SDND104 - Calcul de la puissance d'usure d'une masse frottante sous excitation sismique harmonique

Résumé :

On considère une masse en contact frottant avec un plan rigide auquel on impose un mouvement vibratoire de type harmonique. Le frottement est modélisé par la loi de Coulomb. Le calcul de la réponse de la masse est de type transitoire non linéaire. On calcule la puissance d'usure résultant des phases de glissement entre la masse et le plan rigide. Le calcul de la puissance d'usure n'étant développé dans *Aster* que pour les calculs modaux, l'analyse est menée sur la base modale (triviale) du système. Afin d'éviter les problèmes numériques résultant de la nullité de l'unique mode de corps rigide de la masse, un ressort très peu raide est introduit, liant la masse à un point solidaire du plan rigide vibrant.

La solution de référence est un calcul quasi analytique de la réponse transitoire, dont les estimations numériques sont programmées avec Maple.

L'unique modélisation *Aster* retenue teste les algorithmes d'intégration explicites à pas constant d'Euler (ordre 1), Devogeleare (ordre 4) et les algorithmes à pas variable ADAPT_ORDRE2 (ordre 2) et RUNGE_KUTTA (ordres 54 et 32) développés dans l'opérateur dédié à la dynamique vibratoire, pour différentes amplitudes de l'accélération harmonique d'excitation sismique du plan de support rigide. Selon cette amplitude, le régime de la réponse de la masse est du type adhérent pour tout temps (stick), successivement adhérent et glissant (stick-slip), ou toujours glissant avec inversion du sens de glissement (slip-slip).

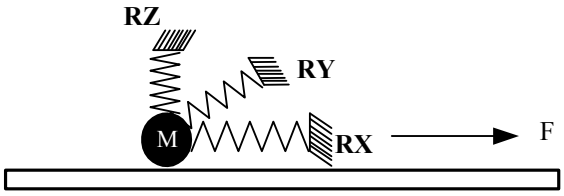
On rend compte du fait que dans le cas d'une amplitude d'excitation suffisamment faible (premier régime, adhérence permanente), la puissance d'usure est strictement nulle.

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

1 Problème de référence

1.1 Géométrie

Le système considéré est constitué d'une simple masse pesante posée sur un support rigide soumis à une vibration imposée de type sismique, sinusoïdale. Le contact, ainsi que le frottement sec sont modélisés par pénalisation. Le système a donc deux degrés de liberté de translation (horizontale et verticale).



Un ressort de raideur très faible relie la masse au support dans les trois directions. Ce ressort est un artifice de calcul, destiné à éviter la nullité de la fréquence associée au mode rigide de translation horizontale de la masse. Les résultats *Aster* prenant en compte la présence de ce ressort sont peu différents des résultats que l'on obtiendrait sans ressort.

1.2 Propriétés du modèle

Raideur du ressort (selon les trois directions) :	$k=3.10^{-5} N/m$
masse :	$m=1\,kg$
pesanteur :	$g=10\,m/s^2$
coefficient de Coulomb :	$\mu=0,1$

1.3 Conditions aux limites, conditions initiales et chargements

La masse repose sur le plan rigide à la cote $z=0$.

L'accélération harmonique imposée à la base a pour équation $a=a_0\sin(\omega t)$. En particulier, elle est nulle à l'instant initial. Le déplacement du support satisfait l'équation $X(t) = - (a_0 / \omega^2)\sin(\omega t)$, et donc commence son mouvement vers la gauche, avec la vitesse initiale non nulle $\dot{X}(0) = - a_0 / \omega$.

Le déplacement initial (à $t=0$) de la masse est pris nul. La masse est considérée comme en état d'adhérence à l'instant initial. Elle a donc la même vitesse non nulle que le support à $t=0$.

Les calculs sont effectués pour différentes valeurs de l'accélération maximale :

$a_0 = 15$ m/s^2 , $a_0 = 1,5$ m/s^2 , $a_0 = 1,01$ m/s^2 et $a_0 = 0,99$ m/s^2

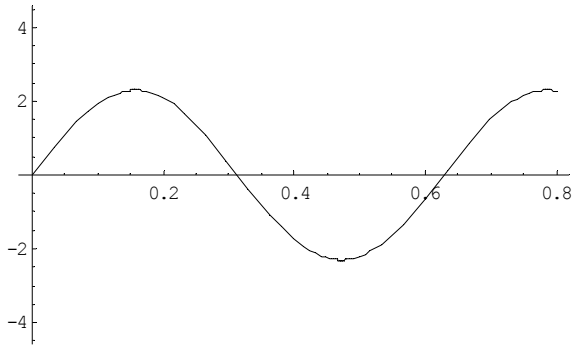
et une valeur de pulsation : $\omega=2\pi$.

