

# Nanotribologie : les processus élémentaires de la friction

L'étude des forces de friction entre deux surfaces glissant l'une sur l'autre (la tribologie) est un domaine de recherche en plein renouveau. Pourtant, déjà au xv<sup>e</sup> siècle, Léonard de Vinci introduisait le concept de coefficient de friction tandis que, deux à trois siècles plus tard, les français Amontons et Coulomb postulaient la proportionnalité entre force de friction et force normale de pression supportée par les deux surfaces. Cette loi simple, classiquement enseignée et utilisée, n'est pas universelle. La réalité est souvent plus complexe et les contributions à la friction macroscopique variées et intriquées. L'avènement récent de la nanotribologie offre désormais un moyen d'accéder directement à certains processus élémentaires participant à la friction globale.

Les forces de friction entre deux surfaces qui glissent l'une sur l'autre ont des rôles importants dans la vie de tous les jours. Selon les situations, on peut les désirer importantes ou très faibles. On souhaite, par exemple, que les skis glissent facilement sur la neige mais que les après-skis, eux, accrochent sur ce même support. La friction est généralement quantifiée par un coefficient  $\mu$  dit coefficient de friction, défini par la relation  $F = \mu L$ , où  $F$  est la force de friction et  $L$  la charge de compression (le poids du skieur dans l'exemple précédent) supportée par les deux corps en contact glissant. Bien que cette loi d'Amontons-Coulomb (encadré 1) soit connue depuis plusieurs siècles, il est toujours très difficile aujourd'hui de prédire quelle sera la valeur de  $\mu$  dans chaque situation. Cette difficulté est due à la fois à la complexité des phénomènes qui contribuent à la dissipation d'énergie ainsi qu'au fait qu'ils se produisent dans une structure géométrique rendue complexe par la rugosité intrinsèque des surfaces. En effet, lors d'un contact mécanique macroscopique, il y a en réalité une multitude de contacts qui se font par les aspérités. Leur nombre et leur distribution (spatiale et de taille) dépendent à la fois de la charge de compression  $L$ , des caractéristiques mécaniques des matériaux, des géométries du contact macroscopique et des aspérités, ou encore du taux de cisaillement. La proportionnalité entre la force de friction et la charge est généralement une conséquence de cet aspect aléatoire occasionné par la rugosité (voir encadré 1). C'est dans cette moyenne statistique que des processus fonda-

mentaux se perdent, expliquant ainsi la difficulté de toute prédiction du coefficient de friction. Ce dernier intègre les déformations mécaniques se produisant localement autour des aspérités, mais aussi différents phénomènes interfaciaux. Par exemple, les interactions moléculaires entre les surfaces sont d'importance, comme la migration des défauts structuraux présents dans les couches superficielles ou encore le cisaillement de couches lubrifiantes mises à dessein ou formées par des contaminants – qui peuvent être des débris d'usure. Ces phénomènes se produisent localement, dans des zones de confinement très variées en taille et en forme, soumises à des contraintes de cisaillement et de pression rendues hétérogènes par la rugosité.

Pour faire des avancées significatives dans la caractérisation de ces phénomènes interfaciaux, il faut donc avoir des outils expérimentaux permettant de travailler sur un contact unique (une seule aspérité), de géométrie et de chimie contrôlée. De tels appareils existent maintenant. Le plus communément utilisé est l'AFM (*Atomic Force Microscope*). Il permet d'obtenir un contact nanométrique entre une pointe et un substrat. Un second appareil, d'utilisation plus confidentielle, est le SFA (*Surface Forces Apparatus*). Cet appareil assure également un contact unique, de taille cette fois-ci microscopique, entre deux surfaces de rugosité atomique. Par la taille de leur contact, ces deux techniques sont complémentaires. Même sur un contact unique, des effets de taille sur le frottement peuvent en effet intervenir, notamment entre les échelles moléculaires et supra-

---

Article proposé par :

Philippe Richetti, richetti@crpp-bordeaux.cnrs.fr

Carlos Drummond, drummond@crpp-bordeaux.cnrs.fr

Centre de Recherche Paul Pascal, CNRS.

