps de préparation : 2h

Temps de présentation : 15 minutes, suivies d'un entretien avec le jury.

Travail demandé :

Il est demandé au candidat une analyse du frottement solide à l'échelle mésoscopique, ainsi qu'une description du dispositif expérimental utilisé par les auteurs. Le candidat pourra choisir d'approfondir l'analyse de certains résultats quantitatifs obtenus grâce à l'expérience.

Certains passages de cet article sont difficiles ou peu accessibles (en particulier dans la partie sur l'instabilité du glissement). Une compréhension complète n'est pas indispensable, il est recommandé de n'exposer que ce qui a été correctement compris.

Vocabulaire :

- L'échelle *mésoscopique* est intermédiaire entre les échelles macroscopique et moléculaire
- La *tribologie* est l'étude des propriétés du frottement
- Une *bifurcation* est un changement qualitatif dans le comportement d'un système non linéaire

Dynamique du frottement solide : un système modèle

Tristan Baumberger, Olivier Ronsin, François Heslot & Bernard Perrin

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée
(Laboratoire associé au CNRS et aux universités Paris 6 et Paris 7)
Ecole Normale Supérieure
24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05

Les lois phénoménologiques du frottement solide, telles que nous les ont léguées Léonard de Vinci (circa 1500), Amontons (1699) et Coulomb (1785) [1], sont remarquablement simples : elles se résument à la donnée de coefficients de frottement, définis comme le rapport des composantes tangentielle et normale de la force de contact ; ces coefficients sont peu dépendants de la nature des surfaces en regard et des conditions mécaniques du contact (pression, vitesse de glissement...). Cependant, si les faibles variations de ces coefficients affectent peu l'énergie dissipée par frottement, elles peuvent avoir des conséquences importantes sur le comportement dynamique des systèmes mécaniques : les grincements de dents, l'excitation de la corde du violon par l'archet, les tremblements de terre [2] en sont autant de manifestations.

Un effort considérable a été fourni depuis une trentaine d'années pour modéliser l'activité sismique d'une faille par un système dynamique comportant du frottement solide [3]. Dans le même temps, des expériences ont été menées afin de reproduire en laboratoire le comportement d'une portion de faille [4].

L'étude du frottement de glissement entre solides, longtemps rendue caduque par la lubrification et le frottement de roulement ne se résume cependant pas aux seules prédictions sismiques ; en particulier, à une toute autre échelle, le développement de moteurs miniatures suppose une connaissance de la dynamique de frottement de mécanismes dont les pièces mesurent à peine quelques centaines de micromètres.

Ainsi, parallèlement à la détermination des propriétés tribologiques propres à des matériaux et des conditions d'utilisation donnés, apparaît la nécessité d'une recherche plus fondamentale, visant à dégager les traits généraux de situations diverses, tant par la nature des matériaux en jeu que par les échelles (taille, vitesse...) du système.

A ce niveau, se posent entre autres, les questions suivantes :

- Dans quelle mesure les variations des coefficients de frottement avec les paramètres mécaniques du système gardent-elles un certain caractère d'universalité ?
- Quelles caractéristiques essentielles des lois de frottement faut-il incorporer dans

les modèles pour rendre compte du comportement dynamique du système ?

Afin d'apporter des éléments de réponse à ces questions, nous avons étudié les propriétés dynamiques d'un système expérimental [5] constitué d'un patin de masse M , entraîné sur une piste plane par l'intermédiaire d'un ressort de raideur k , dont une extrémité se déplace à vitesse constante V (figure 1). Les surfaces en contact sont recouvertes de papier. L'étude s'étend sur une large gamme de paramètres mécaniques :

$$\begin{aligned} 10^{-2} \mu\text{m.s}^{-1} < V < 1 \text{ cm.s}^{-1} \\ 1 \text{ N.cm}^{-1} < k < 10^4 \text{ N.cm}^{-1} \\ 300 \text{ g} < M < 3 \text{ kg} \end{aligned}$$

Le papier, matériau non-standard en tribologie, se comporte de façon remarquablement stable et reproductible ; il permet de retrouver, sur un même système, des résultats caractéristiques de la mécanique des roches et des métaux, et d'en étendre la portée dans l'optique des systèmes dynamiques. Nous allons voir dans quelle mesure il constitue un "système modèle".