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

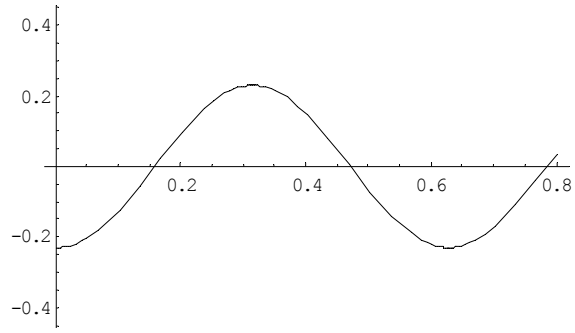
2 Solution de référence

La solution de référence, qui est analytique, est calculée de la manière suivante.
Soit $x(t)$ l'abscisse de la masse dans le repère fixe et $X(t)$ l'abscisse du support vibrant dans ce même repère.

Initialement, on suppose que la masse est adhérente sur son support. Elle le reste alors un certain temps après l'instant initial $t=0$. Elle subit de ce fait l'accélération imposée par le support rigide, soit $\ddot{x}(t)=\ddot{X}(t)=a_0 \sin \omega t$. La force tangentielle exercée par la masse sur le support est alors $F_T = - m\ddot{x}(t) = - ma_0 \sin \omega t$ (nulle à l'instant initiale, ce qui justifie l'hypothèse de départ qu'initialement, la masse est adhérente sur son support). La masse reste adhérente tant que $\left|F_T\right| = ma_0 |\sin \omega t| \leq \mu F_N = \mu mg$. Si $a_0 \leq \mu g$, la masse reste donc indéfiniment adhérente sur son support, et son mouvement est exactement le même que celui-ci. En introduisant le coefficient adimensionnel $\eta = \frac{\mu g}{a_0}$, la condition d'adhérence permanente s'écrit $\eta \geq 1$. La courbe d'accélération de la masse, comme du support, a alors l'allure suivante en fonction du temps :



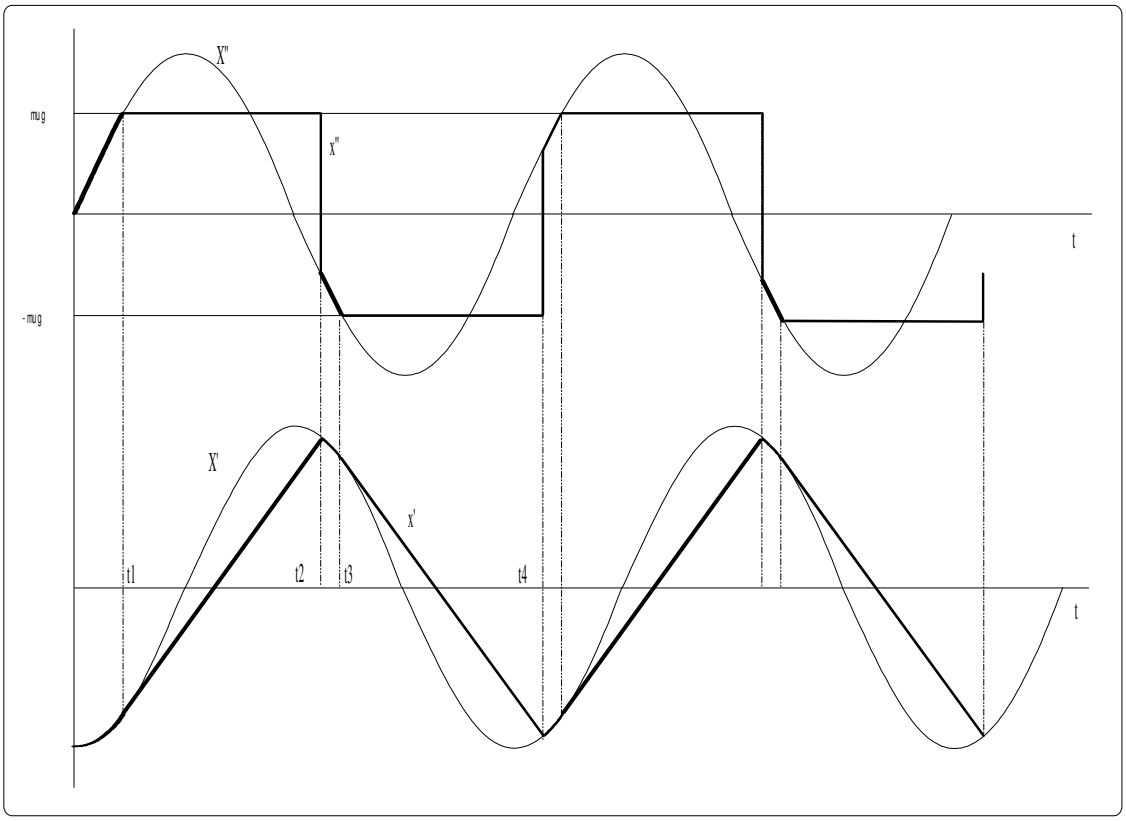
Quant à la vitesse, elle a l'allure suivante (unique primitive de moyenne nulle) :



Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

Si $a_0 > \mu g$, il existe un plus petit temps $t = t_1$ tel que $|F_T| = ma_0 |\sin \omega t_1| = \mu mg$. Ce plus petit temps est nécessairement tel que $\sin \omega t_0 > 0$, ce qui permet de supprimer la valeur absolue dans l'expression précédente, et d'obtenir de l'expression explicite $t_1 = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{\mu g}{a_0} = \frac{1}{\omega} \arcsin \eta$. En particulier, $t_1 \leq \frac{T}{4} = \frac{2\pi}{4\omega} = \frac{\pi}{2\omega}$.

Après cet instant, la masse glisse vers la gauche par rapport au support, donc elle vérifie l'équation dynamique $\ddot{x}(t) = \mu g$, soit $\dot{x}(t) = \mu g(t - t_1) + \dot{x}(t_1)$. Sa vitesse augmente donc linéairement avec le temps, en partant à t_1 de la valeur négative $\dot{x}(t_1) = -\frac{a_0}{\omega} \cos \omega t_1 = -\frac{a_0}{\omega} \sqrt{1 - \eta^2}$ (en effet, $\sin \omega t_1 = \eta$).



Mouvement pour $\eta > \eta^*$, régime de « stick-slip », succession d'adhérence et de glissement

Nécessairement, pour une certaine valeur de temps t_2 satisfaisant $\pi / 2\omega \leq t_2 \leq 2\pi / \omega$, la vitesse de la masse redevient égale à la vitesse du support. A cet instant, le mouvement redevient adhérent *si et seulement si* l'accélération que subit la masse au début de l'adhérence est inférieure en valeur absolue à μg. On examine la traduction de cette condition dans la suite. On exprime pour commencer la valeur de t_2.

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

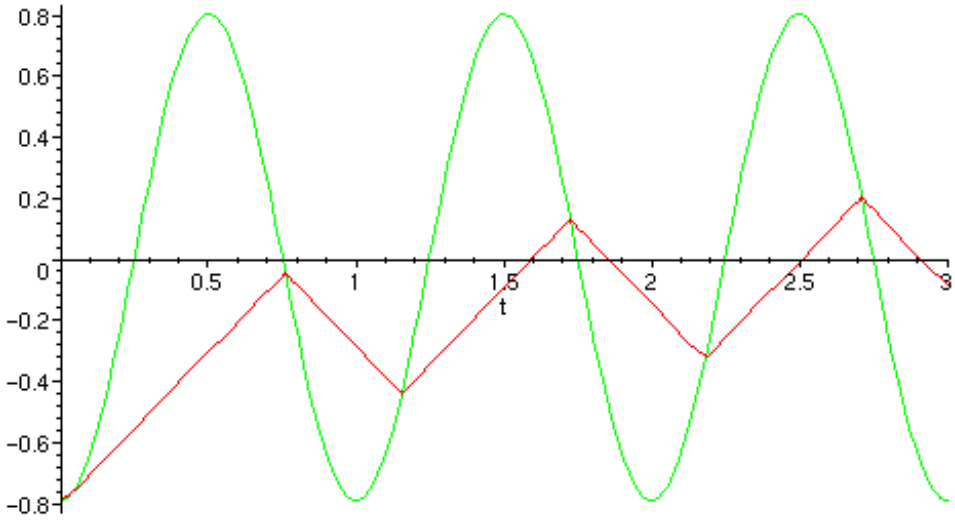
Le temps t_2 satisfait l'équation $\dot{x}(t_2) = \dot{X}(t_2)$, soit $\mu g(t_2 - t_1) - \frac{a_0}{\omega}\cos\omega t_1 = -\frac{a_0}{\omega}\cos\omega t_2$, ou encore $\eta\omega(t_2 - t_1) - \cos\omega t_1 + \cos\omega t_2 = 0$.