## Encadré 1

### Pourquoi la loi $F = \mu L$ est si couramment vérifiée ?

La loi d'Amontons-Coulomb dit que la force de friction entre deux surfaces glissant l'une sur l'autre est proportionnelle à la charge normale de compression,  $F = \mu L$ . Cette loi est assez souvent vérifiée, et ce quel que soit la nature des matériaux considérés, la géométrie et la taille des contacts mis en jeu. C'est particulièrement vrai lorsque les surfaces sont rugueuses. Pour cette situation, un début d'explication a été donné dans les années 40, lorsque Bowden et Tabor proposent leur théorie sur l'origine de la friction solide. Ils proposent que la force de friction est la force nécessaire pour cisailer les jonctions formées par les aspérités en contact entre deux surfaces, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à l'aire réelle des contacts  $A_r$  entre les deux surfaces qui est très différente de l'aire nominale apparente. Sous l'effet de la charge normale, les jonctions subissent des déformations élastiques et/ou plastiques. Chaque jonction d'aire  $A_i$  contribue à la friction par une force de cisaillement  $f_i = \sigma A_i$ , où  $\sigma$  est la contrainte de cisaillement. La force de friction est alors la somme des contributions locales,  $F = \sum_i f_i = \sigma \sum_i A_i$  soit  $F = \sigma A_r$ . Dans de très nombreuses situations, les aspérités subissent des déformations plastiques, aussi l'aire réelle de contact peut être assez bien

estimée comme étant  $A_r = L/\sigma_c$ , où  $\sigma_c$  est le seuil de plasticité ou la dureté du matériau. On obtient ainsi directement la loi d'Amontons-Coulomb,  $F = \mu L$ , avec un coefficient de friction  $\mu = \sigma/\sigma_c$  de l'ordre de l'unité pour la plupart des matériaux. Quand les déformations sont élastiques, l'origine de la proportionnalité entre  $A_r$  et  $L$  est plus subtile. Il faut prendre en compte les caractéristiques statistiques de la rugosité et faire intervenir la mécanique du contact sur chaque aspérité. Si l'on suppose que l'extrémité d'une aspérité a une forme hémisphérique de rayon  $R$ , lorsque celle-ci se déforme élastiquement contre la surface opposée sous l'effet d'une charge de compression, l'aire de contact est donnée par la formule de Hertz  $A_i \sim (R\kappa)^{2/3} L_i^{2/3}$  où  $\kappa$  est la raideur normale du matériau. Sur une aspérité on a seulement une dépendance sous-linéaire avec la charge. Cependant sous l'effet d'une augmentation de charge de nouveaux contacts sont réalisés avec les aspérités de hauteur plus faible. Dans le cas de rugosité simple, dominée par une seule longueur caractéristique, on peut montrer que grâce à ce processus de formation continue de nouveaux contacts, l'aire réelle de contact est proportionnelle à la charge normale,  $A_r \sim L$

moléculaires. Nous avons développé au Centre de Recherche Paul Pascal un SFA-nanotribomètre, décrit dans l'encadré 2, permettant d'étudier le comportement tribologique de films d'épaisseur nanométrique. Dans la suite, nous présentons quelques résultats obtenus sur deux systèmes se comportant très différemment : un liquide simple et une solution de tensioactif.

### Lubrification par un liquide simple

Il est maintenant bien établi que sous de fortes contraintes de confinement, les liquides simples ont tendance à se structurer en un empilement de couches, typiquement lorsque l'épaisseur du confinement ( $D$ ) est inférieure à une dizaine de couches moléculaires ( $a$ ) :  $D/a < 10$ . Cet ordre induit par les surfaces est d'autant mieux développé que les molécules du liquide sont petites, d'architecture simple et que la rugosité des surfaces est faible. Par exemple, des molécules de forme globulaire, comme le cyclohexane, ou linéaire, comme le tétradécane, s'organisent très facilement en couche près d'une surface. Lorsque les molécules ont une architecture plus complexe, par exemple branchée comme le squalane (figure 1b), la structuration est beaucoup moins prononcée. Sous ces mêmes contraintes de confinement, on observe conjointement des augmentations importantes de viscosité pour la plupart des liquides simples, que la structuration en couche soit prononcée ou pas. Deux régimes de comportement sous cisaillement sont alors distingués. Le régime rhéologique, pour des épaisseurs de film supérieures à plusieurs épaisseurs moléculaires (typiquement  $D/a > 10$ ). La force de friction entre les deux surfaces de

