LP01
Contact entre deux solides - Frottements

Chauchat Antoine et Dorel Valentin
Septembre 2020

Niveau : L2

- Prérequis :
  - Mécanique du point
  - Mécanique du solide
- Expériences :
  - Solides sur plan incliné
  - Force de décrochage avec dynamomètre
  - Collé-glissé

1 Introduction

Les frottements sont présents dans la majorité des expériences de physique du solide et doivent donc être bien compris. Les lois phénoménologiques d'Amontons-Coulomb sont bien vérifiées expérimentalement et des modèles microscopiques permettent des interprétation qualitatives de ces lois. Les frottements recèlent pourtant encore quelques mystères et surprises : `https://youtu.be/BLVOQJilaUo?t=847` à partir de 14 minutes 40 (sans le son évidemment :))

FIGURE 1 – Schéma de l'expérience

On voit ici qu'à l'aide de deux annuaires dont les pages sont entremêlées on peut soulever une voiture. On a donc une très grande force de frottement. Est-ce du à la grande surface de contact entre les pages ? On va voir que c'est un peu plus compliqué que ça.

Ordre de grandeur : La force de frottement entre deux annuaires est d'au moins 1×10^4 N

2 Contact entre deux solides

2.1 Approche macroscopique

Le contact entre deux solides peut être modélisé de trois façons : surfacique (pavé sur un plan) linéique (cylindre sur un plan) et ponctuel (sphère sur un plan). Les deux dernières descriptions ne sont évidemment que des modèles car il existe toujours une surface de contact.

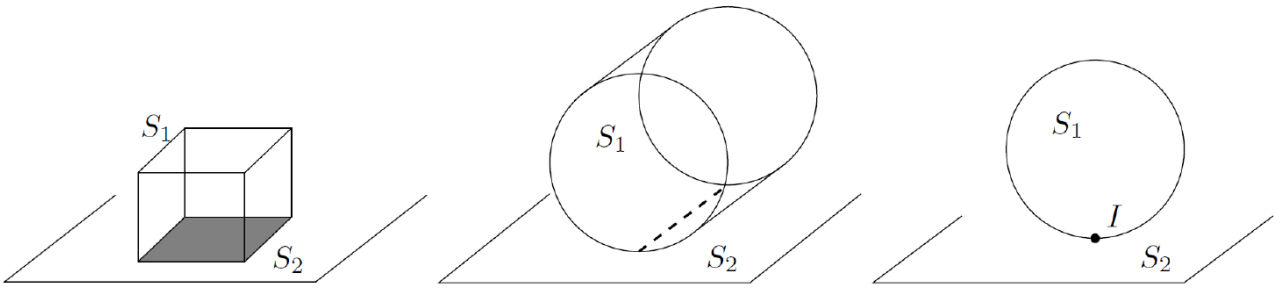

FIGURE 2 – Contact surfacique, linéique et ponctuel.

2.2 Approche microscopique

On va essayer ici de modéliser microscopiquement le contact qui se fait entre les deux solides. L'image qu'on s'en fait classiquement est la suivante :

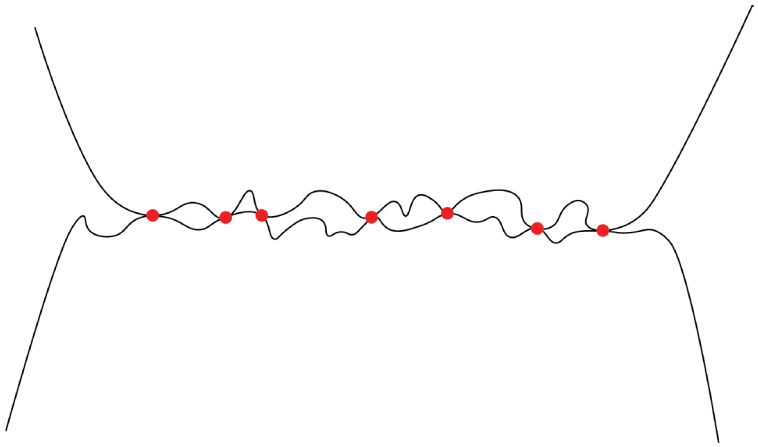

FIGURE 3 – Contact entre deux solides à l'échelle microscopique. Aux points de contact, représentés en rouge, les aspérités se déforment à cause des interactions électroniques.

En effet les surfaces des solides ne sont jamais lisses mais toujours constituées d'aspérités. Ce sont ces aspérités qui vont entrer en contact et ainsi causer la force de frottement.
On peut donc se demander quelle est la surface réelle de contact entre deux solides. Considérons le contact entre deux solides de la manière suivante :

- À l'échelle macroscopique la surface de contact est S_{macro} et elle est soumise à une force normale $\mathbf{N}$.
- À l'échelle microscopique il y a Q « îlots de contact »

Le matériau possède une contrainte de seuil plastique σ_{sp} : c'est la contrainte (force surfacique) maximale qu'il peut supporter avant de se déformer significativement. Lorsque deux solides sont mis en contact, les îlots sont soumis à des contraintes supérieures à ce seuil plastique et se déforment donc. On va supposer que la déformation résultante est proportionnelle à H, l'élasticité du matériau.