Cette équation, transcendante, permet la détermination de t_2 en fonction de t_1 et η, soit finalement, compte tenu de l'expression de t_1, la détermination de t_2 en fonction des paramètres physiques du système η et ω. Si l'accélération du support en t_2 est inférieure en valeur absolue à μg, le mouvement reste alors adhérent jusqu'à un instant t_3 pour lequel l'accélération du support et de la masse atteignent la valeur $-\mu g$, instant qui pour des raisons de symétries claires sur les graphes ci-dessus, satisfait exactement $t_3 = t_1 + \pi/\omega$. La masse entame alors une phase de glissement jusqu'à un instant t_4, après lequel le mouvement se reproduit périodiquement.

On comprend que pour des valeurs suffisamment petites de η, le mouvement ne pourra pas devenir adhérent à partir du temps t_2, car l'accélération de la masse dépasserait le seuil μg. Il existe donc une valeur critique η^* telle que pour $\eta > \eta^*$, le mouvement de la masse passe sans phase d'adhérence d'un glissement à un glissement de sens opposé. Une réflexion sur la continuité de la fonction réponse en vitesse de la masse par rapport au paramètre η montre que pour $\eta \leq \eta^*$, le mouvement ultérieur est toujours glissant (régime de « slip-slip », de sens alternés). Pour $\eta < \eta^*$, le mouvement alterne périodiquement des phases d'adhérence et de glissement.

La valeur critique η^* admet une expression analytique simple. En effet, pour $\eta = \eta^*$, les instants t_2 et t_3 sont confondus. Donc $t_2 - t_1 = t_3 - t_1 = \pi/\omega$ et l'équation $\eta\omega(t_2 - t_1) - \cos\omega t_1 + \cos\omega t_2 = 0$ devient $\pi\eta^* = 2\cos\omega t_1 = 2\sqrt{1 - \eta^{*2}}$. En passant au carré, on obtient $\pi^2\eta^{*2} = 4 - 4\eta^{*2}$, soit $\eta^* = \frac{2}{\sqrt{\pi^2 + 4}} \approx 0{,}537$.

Pour $\eta \leq \eta^*$, le mouvement n'est **qu'asymptotiquement** périodique. La suite (t_n) des instants de changement de sens de glissement vérifie $t_{n+1} - t_n \to \pi/\omega$ quand n tend vers l'infini. La figure ci-dessous montre l'allure typique (ligne brisée) de la vitesse de la masse dans la situation de slip-slip.



Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

Mouvement pour $\eta \leq \eta^*$: régime de « slip-slip », aucune adhérence

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

Résumons les conclusions :

On a le coefficient adimensionnel $\eta = \frac{\mu g}{a_0}$ et sa valeur critique □* telle que $\eta^* = \frac{2}{\sqrt{\pi^2 + 4}} \approx 0{,}537$.

Si $\eta^* < \eta < 1$ le régime établi est de type « stick-slip » : alternance de phases d'adhérence et de glissement ;

Si $\eta < \eta^*$, le régime établi est de type « slip-slip » : glissement permanent alterné ;

Si $\eta > 1$, le régime établi est de type « stick » : adhérence permanente avec la base.

Dans les résultats de comparaison calcul analytique/*Aster* qui suivent, les choix de l'amplitude a_0 sont tels que ces trois situations sont visitées. On prend en effet $m = 1\,kg$, $g = 10\,m/s^2$, $\mu = 0.1$, $a_0 = 15\,m/s^2$, $a_0 = 1.5\,m/s^2$, $a_0 = 1.01\,m/s^2$ et $a_0 = 0.99\,m/s^2$.