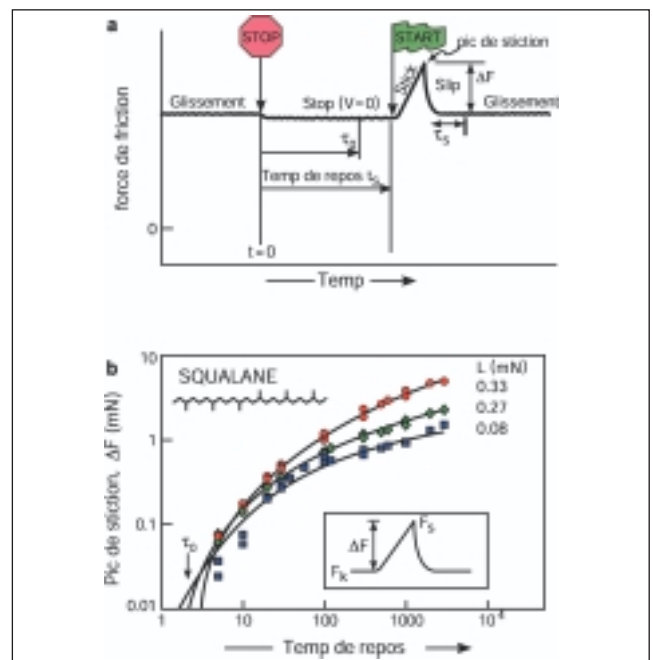


Figure 1 - (a) Principe d'une expérience de « stop-start » ; (b) Pic de stiction pour un liquide simple (squalane).

confinement est purement visqueuse,  $F \sim \eta V$ , où  $\eta$  est la viscosité volumique. Dans le second régime, dit tribologique,  $D/a < 10$ , les comportements sont cette fois non-linéaires. La viscosité peut alors fortement dépendre de la vitesse de cisaillement, de la charge normale de compression et aussi de l'histoire des contraintes que le film a subit. Cette viscosité effective peut être supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la viscosité volumique.

## Encadré 2

## Surface Force Apparatus

Cette technique permet de mesurer les forces d'interaction entre deux surfaces. Les deux surfaces utilisées sont des feuillets de mica préparés par clivage – donc lisses à l'échelle moléculaire – puis collés sur des lentilles cylindriques, montées en regard dans l'appareil avec leur génératrice croisée. Quand les deux surfaces sont amenées au contact, celui-ci se fait en un point. Sous l'effet d'une charge normale de compression ou d'une adhésion, le film de colle entre les lentilles cylindriques et les feuillets de mica se déforme élastiquement. Le contact ponctuel devient alors un contact planaire d'aire circulaire. Dans la gamme de charges normales imposées, sa taille est micrométrique. Une technique d'interférométrie optique est utilisée pour mesurer à la fois la séparation entre les deux surfaces, les rayons de courbure locaux  $R$  autour du contact et le diamètre du contact circulaire,  $\sim A^{1/2}$ . Cette méthode optique permet de connaître à l'angström près la séparation entre les deux surfaces.

Ainsi cet appareil permet de confiner un film nanométrique dans un contact unique de taille microscopique et de géométrie connue. Il est possible de déplacer les surfaces à l'aide d'élé-

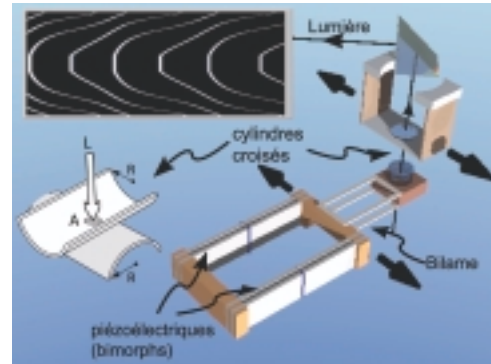


Figure - Descriptif d'un SFA.

ments piézoélectriques et ce avec une résolution nanométrique. Quant aux forces, normale et de friction, elles sont obtenues avec des sensibilités de  $10^{-7}$  N en mesurant la déflexion de ressorts bilame auxquels sont assujetties les surfaces.