La force subie par chaque îlot est donc N/Q et on va considérer que la surface de contact d'un îlot résultant de cette force est, en moyenne, donnée par

$$s = \frac{NH}{Q}.$$

Ainsi la surface totale de contact est $S = sQ = NH$.

Analysons ce résultat : *la surface réelle de contact dépend donc de N qui est la contrainte appliquée et de H qui est caractéristique des matériaux. Elle ne dépend pas de S_{macro}.* Nous reviendrons sur ce résultat dans la partie suivante.

La vision microscopique est donc utile et nécessaire pour comprendre certains aspects du problème, néanmoins le traiter à cette échelle est très compliqué : on se placera donc à l'échelle macroscopique dans la majorité des cas.

2.3 Modélisation macroscopique des forces de contact

Les actions mécaniques des forces de contact sur un solide seront souvent modélisées par une force résultante $\mathbf{R}$. Si le contact est surfacique et a priori non uniforme, $\mathbf{R}$ est modélisé par

une distribution de contrainte sur l'ensemble de la surface de contact. Dans la suite nous nous placerons dans le cas d'un contact ponctuel ou supposé uniforme. Dans ce cas là, $\mathbf{R} = \mathbf{R_N} + \mathbf{R_T}$. $\mathbf{R_N}$ est appelée force de réaction normale : elle est orthogonale à la surface de contact et orientée vers le solide considéré. $\mathbf{R_T}$ est appelée force de réaction tangentielle, elle est orthogonale à $\mathbf{R_N}$ et s'oppose au mouvement.

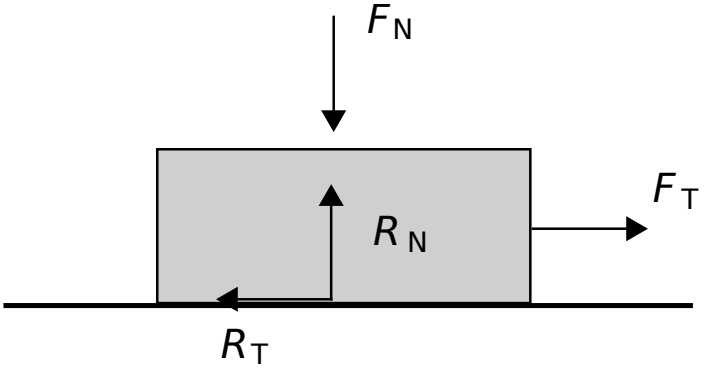

FIGURE 4 – Résultante macroscopique des forces de contact.

Pour modéliser la résistance au roulement, on peut ajouter à cette description un moment dit de roulement $\mathbf{M_r}$ que l'on négligera dans la suite de cette leçon.

Pour pouvoir décrire un problème de frottement il faut maintenant s'intéresser à la description d'un mouvement relatif entre deux solides.

2.4 Cinématique

Jusqu'ici nous n'avons pas réellement abordé le mouvement relatif entre deux solides. Dans cette sous partie nous allons donner les outils permettant de décrire ce mouvement.

On suppose l'existence de deux solides S_1 et S_2 en mouvement l'un par rapport à l'autre. Supposons tout d'abord un contact ponctuel entre S_1 et S_2 (sphère sur plan) et S_2 fixe dans R le référentiel du laboratoire. Soit I le point de contact entre les solides à l'instant t. On définit les points I_1 et I_2 les points coïncidant avec I au temps t et appartenant respectivement à S_1 et S_2. Ces deux points ont donc la même position à l'instant t mais ils n'ont pas la même vitesse ! On définit ainsi la vitesse de glissement du solide 1 par rapport au 2 :

$$\mathbf{v_{g_{1/2}}} = \mathbf{v}|_R(I_1) - \mathbf{v}|_R(I_2).$$

SI $\mathbf{v_{g_{1/2}}} = \mathbf{0}$ il n'y a pas glissement entre les solides.

Pour s'éclaircir les idées sur cette notion, prenons l'exemple d'une roue se déplaçant sur le sol :

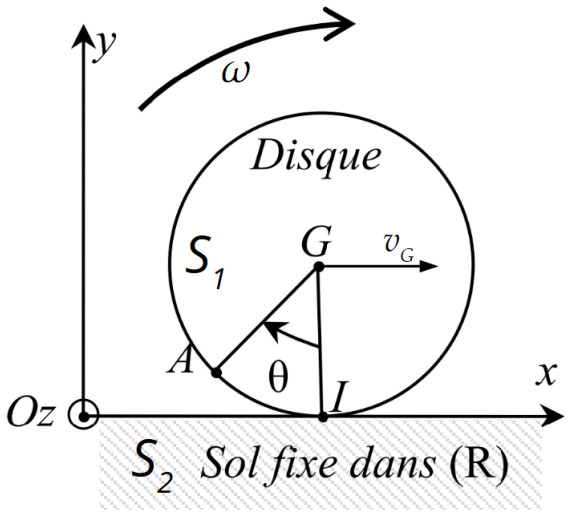

FIGURE 5 – Schéma d'une roue se déplaçant sur le sol.