La puissance d'usure est physiquement nulle lors des phases d'adhérence.
Dans *Code_Aster*, avec l'opérateur DYNA_VIBRA utilisé ici, l'adhérence n'est pas détectée car l'intégration du mouvement est fait par régularisation de la loi de frottement. Le respect du résultat nul de la puissance d'usure pendant des phases d'adhérence a nécessité l'introduction d'un critère sur la vitesse de glissement, pour qu'en dessous d'une certaine valeur, elle doit considérée comme nulle, et le mouvement adhérent. On peut consulter la documentation de référence Opérateur de calcul de l'usure/Modèle d'Archard [R7.04.10].

Pendant les phases de glissement, la puissance d'usure suit la loi $P_u(t) = \mu m g \left| V_R(t) \right|$, où $V_R(t) = \dot{x}(t) - \dot{X}(t)$ est la vitesse relative de glissement de la masse sur le support. Dans la situation du régime de stick-slip, pour laquelle le mouvement devient strictement périodique au bout d'une temps fini, l'énergie d'usure au cours d'une demi-période est exactement

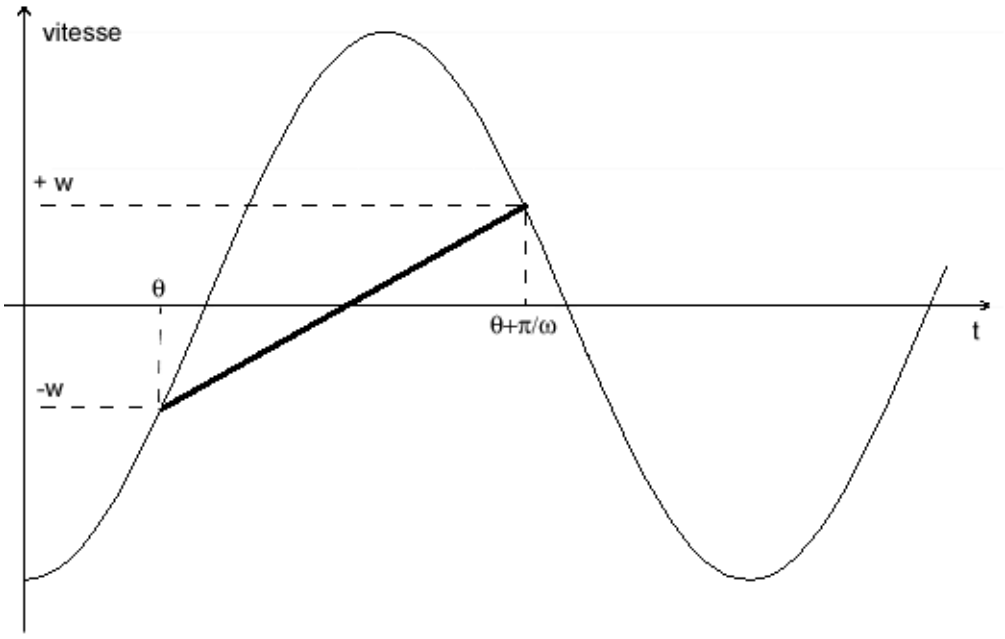
$$E_u = \int_{t_1}^{t_2} mg \left| V_R(t) \right| dt = mg \int_{t_1}^{t_2} \left| \dot{X}(t) - \dot{x}(t) \right| dt = mg \int_{t_1}^{t_2} \left(-\frac{a_0}{\omega} \cos \omega t - \left(\mu g (t - t_1) - \frac{a_0}{\omega} \cos \omega t_1 \right) \right) dt$$

$$= mg \left[\frac{a_0}{\omega} \left((t_2 - t_1) \cos \omega t_1 - \frac{1}{\omega} (\sin \omega t_2 - \eta) \right) - \frac{\mu g}{2} (t_2 - t_1)^2 \right].$$

La formulation transcendante de t_2 ne permet pas apparemment de simplifier l'expression de cette énergie d'usure. La puissance d'usure moyenne $\overline{P}_u$ est simplement l'énergie d'usure E_u ci-dessus divisée par la demi-période de la réponse $T/2 = \pi / \omega$.