Les lois macroscopiques du frottement sec

Il revient à Léonard de Vinci d'avoir réalisé les premières expériences quantitatives à l'origine de la notion de coefficients de frottement [1]. Pour mettre en mouvement un patin posé sur un plan horizontal, il faut exercer une force tangentielle T_s , au moins égale à une fraction μ_s de la force normale N exercée par le patin. Le coefficient μ_s est appelé coefficient de frottement "statique". Les lois phénoménologiques (lois d'Amontons [1]) qui découlent de ces expériences sont les suivantes :

- μ_s est indépendant de la force normale N
- μ_s est indépendant de l'aire apparente de la surface de contact.

La loi (i), qui exprime la proportionnalité entre T_s et N , est illustrée par la figure 2. Une illustration de (ii) due à Léonard [1] : une brique parallélépipédique, posée sur l'un quelconque de ses côtés, offre toujours la même résistance au glissement.

Rapidement, Euler (1750) a complété les lois d'Amontons en introduisant la distinction entre le coefficient de frottement

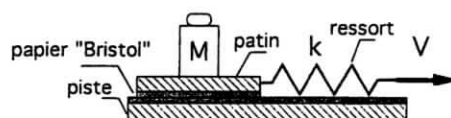


Fig. 1. Dispositif expérimental : un patin rigide ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) glisse sur une piste horizontale. Les surfaces en contact sont recouvertes de papier "Bristol". Le patin est entraîné par l'intermédiaire d'un ressort de raideur k , dont une extrémité est tirée à vitesse constante V . La force normale $N=Mg$, exercée par le patin peut être modifiée en ajoutant des masses. Un détecteur de position solidaire du patin permet de mesurer l'allongement du ressort avec une précision de $5 \times 10^{-2} \mu\text{m}$.

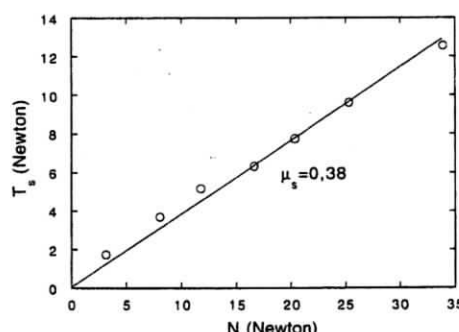


Fig. 2. Vérification expérimentale de la première loi d'Amontons pour le frottement papier-papier : la force tangentielle au seuil de glissement T_s est proportionnelle à la force normale N . Les mesures sont toutes effectuées après un temps de contact $\tau_s = 30 \text{ s}$.

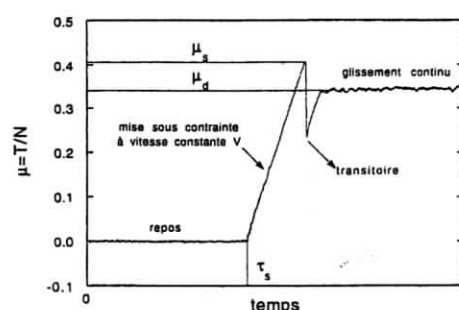


Fig. 3. Illustration expérimentale de $\mu_d < \mu_s$. On distingue sur l'enregistrement trois phases : de $t=0$ à $t=\tau_s$, le patin est au repos sous contrainte tangentielle nulle ; le patin est ensuite mis sous contrainte $T=kV(t-\tau_s)$; le glissement s'amorce pour $T=\mu_s N$ et se stabilise à $T=\mu_d N$, après un transitoire.

"statique" μ_s et le coefficient de frottement "dynamique" μ_d ; celui-ci est défini par la mesure de la force $T_d = \mu_d N$, nécessaire pour maintenir le glissement du patin à vitesse constante. Une troisième loi expérimentale (figure 3) exprime que :

$$(iii) \mu_d < \mu_s$$

Notons que μ_s et μ_d dépendent étonnamment peu de la nature des surfaces en contact : tant que l'on reste dans des conditions de frottement "sec", i. e. en l'absence de lubrification, les coefficients de frottement valent typiquement :

- métal/métal [6] : $1 \pm 0,5$
- roche/roche [4] : $0,7 \pm 0,1$
- papier/papier : $0,4 \pm 0,1$