Un film de squalane, d'une épaisseur de 3 à 4 couches moléculaires ( $\approx 2$  nm), présente un tel régime tribologique. A ces épaisseurs, on constate qu'il existe une force de friction statique comme on peut l'observer lors d'un frottement entre deux solides. La force de friction statique est la force qu'il est nécessaire d'exercer pour initier le glissement, alors que la force de friction dynamique est la résistance au déplacement une fois qu'il a été initié. L'intensité de la friction statique dépend du temps que le système a préalablement passé au repos comme le montre une étude de « stop-start ». Le glissement est stoppé pendant un certain temps, puis repris (figure 1a). Au redémarrage la force statique se manifeste par un pic initial dit de stiction avant que le régime de glissement stationnaire soit de nouveau atteint (figure 1a). L'amplitude de ce pic est la différence entre la force statique et la force dynamique,  $\Delta F = F_{Sta} - F_{Dyn}$ . Comme le montre la figure 1b,  $\Delta F$  – donc  $F_{Sta}$  – augmente continûment avec le temps de repos pourvu que ce dernier soit plus long qu'un certain temps de latence  $\tau_0$  qui est caractéristique du liquide. La figure 1b montre aussi que  $\tau_0$  et l'amplitude de  $F_{Sta}$  dépendent de la charge normale de compression  $L$ .

Le fait que la force de friction statique soit plus élevée que la force de friction dynamique a des conséquences sur le comportement dynamique du système (voir encadré 3). En particulier, deux régimes de glissement sont observés suivant la vitesse d'entraînement  $V$  imposée à l'une des deux surfaces. Aux plus grandes vitesses, le glissement est continu, la force de friction est stationnaire (figure 2a). En dessous d'une vitesse critique  $V_c$ , le glissement est intermittent (stick-slip) : la force de friction oscille entre deux valeurs de façon très régulière (figure 2b,c). Sur une période

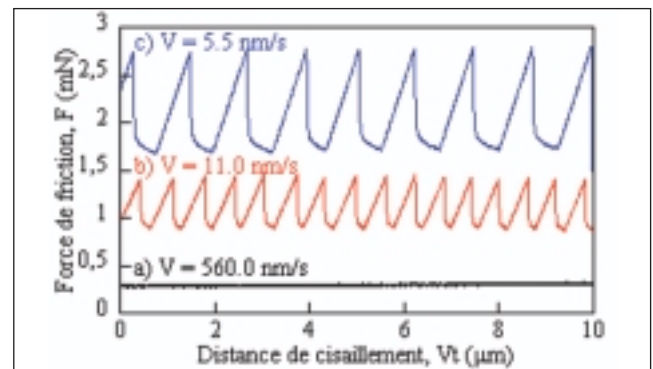


Figure 2 - Traces de friction pour un liquide simple (squalane) à différentes vitesses.

longue, les deux surfaces se déplacent simultanément, presque à la même vitesse (stick). Puis au-delà d'une certaine force, les deux surfaces glissent rapidement l'une par rapport à l'autre (slip), jusqu'à ce qu'elles recollent de nouveau entre elles. Un nouveau cycle de stick-slip se répète alors.

Le temps caractéristique  $\tau_0$  et la vitesse critique  $V_c$  dépendent fortement de l'épaisseur du film, qui est contrôlée par la charge de compression  $L$ . Quant à la force de friction, elle varie linéairement avec  $L$ . Que la loi d'Amontons-Coulomb soit retrouvée dans cette situation est quelque peu surprenant puisque les deux surfaces du SFA confinant le liquide sont exemptes de toute rugosité (voir encadré 1). Une dépendance du type  $F \sim L^{2/3}$  serait plutôt attendue. En effet, en terme de friction, le squalane fortement confiné se

comporte comme un solide. Par ailleurs, on sait que la friction entre deux solide est proportionnelle à l'aire réelle de contact,  $F = \sigma A$ , et que ce contact dans la géométrie du SFA suit une loi de Hertz,  $A \sim L^{2/3}$  (encadré 1).

L'interprétation des comportements dynamiques observés est la suivante. Au repos le film lubrifiant est dans un état bloqué proche d'un solide, ou plus vraisemblablement, dans la plupart des situations, proche d'un milieu vitreux. Cet état est dû à la fois aux interactions avec les surfaces, qui localement tendent à aligner en couches les molécules du liquide, mais aussi au confinement extrême qui réduit d'autant plus les degrés de liberté des molécules. Au-delà d'une contrainte de cisaillement, qui définit la force de friction statique  $F_{Sta}$ , une transition de phase dynamique se produit. Le film transite dans un état fluide. Il se comporte alors comme un liquide tant que le cisaillement est maintenu à un niveau suffisant,  $V > V_b$ . A ce cisaillement correspond une friction dynamique de limite inférieure  $F_{Min}$ , avec  $F_{Min} < F_{Sta}$ .