Dans le cas d'un mouvement toujours glissant ($\eta \leq \eta^*$), l'intervalle d'intégration à prendre est de la forme $\left[t_n, t_{n+1} \right]$ avec n suffisamment grand, de sorte que $t_{n+1} - t_n$ soit suffisamment proche de la valeur limite π / ω. On peut éviter le calcul numérique par récurrence de cette suite, sachant que la moyenne de la vitesse asymptotique est nulle. En effet, la suite $t_n - n\pi / \omega$ a une limite finie ϑ. Les propriétés satisfaites par ϑ sont illustrées sur la figure suivante :

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)



Le segment de droite a pour équation

$$v = \mu g(t - \vartheta) - w = \mu g(t - \vartheta) - \frac{a_0}{\omega}\cos(\omega\vartheta),$$

et pour $t = \vartheta + \pi/\omega$, la vitesse v soit prendre la valeur opposée $w = \frac{a_0}{\omega}\cos(\omega\vartheta)$, ce qui donne l'équation

$$\mu g\pi/\omega - \frac{a_0}{\omega}\cos(\omega\vartheta) = \frac{a_0}{\omega}\cos(\omega\vartheta),$$

soit

$$\mu g\pi = 2a_0\cos(\omega\vartheta)\ ;$$

dont la solution est

$$\vartheta = \frac{1}{\omega}\arccos\left(\frac{\mu g\pi}{2a_0}\right) = \frac{1}{\omega}\arccos\left(\frac{\eta\pi}{2}\right).$$

Notons que l'on retrouve bien que pour $\eta = \eta^*$, l'accélération du support calculée au temps $t = \vartheta$ donne la valeur limite μg. En effet

$$a_0\sin(\omega\vartheta) = a_0\sin(\arccos(\eta^*\pi/2)) = a_0\sqrt{1 - \eta^{*2}\pi^2/4} = a_0\sqrt{1 - (1 - \eta^{*2})} = a_0\eta^* = \mu g.$$

Dans le cas du mouvement toujours glissant, l'énergie d'usure au cours d'une période asymptotique est exactement donnée par la formule

$$E_u = \int_{\vartheta}^{\vartheta+\pi/\omega} mg\left|V_R(t)\right|dt$$

que l'on peut expliciter selon le calcul précédent, en prenant $t_1 = \vartheta$ et $t_2 = \vartheta + \pi/\omega$, ce qui donne

$$E_u = mg\left[\frac{a_0}{\omega}(t\cos\omega\vartheta - \frac{1}{\omega}\sin\omega t) - \frac{\mu g}{2}(t - \vartheta)^2\right]_{\vartheta}^{\vartheta+\pi/\omega} = mg\left[\frac{a_0}{\omega}(\frac{\pi}{\omega}\frac{\eta\pi}{2} + \frac{2}{\omega}\sqrt{1 - \frac{\eta^2\pi^2}{4}}) - \frac{\mu g}{2}\frac{\pi^2}{\omega^2}\right],$$

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

soit

$$E_u = \frac{mga_0}{\omega^2}\sqrt{4 - \pi^2\eta^2} = \frac{mg}{\omega^2}\sqrt{4a_0^2 - \pi^2\mu^2 g^2} .$$

La puissance d'usure moyenne (sur une période) asymptotique est alors

$$\overline{P}_u = \frac{E_u}{\pi/\omega} = \frac{mga_0}{\pi\omega}\sqrt{4 - \pi^2\eta^2} = \frac{mga_0}{\omega}\sqrt{\frac{4}{\pi^2} - \eta^2} .$$