Une description du contact microscopique

Le contact effectif entre deux surfaces macroscopiques planes est constitué d'une population de micro-contacts, d'aire totale A_{eff} , très inférieure à l'aire apparente. La statistique des tailles de micro-contacts dépend de la statistique des tailles d'aspérités (rugosité) des surfaces en regard. Si, dès Coulomb, le rôle de la rugosité dans les lois du frottement a été envisagé, ce n'est que dans les années 1950 que Bowden et Tabor [6] ont montré le rôle essentiel joué par l'état mécanique de déformation des aspérités, en particulier par la plasticité. Pour fixer les idées, considérons une surface dont les aspérités ont un rayon de courbure constant R et une hauteur moyenne h ; on définit un "indice de plasticité"

$$\psi = \frac{E}{p} \sqrt{\frac{h}{R}}$$

dépendant à la fois des caractéristiques géométriques et mécaniques des surfaces : E est ici le module d'Young et p la limite de plasticité ("dureté") du matériau (figure 4 a). Pour $\psi \gg 1$, la déformation des aspérités est essentiellement plastique. Prenons un exemple : pour la plupart des métaux, $E/p \approx 100$ [7], si bien que dans des conditions usuelles de polissage ($h \approx 1-10 \mu m$, $R \approx 10-100 \mu m$), ψ est bien supérieur à 1.

Les aspérités se déforment alors à pression constante p , jusqu'à supporter la charge normale :

$$N = p A_{eff}$$

Sous l'action d'une force tangentielle T , les aspérités se déforment plastiquement ; le micro-contact est rompu lorsque :

$$T_s = s A_{eff}$$

où s caractérise la résistance au cisaillement du matériau.

Le coefficient de frottement statique est donc ici :

$$\mu_s = \frac{T_s}{N} = \frac{s}{p}$$

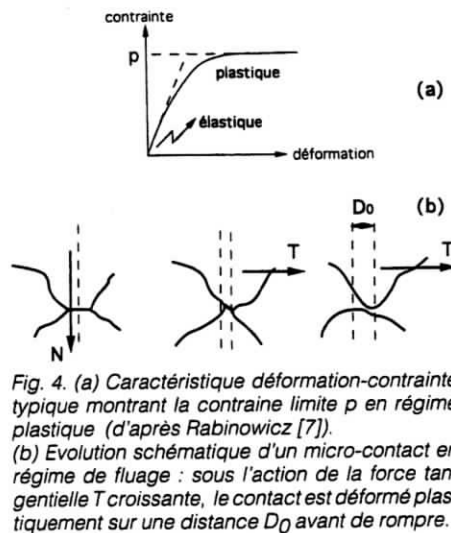


Fig. 4. (a) Caractéristique déformation-contraainte typique montrant la contrainte limite p en régime plastique (d'après Rabinowicz [7]). (b) Evolution schématique d'un micro-contact en régime de fluage : sous l'action de la force tangentielle T croissante, le contact est déformé plastiquement sur une distance D_0 avant de rompre.

Les lois d'Amontons (i) et (ii) découlent du fait que s et p sont caractéristiques du matériau. En outre, s et p , tous deux mesures de la résistance du matériau, varient approximativement dans le même rapport lorsque l'on change la nature des surfaces ; en particulier pour les métaux,

$$0,6 < \frac{s}{p} < 1,2 \quad [6]$$

ce qui rend compte de la faible dispersion des valeurs de μ_s .

Malgré sa simplicité, le modèle ci-dessus (μ_d et μ_s constants, $\mu_d < \mu_s$) semble s'appliquer à une vaste classe de matériaux et de situations expérimentales ; il constitue un modèle "standard". Il convient cependant d'en mesurer les limites.

Le fluage des micro-contacts : un mécanisme de glissement aux basses vitesses

Coulomb, déjà, remarquait que le coefficient μ_s augmentait avec le temps τ_s durant lequel les surfaces étaient restées en contact. Cette variation semble géné-