Lorsque  $V < V_b$ , le lubrifiant transite de nouveau dans l'état bloqué. Les comportements expérimentaux sont qualitativement bien reproduits en utilisant la loi constitutive suivante,  $F(V) = F_{Min} + (F_{Sta} - F_{Min})\theta(V) + \eta A \dot{\gamma}$  où  $\theta$  est un paramètre d'ordre rendant compte de l'état du film lubrifiant,  $\theta \in [0; 1]$ . Quand le film est complètement dans l'état liquide  $\theta = 0$  et inversement quand il est complètement dans l'état bloqué  $\theta = 1$ . Pour rendre compte de l'évolution de la friction statique avec le temps de repos,  $F(0) \in [F_{Min}; F_{Sta}]$ , le paramètre d'ordre  $\theta$  doit être traité comme une variable d'état, c'est-à-dire comme une variable de dynamique lente  $\theta(V)$  (voir encadré 3).

Dans ce premier exemple nous avons vu qu'un film liquide fortement confiné s'apparentait à un solide qui, sous cisaillement, pouvait retrouver son état liquide. Dans un second exemple, nous montrons maintenant qu'un joint adhésif, de taille moléculaire, peut s'apparenter sous cisaillement à un liquide dont l'adhérence dépend du taux de cisaillement.

### Encadré 3

#### Stick-slip, variable d'état, effet mémoire et dimensionnalité

Une expérience de tribologie de deux surfaces glissant l'une sur l'autre peut se réduire à un patin de masse  $M$  qui se déplace sur une piste (figure a). Le patin est mis en mouvement mécaniquement et subit au niveau de l'interface piste/patin une force de friction  $F$ . Le mécanisme qui permet de déplacer le patin a une certaine raideur, et est réduit à un simple ressort de même raideur  $K$ . Il est connecté au patin à une extrémité et étiré à l'autre extrémité à une certaine vitesse  $V$ . L'équation du mouvement du système s'écrit,

$$M\ddot{x} = K(Vt - x(t)) - F(\dot{x}) \quad (1)$$

où  $x$  est la position du centre de masse. Supposons que la force de friction est seulement dépendante de la vitesse de glissement du patin. Nous avons alors un système dynamique à deux variables,  $x$  et  $\dot{x}$ , dont le régime de glissement stationnaire naturel est et  $x = x_0 + Vt$ . Le patin se déplace continûment à la vitesse d'entraînement  $V$ . Etudions la stabilité linéaire de cette solution à une faible perturbation  $\varepsilon$  que l'on suppose relaxer exponentiellement :  $\varepsilon \sim \exp(\kappa t)$ . On aboutit à l'équation de stabilité linéaire  $\kappa^2 + \frac{dF/d\dot{x}}{M}\kappa + \frac{K}{M} = 0$ , qui implique que la solution est instable dès que  $dF/d\dot{x}(V) < 0$ . Quand cette dérivée devient négative, la solution  $\dot{x} = V$  se déstabilise par une bifurcation de Hopf et le système se met à osciller. Avec un système bidimensionnel ( $x$  et  $\dot{x}$ ) on ne peut espérer que deux types de dynamique, soit des oscillations quasi-harmoniques, soit des oscillations de relaxation. Ces dernières sont très souvent observées et correspondent au phénomène de stick-slip : le patin se déplace de façon intermittente (voir texte, figure 2). Généralement le diagramme de comportement observé en fonction des paramètres ( $K, V$ ) est celui de la figure b. Le stick-slip est observé aux faibles vitesses d'entraînement et pour les plus faibles raideurs du montage. Pour des raideurs importantes le régime stationnaire  $\dot{x} = V$  est stable quelque soit  $V$ . Notre

condition de stabilité  $dF/d\dot{x}(v) > 0$  est indépendante de  $K$  et donc ne rend pas compte de la transition entre les deux régimes à  $V$  constant. Il est alors nécessaire d'augmenter la dimensionnalité du système en ajoutant au moins une variable supplémentaire. Ceci se fait par exemple à l'aide d'une variable  $\phi(t)$  dite variable d'état dont dépendra la force de friction  $F(\dot{x}, \phi)$ . Cette variable a une dynamique propre suffisamment lente pour intervenir sur la dynamique du patin. Ceci introduit une équation différentielle supplémentaire qui se couple à l'équation du mouvement (1), généralement via la vitesse de glissement instantanée  $\dot{x}$ ,  $\dot{\phi} = f(\phi, \dot{x})$ . Un point de vue équivalent consiste à dire que la variable d'état permet d'introduire un effet mémoire sur la force de friction. Un exemple historique de variable d'état en tribologie est celle rencontrée lors de la friction solide entre deux surfaces rugueuses dont les aspérités en contact subissent du fluage, une déformation plastique dépendante du temps de contact. Plus le contact est long, plus les aspérités sont déformées et plus l'aire de contact réelle est alors importante ainsi que la force de friction. La variable d'état est l'âge du contact. Sous cisaillement, l'âge dépendra de la déformation qu'il faut imposer à une jonction pour la briser et de la vitesse de glissement. Plus la vitesse est importante, plus l'âge est court, et plus l'aire de contact et la friction sont faibles.