Calculons la vitesse de glissement de la roue par rapport au sol : $\mathbf{v_{g_{1/2}}} = \mathbf{v}|_R(I_1) - \mathbf{v}|_R(I_2)$. Or S_2 est fixe dans R, ainsi $\mathbf{v}|_R(I_2) = 0$. De plus

$$\mathbf{v}|_R(I_1) = \mathbf{v}|_{R1}(I_1) + \mathbf{v}|_R(G) = \omega \wedge \mathbf{GI} + \dot{x}_g \mathbf{u_x}.$$

D'où : $\mathbf{v_{g_{1/2}}} = (\dot{x}_g - R\dot{\theta})\mathbf{u_x}$. Ainsi, non glissement $\Leftrightarrow \dot{x}_g = R\dot{\theta}$
Nous avons maintenant décrit les outils nécessaires à la dynamique et la modélisation macroscopique des forces de contact, on peut donc se demander si cela suffit à résoudre la dynamique de deux solides en contact.

3 Lois phénoménologiques du frottement

3.1 Nécessité de ces lois

Reprenons l'exemple de la roue, avec ou sans glissement :
- Sans glissement : 4 inconnues $\mathbf{R_T}$, $\mathbf{R_N}$, θ et x_G, et 4 équations : 2 venant du Principe Fondamental de la Dynamique appliqué en G, une venant du théorème du moment cinétique, et la condition de non glissement $\dot{x}_g = R\dot{\theta}$.
- Avec glissement : on a toujours les mêmes 4 inconnues, les 3 mêmes premières équations mais on n'a plus la condition de non glissement

Remarque : cette analyse du nombre de forces et d'équations varie en fonction du nombre de points de contact entre les solides.
⇒ **On ne peut a priori pas résoudre la dynamique avec glissement**

3.2 Loi phénoménologiques d'Amontons et Coulomb

Expérience introductive : plan incliné.
Matériel : à compléter avec les numéros de ce qu'on a pris

Principe : on dispose sur une planche de bois dont on incline un côté avec un support élévateur plusieurs masses avec des surfaces différents pour voir l'influence du matériau sur la force de frottement. Deux masses ont avoir la même surface mais on dispose sur l'une une masse en fer pour l'alourdir et augmenter $\mathbf{R_N}$ donc $\mathbf{R_T}$.

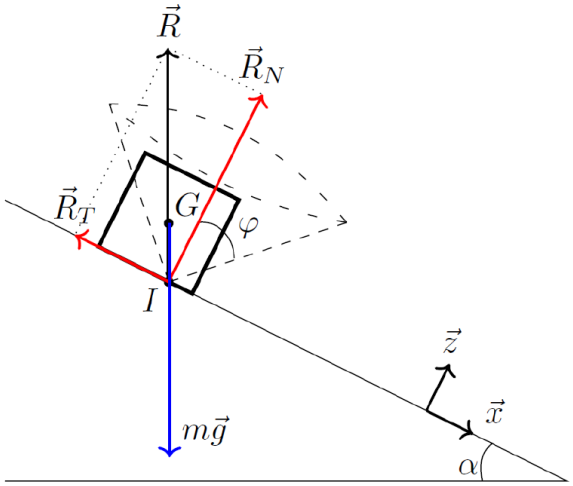

FIGURE 6 – Schéma de l'expérience du plan incliné. On voit notamment que I n'est pas au centre de la surface de contact : pour le placer on cherche l'intersection entre la force normale (ici le poids) et la surface de contact. Si ce n'est pas possible les forces ne sont plus concourantes, le moment résultant est non nul et le solide bascule.

Ainsi la force de frottement $\mathbf{R_T}$ dépend des matériaux en contact et de la force normale appliquée.

Énoncé des lois de Coulomb : Énoncés par Amontons et Coulomb à partir d'expériences de patins sur un plan. On se réfère à la figure 4

- Partant du repos, il faut appliquer une force $||\mathbf{F_T}|| = ||\mathbf{R_T}|| = f_s||\mathbf{R_N}||$ pour mettre en mouvement le patin avec f_s le coefficient de frottement statique. Ainsi avant le mouvement on a seulement : $||\mathbf{R_T}|| \leq f_s||\mathbf{R_N}||$.
- Pendant le mouvement on a $||\mathbf{R_T}|| = f_d||\mathbf{R_N}||$. La vitesse de glissement v_g est non nulle, on a $\mathbf{R_T}//\mathbf{v_g}$ et $\mathbf{R_T}.\mathbf{v_g} \leq 0$
- Les coefficient f_s et f_d dépendent seulement des matériaux mis en contact et on a typiquement $0.1 \leq f_d < f_s \leq 1$ (cf. fig. 1)

Type de contact	f_s	f_d
acier-acier sec	0.6	0.4
acier-acier graissé	0.1	0.05
pneu-chaussée sèche	1	0.7
pneur-chaussée humide	0.7	0.3
bois-bois	0.5	0.3
bois-métal	0.6	0.1
téflon-acier	0.04	0.04

TABLE 1 – Coefficients de frottements statiques et dynamiques pour plusieurs matériaux.