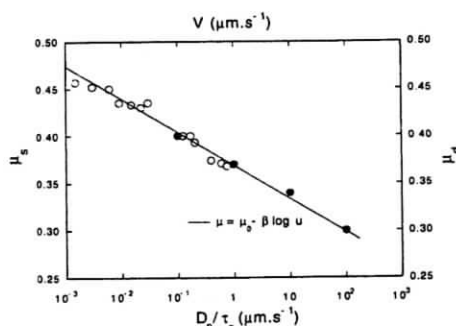


Fig. 5. Equivalence entre lois de frottement "statique" et "dynamique" en régime de fluage. μ_s croît logarithmiquement avec le temps de contact τ_s ; μ_d décroît logarithmiquement avec la vitesse de glissement V . Ces deux lois ne sont pas indépendantes : toutes les données peuvent être rassemblées sur une seule courbe $\mu = \mu_0 - \beta \log u$ où u représente soit V , soit $\frac{D_0}{\tau_s}$, avec $D_0 = 1 \mu m$.

rale et des mesures effectuées sur notre système papier-papier (figure 5) s'accordent avec des expériences de mécanique des roches [4] pour montrer une dépendance logarithmique :

$$\mu_s(\tau_s) = \mu_s^0 + \beta \log \tau_s$$

Que ce soit pour du papier ou du granite, $\beta \approx 10^{-2}$; la dépendance en temps est faible, mais essentielle pour comprendre le mécanisme de frottement à basse vitesse. Cette évolution de la résistance du contact au cours du temps est corrélée avec l'évolution logarithmique dans le temps de l'aire d'un contact microscopique, telle qu'elle a été observée lors d'expériences de poinçonnage de roches [4]. Ce phénomène de maturation des contacts est une manifestation du "fluage" des matériaux dont les mécanismes sont multiples.

De plus, des mesures à très basse vitesse de glissement stationnaire V montrent que μ_d décroît logarithmiquement avec V (figure 5) :

$$\mu_d(V) = \mu_d^0 - \beta \log V$$

où, fait remarquable, β est le même que dans la loi $\mu_s(\tau_s)$.

La confrontation des deux lois de frottement permet de définir naturellement une longueur D_0 telle que les données $\mu_d(V)$ et $\mu_s(\frac{D_0}{\tau_s})$ se placent sur une même courbe. Pour notre système : $D_0 = 1 \mu m$; la compilation de données obtenues sur différentes roches (grès, granite) donne $D_0 = 5 \mu m$ [4]. Les mesures ont été poussées, pour ces matériaux, jusqu'à des temps de l'ordre de 10^5 s, correspondant à des vitesses de glissement de $5 \times 10^{-9} cm.s^{-1}$, tout à fait comparables aux vitesses de déformations d'une faille [2].

En revenant au modèle de Bowden & Tabor, D_0 apparaît comme la distance moyenne à parcourir pour rompre un micro-contact (figure 4 b). Le glissement à vitesse constante se résout alors schématiquement en une succession de rupture de contacts d'âge moyen $\tau_s = \frac{D_0}{V}$. Il est

essentiel de noter que la loi $\mu_d(V)$ n'a de sens qu'en régime stationnaire ; en régime dépendant du temps, il faudrait intégrer l'histoire du micro-contact sur une distance D_0 : il n'est donc pas possible de décrire la force de frottement de façon instantanée.

Le fluage des contacts sous l'action d'un cisaillement est observé de façon directe lors de la charge d'un patin initialement au repos (figure 6) : il apparaît, avant le glissement proprement dit, une phase de déplacement lent du patin par rapport à la piste sous l'action de la force tangentielle croissante ; au seuil de glissement macroscopique les contacts ont flué sur une distance de l'ordre du μm .

Du régime de fluage au régime inertiel

Le glissement par fluage de micro-contacts est un processus quasi-statique défini par la loi d'évolution du contact au repos, $\mu_s(\tau_s)$. Que devient ce processus lorsque la vitesse d'entraînement augmente et que, corrélativement, le temps de vie d'un contact $\tau_s = \frac{D_0}{V}$ tend vers zéro ? Il est probable que le comportement du matériau, en particulier le fluage, est modifié aux temps très courts, fixant une limite, dépendant du matériau, au régime de fluage des contacts. On observe cependant qu'une limite au régime de fluage, dépendant de la machine, est atteinte lorsque le temps de vie des contacts, $\tau_s = \frac{D_0}{V}$, devient négligeable devant le temps propre de l'oscillateur harmonique patin-ressort,

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{M}{k}}$$

Le patin ne peut alors plus suivre les événements rapides "contact-fluage-contact" : le comportement du patin devient essentiellement inertiel. Cette transition entre régime de fluage et régime inertiel est clairement illustrée par l'étude du "bruit de glissement", fluctuations de la force de frottement autour de sa valeur moyenne $\mu_d(V)$. Le spectre de ce bruit présente un pic à une fréquence fondamentale $f(V)$ (figure 7). A basse vitesse, f varie linéairement avec V selon $f = \frac{V}{L}$ avec $L=5\mu\text{m}=D_0$, soit $f \sim \tau_s(V)^{-1}$; à grande vitesse, f sature systématiquement à la valeur $f_0 = T_0^{-1}$ dépendant de la raideur et de la masse de la machine.

