

CFA/VISHNO 2016

Bruit des surfaces rugueuses

A. Le Bot

LTDS Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes, 36, avenue Guy de
Collongue, 69134 Ecully, France
alain.le-bot@ec-lyon.fr



LE MANS

Cette article est une discussion sur l'origine physique du bruit de frottement. Nous montrons que de nombreux impacts entre aspérités antagonistes ont lieu au sein du contact et que leur étude est un problème de mécanique statistique du contact. Les contacts provoquent aussi de la dissipation d'énergie ce qui peut conduire au résultat paradoxale que le bruit n'est pas nécessairement proportionnel au nombre de sources qui le produisent.

1 Introduction

Lorsque deux surfaces rugueuses en contact sont mises en glissement, elles produisent un bruit caractéristique d'un niveau sonore le plus souvent modeste. C'est un bruit très large bande dont le spectre sonore est relativement plat comme on peut facilement s'en convaincre en réalisant l'expérience.

On rencontre cette situation par exemple lorsqu'on se frotte les mains. La rugosité naturelle de la peau ainsi que la dureté de sa partie superficielle, le stratum-corneum, forment un contact entre deux membranes rugueuses.

Citons d'autres exemples comme le bruit provoqué par un petit objet poussé sur une table, mais aussi celui de l'éponge à gratter sur une casserole, de ponçage à l'aide de papier de verre... Tous ces bruits sont qualifiés de bruit de rugosité [1].

Dans cette, étude nous étudions le bruit de rugosité généré par le frottement de deux objets métalliques dont les surfaces rugueuses [2].

2 Origine microscopique du bruit

Le phénomène à l'origine des vibrations qui produisent le son est simple à imaginer. Les deux surfaces rugueuses en glissement contiennent un très grand nombre d'aspérités de contact qui sont autant d'obstacles au mouvement. On réalise donc qu'à l'échelle microscopique, la percussion entre deux aspérités antagonistes provoque un choc à la fois bref et intense (voir figure 1).

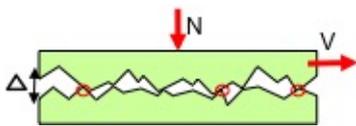


FIGURE 1 – Origine du bruit de frottement. La percussion des aspérités antagonistes lors du glissement engendre une vibration des surfaces responsable du bruit.

Ces micro-chocs se comportent comme autant de coup de marteau qui viennent exciter la structure. Puisque la transformée de Fourier d'une impulsion est une constante, toutes les fréquences sont excitées. Plus précisément, on peut estimer la durée des chocs en prenant un modèle de percussion de sphères. Pour un contact métal-métal, celle-ci se situe autour de 0,1 ms. La bande passante du bruit qui en résulte est donc supérieure à 10 kHz et même parfois plus dans le cas de surfaces métalliques.

Ces chocs sont nombreux comme on peut s'en douter. Une estimation grossière du taux de chocs peut être établie de la façon suivante. La longueur de corrélation (Rabinowicz) d'une interface constituée de deux surfaces rugueuses est la plus petite distance de glissement qui permet de renouveler complètement la population de spots de contact (voir figure 2). Rabinowicz a mesuré cette longueur de façon indirecte [3]. Il a obtenu pour des contacts métal-métal des

ordres de grandeur toujours autour de quelques micromètres disons $D_0 \approx 10 \mu\text{m}$.

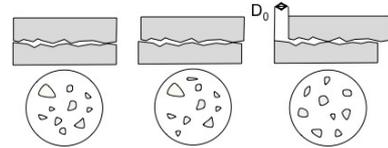


FIGURE 2 – Longueur de corrélation d'une interface. Pour un glissement très faible ($< D_0$), la population de spots est peu modifiée. Pour un glissement plus grand ($> D_0$), la population de spots est entièrement renouvelée.

En condition statique, le nombre de spots de contact n est relativement faible. Pour deux surfaces métalliques en contact, il est de l'ordre de $n \approx 10$ ce qui correspond à un taux de portance de quelques pour cents. En condition de glissement permanent (vitesse relative notée V), on peut faire le raisonnement quasi-statique suivant. La durée pour le renouvellement complet de la population de spots est de D_0/V de sorte que le nombre de chocs par seconde est

$$N = n \frac{V}{D_0} \approx 10^5 \text{ chocs/s} \quad (1)$$

pour une vitesse de glissement de 10 cm/s.

Dès lors que le taux de chocs est de 10^5 et que la durée des chocs de l'ordre de 0,1 ms, on comprend que ces chocs se produisent à un rythme très important donnant lieu à un recouvrement temporel. Il est donc impossible de les entendre séparément (même avec un enregistreur échantillonnant à très haute fréquence). C'est ce qui confère le caractère continu au bruit de frottement alors que son origine microscopique est fondamentalement due à des événements transitoires.