Analyse de ces lois :
— On a bien une nouvelle équation lorsqu'on est en situation de glissement.
— La force de frottement est bien proportionnelle à la contrainte normale et les coefficients de frottements ne dépendent que des matériaux : lien avec le calcul de la surface de contact réelle qui dépendait seulement de N et σ_{sp}.
— On a $f_d < f_s$: une fois le solide en mouvement, ce dernier frotte moins.

On peut à l'aide de ces lois revenir sur notre expérience du plan incliné et mettre un critère quantitatif sur le moment du décrochage : tant que le solide accroche on a $||\mathbf{R_T}|| \leq f_s||\mathbf{R_N}||$, et égalité au moment du décrochage. On a $\mathbf{R} = \mathbf{R_N} + \mathbf{R_T}$. Soit β l'angle entre $\mathbf{R_N}$ et $\mathbf{R}$: on a $\tan(\beta) = \mathbf{R_T}/\mathbf{R_N}$. Ainsi la condition de non décrochage est $\tan(\beta) \leq f_s$ ou $\beta \leq \varphi$ avec $\tan(\varphi) = f_s$

Expérience : mise en évidence de la différence de friction statique et dynamique : on utilise le dynamomètre P. et une masse utilisée précédemment. On lui ajoute une masse de 300g pour augmenter la force normale. On tire le dynamomètre à vitesse constante : au moment du décrochage la valeur de la force diminue.

3.3 Indépendance du frottement à la surface de contact

En effet les lois d'Amontons et Coulomb prédisent que la force de frottement ne dépend pas de la surface macroscopique de contact. On peut le comprendre avec notre considération microscopique qui nous a montré que la surface réelle de contact était indépendante de la surface de contact totale. On peut essayer de le montrer par l'expérience et c'est ce que nous avons fait.

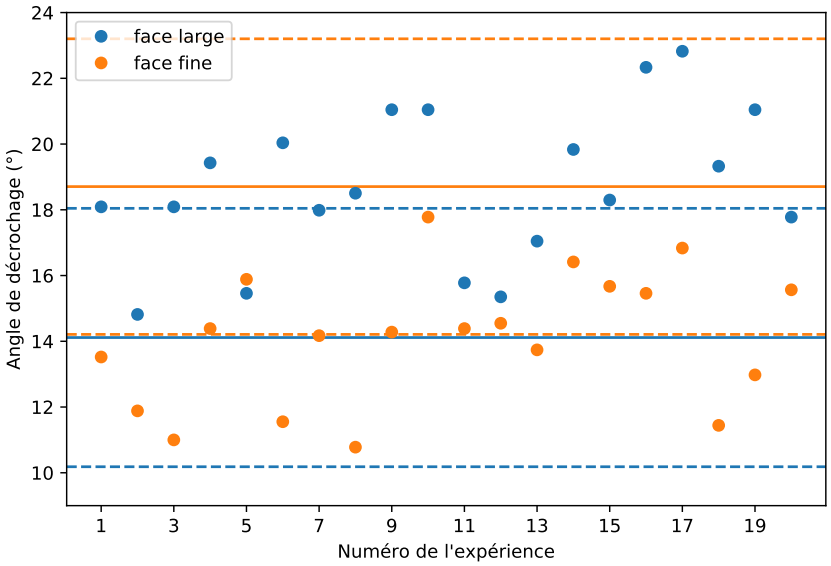

FIGURE 7 – Angle de décrochage d'une masse de bois avec deux surfaces de contact différentes.

Les lignes continues représentent les moyennes de chaque nuage de point, et les pointillés représentent la bande à $\pm 2\sigma$. On remarque un décrochage en moyenne plus tard pour la face large mais les incertitudes se croisent. L'expérience montre une variabilité assez grande mais globalement il n'y a pas de différence significative $\Rightarrow$ indépendance du frottement à la surface.

4 Applications : annuaires et collé-glissé

4.1 Retour sur les annuaires

Comme on vient de le voir la force de frottement ne fait pas intervenir la surface de contact. Ainsi ce n'est la grande surface de contact entre les pages qui explique cette force de frottement (permettant de soulever une voiture).

On va donc étudier la situation suivante : deux annuaires de M pages entremêlés auxquels on exerce une force extérieure tangentielle $\mathbf{T}$ pour essayer de les séparer. On va chercher T_{max} la force à laquelle les annuaires se séparent.

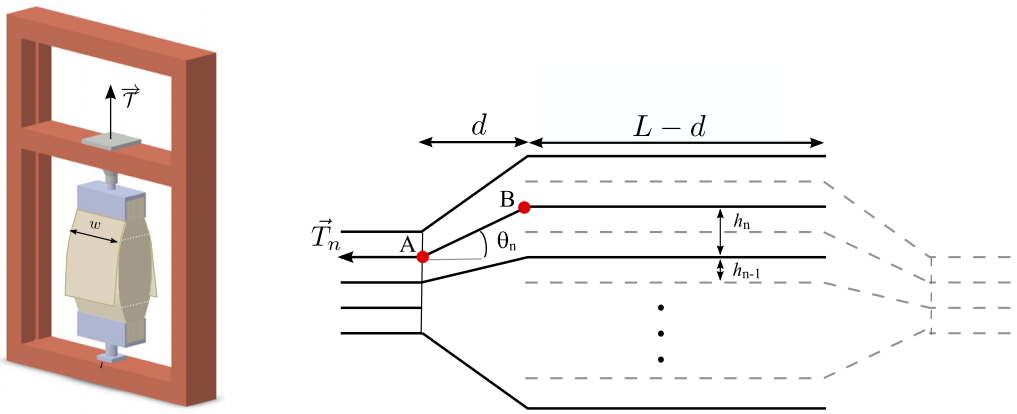

FIGURE 8 – Schéma du dispositif expérimental. À droite, l'annuaire de droite est représenté en pointillés. La force $\mathbf{T_n}$ est la force exercée par l'opérateur sur la n$^{\text{ième}}$ feuille de l'annuaire, sachant qu'on prend l'origine au centre des annuaires.