L'existence de cette transition a une conséquence majeure sur la loi de frottement $\mu_d(V)$ qui est profondément modifiée à haute vitesse où elle devient croissante (figure 8). Le passage de la loi de fluage décroissante à cette loi inertielle croissante a lieu pour $V=D_0/T_0$, conformément au critère précédent. On notera qu'une loi de frottement croissante à haute vitesse est généralement introduite dans les modèles de tremblement de terre afin de rendre compte de la dissipation associée au rayonnement d'ondes élastiques lors du glissement sismique des deux lèvres de la faille [3]. En ce qui concerne notre système papier-papier, l'origine de la loi de frottement inertielle reste incertaine. A plus haute vitesse, selon les matériaux en jeu, une modification des surfaces en contact (usure, rupture de films d'oxydes métalliques, voire fusion des contacts) peut survenir et modifier le coefficient de frottement dynamique [6, 7]. Ainsi ne peut-on pas espérer une description "universelle" du régime inertiel. En régime de fluage, en revanche, la situation est plus encourageante de ce point de vue : sur plus de trois décades de vitesse de glis-

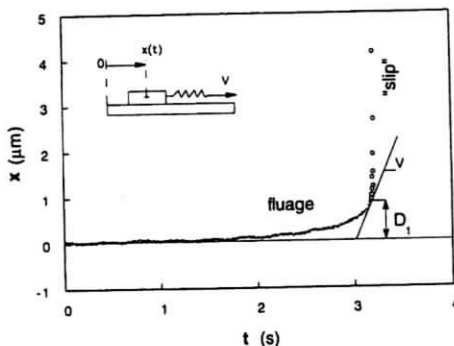


Fig. 6. Fluage du patin sous l'action d'une force tangentielle $T=kVt$. Le déplacement du patin est ici mesuré par rapport à la piste. Le patin n'est jamais rigoureusement au repos : il "flue" sur une distance $D_1 = 1\mu\text{m}$ avant le glissement proprement dit ("slip").

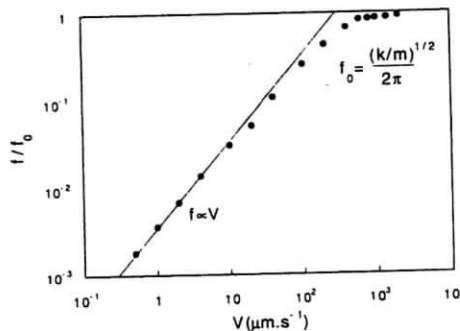


Fig. 7. Evolution avec la vitesse V de la fréquence fondamentale f du spectre de "bruit de glissement". A basse vitesse (régime de fluage), f croît linéairement avec V puis sature, à haute vitesse (régime inertiel) à la fréquence propre du système f_0 . La transition a lieu pour $V=D_0f_0$.

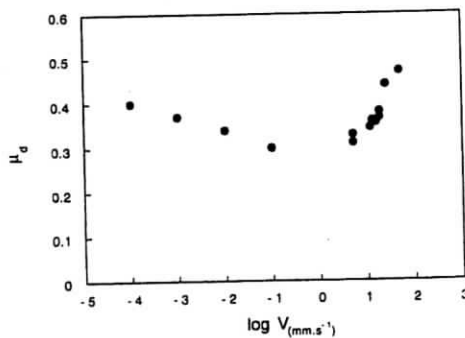


Fig. 8. Evolution du coefficient de frottement dynamique $\mu_d(V)$: à haute vitesse (régime inertiel),