3 Simulation numérique du bruit

La simulation numérique du bruit de frottement est en principe possible avec les seules lois de la mécanique. Il s'agit d'un problème d'élastodynamique en présence de contact.

Nous venons de voir que les durées de chocs sont une fraction de milliseconde. Le pas de temps nécessaire à une simulation numérique devra donc être bien inférieur. En pratique, nous utilisons des pas de temps de l'ordre de 10^{-8} s.

Les longueurs d'onde acoustiques (ou mécaniques) sont relativement grandes, disons de l'ordre du centimètre, ce qui fait qu'un maillage relativement grossier est suffisant modéliser les déformations élastiques des pièces en contact. Cependant, le contact se situe à l'échelle des aspérités. L'ordre de grandeur de celle-ci est plutôt situé autour du micromètre. L'algorithme de détection du contact requiert un maillage extrêmement fin en surface. L'ordre de grandeur du pas spatial est de $10 \mu\text{m}$. Il est clair que ces deux contraintes – maillage grossier pour le problème élastodynamique et

maillage fin pour le problème de contact – sont antagonistes (voir figure 3). Une stratégie possible est celle du maillage inhomogène. Toutefois, même en optimisant le maillage, un pas de temps de 10^{-8} s et un pas spatial de $10 \mu\text{m}$ conduit à des calculs éléments finis extrêmement lourds qui se situent au-delà de la capacité de nos calculateurs.

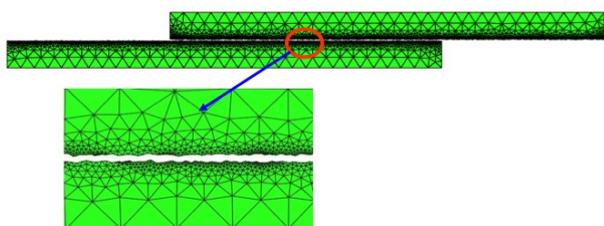


FIGURE 3 – Modélisation par éléments finis du contact glissant entre deux surfaces rugueuses. Maillage fin en surface, maillage grossier ailleurs [4].

Une autre stratégie est possible [5]. Elle est fondée sur un développement modal de la solution recherchée. Par exemple si l'on note $u(x, t)$ la déformation au point x et à l'instant t de la surface d'un des deux solides, $u(x, t)$ vérifie une équation aux dérivées partielles où les forces de contact sont rejetées au membre de droite. On peut toujours rechercher la solution de cette équation en la développant sur la base modale. Si l'on note $\psi_k(x)$ la k -ième mode du solide, cela revient à écrire

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} U_k(t) \psi_k(x) \quad (2)$$

où $U_k(t)$ est l'amplitude modale. Bien sûr cette amplitude est inconnue *a priori* mais sa détermination va s'avérer plus simple que celle de $u(x, t)$. En projetant les équations du mouvement dans la base modale, on obtient des équations du type

$$m_k (\ddot{U}_k(t) + 2\zeta\omega_k \dot{U}_k(t) + \omega_k^2 U_k(t)) = F_k(t) \quad (3)$$

où m_k , ζ et ω_k sont les paramètres modaux du mode et $F_k(t)$ la force modale engendrée par le contact. Le nombre d'équations à écrire est faible puisque le nombre de modes est petit (la longueur d'onde mécanique est grande). En revanche un maillage très fin reste évidemment nécessaire pour déterminer les points de contact à chaque pas de temps et en déduire la force modale. Le gain par rapport aux éléments finis se situe donc dans le nombre d'équations à résoudre qui est très faible. Il garde à l'esprit que le nombre d'équations à résoudre en élément finis est égale au nombre de degrés de liberté qui est proportionnel au nombre de mailles.

Un exemple de résultat obtenu par cette stratégie est présenté figure 4. Le système étudié est constitué d'un cube de 2 cm de côté glissant sur une plaque métallique de 2 mm d'épaisseur. Les surfaces sont supposées aléatoires gaussiennes de différentes rugosités. On peut observer que l'ordre de grandeur du taux de chocs de 10^5 estimé par la relation (1) est correct. Cependant le taux de chocs diminue avec la vitesse de glissement contrairement à ce que prédit la relation (1) basée sur un raisonnement quasi-statique. En fait, lorsque la vitesse augmente, les chocs sont plus violents et le temps de vol (durée entre deux chocs successifs) augmente. Il s'agit d'un nouvel exemple qui montre que ce problème du bruit de frottement est fondamentalement un problème dynamique.