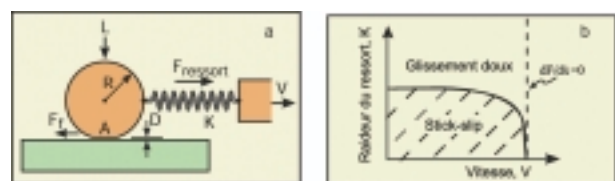


Figure - Expérience de tribologie (a) ; comportement usuel (b).



### Friction entre deux surfaces faiblement adhésives

Nous nous intéressons à la situation suivante. Les surfaces du SFA sont immergées dans une solution aqueuse de tensioactifs. Le tensioactif est choisi pour s'adsorber spontanément sur les surfaces de mica. Sous forte contrainte normale, chaque surface de mica dans la zone de contact est recouverte d'une monocouche de tensioactifs. Les têtes polaires sont ancrées sur la surface par interactions électrostatiques alors que les chaînes aliphatiques pointent vers l'extérieur. Ces deux surfaces forment un contact adhésif du fait des interactions hydrophobes entre les chaînes aliphatiques des tensioactifs.

La figure 3 montre, pour ce contact adhésif, la dépendance de la force de friction avec la vitesse d'entraînement. Pas moins de cinq régimes peuvent être distingués. Aux plus faibles vitesses, le glissement entre les deux surfaces se fait de façon continue, en régime stationnaire (SS1). La friction augmente d'abord linéairement avec le cisaillement, puis logarithmiquement avant de saturer sur un plateau. Au-delà d'un seuil de cisaillement, le régime stationnaire se déstabilise, avec l'apparition d'un régime oscillant de stick-slip (voir encadré 3). Ce régime de glissement intermittent est suivi d'un nouveau régime stationnaire (SS2), aux vitesses les plus rapides, durant lequel la friction augmente de nouveau linéairement avec la vitesse.

Contrairement aux systèmes précédents de liquide simple, on n'observe pas de force de friction statique. Par extrapolation, il semble même que la friction tend vers zéro à vitesse nulle. Par ailleurs, alors que la force de friction mesurée est parfaitement proportionnelle à l'aire de contact dans le régime plateau, ou le dernier régime stationnaire SS2, cette linéarité n'est pas respectée dans le régime logarithmique. La friction n'est alors ni proportionnelle à l'aire de contact ni à la charge normale, mais plutôt dans une dépendance intermédiaire.

Le comportement dynamique du système peut être interprété par un modèle microscopique de contact adhésif. Le contact se divise en  $N$  nanocontacts indépendants, appelés jonctions. Chaque jonction a deux états possibles. Un état adhésif : localement les deux monocouches de tensioactif sont physiquement liées entre elles par des interactions attractives hydrophobes. Les jonctions dans cet état forment des ponts adhésifs locaux entre les deux surfaces. Le second état est dit libre : localement les monocouches ne sont pas liées entre elles. L'adhésion étant de nature physique, c'est un processus qui peut être thermiquement activé. Chaque jonction bascule d'un état à l'autre à la suite de fluctuations thermiques. Les états ont des durées de vie finies. Comme globalement le contact est adhésif, la durée de vie d'une jonction adhésive  $\tau_{Adh}$  est plus grande que celle d'une jonction libre  $\tau_{Lib}$ . L'image qu'on doit avoir du contact micro-