Le programme Maple suivant permet le calcul de la puissance d'usure exacte dans un intervalle de temps spécifié, ainsi que le tracé du graphe montrant la convergence de la fonction vitesse de la masse vers une fonction périodique limite, pour toute valeur des paramètres physiques et d'excitation telles que le régime soit de type slip-slip ($\eta \leq \eta^*$), et la valeur exacte de la puissance moyenne d'usure sur une période (la seule utile pour ce qui nous intéresse) dans le cas du stick-slip.

```
# Ce programme fait le calcul, sur la partie transitoire
# du debut du signal, de la puissance d'usure exacte,
# jusqu'a un temps specifie en debut de programme.
Digits := 20 :
pi := evalf(Pi) :
T := 1 :                    # periode du mouvement du support
omega := 2*pi/T :
tmin := 4 :
tmax := 12 :                # duree du transitoire considere
ncycle := floor(tmax/T)+2 :  # nombre d'iteration de calcul de ti[i] et tf[i]
Nmax := 100*ncycle :      # pour remplacer la fonction sin par une ligne brisee
m := 1 :
g := 10 :
mu := 0.1 :
a0 := 1.5 :
eta := mu*g/a0 :
omega := 2*pi/T :
etaetoile := 2/sqrt(pi^2+4) :
ti[1] := 1/omega*arcsin(eta) :
dX := t -> -a0/omega*cos(omega*t) :
dxmoins[0] := dX(t) :
lignedx := [ti[1],dX(ti[1])] :
Eusure := 0 :   # l'usure est nulle sur la phase d'adherence [0, ti[1]]
#
# Noter que ti[i+1] est necessairement dans l'intervalle [i*T-T/4,i*T+T/2]
# et    que tf[i]   est necessairement dans l'intervalle [i*T-3*T/4, i*T].
# Ces deux intervalles se recouvrent, mais on a toujours tf[i]<ti[i+1].
#
if eta<etaetoile then            # regime de slip-slip
  for i from 1 to ncycle do
    dxplus[i] := mu*g*(t-ti[i]) + subs(t=ti[i],dxmoins[i-1]) :
    tf[i] := fsolve(dX(t)=dxplus[i], t=(i*T-3*T/4)..(i*T)) :
    lignedx := lignedx, [tf[i], dX(tf[i])] :
    tinf := max(ti[i], tmin) :
    tsup := min(tf[i], tmax) :
    if tinf<tsup then
      Eusure := Eusure + int(m*g*(dX(t)-dxplus[i]), t=tinf..tsup) :
    fi :
    dxmoins[i] := -mu*g*(t-tf[i]) + subs(t=tf[i],dxplus[i]) :
```


Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

```
      ti[i+1] := fsolve(dX(t)=dxmoins[i], t=(i*T-T/4)..(T/2+i*T)) :
      lignedx := lignedx, [ti[i+1], dX(ti[i+1])] :
      tinf := max(tf[i], tmin) :
      tsup := min(ti[i+1], tmax) :
      if tinf<tsup then
        Eusure := Eusure + int(m*g*(dxmoins[i]-dX(t)), t=tinf..tsup) :
      fi :
    od :
  # courbedX := plot([seq([j*tmax/Nmax,dX(j*tmax/Nmax)], j=0..Nmax)]) :
  # courbedx := plot([lignedx]) :
  # with(plots) :
  # display([courbedX, courbedx]) ;
    theta := arccos(pi*eta/2)/omega :
    dxinfini := t -> mu*g*(t-theta)+dX(theta) :
    Vginfini := dxinfini - dX :
    Eumoyana := - int(m*g*Vginfini(t), t=theta..(theta+pi/omega)) :
    Eumoyanaana := m*g*a0/omega^2*sqrt(4-eta^2*pi^2) :
    Pumoyana := 2*Eumoyana/T :
    Pumoyanaana := 2*Eumoyanaana/T :
    Pusure := Eusure/(tmax-tmin) ;
  elif (eta>etaetoile and eta<1) then    # regime de stick-slip
    lignedx := [ti[1],dX(ti[1])] :
    dxplus[1] := mu*g*(t-ti[1]) + subs(t=ti[1],dxmoins[0]) :
    tf[1] := fsolve(dX(t)=dxplus[1], t=(T-3*T/4)..T) :
    dxplus := unapply(dxplus[1], t) :
    Vg := dxplus - dX :
    Eu := -int(m*g*Vg(t),t=ti[1]..tf[1]) :
    Pusuremoy := 2*Eu/T ;
  else                                   # regime d'adherence permanente
    Eu := 0 ;
  fi :
```

La solution *Aster* considérée est le calcul de la puissance d'usure moyenne pendant une phase transitoire allant de 4 à $11,99 secondes$ (de $8\pi/\omega$ à $24\pi/\omega$). L'énergie d'usure pendant cette durée transitoire diffère quelque peu de l'énergie d'usure moyenne (asymptotique) sur cette durée (tant en situation de stick-slip que de slip-slip). Il convient donc, pour la comparer précisément aux résultats *Aster*, de faire un calcul exact de cette énergie dans l'intervalle de temps $[4s, 11,99 s]$.

Pour $a_0 = 15 m/s^2$, la puissance d'usure moyenne asymptotique est de $15,1146144886 Watt$ alors que la puissance d'usure moyenne sur l'intervalle temporel $[4s, 11,99 s]$ est de $15,257521794 Watt$. C'est cette dernière valeur qui constitue le résultat de référence.

Remarque :

En tant que calcul de puissance moyenne, la puissance d'usure calculée sur un intervalle n'est pas obligatoirement croissante avec la durée de l'intervalle. Si on ajoute à l'intervalle une durée sur laquelle il y a adhérence, la puissance d'usure moyenne sera plus faible.