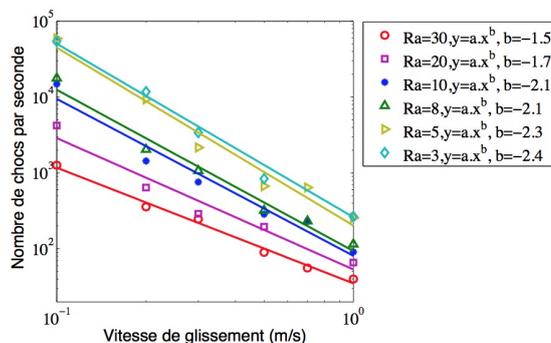


FIGURE 4 – Taux de chocs simulés pour différentes vitesses de glissement et différentes rugosités [6].

4 Dissipation des vibrations

Il est bien connu que les contacts sont en général responsables d'une forte dissipation des vibrations. Une structure très réverbérante, comme une plaque d'acier nu suspendue par des fils très fins, pourra soutenir des vibrations pendant une grande durée de l'ordre de plusieurs secondes. Cependant la même plaque boulonnée en ses coins, aura une durée de réverbération beaucoup plus courte à cause de la dissipation ayant lieu aux points d'attache. Les constructions mécano-soudées assemblées par des rivets, points de soudure sont beaucoup plus amorties que ne l'est l'acier nu. Ce sont des micro-glissements ayant lieu au sein des contacts et les frottements associés qui sont responsables de ce surcroît de dissipation d'énergie.

L'expérience suivante permet d'illustrer ce phénomène [7]. On mesure à l'aide d'un sonomètre le niveau sonore engendré par le glissement de pierres de sucre sur une table en bois. Sans surprise, on observe que le bruit est plus fort à mesure que l'on augmente le nombre de sucres. On peut même ajouter que les sucres sont autant de sources sonores identiques décorrélées. Leurs puissances s'ajoutent de sorte que la puissance sonore totale délivrée est proportionnelle au nombre de glisseurs. La pente théorique est donc de 10 dB par décade ce qui est en bon accord avec la mesure qui indique 18 dB d'augmentation du niveau sonore lorsque le nombre de glisseurs passe de 1 à 100.

Cependant, lorsqu'on reproduit cette expérience sur une membrane de tambour, on observe que le niveau sonore est quasiment indépendant du nombre de pierres de sucre (l'expérience est réalisée de 1 à 80 sucres). Ce résultat est plutôt surprenant à première vue. Car si les glisseurs peuvent être considérés comme décorrélés dans le cas de la table, on comprend mal pourquoi ce ne serait plus vrai sur une membrane.

La clef de ce phénomène étrange réside dans la dissipation des vibrations induite par le contact. On peut effectuer le raisonnement thermodynamique suivant. Le système (table ou membrane) est un réservoir d'énergie vibratoire dans lequel les sources (pierres de sucre) injectent de l'énergie. Le bilan de puissance s'écrit $P_{inj} = P_{diss}$ où P est la puissance délivrée par les sources et P_{diss} la puissance dissipée par le système. La puissance totale est proportionnelle au nombre N de sources et l'on écrit

$$P_{inj} = pN \quad (4)$$

où p est la puissance unitaire. Lorsque la dissipation a

lieu dans le matériau (c'est le cas de la table), on admet généralement [8] une loi de dissipation de la forme

$$P_{\text{diss}} = \eta \omega EA \quad (5)$$

où η est un coefficient d'absorption (damping loss factor), ω la fréquence centrale, E la densité d'énergie vibratoire (J/m^2) et A l'aire totale du système (surface de la table). L'équilibre $P_{\text{inj}} = P_{\text{diss}}$ montre immédiatement que la densité d'énergie vibratoire est proportionnelle au nombre de sources $E \propto N$ ce qui explique bien le régime linéaire (pente 10 dB par décade).

Dans le cas la membrane, il faut noter que celle-ci est naturellement très réverbérante (sans pierre de sucre posée). En revanche, la présence des sucres va générer un surcroît de dissipation. Si on néglige l'amortissement interne de la membrane, il est raisonnable de penser que l'amortissement total sera proportionnel au nombre de contacts. Plus précisément, par analogie avec la loi (5), on peut poser

$$P_{\text{diss}} = \eta' \omega ENS \quad (6)$$

où η' est un coefficient de dissipation ad-hoc et NS la surface totale de contact. L'égalité $P_{\text{inj}} = P_{\text{diss}}$ montre cette fois que E est constant soit $E \propto 1$. Ceci permet d'expliquer l'existence du régime constant.

Pour des systèmes dont l'amortissement serait intermédiaire, ces deux régimes peuvent se combiner induisant des pentes variables comprises entre 0 et 10 dB par décade [9].