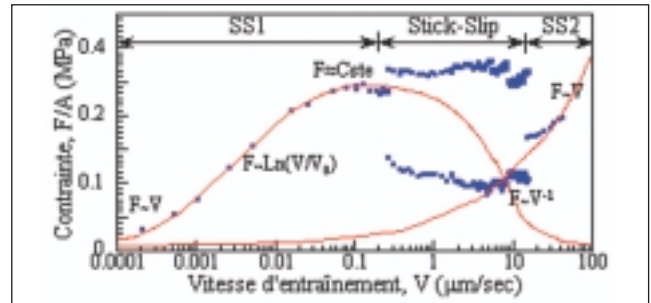
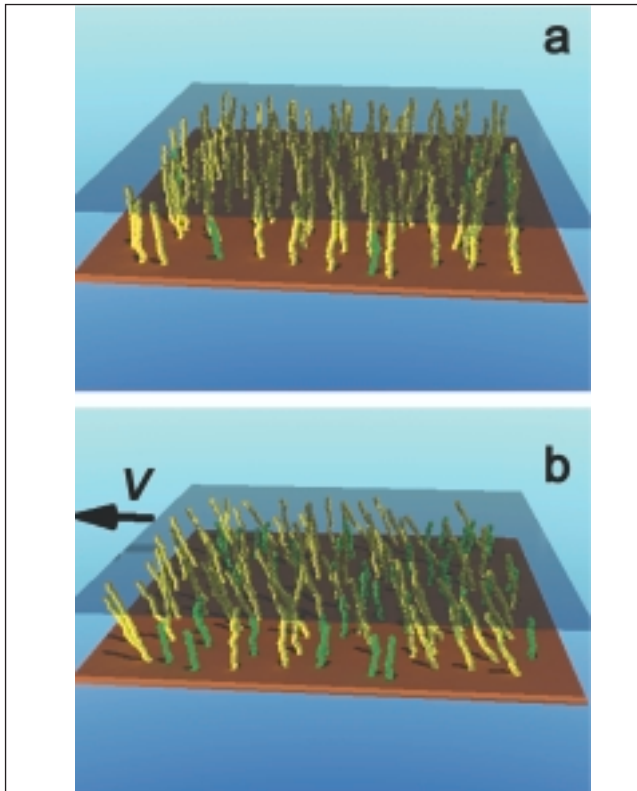


Figure 3 - Courbe de glissement entre deux monocouches de tensioactif, en bleu les points expérimentaux, en rouge les courbes théoriques.

scopique (figure 4a) est qu'il est constitué d'une multitude de nanocontacts qui se cassent et se refont fréquemment. Cependant à chaque instant il y a beaucoup plus de jonctions dans l'état adhésif.

Sous cisaillement les jonctions adhésives se déforment élastiquement. Ces déformations ont deux conséquences sur la cinétique de rupture des jonctions. La première est que la durée de vie dans l'état adhésif est réduit sous cisaillement, car plus une jonction adhésive est déformée plus il est facile de thermiquement activer sa rupture (figure 4b). De plus, un second mécanisme de rupture peut se produire. Les jonctions adhésives ont une limite de cohésion. Au-delà d'un seuil de déformation,  $\delta$ , toute jonction adhésive est systématiquement brisée.

Les ruptures aléatoires ou induites permettent le glissement des deux surfaces l'une sur l'autre bien qu'elles soient dans un contact adhésif. Selon cette description, la friction est liée à l'énergie élastique mise en jeu pour déformer les jonctions adhésives, celle-ci étant ensuite dissipée lors d'une rupture. Le modèle prédit quatre régimes selon la vitesse de cisaillement. Aux plus faibles vitesses, les jonctions adhésives sont toujours cassées par activation thermique alors qu'elles sont peu déformées. C'est le régime linéaire avec  $F \sim V \tau_{Adh}$  : la friction est proportionnelle à la déformation moyenne subit par les jonctions adhésives avant rupture. A des vitesses plus importantes, les jonctions sont significativement plus déformées. La fréquence de rupture par activation thermique est alors accélérée. Certaines des ruptures se produisent même suivant le second mécanisme si  $\delta$  le seuil de déformation, est atteint. La friction augmente alors logarithmiquement avec la vitesse,  $F \sim \ln(V/V_0)$  où  $V_0$  est une constante de normalisation. A des vitesses encore plus importantes, le système devient athermique au sens où les ruptures se font principalement par le second mécanisme. Toutes les jonctions adhésives se défont avec une fréquence  $V/\delta$  alors que leur déformation est maximale. Si le temps de vie  $\delta/V$  est bien plus grand que le temps de recombinaison  $\tau_{Lib}$  pour former une jonction



**Figure 4** - Modèle de contact adhésif. (a) A l'équilibre des jonctions adhésives (jaunes) et libres (vertes) coexistent. (b) Sous cisaillement les jonctions adhésives sont étirées et leur proportion diminue fortement.