Soit h_n la différence de hauteur du centre de la feuille n entre la situation où les annuaires sont entremêlés et la situation où ils ne le sont pas. Soit ϵ l'épaisseur d'une feuille. Sans entremêlement la hauteur de la feuille n est $n\epsilon$, avec entremêlement elle est de $2n\epsilon$ d'où $h_n = n\epsilon$. On définit $H_n = h_n/d = n\epsilon/d$.

Ainsi $\sin\theta_n = \dfrac{h_n}{\sqrt{h_n^2 + d^2}} = \dfrac{H_n}{\sqrt{1 + H_n^2}}$. De même $\cos\theta_n = \dfrac{1}{\sqrt{1 + H_n^2}}$, ainsi $\tan\theta_n = H_n$

Ordre de grandeur de l'angle maximal d'inclinaison : $\tan\theta_M = M\epsilon/d \sim 1000 \cdot 1.10^{-4}/0.2 \sim 0.5$. On se placera donc dans la limite des petits angles.

L'inclinaison de chaque feuille convertit une partie de la force tangentielle qu'on lui applique en une force normale. Soit T_n la force tangentielle appliquée à la feuille n. Soit N_n la force normale transmise par la n$^{\text{ième}}$ feuille. Aini $\tan\theta_n \simeq \sin\theta_n \simeq N_n/T_n$. D'où $N_n = H_n T_n$.

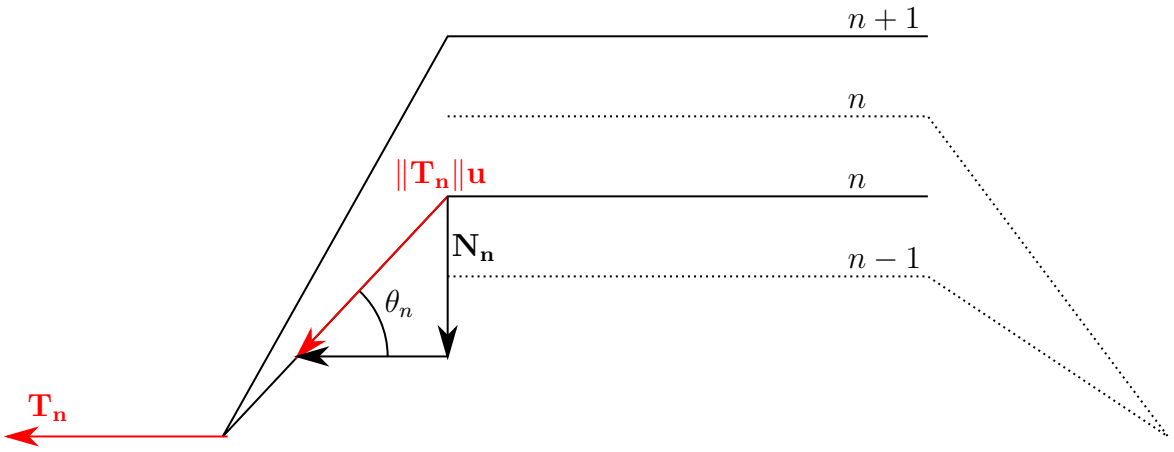

FIGURE 9 – Caption

Intéressons nous à la force normale que subit la n$^{\text{ième}}$ feuille : chaque feuille qui est au dessus d'elle lui « appuie » sur sa face supérieure, mais on va voir aussi que l'ensemble des feuilles sous elle va aussi appuyer sur sa face inférieure.

$$N_n = 2\left(\sum_{l=n}^{M} H_l T_l + \sum_{l=-M}^{n-1} H_l T_l\right)$$

$$\text{Or} \quad \sum_{l=-n+1}^{n-1} H_l T_l = 0 \quad \text{par symétrie du système.}$$

$$\text{D'où} \quad N_n = 2\left(\sum_{l=n}^{M} H_l T_l + \sum_{l=-M}^{-n} H_l T_l\right) = 4\sum_{l=n}^{M} H_l T_l$$

On se place à la limite du décrochage : à ce moment là $T_n = R_{T_{\max}} = f_s N_n$. Ainsi on a :

$$T_n - T_{n+1} = 4 f_s H_n T_n \tag{1}$$

La force totale de traction est $\mathcal{T} = 2\sum_{k=1}^{M} T_k$.