2.1 Résultats de référence

Valeur de l'accélération $max. a0$ (ms^{-2})	**Valeur de la puissance moyenne d'usure Sur l'intervalle** $[4s, 11,99 s]$**, en Watt**
15 (slip-slip)	15,26709959
1,5 (stick-slip)	0,40906245
1,01 (stick-slip)	2,261641E-4
0,99 (stick)	0

2.2 Incertitude sur la solution

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

Solution quasi-analytique (présence d'équations transcendantes résolues numériquement avec une précision arbitraire).

2.3 Références bibliographiques

1 B. WESTERMO, F. UDWADIA : Periodic Response of a sliding oscillator system to harmonic excitation. Earthquake Engineeering and structural dynamics Vol 14 135-146 (1983)

2 Documentation du *Code_Aster* [R7.04.10]

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

3 Modélisation A

3.1 Caractéristiques de la modélisation

Un élément de type DIS_T sur une maille POI1 est utilisé pour modéliser le système.
Le calcul se fait sur base modale. On bloque les déplacements en Y et en Z, la base modale ne contient donc qu'un mode.
On utilise la fonctionnalité de calcul dynamique sur base modale de l'opérateur DYNA_VIBRA, avec le mot clef CHOC pour modéliser la non linéarité locale.
Un obstacle de type PLAN_Z (deux plans parallèles séparés par un jeu) est utilisé pour simuler le plan de glissement. On choisit de prendre pour génératrice de ce plan Oy soit NORM_OBST : $(0.,1.,0.)$.
L'origine de l'obstacle est ORIG_OBST : $(0.,0.,1.)$, son jeu qui donne le demi-écartement entre les plans est de 0.5.
On se place dans le repère relatif (chargement mono-appui) et on applique un chargement en accélération avec CALC_CHAR_SEISME.
On utilise un pas de temps de $3.10^{-5}s$ pour l'intégration temporelle pour limiter le temps de calcul.
Ce pas de temps est bien inférieur à $\min(2/\sqrt{K/M},2/\sqrt{K_N/M}) = 7.10^{-4}s$.
La raideur tangentielle de frottement est prise aussi grande que possible pour assurer la stabilité du schéma, soit $K_T = 900000\,N/m$. La valeur $K_T = 1000000\,N/m$ conduit à une instabilité numérique.
La raideur normale K_N doit être prise égale à $20\,N/m$ pour compenser exactement le poids de la masse. (la valeur du jeu est de $0{,}50\,m$). Toute autre valeur conduit à des résultats aberrants.

3.2 Caractéristiques du maillage

Nombre de nœuds : 1
Nombre de mailles et types : 1 POI1

4 Résultats de la modélisation A

4.1 Valeurs testées

Identification	Réfé-rence	*Aster* ADAPT ORDRE2	*Aster* DEVOGE	*Aster* EULER	*Aster* R-K 54	*Aster* R-K 32	% différence max
$a0=15$	15,2671	15,2661	15,2665	15,2668	15,2655	15,2661	0,0065%
$a0=1{,}5$	0,409062	0,409067	0,409067	0,409067	0,409071	0,409068	0,0078%
$a0=1{,}01$	2,26164E-4	2,2715E-4	2,26108E-4	2,26112E-4	2,26105E-04	2,31715E-04	2,45%
$a0=0{,}99$	0	0	0	0	0	0	0%

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)

5 Synthèse des résultats

Le cas-test valide le calcul de la puissance d'usure avec POST_DYNA_MODA_T après un calcul transitoire sur base modale, aussi bien sur un schéma à pas variables (ADAPT_ORDRE2, RUNGE_KUTTA54 et RUNGE_KUTTA32) que sur des schémas à pas constants (Euler et Devogeleare). En particulier les micro-vitesses tangentielles induites par le modèle de contact par pénalisation, lors des phases d'adhérence, sont correctement annulées.

L'influence du ressort ajouté reste en deçà des précisions obtenues.

La raideur tangentielle du contact est l'élément limitant pour une précision supérieure. La convergence des résultats vers la solution de référence a été vérifiée. La raideur tangentielle a été prise aussi grande que possible pour assurer la stabilité du schéma avec $dt = 10^{-4} s$.

Les tolérances dans les tests-resu sont prises juste au-dessus des différences trouvées.

Document diffusé sous licence GNU FDL (http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html)