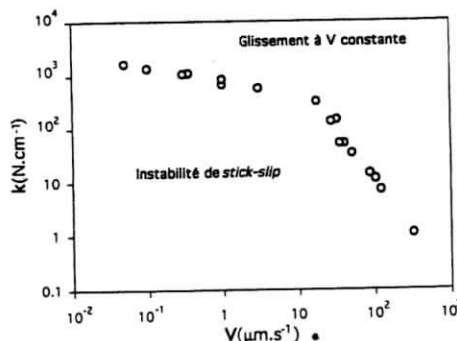


Fig. 9. Diagramme de stabilité du glissement pour notre système, dans le plan raideur de la machine k , vitesse d'entraînement V , pour $M=1.2\text{ kg}$. A basse vitesse (régime de fluage), la paramètre pertinent est en fait kM .

sement, et pour des matériaux aussi différents que roches, papier et métaux, le frottement sec à très basse vitesse est caractérisé par une longueur de fluage des micro-contacts sous contrainte.

Cependant, l'existence d'une transition entre le régime de fluage caractérisé par une distance intrinsèque à la surface de contact et un régime inertiel caractérisé par un temps propre au système, met bien en évidence le rôle essentiel de la machine de tirage dans l'étude des propriétés tribologiques des matériaux.

Instabilité du glissement et lois de frottement

L'expérience élémentaire qui consiste à mesurer le coefficient μ_d suppose la stabilité du glissement à vitesse constante V . Ce n'est pas toujours le cas : il existe un autre régime dynamique de glissement, le "stick-slip". Le mouvement du patin n'est plus uniforme à la vitesse V mais oscillant (figure 10) ; il s'agit d'oscillations de relaxation, alternance de phases d'immobilité du patin ("stick") et de phases de glissement rapide ("slip"). De manière générale, le glissement continu est favorisé par une forte raideur k , une faible masse M et une grande vitesse de glissement V . Le stick-slip est un phénomène courant, souvent nuisible : il est responsable d'incertitudes en nano-positionnement et d'instabilités en usinage ("brouillage") ; dans le cas d'une faille, la phase de slip, où pendant un bref instant de l'énergie élastique est libérée, correspond à un événement sismique. Dans les instruments à cordes frottées, on favorise le stick-slip en enduisant de collophane les crins de l'archet.

Que ce soit donc pour supprimer ou promouvoir le stick-slip, il est essentiel de déterminer l'influence des paramètres mécaniques du système sur la nature du régime. Nous avons pu, grâce au système papier-papier, déterminer avec précision la limite de stabilité du glissement continu dans le plan k - V (figure 9). Une courbe de bifurcation sépare la zone de glissement stable de la zone d'instabilité oscillante (stick-slip). Quelle que soit la vitesse d'entraînement, nous obtenons un régime de stick-slip qui peut toujours être supprimé en rigidifiant le système.

Si on restreint les lois de frottement à μ_s constant, μ_d constant et $\mu_d < \mu_s$, un exercice classique [8] montre que le système est en régime de stick-slip, indépendamment des valeurs de k , M et V . Au vu des résultats expérimentaux, il est donc tentant de relier l'existence d'une bifurcation contrôlée par la vitesse V , aux variations de $\mu_d(V)$ (figure 8). Il convient cependant d'être prudent : à haute vitesse la mémoire du contact est "rafraîchie" en un temps beaucoup plus court que le temps inertiel T_0 qui donc "pilote" la dynamique : la dynamique du système est alors caractérisée par la loi de frottement instantanée

$\mu_{\text{inst}}(\dot{x})$ reliée à la loi expérimentale de frottement **stationnaire** $\mu_d(V)$ par $\mu_{\text{inst}}[\dot{x}(t)=V]=\mu_d(V)$; cette identification est abusive à basse vitesse où la dynamique du système dépend cruciallement de l'histoire des contacts sur une distance D_0 : la donnée de $\dot{x}(t)$ ne suffit pas à décrire l'état dynamique du système et on ne peut pas définir de loi de frottement instantanée $\mu_{\text{inst}}(\dot{x})$. Les caractéristiques de la bifurcation sont d'ailleurs très différentes dans les deux cas: en régime de fluage, on observe que l'amplitude des oscillations de stick-slip tend continûment vers zéro à l'approche de la bifurcation (on parle de "bifurcation de Hopf directe" [9]), tandis qu'en régime inertiel, la bifurcation a lieu à amplitude d'oscillation finie ("bifurcation de Hopf inversée"). Schématiquement, en régime de fluage, la bifurcation naît de la compétition entre la force de rappel élastique qui stabilise le glissement et le mûrissement des contacts qui le déstabilise; en régime inertiel, l'amortissement effectif du patin, contenu dans la loi de frottement croissante, stabilise le glissement aux dépens du stick-slip.