On va passer en description continue et en variables adimensionnées : on définit $z = n/M$. L'équation 1 devient

$$-\frac{\partial T}{\partial n} = 4 f_s \frac{n\epsilon}{d} T(n) \iff -\frac{1}{M}\frac{\partial T}{\partial z} = 4 f_s \frac{M z \epsilon}{d} T(z)$$

On définit $\alpha = 2\epsilon M^2/d$ et ainsi :

$$\frac{\partial T}{\partial z} + 2\alpha z T(z) = 0$$

On intègre cette équation et on trouve :

$$T(z) = A\mathrm{e}^{\alpha(1-z^2)} \quad \text{or on prends comme condition aux limites} \quad T(1) = T^* \quad \text{d'où}$$

$$T(z) = T^* \mathrm{e}^{\alpha(1-z^2)}$$

T^* est la tension (potentiellement très faible) appliquée sur les feuilles à l'extérieur des annuaires (due à l'élasticité du papier par exemple), c'est elle qui est amplifiée par l'entremêlement des pages. On a donc $\mathcal{T} = 2M\int_0^1 \mathrm{d}z\, T(z)$.

L'intégration donne :

$$\frac{\mathcal{T}}{2MT^*} = \sqrt{\frac{\pi}{4\alpha}} \mathrm{e}^{\alpha} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha})$$

On peut considérer $\operatorname{erf}(\alpha) \simeq 1$ car $\alpha > 1$ ($\operatorname{erf}(2) \simeq 1$)

$\Rightarrow$ **La traction maximale est proportionelle à** $\mathbf{e}^{M^2}$. Pour des annuaires cette force diverge très rapidement et d'autres phénomènes (rupture des pages par exemple) rentrent en jeu avant d'arriver à cette tension maximale.

Application numérique : $M = 50$, $\epsilon = 0.1\,\mathrm{mm}$, $d = 50\,\mathrm{mm}$ donc $\alpha = 7.3$ et $T^* = 0.01\,\mathrm{N}$ puis $\mathcal{T} = 485\,\mathrm{N}$. Entremêler une cinquantaine de feuilles permet déjà de soulever une personne. Pour des annuaires la valeur calculée est bien trop grande (beaucoup d'ordre de grandeur $1 \times 10^{35}\,\mathrm{N}$), les feuilles vont se déchirer bien avant.

4.2 Collé-glissé

Un patin de masse m est accroché à un ressort de raideur k, lui même étant relié à un moteur lui imposant une vitesse constante $\mathbf{V}$. On appelle F_T la force de traction du ressort, $\mathbf{R_T}$ la force de friction et $\mathbf{F_N} = \mathbf{P} = m\mathbf{g}$. On appelle ϵ l'élongation du ressort par rapport à sa longueur à vide. Pour des vitesses suffisamment faibles on observe une succession de deux régimes :

— un où le ressort s'étire sans que le mobile ne bouge (phase "collé") ;
— un où le mobile est en mouvement et le ressort se recontracte (phase "glissé").

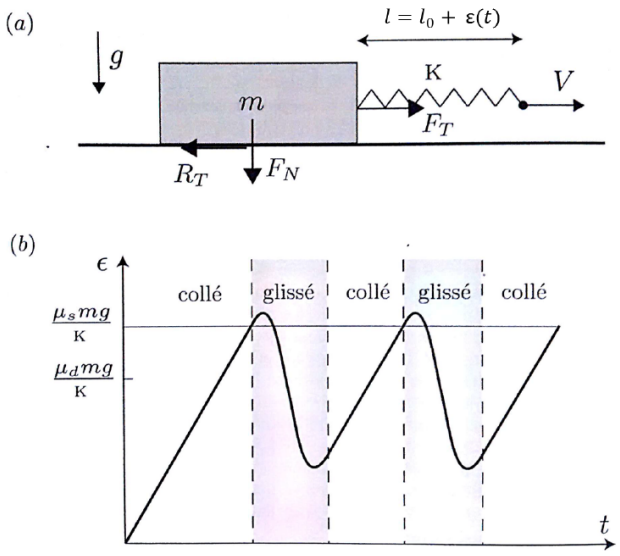

FIGURE 10 – (a) : schéma de la situation. (b) : allure de $\epsilon(t)$

Première phase À t=0, le ressort est au repos ($\varepsilon = 0$) et le patin est immobile en $x = 0$. Le moteur impose à l'extrémité du ressort $\dot{\varepsilon} = V$ d'où $\varepsilon(t) = Vt$. Calculons le temps t_1 de décrochage.

On a d'après un PFD sur l'axe horizontal :

$$F_T(t_1) = R_T(t_1) \quad \text{d'où} \quad k\varepsilon(t_1) = f_s F_N \iff kVt_1 = f_s mg$$

$$t_1 = \frac{f_s mg}{kV} \iff \varepsilon(t_1) = \frac{f_s mg}{k}$$

Le patin se met alors en mouvement et on a $R_T = f_d mg$

Seconde phase À partir de t_1 le patin glisse avec une vitesse $\dot{x}$. D'où $\varepsilon = Vt - x$ et $\dot{\varepsilon} = V - \dot{x}$. Un PFD sur l'axe horizontal donne :

$$m\ddot{x} = k\varepsilon - f_d mg \iff \ddot{\varepsilon} + \omega_0^2 \varepsilon = f_d g \quad \text{avec} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