adhésive, une grande proportion des  $N$  jonctions est dans l'état adhésif, soit  $N \frac{\delta/V}{\delta/V + \tau_{Lib}}$ . La fraction d'aire de contact en adhésion est proche de 1,  $\phi \sim 1$ . La force de friction est alors quasiment constante,  $F \sim N\phi\delta$ . Le modèle rend bien compte des trois premiers régimes expérimentaux observés lors de l'état stationnaire SS1 (figure 3). Il rend également compte de l'instabilité de stick-slip. Ainsi quand la vitesse est de nouveau augmentée, et que le temps de rupture  $\delta/V$  devient comparable à  $\tau_{Lib}$ , la fraction de contact adhésif  $\phi$  diminue car une jonction passe de moins en moins de temps dans l'état adhésif et donc, relativement, de plus en plus de temps dans l'état libre. Aux plus grandes vitesses, quand  $\delta/V < \tau_{Lib}$ ,  $\phi$  diminue comme l'inverse de la vitesse de cisaillement,  $\phi \sim \delta/V\tau_{Lib}$ . Ainsi à ces cisaillements, il y a de moins en moins d'adhésion entre les surfaces et la force de friction décroît comme  $\phi$ ,  $F \sim N\phi\delta \sim V^{-1}$ . On comprend maintenant le stick-slip expérimental, qui est la manifestation d'une instabilité mécanique qui se produit

lorsque  $dF/dV < 0$  (voir encadré 3). Enfin pour rendre compte du second état stationnaire, SS2, il nous faut considérer la contribution de la fraction  $1 - \phi$  de jonctions dans l'état libre. Cette contribution devient importante aux grandes vitesses, quand  $\phi \ll 1$ , précisément lorsque la contribution élastique précédente décroît en  $V^{-1}$ . La nouvelle contribution est choisie visqueuse,  $\sim V$ , puisque les deux monocouches qui glissent l'une sur l'autre lorsque localement elles n'adhèrent pas, sont dans un état fluide. Cette seconde contribution a pour effet de restabiliser le système mécanique aux plus grands cisaillements, provoquant la transition entre le stick-slip et le second état stationnaire SS2.

Une loi constitutive pour la force de friction entre deux surfaces adhésives est ainsi proposée,  $F = \phi F_{Adh} + (1 - \phi)F_{Lib}$ , où  $F_{Lib} \sim \eta V$ . La contribution adhésive  $F_{Adh} = f(\tau_{Adh}, \tau_{Lib}, \delta, V)$  donne une courbe en cloche dont un exemple d'ajustement est reporté figure 3, celle des jonctions libres donnant la courbe croissante. De l'ajustement on peut estimer la taille des jonctions à quelques dizaines de molécules de tensioactif. Ces dernières ont un comportement collectif lors de la formation et de la rupture d'une jonction adhésive. Notons que pour rendre compte des dynamiques – chaotiques – observées à la transition stick-slip/SS2, la fraction de surface en adhésion  $\phi$ , doit être traitée comme une variable d'état (voir encadré 3).

## Conclusion

Les deux exemples discutés ci-dessus montrent combien le comportement tribologique des films moléculaires peut être riche et souvent peu intuitif. Il est cependant remarquable de constater que la compréhension de ces comportements interfaciaux s'accorde avec les concepts et les lois phénoménologiques développés pour des systèmes aux tailles caractéristiques de  $10^7$  à  $10^{10}$  fois plus grandes : l'étude des liquides simples devant en effet beaucoup aux modèles de faille géologique, et celle du film adhésif aux modèles pour des blocs élastomères. A l'heure des nanotechnologies, de la miniaturisation des dispositifs technologiques pour lesquels les rapports surface sur volume deviennent prépondérant il est plus que jamais important de maîtriser les comportements interfaciaux afin de contrôler toute source de dissipation. Les solutions traditionnelles de tribologie ou de lubrification peuvent s'avérer inefficaces aux échelles nanométriques, ce qui demande de nouvelles méthodes de contrôle.

## Pour en savoir plus

DRUMMOND (C.), ISRAELACHVILI (J.), RICHETTI (P.), *Phys. Rev. E* **67**, 06, (2003).

DRUMMOND (C.), ISRAELACHVILI (J.), *Phys. Rev. E* **63**, 04, (2001).

PERSSON (B.N.J.), *Sliding friction, Physical principles and applications*, Springer-Verlag, (2000).