Conclusion

Le frottement papier sur papier présente l'avantage de donner lieu à une dynamique de glissement régulière et reproductible. L'origine de ce comportement "lissé" se trouve vraisemblablement dans le grand nombre de micro-contacts autorisés par la souplesse à grande échelle du support, et dans sa capacité à "absorber" les poussières et débris qui, dans le cas de surfaces beaucoup plus dures, ont tôt fait de dominer le contact.

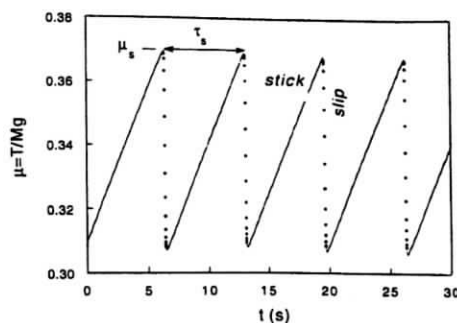


Fig. 10. Evolution temporelle de la force de frottement en phase "stick-slip". Notons la belle régularité du signal. Le système est loin de la bifurcation et les oscillations sont fortement dissymétriques: le "slip" a lieu sur une demi-période propre $\frac{T_0}{2}$, la durée du "stick" est $\tau_s \gg T_0$.

Une meilleure connaissance de la statistique des micro-contacts serait extrêmement utile pour faire le pont entre les propriétés macroscopiques du frottement et une description plus microscopique. Grâce à ce système, nous avons pu étudier avec précision la bifurcation entre le stick-slip et le glissement continu, ce qui fournit un test quantitatif pour des modèles théoriques du frottement sec. Nous avons brossé un tableau homogène des propriétés du frottement tant à basse qu'à haute vitesse. Les mécanismes invoqués à basse vitesse, notamment le "fluage" des micro-contacts, semblent être pertinents pour le frottement des roches et même des métaux, comme l'indiquent de premières expériences menées dans notre laboratoire sur des surfaces en "Duralumin". Ainsi, au delà

de l'intérêt suscité par les liens avec la sismologie, l'étude du frottement solide ouvre des perspectives nouvelles aux physiciens de la matière condensée. ■

Références

1. Pour les aspects historiques, on se reportera à l'ouvrage passionnant de D. Dawson (1979), *History of tribology*, Longman (New-York). Voir aussi: M. Barquins (1991) *La tribologie ou l'art de frotter*, Revue du Palais de la Découverte, vol. 19, n°186, 43.
2. R. Madariaga & G. Perrier (1991), *Les tremblements de terre*, Presses du CNRS (Paris)
3. R. Burridge & L. Knopoff (1967), *Model and theoretical seismicity*, Bull. Seismol. Soc. Amer., 57, 341; J. M. Carlson & J. S. Langer (1989), *Mechanical model of an earthquake fault*, Phys. Rev. A, 40, 6470; J. R. Rice (1993), *Spatio-temporal complexity of slip on a fault*, J. Geophys. Res., 98, B6, 9885
4. Pour une revue des connaissances actuelles en frottement des roches, on se reportera à C.H. Scholz (1990), *The mechanics of earthquakes and faulting*, Cambridge University Press (Cambridge)
5. T. Baumberger, F. Heslot & B. Perrin (1994), *Crossover from creep to inertial motion in friction dynamics*, à paraître dans Nature
6. F. P. Bowden & D. Tabor (1950), *The friction and lubrication of solids, Part I*, Oxford at the Clarendon Press; une version condensée et traduite en français de l'ouvrage précédent est: F. P. Bowden & D. Tabor (1959), *Friction et lubrification*, Dunod (Paris)
7. E. Rabinowicz (1965), *Friction and wear of materials*, John Wiley and Sons (New-York)
8. M. Bertin, J.P. Faroux & J. Renault (1976), *Cours de Physique, Mécanique*, Dunod (Paris)
9. E. A. Jackson (1991), *Perspectives of nonlinear dynamics, Vol. 1*, Cambridge University Press (Cambridge)