Une solution complète de cette équation est :

$$\varepsilon(t > t_1) = A\cos(\omega_0(t - t_1) + \varphi) + \frac{f_d mg}{k}$$

Or $\varepsilon(t_1) = \dfrac{f_s mg}{k}$ et $\dot{\varepsilon}(t_1) = V$, ainsi en notant $\Delta f = f_s - f_d$, $L = \sqrt{\left(\dfrac{\Delta f mg}{k}\right)^2 + \left(\dfrac{V}{\omega_0}\right)^2}$ et enfin $\varphi = \arctan\left(\dfrac{\Delta f mg}{k}\omega_0\right)$ on trouve finalement :

$$\varepsilon(t > t_1) = \frac{f_d mg}{k} + L\cos(\omega_0 t - \varphi)$$

On va tracer le diagramme de phase de ε donc $\dot{\varepsilon}$ en fonction de ε, sachant que

$$\dot{\varepsilon}(t > t_1) = -L\omega_0 \sin(\omega_0 t - \varphi)$$

On obtient une ellipse de centre $\left(\dfrac{f_d mg}{k}; 0\right)$ parcourue dans le sens horaire, de demi grand axe horizontal L et de demi petit axe vertical $L\omega_0$

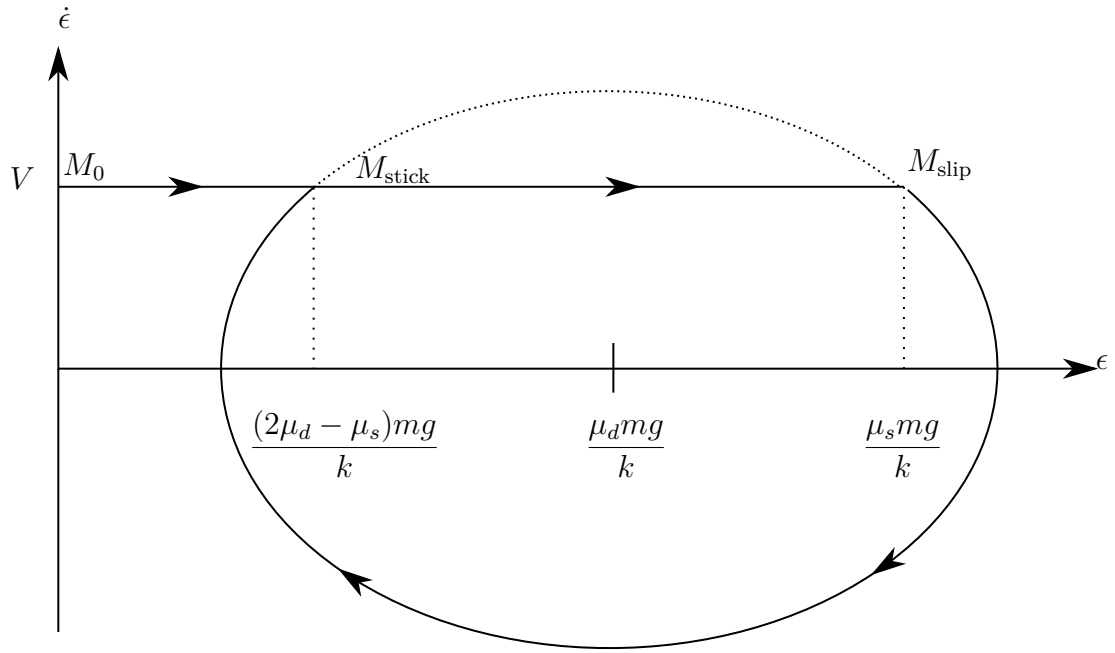

FIGURE 11 – Trajectoire dans l'espace des phases

Commentaires : Pour $\Delta f = 0$ on a $L = V/\omega_0$ d'où le demi petit axe vertical qui vaut $L\omega_0 = V \Rightarrow$ la droite qu'on a tracé correspondant à la première phase touche l'ellipse en son point le plus haut : on n'a plus qu'une phase de collé initiale puis le patin suit le mouvement du ressort en oscillant.

5 Conclusion

Les lois d'Amontons et Coulomb sont des outils à bien comprendre, ne pas oublier qu'elles sont phénoménologiques. Bien se souvenir que $f_d < f_s$

Les frottements sont des forces que l'on doit bien appréhender et maîtriser pour résoudre des problèmes de mécanique du solide. Ils peuvent avoir une grande influence sur la statique du système et ont des applications très concrètes : le noeud de Cabestan, dont le principe est le même que le calcul présenté pour les annuaires est employé pour amarrer les bateaux.

La compréhension des contacts entre solides au niveau microscopique reste un thème de recherche actuel.