5 Conclusion

Le bruit de frottement engendré par des surfaces rugueuses est un phénomène très riche sur le plan de la physique. Le problème mécanique associé est par nature multi-échelle (échelle des aspérités - échelle des vibrations). C'est aussi un problème de nature statistique puisque les surface en présence sont aléatoires. La résolution par une approche numérique, quoique possible en principe, butte sur la quantité de calculs à effectuer.

Le caractère double du contact, à la fois créateur d'énergie vibratoire et dissipateur d'énergie, confère un statut particulier à ce problème. Si la complexité des événements qui ont lieu dans le contact rend impossible une analyse microscopique déterministe, les différents régimes de bruit observés montrent que des phénomènes simples peuvent émerger du comportement désordonné des impacts et des micro-glissements. Les événements microscopiques, nombreux, brefs et désordonnés forment une population statique qui représente une situation favorable pour l'application des concepts de la physique statistique.

Remerciements

L'auteur tient à remercier le Labex CeLyA de l'Université de Lyon et l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LabX-0060 / ANR-11-IDEX-0007).

Références

- [1] Akay, A., Acoustics of friction, *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 1525-1548 (2002).

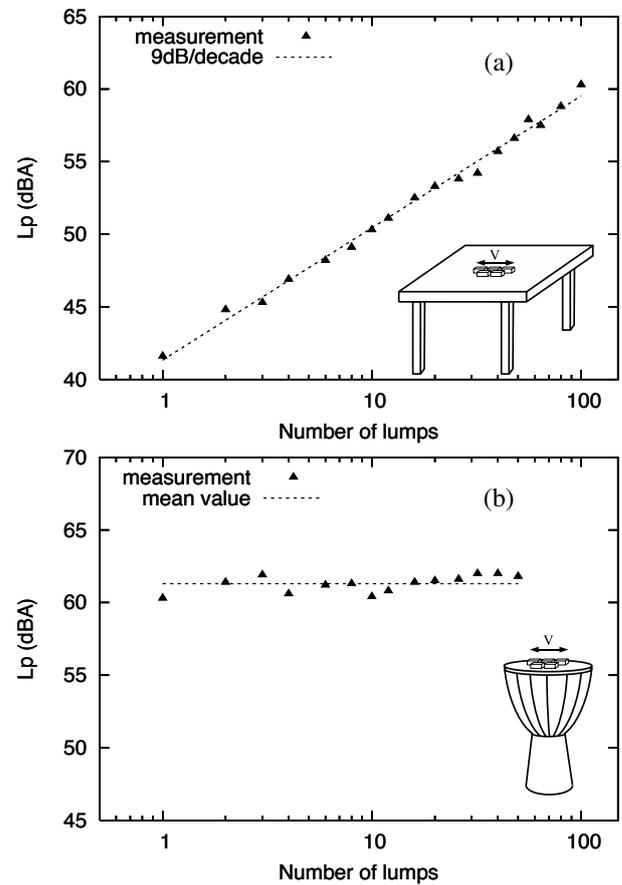


FIGURE 5 – Bruit de frottement généré par des pierres de sucre glissant sur une surface. Niveau sonore (L_p) mesuré à l'aide d'un sonomètre en fonction du nombre de sucres. (a) sur une table en bois ; (b), sur une membrane de tambour.

Sur la table le bruit croît de 10 dB par décade (régime linéaire). Sur la membrane le bruit est quasiment indépendant du nombre de sucres (régime constant).

- [2] Ben Abdelounis, H., Le Bot, A., Perret-Liaudet, J., Zahouani, H., An experimental study on roughness noise of dry flat surfaces, *Wear* **268** 335-345 (2010).
- [3] Rabinowicz, E., The Nature of the Static and Kinetic Coefficients of Friction, *J. App. Phys.* **22** 1373-1379 (1951).
- [4] Ben Abdelounis, H., Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux, *Thèse de doctorat*, Ecole centrale de Lyon, 2010-01 (2010).
- [5] Hung, V.H., Perret-Liaudet, J., Scheibert, J., Le Bot, A., Direct numerical simulation of the dynamics of sliding rough surfaces, *Comp. Mech.* **52** 1169-1183 (2013).
- [6] H. Dang, Dynamique des interfaces multicontact, *Thèse de doctorat*, Ecole centrale de Lyon, (2013).
- [7] Le Bot, A., Bou Chakra, E., Michon, G., Dissipation of vibration in rough contact, *Tribol. Lett.* **41** 47-53 (2011).
- [8] A. Le Bot, *Foundation of statistical energy analysis in vibroacoustics*, Oxford University Press, Oxford (2015).

- [9] Le Bot, A., Bou Chakra, E., Measurement of friction noise versus contact area of rough surfaces weakly loaded, *Tribol. Lett.* **37** 273-281 (2010).