6 Questions

- Tu te places dans la situation ou il n'y a qu'une seule surface de contact. Qu'est ce que ça change si on s'autorise plusieurs surfaces de contact ?
  Ça change le nombre d'équations et le nombre d'inconnues. Ça rajoute plus d'inconnues que d'équations.
- Je présenterais le problème dans sa généralité avec plusieurs points de contacts. C'est important parce que plus de points de contacts ça apporte plus d'inconnues que d'équation et donc des degrés de liberté pour l'équilibre. C'est à présenter dans l'introduction. Il me semble important aussi d'évoquer les aspects énergétiques. Ici on a vu que les frottements sont pratiques pour la statique, ils permettent d'avoir des positions d'équilibre. Par contre en dynamique, les frottements sont source de dissipation et on cherche souvent à la limiter. L'aspect microscopique est moins important mais il reste à évoquer quand même, avec les mains par exemple.
- Tu as décidé de placer l'introduction du modèle microscopique au début, avant la description macroscopique des forces. Le modèle qui montre l'indépendance à la surface de contact c'est le modèle de Hertz. Pour arriver à retrouver l'indépendance à la surface il faut quand même travailler et étudier une répartition aléatoire en hauteur de sphères déformables.
- Dans le schéma introduisant $\mathbf{R_N}$ et $\mathbf{R_T}$ le point d'application a son importance c'est bien de le placer avec rigueur. Sinon il y a un moment non nul et le solide peut pivoter. Le point d'application des forces de frottements est donc une inconnue de plus. Si le point sort du solide il y basculement.
- Tu dis qu'on néglige la résistance au roulement. C'est quoi ? On cherche le roulement, il faut tirer suffisamment pour que le point de contact sorte du solide et qu'il puisse rouler.
- Je trouve que tu as passé trop de temps sur la cinématique, comme c'est en prérequis tu peux rappeler la définition de $\mathbf{v_g}$ par exemple sans insister dessus.
- Attention à l'orientation d'ω dans le schéma du cylindre en rotation pour ne pas s'embrouiller dans les signes. C'est bien de prendre l'habitude de prendre des notations où les grandeurs sont positives.
- La partie sur le bilan des inconnues est importante c'est bien de l'avoir traité mais il faudrait la traiter dans le cas plus général de plusieurs surfaces de contact, par exemple le cas d'une échelle contre un mur. (cf correction 2018)
- Dans tes exemples de coefficients de frottement, rappelle bien qu'il y a des coeffs plus grand que 1, on peut faire le vide entre les deux surfaces pour augmenter l'effort normal. Le choix de la graisse ou de l'huile est important selon dans quel régime de vitesse on se place et les lois seront alors des lois de frottement solide ou de frottement fluide. On

suppose les surfaces isotropes, attention pour le bois c'est pas vrai. Le coefficient de friction dépend alors de l'angle de traction et lors de la mise en mouvement le patin ne va pas dans la direction de traction.

— Pour mettre en évidence l'indépendance à la surface, le plan incliné n'est pas un très bon dispositif expérimental car en faisant varier l'angle on fait varier la répartition de contraintes sur la surface. Un système horizontal avec poulie et masse est meilleur.
— Ne pas oublier que les lois de Coulomb c'est un ordre 0, par exemple le coefficient de friction dynamique dépend faiblement de la vitesse.
— Sur le schéma un angle α est défini mais tu n'en parles pas et l'angle β n'est pas défini.
— Notons que f_s doit décroître avec la dureté du matériau d'après le modèle microscopique et effectivement c'est le cas (par exemple comparer de l'acier trempé et de l'acier plus meuble ou du plomb)
— Comment expliquer que $f_d < f_s$? Le modèle microscopique peut donner l'idée que les solides surfent sur les aspérités. On peut surtout remarquer que la déformation des surfaces (le fluage) n'est pas instantané et donc quand il y a mouvement les surfaces ont moins le temps de fluer et donc il y a moins de frottement. Il ne faut pas oublier que les explications microscopiques sont très ad hoc.
— Dans quel cas les lois de Coulomb ne marchent plus ? Par exemple dans le cas du frottement d'une roue de vélo sur le sol, comme la roue est très déformable (on est loin du modèle du solide indéformable) les frottements dépendent de la surface de contact. Pour un matériau très déformable comme des gels, on peut même avoir $S_{\text{reel}} = S_{\text{macro}}$. Alors les lois de Coulomb ne sont pas suffisants. Il faut donc que la pression de contact soit suffisante.
— Dans l'exemple des annuaires, il est bien d'insister sur le fait que l'explication est un phénomène plus général, celui d'arc-boutement : plus on met d'efforts plus ça induit d'effort normal. Il est bon d'expliquer qualitativement l'arc-boutement. C'est la même chose que les nuds de cabestan dont les frottements sont exponentiels en le nombre de tours.
— Rappeler que le stick-slip est à l'origine d'effets sonore comme les crissement de la craie par exemple.
— Il manque l'étude de la dissipation. D'où vient elle ? Pourquoi les frottements sont-ils toujours dissipatifs ? Comment se font les échanges ? Quelles sont les origines microscopiques ? Il y a dissipation par les phonons. Un modèle de contact en dent de scie permet de voir l'hystérésis du frottement tant qu'on ne franchit pas la barrière on revient à l'origine dès qu'on dépasse il va y avoir dissipation. Lors de la chute des dents de scie l'énergie sera perdue car les solides vont retourner au repos.
— Il y a aussi le modèle des brosses.
— Penser à utiliser la couleur. La leçon était bien conduite, c'était rigoureux.
— Bien exploiter $\exp(M^2)$ et ne pas passer trop de temps sur les annuaires.